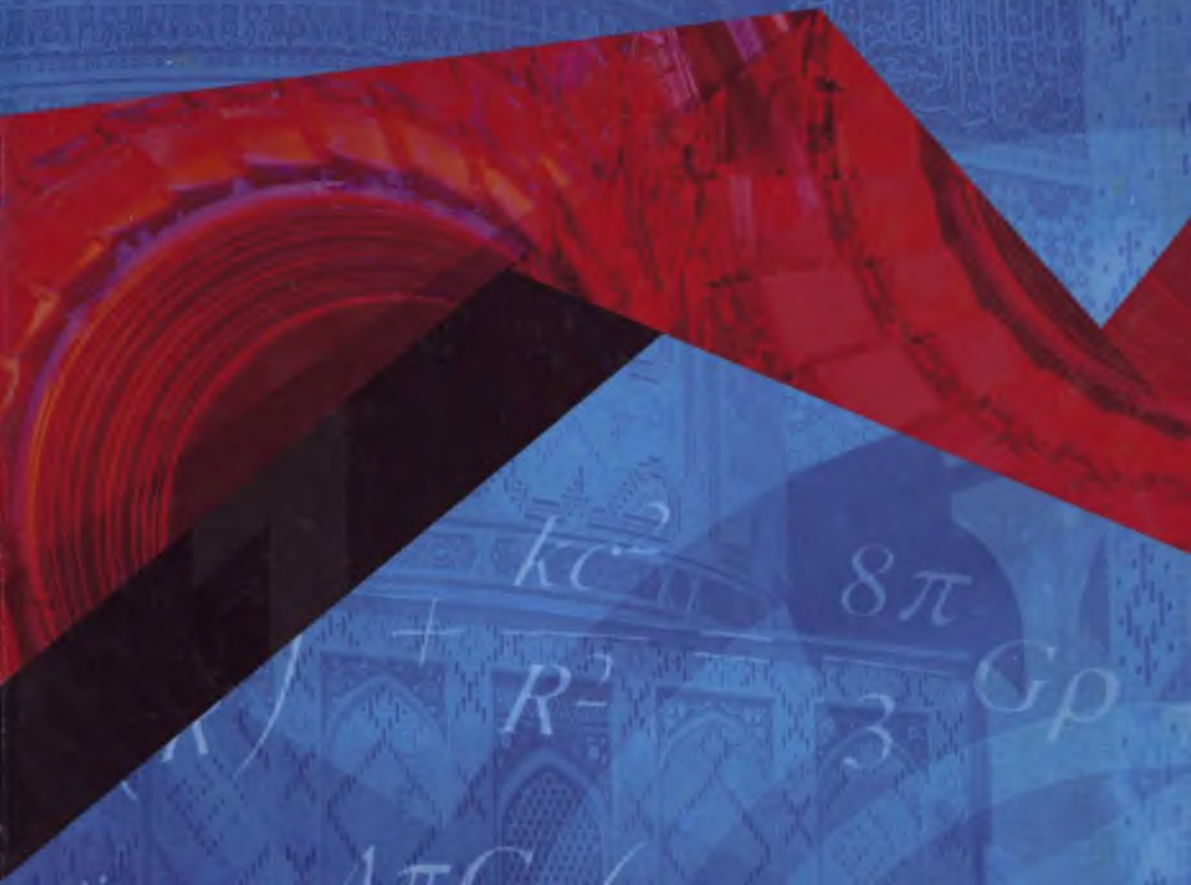


53

A15

Q.P. Abduraxmanov,
V.S. Xamidov, N.A. Axmedova

FIZIKA



**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI AXBOROT
TEXNOLOGIYALARI VA KOMMUNIKATSIYALARINI
RIVOJLANTIRISH VAZIRLIGI**

**MUHAMMAD AL-XORAZMIY NOMIDAGI TOSHKENT
AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI**

**Q.P. ABDURAXMANOV, V.S. XAMIDOV,
N.A. AXMEDOVA**

FIZIKA

*O‘zbekiston Respublikasi
Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi
tomonidan darslik sifatida tavsiya etilgan*

TOSHKENT – 2018

UO'K: 53 (075.8)
KBK 22.3 ya 73
A 15

A 15 Q.P. Abduraxmanov, V.S. Xamidov, N.A. Axmedova. Fizika. –T.: «Aloqachi», 2018, 655 bet.

ISBN 978–9943–5145–0–8

«Fizika» darsligi texnika yo'nalishida tahsil olayotgan talabalarning fizika fanini chuqurroq o'zlashtirishlari va mustaqil shug'ullanishlari uchun mo'ljallangan. Ushbu darslik asosan, Davlat ta'lim andozasining texnika universitetlari ta'lim yo'nalishlari bo'yicha fizika fanining namunaviy dasturi mazmuni asosida tayyorlangan, O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining 2009-yil 51-sonli buyrug'iga asosan (ro'yxatga olish raqami 146) chop etishga ruxsat berilgan, 2015-yilda chop etilgan nashri, xorijiy mamlakatlardagi yetakchi oliy o'quv yurtlarida tayyorlangan darsliklardan foydalangan hamda boblarni o'zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan axborot texnologiyalari, pedagogik dasturiy vositalar, test savollari, masalalar yechimlari keltirilgan holda qayta ishlandi.

UO'K: 53 (075.8)
KBK 22.3 ya 73

Taqrizchilar:

A.T.Mamadalimov – O'zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi akademigi, fizika-matematika fanlari doktori, professor;

E.Z.Imamov – fizika-matematika fanlari doktori, professor.

ISBN 978–9943–5145–0–8

© «Aloqachi» nashriyoti, 2018.

SO‘Z BOSHI

Ushbu darslik asosan, Davlat ta’lim andozasining texnika universitetlari ta’lim yo’nalishlari bo’yicha fizika fanining namunaviy dasturi mazmuni asosida tayyorlangan va 2015-yilda chop etilgan nashri xorijiy mamlakatlardagi yetakchi oliy o’quv yurtlarida tayyorlangan darsliklardan foydalangan hamda boblarni o’zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar, test savollari, masalalar yechimlari keltirilgan holda qayta ishlangan.

Fizika fani – tabiat hodisalarining oddiy va umumiy qonuniyatlarini, moddalar tuzilishi va xususiyatlarini, ularning harakati qonuniyatlarini o’rgatuvchi fandır.

«Fizika» so’zi grekcha «physics» – tabiat so’zidan kelib chiqadi, shuning uchun tabiat va texnikaviy fanlarning asosi hisoblanadi.

Fizikaning qonunlari ma’lumotlar va faktlarga asoslangan bo’lib, asosan, tajribalarda o’rnatilgan va matematik tilda ifodalangan miqdoriy tenglamalardan iboratdir. Shu sababli u aniq fanlar qatoriga kiradi.

«Fizika» darsligi texnika yo’nalishida tahsil olayotgan talabalarning fizika fanini chuqurroq o’zlashtirishlari va mustaqil shug’ullanishlari uchun mo’ljallangan. Ushbu darslik O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o’rta mazsus ta’lim vazirligining 2009 yil 51-sonli buyrug‘iga asosan (ro’yxatga olish raqami 146) chop etishga ruxsat berilgan, 2015-yilda chop etilgan nashri, xorijiy mamlakatlardagi (Madison University, Californiya State Polytechnic University, Cambridge University, BISC, Yale Universiteti (AQSH), Myunxen texnika universiteti (TUM), Kyungpook National University) yetakchi oliy o’quv yurtlarida tayyorlangan, xususan:

1. Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, Ninth Edition Raymond A. Serway and John W. Jewett, Jr. Publisher: Brooks Cole; 9 edition (January 17, 2013)

2. Physics Principles with Applications Sixth Edition by Douglas C. Giancoli. University of California, Berkeley darsliklardan foydalangan holda tayyorlangan bolib, boblarni o’zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan axborot - kommunikatsiya texnologiyalari (ta’limiy saytlar, masofaviy ta’lim platformalari), pedagogik dasturiy vositalar (<https://phet.colorado.edu/> taqdim etilayotgan modellar Open Source kiritilgan va xohlagan foydalanuvchi ulardan bepul foydalanishi mumkin. PhET dagi modellar soni 100 dan ortiq), test savollari (test savollari maxsus testlovchi dasturiy ta’minotlar yordamida yaratilgan bo’lib, foydalanuvchi shaxsiy kompyuter yoki smartfon orqali dunyoning ixtiyoriy nuqtasidan internetdan foydalangan holda bilimni tekshirishi mumkin). Axborot-kommunikatsiya texnologiyalarining rivojlanishi natijasida ta’lim jarayonida internet texnologiyalarining kirib kelishi bilim olish sifatini oshirishga sabab bo’lmoqda. Fizika kursini o’zlashtirishda an’anaviy ravishda kitobda berilgan qoida va ta’riflarni o’qib-o’rganishida o’zini-o’zi nazorat qilish qiyin masala hisoblanadi. Internet texnologiyalari orqali esa bilim olish jarayonida qanchalik o’zlashtirganini bilish va nazorat qilib borish imkoniyatini beradi. Xususan, bu darslik kitobi internet texnologiyalaridan foydalanilgan holda <http://estudy.uz> va <http://fizika.uz> saytlari orqali qo’llab-quvvatlanadi. Talaba shu sayt orqali kitobda keltirilgan mavzulardagi animatsion roliklar, pedagogik dasturiy vositalar orqali namoyish tajribalarini ko’rishlari mumkin. Talaba bilimni online ravishda test topshiriqlari orqali nazorat qilishi va o’zini-o’zi baholashi mumkin bo’ladi. Shuningdek, fizikaviy jarayonlarni chuqurroq o’zlashtirishlari maqsadida virtual laboratoriya ishlarini bajarishlari va ularning mustaqil ta’lim jarayonidagi faolligini

monitoring qilishda (<http://fizika.uz> va <http://estudy.uz>) ta'limni boshqaruvchi tizim (LMS) orqali bajarishlari mumkin.

Darslikda keltirilgan mavzular bo'yicha professor - o'qituvchilar ma'ruza mashg'ulotlarini olib borishlari uchun maxsus mo'ljallangan taqdimot fayllarini <http://fizika.uz> sayti orqali yuklab olishlari mumkin.

Talabalar kitobni qo'llab - quvvatlovchi <http://fizika.uz> saytiga shaxsiy kompyuter, mobil telefonlar orqali ham kirishlari mumkin.

Ushbu darslik jismlarning harakati, tebranish va to'liqlar, issiqlik nurlanishi, tovush to'liqlari, yorug'lik tabiati va hodisalari, elektr va magnetizm sohalarini o'z ichiga olgan klassik fizika va tarkibida nisbiylik nazariyasi, atom tuzilishi, kvant nazariyasi, kondensatsiyalangan muhitlar, yadro fizikasi, elementar zarrachalar, kosmologiya va astrofizika sohalarini bo'lgan zamonaviy fizikadan tashkil topgan. Biz bu hamma mavzularni - mexanikaviy harakatdan boshlab to fundamental zarrachalar va kosmos bilan bog'liq eng so'nggi natijalargacha ushbu kitobda ko'rib chiqamiz. Eng avvalo, darslik umumiy fizika nomi ostida "fan" va amaliy fan sifatida keltiriladi.

Ushbu kitobning "Astrofizika va kosmologiya" bobini tayyorlashda mutaxassis sifatida yordam bergan Fizika kafedrasining dotsenti, fizika-matematika fanlari doktori Axmadjon Abdujabbarovga mualliflar chuqur minnatdorchilik bildiradilar.

Mualliflar ushbu darslik haqidagi fikr va mulohazalaringizni vkhamidov@gmail.com manzilga yuborishingizni mamnuniyat bilan kutadi.

I BOB. MEXANIKA - KINEMATIKA

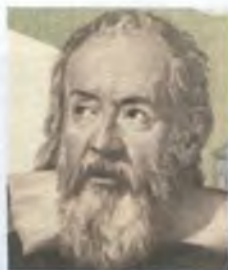


Mundarija

- 1-§. Mexanikaviy harakat
- 2-§. Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt
- 3-§. Moddiy nuqta kinematikasi
- 4-§. Nuqtaning aylana bo'ylab harakati
- 5-§. Egri chiziqli harakat

I BOB. MEXANIKA - KINEMATIKA

1-§. Mexanikaviy harakat

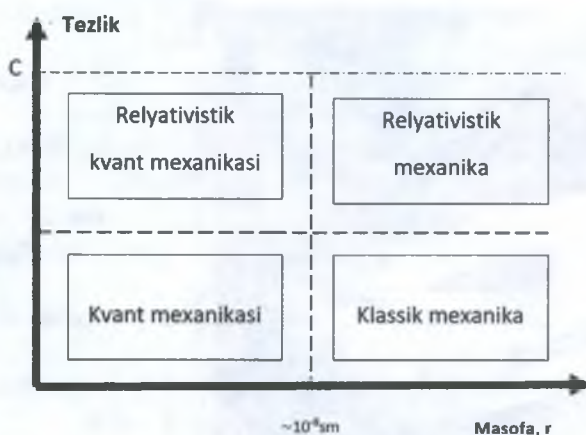


Galileo Galilei
Italiya fizigi va astronomi
(1564-1642)

Vaqt o'tishi bilan jismning fazodagi vaziyatining boshqa jismlarga nisbatan o'zgarishi *jismning mexanikaviy harakati* deb ataladi.

Galiley - Nyutonning mexanikasi *klassik mexanika* deb ataladi. Klassik mexanika, tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligidan sezilarli ravishda kichik tezlikka ega bo'lgan makroskopik jismlarning harakati qonunlarini o'rganadi [1-4].

Yorug'lik tezligiga yaqin yoki teng tezliklarga ega bo'lgan makroskopik jismlar harakati qonunlarini maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan *relyativistik mexanika* o'rganadi.



1 - rasm. Mexanika bo'limlarining nisbiy joylashishi

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi:

1) kinematika; 2) dinamika; 3) statika.

Kinematika – jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay o'rganadi.

Dinamika – jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini bilgan holda o'rganadi.

Statika – jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganadi.

2-§. Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt

Klassik mexanikada o'rganiladigan eng sodda ob'yekt moddiy nuqta hisoblanadi.

Moddiy nuqta deb, ma'lum massaga ega bo'lgan, o'lchami o'rganiladigan masofalarga nisbatan juda kichik bo'lgan jismga aytiladi.

Moddiy nuqta tushunchasi abstraktdir. Masalan, Yerning o'lchami Quyoshgacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun, Quyosh atrofidagi harakatida uni

moddiy nuqta deb faraz qilish mumkin. Bunda Yerning butun massasi uning geometrik markazida mujassamlangan, deb hisoblanadi.

Jismlar biri - biri bilan o'zaro ta'sirlashganda ularning shakli va o'lchamlari o'zgarishi mumkin.

Har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan jism *absolyut qattiq jism* deb ataladi.

Qattiq jismning qismlari yoki ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmasdir. Qattiq jismlarning istalgan harakati ilgariylanma va aylanma harakatlar majmuasidan iborat.

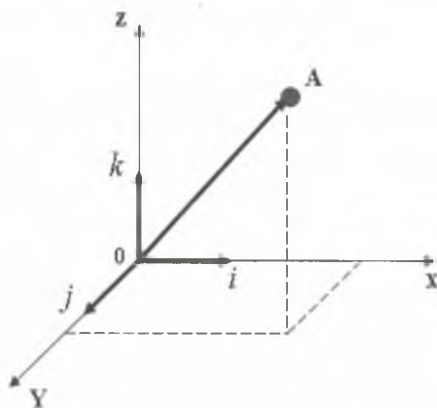
Ilgariylanma harakat – bu shunday harakatki, unda harakat qilayotgan jism bilan mustahkam bog'langan istalgan to'g'ri chiziq boshlang'ich holatiga nisbatan parallelligini saqlab qoladi.

Aylanma harakat – bu harakatda jismning barcha nuqtalarining harakat trayektoriyalari aylanalardan iborat bo'lib, ularning markazi esa, aylanish o'qi deb ataladigan to'g'ri chiziqda yotadi.

Jismlar harakatini tekshirishda, ularning vaziyatini boshqa, shartli ravishda qo'zg'almas deb qabul qilingan jismning holatiga nisbatan aniqlash kerak.

Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlashga imkon beradigan, qo'zg'almas jism bilan bog'langan koordinatalar tizimi *fazoviy sanoq tizimi* deb ataladi.

Tanlab olingan fazoviy sanoq tizimidagi har bir nuqtaning o'rmini uchta x, y, z koordinatalar orqali ifodalash mumkin (2-rasm).



2- rasm. Fazoviy sanoq tizimida moddiy nuqtaning koordinatalari

Koordinata boshidan A nuqtagacha yo'naltirilgan kesma *radius - vektor* deb ataladi. Radius - vektor \vec{r} ning koordinatalari x, y, z o'qlardagi proyeksiyalaridan iborat, ya'ni:

$$\vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k} , \quad (2.1)$$

bu yerda $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ koordinata o'qlari bo'ylab yo'nalgan birlik vektorlardir [4].

Agar A moddiy nuqtaning biror sanoq tizimidagi radius - vektori \vec{r} bo'lsa, uning x, y, z koordinatalari t vaqtning funksiyasi ko'rinishida ifodalanadi:

$$\vec{r} = \vec{r}(t) ; x = x(t) ; y = y(t) ; z = z(t) , \quad (2.2)$$

$$\Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0 = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k} - (x_0 \cdot \vec{i} + y_0 \cdot \vec{j} + z_0 \cdot \vec{k}) =$$

$$= x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k} - x_0 \cdot \vec{i} - y_0 \cdot \vec{j} - z_0 \cdot \vec{k} = \vec{i} \cdot (x - x_0) +$$

$$+ \vec{j} \cdot (y - y_0) + \vec{k} \cdot (z - z_0) = \vec{i} \cdot \Delta x + \vec{j} \cdot \Delta y + \vec{k} \cdot \Delta z$$

Jismning t_0 dan t gacha bo'lgan vaqt oralig'idagi $\Delta\vec{r}$ natijaviy ko'chishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}(t) - \vec{r}(t_0) = \int_{t_0}^t d\vec{r}' = \int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt' . \quad (2.3)$$

Har qanday harakatni o'rganish uchun fazoda turli sanoq tizimlarini tanlab olish mumkin. Shuni qayd etish kerakki, turli sanoq tizimlarida ayni bir jismning harakati turlicha bo'ladi. Lekin sanoq tizimi sharoitga qarab tanlanadi. Masalan, jismlarning harakati Yer bilan bog'langan sanoq tizimi yordamida o'rganiladi.

Yerning sun'iy yo'ldoshlari, kosmik kemalarning harakati esa, Quyosh bilan bog'liq bo'lgan geliotsentrik sanoq tizimida tekshiriladi.

Ma'lum bir tanlangan sanoq tizimidagi nuqta holatini belgilovchi x, y, z koordinatalar qandaydir sonlardan iborat deb hisoblasak, eng avval, ularni o'lchash usulini yoki prinsipini tanlashimiz kerak.

Fazodagi nuqta yoki jism holatini belgilovchi x, y, z koordinatalar uzunlikdan iborat bo'lgani uchun, uzunlikni o'lchash usulini tanlash kerak bo'ladi. Odatda, uzunlikni o'lchash uchun, qandaydir qattiq sterjenni namuna deb hisoblab, uni o'lchov birligi deb qabul qilinadi. Nuqtaning fazodagi koordinatalaridan birini o'lchash uchun, shu yo'nalishga o'lchov birligi bo'lgan namuna necha marta joylashishining soni aniqlanadi. Ana shu son tanlangan yo'nalishdagi jismning uzunligini belgilaydi. Agarda bu son butun bo'lmasa, namuna mayda bo'laklarga (o'ndan bir qismi, yuzdan bir qismi va h.k.) bo'linadi.

Bunday o'lchash to'g'ridan - to'g'ri o'lchash deb ataladi. Ammo bu usul kamchiliklardan xoli emas. Masalan, Yerning radiusini, Yerdan Oygacha va Quyoshgacha bo'lgan masofalarni o'lchashda namunadan foydalanib bo'lmaydi.

Bizning Galaktikamiz o'lchamlari tartibi taxminan $\sim 10^{20}$ metrga yaqin. Ikkinchi tarafdan, qattiq jismlar atomlari orasidagi masofalar $\sim 10^{-10} m$ yoki ayrim yadro zarrachalari o'lchami $\sim 10^{-15} m$ ga tengdir. Bu hollarda, to'g'ridan-to'g'ri o'lchash usulini qo'llab bo'lmaydi, uzunlikni o'lchash uchun boshqa o'lchash prinsiplarini tanlashga majburmiz.

Katta masofalarni o'lchashda namunalardan foydalanish imkoniyati bo'lmagani uchun yorug'lik nurining tarqalish tezligidan foydalaniladi. Kichik masofalarni o'lchash uchun esa, aniq tuzilishli moddalarning fizikaviy xususiyatlaridan foydalaniladi.

Vaqt ham fizikaviy kattalik bo'lgani uchun uning miqdoriy qiymatlari ayrim sonlardan iborat bo'ladi.

Ammo uzunlikka o'xshash vaqtning absolyut qiymati yo'q. Vaqt deganda qandaydir vaqt oralig'ini tushunish kerak.

Vaqtning amaliy o'lchash usullaridan biri Yerning o'z o'qi atrofida aylanishdagi Quyosh sutkasidan iborat. Unga ketgan vaqtning 86400 dan bir ulushi sekunddir [1].

Vaqtning o'lchash usullarining eng anig'i deb Seziy atomining asosiy holatlariga tegishli ikki energetik sathlar orasini o'tishda elektromagnit nurlanishning 9192631770 marta tebranishiga ketgan vaqt olinadi. Bu vaqt bir sekunda tengdir (*1 - Ilovaga q.*) [18].

3-§. Moddiy nuqta kinematikasi

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab harakatini kuzataylik (*3 - rasm*).

To'g'ri chiziq Ox koordinata o'qi bo'ylab joylashgan, deb hisoblaymiz. Moddiy nuqta holati quyidagi ifoda bilan belgilanadi:

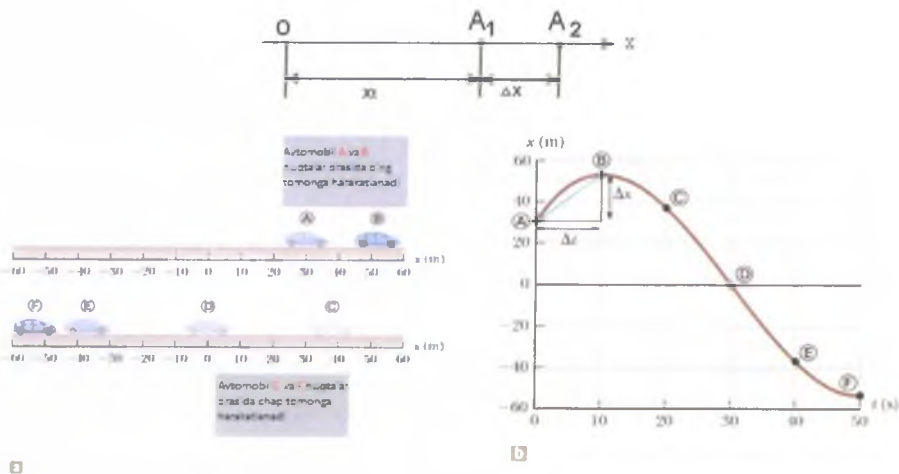
$$x = x(t).$$

Belgilangan t vaqtda moddiy nuqta koordinatasi $x_1 = x(t)$ bo'lgan A_1 holatda deb hisoblaymiz. Δt vaqtdan so'ng moddiy nuqta koordinatasi $x_2 = x(t + \Delta t)$ bo'lgan A_2 holatga ko'chadi. Demak, moddiy nuqta Δt vaqt ichida Δx yo'lni bosib o'tadi:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = x(t + \Delta t) - x(t).$$

Bosib o'tilgan Δx yo'lni Δt vaqt oralig'iga nisbati moddiy nuqtaning *o'rtacha tezligi* deb ataladi

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad (3.1)$$



3 - rasm. Moddiy nuqtaning Ox o'qi bo'yicha to'g'ri chizikli harakati [2]

$\Delta t = t - t_0$ vaqt oralig'idagi o'rtacha tezlik quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt' = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (3.2)$$

Agarda Δt vaqt oralig'i nisbatan katta bo'lsa, o'rtacha tezlik tushunchasi o'rinli bo'ladi. Ammo Δt vaqt oralig'ini kichraytira borsak, natijada $\Delta x / \Delta t$ nisbat ma'lum bir chegaraviy qiymatga intiladi.

Bu chegaraviy qiymat moddiy nuqtaning *oniy tezligi* deb ataladi.

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad (3.3)$$

Matematikada bu ifoda $x(t)$ ifodadan t vaqt bo'yicha olingan *hosila* deb aytiladi:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt} \quad (3.4)$$

Bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila moddiy nuqtaning *oniy tezligi* deb ataladi.

Ko'pincha moddiy nuqtaning tezligi vaqtning funksiyasidan iborat bo'ladi, ya'ni $v = v(t)$.

Bu tezlikning vaqt birligida o'zgarishi nuqtaning *o'rtacha tezlanishi* deb ataladi.

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad (3.5)$$

$\Delta t = t - t_0$ vaqt oralig'idagi o'rtacha tezlanish quyidagi ifoda bilan aniqlanadi¹:

$$\langle \vec{a} \rangle = \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^t \vec{a}(t') dt' = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$$

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} = \frac{dv}{dt}$$

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (3.6)$$

Bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila moddiy nuqtaning *oniy tezlanishi* deb ataladi.

¹ Ta'kidlab o'tamizki, $f(x)$ funksiyaning o'rtacha qiymati quyidagicha hisoblanadi:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx$$

Bosib o'tilgan S yo'lni, tezlik funksiyasini 0 dan t vaqtgacha chegarada integrallash yo'li bilan hisoblash mumkin:

$$s = \int_0^t v(t) dt \quad (3.7)$$

Agar harakat to'g'ri chiziqli tekis harakatdan iborat bo'lsa, $v = const$ bo'ladi.

$$s = \int_0^t v \cdot dt = vt \quad (3.8)$$

bundan,

$$v = \frac{s}{t} \quad (3.9)$$

Agar moddiy nuqta harakatining boshlang'ich momentida ($\Delta t = 0$) tezlik v_0 ga teng bo'lsa:

$$v(t) = v_0 + \int_0^t a(t) dt \text{ ga} \quad (3.10)$$

ega bo'lamiz.

Tezlanish o'zgarmas bo'lgan holda ($a = const$) harakat *tekis o'zgaruvchan harakat* deb ataladi. U holda,

$$v_t = v_0 + at, \quad (3.11)$$

$$s = \int_0^t v_t dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (3.12)$$

Agar $a > 0$ bo'lsa, harakat *tekis tezlanuvchan harakat* deyiladi, $a < 0$ bo'lganda esa, *tekis sekinlanuvchan harakat* deb ataladi.

Quyida bir necha masalalarni ko'rib chaqamiz:

1.1-masala [1]. *Yuguruvchining o'rtacha tezligi.* 4-rasmda koordinataning x o'qi bo'ylab harakat qilayotgan yuguruvchining 3s davomidagi $x_1 = 50.0m$ dan $x_2 = 30.5m$ gacha bo'lgan harakati tasvirlangan. Yuguruvchining o'rtacha tezligi qanday?

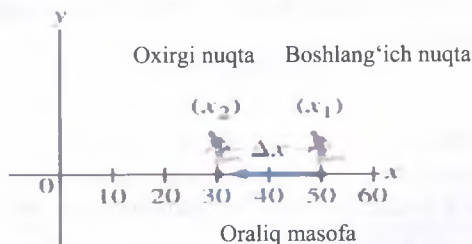
Yondashuv. O'rtacha tezlikni topish uchun ko'chishni shu ko'chishga ketgan vaqtga bo'lish talab etiladi.

Yechim. Ko'chish quyidagicha topiladi:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = 30.5m - 50.0m = -19.5m.$$

Ketgan vaqt masala shartida berilgani kabi $\Delta t = 3s$ va o'rtacha tezlik ifodasidan (3.1-ifoda) foydalanib topamiz:

$$\Delta v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{-19.5m}{3.00s} = -6.5 \frac{m}{s}$$



4 - rasm. 1.1- masalaga. Odam $x_1 = 50.0 \text{ m}$ dan $x_2 = 30.5 \text{ m}$ gacha yugurmoqda. Uning ko'chishi 19.5 m ga teng

Ko'chish va o'rtacha tezlikning manfiyligi yuguruvchining yo'nalishi, 4-rasmda tasvirlangani kabi, x o'qining chap tarafga yo'nalganligini anglatadi., Yuguruvchining o'rtacha tezligi chap tarafga yo'nalgan va 6.5 m/s ga teng.

1.2-masala [1]. Velosipedchining harakatlangan masofasi. Agar velosipedchi to'g'ri yo'lda o'rtacha 18 km/soat tezlik bilan harakat qilsa, u 2.5 soat da qancha masofani o'tadi?

Yondashuv. Bosib o'tilgan masofani Δx uchun ko'chish tenglamaqsidan topamiz.

Yechim. Masofani topish uchun o'rtacha tezlik $\Delta v = \Delta x / \Delta t$ ifodasining ikkala tamoni Δt ga ko'paytiramiz:

$$\Delta x = v \Delta t = (18 \text{ km/soat})(2.5 \text{ soat}) = 45 \text{ km}.$$

1.3-masala [1]. Avtomobil tezlikni o'zgartiradi. Avtomobil o'zgarimas 50 km/soat tezlik bilan 100 km yurdi. Keyin u tezligini 100 km/soat ga oshirdi va yana 100 km yo'1 yurdi. Avtomobilning 200 km masofadagi o'rtacha tezligi qanday bo'lgan?

Yondashuv. Masalani yechish uchun o'rtacha tezlik ifodasidan foydalanamiz.

Yechim. O'rtacha tezlik:

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{100 \text{ km} + 100 \text{ km}}{2.0 \text{ soat} + 1.0 \text{ soat}} \approx 67 \frac{\text{km}}{\text{soat}}$$

E'tibor bering. Ikkala tezlikning o'rtachasini $(50 \text{ km/soat} + 100 \text{ km/soat}) / 2 = 75 \text{ km/soat}$ deb hisoblasak, xato javob bo'lar edi.

1.4-masala [1]. To'g'ri chiziqli yo'lda avtomobil tinch holatdan 60 km/soat gacha $5,0 \text{ sek}$ davomida tezlanish bilan harakat qildi. Uning o'rtacha tezlanishi qancha?

Yondashuv. O'rtacha tezlanish 5 s oraligidagi tezlikning o'zgarishiga teng. Boshlang'ich tezligi $v_1 = 0 \text{ ga}$, oxirgi tezligi $v_2 = 60 \text{ km/s}$ ga teng.

Yechim. (3.5) ifodaga asosan,

$$\bar{a} = \frac{(60 \text{ km/soat}) - (0 \text{ km/soat})}{5 \text{ s}} = (12 \text{ km/soat}) / \text{s} = \frac{12000 \text{ m}}{5 \text{ s}^2} = 2400 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

Buni «bir sekunda oʻn ikki kilometr soat» deb oʻqiladi va tezlik har bir sekunda oʻrtacha 12km/soat ga oʻzgarishini bildiradi. Boshqacha aytganda, tezlanishni oʻzgarimas deb faraz qilib, birinchi sekunda avtomobil tezligi noldan 12km/soat gacha ortganini, keyingi sekunda yana 12km/soat ortganini, yaʼni tezlik 24km/soat ga ortganini koʻramiz va h.k. (Agar oniy tezlanish oʻzgarimas boʻlmasa, albatta bu sonlar turlicha boʻladi).

Keltirilgan yuqoridagi masalada hisoblab chiqilgan tezlanish ikkita vaqt birligini oʻz ichiga oladi – soat va sekundni. Koʻp hollarda sekunddan foydalanish afzal koʻriladi, bunday holda 60km/soat ni quyidagicha oʻzgartiramiz:

$$(60 \text{ km/soat}) \times [0.278(\text{m/s})/(\text{km/soat})] = 17 \text{ m/s}$$

va biz
$$\bar{a} = \frac{(17 \text{ m/s}) - (0 \text{ m/s})}{5 \text{ s}} = 3.4 \text{ m/s}^2$$
 ni olamiz.

Xalqaro birliklar tizimi – «XBT»da tezlik *metr/sekund* bilan oʻlchanadi.

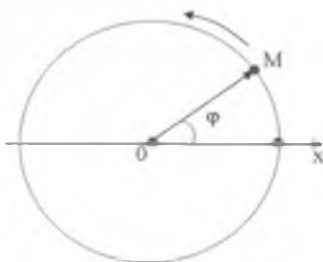
$$[v] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{m}{s}$$

Tezlanish esa,

$$[a] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{m}{s^2}$$

4-§. Nuqtaning aylana boʻylab harakati

Moddiy nuqtaning aylana boʻylab harakati 5 - rasmda keltirilgan. M moddiy nuqtaning holati oʻzgarimas OX oʻqi bilan OM radius - vektor orasidagi φ burchak bilan belgilanadi.



5 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana boʻylab harakati

Bu holda r radiusda yotgan har xil nuqtalarning chiziqli tezliklari har xil boʻladi (v_1, v_2, \dots , va h.k.). Shuning uchun aylanma harakatda moddiy nuqtaning tezligi uchun alohida kattalik kiritiladi.

Oʻzgarimas OX oʻqi bilan OM radius - vektor orasidagi burchakdan vaqt boʻyicha olingan birinchi tartibli hosila *burchak tezlik* deb ataladi.

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}$$

Agar burchak tezlik ω o'zgarmas bo'lsa, aylana bo'ylab harakat *tekis aylanma harakat* deb ataladi. Moddiy nuqta bir marta to'liq aylanishda $\varphi = 2\pi$ burchakka buriladi. 2π burchakka burilishga ketgan vaqt T *aylanish davri* deb ataladi.

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T} ; T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (4.1)$$

Birlik vaqt ichida aylana bo'ylab qilingan to'liq aylanishlar soni *aylanish chastotasi* deb ataladi.

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} , \omega = 2\pi\nu \quad (4.2)$$

Burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila yoki φ - burchakdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila *burchak tezlanish* deb ataladi.

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (4.3)$$

XM aylana yoyi uzunligini S deb hisoblasak, chiziqli tezlik va chiziqli tezlanishni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$v = \frac{ds}{dt} , a = \frac{d^2s}{dt^2} . \quad (4.4)$$

Aylana radiusini \vec{r} deb belgilasak, S aylana yoyi quyidagiga teng bo'ladi:

$$s = r\varphi . \quad (4.5)$$

U holda burchak tezlik va tezlanishlarni radius-vektor orqali ifodalashimiz mumkin:

$$v = \frac{ds}{dt} = r \cdot \frac{d\varphi}{dt} = r \cdot \omega , \quad (4.6)$$

$$a = \frac{d^2s}{dt^2} = r \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} = r \cdot \frac{d\omega}{dt} = r \cdot \beta . \quad (4.7)$$

1.5-masala [1]. Aylanayotgan koptokning tezlanishi. Ipinig uchiga bog'langan 150g massali koptok 0,6m radiusli aylana bo'ylab tekis, 6 - rasmda ko'rsatilgandek harakatlanmoqda. Koptok sekundiga 2 marta aylanadi. Uning markazga intilma tezlanishi qanday?



6-rasm. Aylana bo'ylab tekis harakat uchun \vec{a} va \vec{v} lar doimo perpendikulyar

Yondashuv. Markazga intilma tezlanish $a_n = v^2/r$. Bizga r berilgan va biz berilgan radius va chastotadan ko'ptokning tezligini aniqlashimiz mumkin.

Yechim. Agar ko'ptok sekundiga 2 ta to'liq aylansa, u holda, 0,5 s vaqt intervalida, ya'ni T davrda bitta to'liq aylanadi. Bunda bosib o'tilgan masofa aylananing uzunligi $2\pi r$ ga teng, bu yerda r – aylananing radiusi. U holda ko'ptokning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{2\pi r}{T} = 7,54 \text{ m/s}.$$

Markazga intilma tezlanish esa quyidagiga teng bo'ladi:

$$a_n = \frac{v^2}{r} = 94,7 \text{ m/s}^2.$$

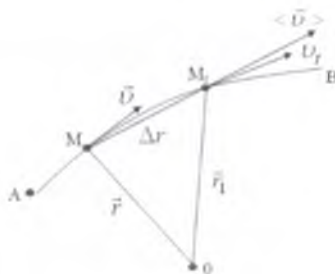
5-§. Egri chiziqli harakat

Egri chiziqli trayektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning chiziqli tezlanish va tezligini ko'rib chiqamiz (7 - rasm).

AB egri chiziqli trayektoriyada harakatlanayotgan moddiy nuqta holatlari \vec{r} radius-vektorning ko'chishi bilan belgilanadi. t vaqt momentida moddiy nuqta $\vec{r} = \vec{r}(t)$ radius-vektorli M holatda bo'ladi, Δt vaqt o'tgandan so'ng moddiy nuqta $\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$ radius-vektorli M_1 nuqtaga ko'chadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, moddiy nuqta AB egri chiziq bo'ylab harakatlanganda, $\vec{r}(t)$ radius-vektor kattaligi va yo'nalishi o'zgaradi.

O'rtacha tezlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t} \quad (5.1)$$



7- rasm. Moddiy nuqtaning egri chiziqli trayektoriya bo'ylab harakati

Bu tezlik vektor kattaligidir, uning yo'nalishi MM_1 xorda yoki $\Delta \vec{r}$ kesma yo'nalishi bilan mos tushadi.

O'rtacha tezlikning Δt vaqtini nolga intilishida olgan chegaraviy qiymati radius-vektor \vec{r} dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng bo'ladi:

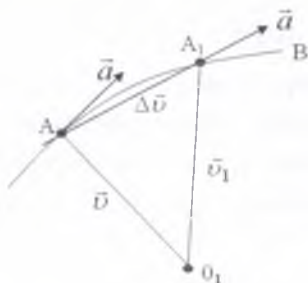
$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (5.2)$$

Bu yerda \vec{v} moddiy nuqtaning egri chiziqli harakatidagi oniy tezligidir. Oniy tezlik yo'nalishi harakatlanayotgan moddiy nuqta trayektoriyasiga urinma yo'nalishda bo'ladi. Oniy tezlik belgilangan t vaqtga tegishli M nuqtada egri chiziqqa urinma bo'ladi. Tezlanish esa, tezlik vektori \vec{v} dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (5.3)$$

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (5.4)$$

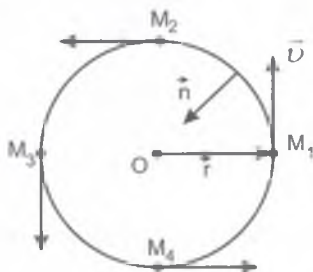
7- va 8-rasmlarga nazar tashlasak, tezlik va tezlanish vektorlari orasidagi o'xshashliklarni ko'ramiz.



8 - rasm. Moddiy nuqtaning tezlik trayektoriyasi

Qo'zg'almas O_1 nuqtaga har xil vaqt momentida harakatlanayotgan nuqtaning tezlik vektorini (\vec{v}) joylashtiramiz. Bu holda v – vektorning oxirini tezlanuvchan nuqta A – deb ataymiz.

Tezlanuvchan nuqtalardan iborat geometrik holatlarni *tezlik trayektoriyasi* deb ataymiz.



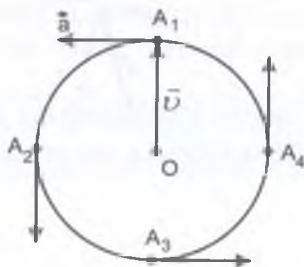
9 - rasm. Moddiy nuqta radiusining aylana bo'ylab harakati

9-rasmda \vec{v} tezlik aylanaga urinma bo'lib yo'nalgan, uning qiymati

$$\vec{v} = \omega \vec{r} = \frac{2\pi \vec{r}}{T} \text{ ga} \quad (5.5)$$

teng.

10-rasmda \vec{v} radiusli vektorning trayektoriyasi aylana ko'rinishda tasvir etilgan. Moddiy nuqtaning M_1, M_2, M_3, M_4 holatlari 9 - rasmda A_1, A_2, A_3, A_4 tezlanish nuqtalarini belgilaydi.



10-rasm. Moddiy nuqta tezlik vektorining aylana bo'ylab harakati

Tezlanish \vec{a} \vec{v} - radiusli aylanaga urinma bo'ylab yo'nalgan.

Tezlanish qiymatini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\vec{a} = \omega v = \frac{2\pi v}{T} = \frac{v^2}{r} \quad (5.6)$$

bu yerda

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{v}{r}$$

Bu markazga intilma tezlanish bo'lib, uni vektor shaklida quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{a}_n = -\omega^2 \vec{r}, \quad (5.7)$$

\vec{a} bilan \vec{r} vektorlar bir - biriga qarama - qarshi yo'nalgani uchun minus ishorasi paydo bo'ldi.

$$\vec{a} = \frac{v^2}{r} \vec{n}$$

bu yerda \vec{n} - nuqtaning aylanma harakati trayektoriyasiga perpendikulyar bo'lgan va aylana markaziga yo'nalgan birlik vektordir, \vec{r} - esa aylanaga urinma yo'nalishda bo'lgan birlik vektordir. Shuning uchun

$$\vec{v} = v \cdot \vec{\tau}.$$

Agar

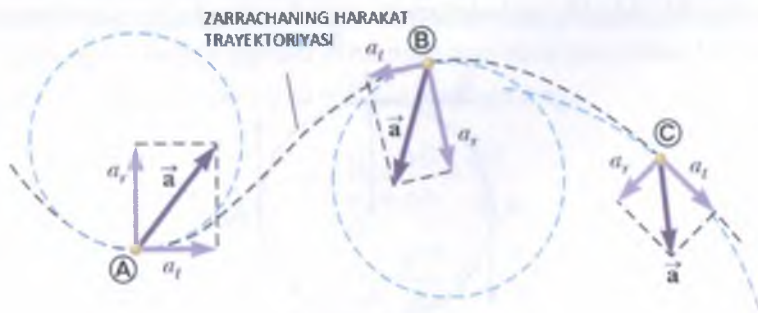
$$\vec{a} = v \frac{d\vec{\tau}}{dt}, \quad \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{v}{r} \vec{n} \quad (5.8)$$

bo'lsa,

$$\vec{a} = \frac{v^2}{r} \cdot \vec{n} \text{ ga}$$

teng bo'ladi.

Moddiy nuqta aylana bo'ylab bir tekis harakat qilganda, tezlanish markazga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni trayektoriyasiga perpendikulyar ravishda bo'ladi (11 - rasm).



11-rasm. Markazga intilma tezlanish

O'zgaruvchi tezlikni differensiyallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{a} = \frac{d(v\vec{\tau})}{dt} = \frac{dv}{dt} \cdot \vec{\tau} + v \cdot \frac{d\vec{\tau}}{dt},$$

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{v}{r} \vec{n},$$

$$\vec{a} = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{r} \vec{n}. \quad (5.9)$$

Demak, tezlanish vektori \vec{a} , $\vec{\tau}$ va \vec{n} birlik vektorlar tekisligida yotar ekan. (5.9) - ifodadagi birinchi had :

$$\vec{a}_t = \frac{dv}{dt} \vec{\tau}, \quad (5.10)$$

aylanaga urinma bo'lgani uchun – *tangensial tezlanish* deb ataladi. Ikkinchi had esa:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n} \quad (5.11)$$

normal tezlanish deb ataladi va u markazga qarab yo'nalgan bo'ladi.

Shunday qilib, umumiy holda \vec{a} – tezlanish tangensial va normal tezlanishlarning geometrik yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n, \quad (5.12)$$

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_t^2} = \sqrt{\left(\frac{v^2}{R}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2}. \quad (5.13)$$

Tangensial tezlanish tezlikning miqdor jihatidan o‘zgarishi hisobiga paydo bo‘ladi.
Normal tezlanish tezlik yo‘nalishining o‘zgarishi hisobiga paydo bo‘ladi.

Tezlanishning tangensial va normal tashkil etuvchilarini hisobga olgan holda harakatning tasniflanishi	
$\vec{v} = const, v = const$ $a_t = 0, a_n = 0, \vec{a} = 0$	To‘g‘ri chiziqli tekis harakat
$a = a_t = const, a_n = 0$ $a_t = a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v - v_0}{t} \quad v = v_0 + at$ $s = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2}$	To‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakat
$a_t = f(t), a_n = 0$	To‘g‘ri chiziqli o‘zgaruvchan tezlanishli harakat
$\vec{v} \neq const, v = const$ $a_t = 0, a_n = const = \frac{v^2}{R}$	Aylana bo‘ylab tekis harakat
$\vec{v} \neq const, v \neq const$ $a_t = 0, a_n = f(t)$ $d\varphi = \omega \cdot dt \Rightarrow \int_{\varphi_0}^{\varphi} d\varphi = \int_0^t (\omega_0 + \beta \cdot t) dt \Rightarrow$ $\varphi - \varphi_0 = \int_0^t \omega_0 \cdot t dt + \int_0^t \beta \cdot t dt = \omega_0 t + \frac{\beta \cdot t^2}{2}$	Egri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakat
$\vec{v} \neq const, v = const$ $a_t = 0, a_n \neq 0$	Egri chiziqli tekis harakat
$a_t = f(t), a_n \neq 0$	Egri chiziqli o‘zgaruvchan tezlanishli harakat

1.6-masala [1]. Tezlanishning ikki tashkil etuvchisi. Poyga avtomobili garajdan harakatini boshlab, $500m$ radiusli aylanma trayektoriya bo'ylab harakatlandi va tekis tezlashib $35m/s$ tezlikka $11s$ da erishdi. Tangensial tezlanishni doimiy deb faraz qilib, tezlik $v=15m/s$ bo'lgan vaqt momentida (a) tangensial tezlanishni va (b) normal tezlanishni toping.

Yondashuv. Tangensial tezlanish avtomobil tezligining o'zgarishiga bog'liq va $a_t = \Delta v / \Delta t$ ifodadan topiladi. Normal tezlanish tezlik vektori yo'nalishining o'zgarishi bilan bog'liq va $a_n = v^2 / r$ ifodadan topiladi.

Yechim. (a) 11 sekundlik vaqt intervalida tangensial tezlanish a_t o'zgarmas deb faraz qilamiz. Uning qiymati quyidagiga teng:

$$a_t = \Delta v / \Delta t = (35 - 0) / 11 = 3,2 m/s^2.$$

(b) $v = 15m/s$ bo'lganda markazga intilma tezlanish quyidagiga teng bo'ladi:

$$a_n = v^2 / r = 15^2 / 500 = 0,45 m/s^2.$$

Izoh. Normal (markazga intilma) tezlanish uzliksiz ravishda o'sib boradi, bu vaqtda esa tangensial tezlanish doimiy qoladi [1].

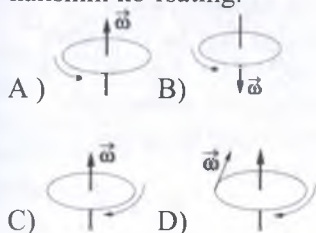
Nazorat test savollari

KINEMATIKA

1. Ko'chishga ta'rif bering.

- A) Moddiy nuqtaning, harakat davomida, fazoda qoldirgan izi.
 B) Ikki nuqta orasidagi masofa.
 C) Koordinatalar boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziq.
 D) Trayektoriyaning boshlang'ich va oxirgi nuqtalarini tutashtiruvchi kesma.

2. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakatlanish trayektoriyasi rasmda ko'rsatilgan. Burchak tezlik vektorining yo'nalishini ko'rsating.



3. Qaysi kinematik bog'lanishda xatolikka yo'l qo'yilgan?

- A) $\mathcal{J} = \omega \cdot r$
 B) $a_r = \varepsilon \cdot r$
 C) $a_r = \frac{\varepsilon}{r}$
 D) $\omega = \omega_0 + \varepsilon \cdot t$

4. Tangensial tezlanish nimani ifodalaydi?

- A) Jismning fazodagi holatining o'zgarishini.
 B) Tezlikni miqdor va yo'nalish bo'yicha o'zgarishini.
 C) Tezlikning miqdor jihatdan o'zgarishini.
 D) Tezlik yo'nalishi o'zgarishini.

5. Normal tezlanish nimani ifodalaydi?

- A) Tezlikning miqdor jihatdan o'zgarishini.
 B) Tezlikning miqdor va yo'nalish bo'yicha o'zgarishini.
 C) Tezlik yo'nalishining o'zgarishini.
 D) Jismning fazodagi holatining o'zgarishini.

6. Jism nuqtalarining normal tezlanishi $a_n = const$, tangensial tezlanishi $a_r = 0$. Bu qanday harakat?

- A) To'g'ri chizikli tekis.
 B) Aylana bo'ylab tekis.
 C) To'g'ri chizikli tekis tezlanuvchan.
 D) Aylana bo'ylab tekis tezlanuvchan.

7. Jism nuqtalarining normal tezlanishi $a_n = 0$, tangensial tezlanishi $a_r = const$. Bu qanday harakat?

- A) To'g'ri chizikli tekis.
 B) Aylana bo'ylab tekis.
 C) To'g'ri chizikli tekis tezlanuvchan.
 D) Aylana bo'ylab tekis tezlanuvchan.

8. Nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakatida to'liq tezlanish vektori ...

- A) Modul va yo'nalish bo'yicha o'zgarmas bo'ladi.
 B) Nolga teng bo'ladi.
 C) Modul bo'yicha o'zgarmas, lekin yo'nalish bo'yicha uzluksiz o'zgaradi.

9. Aylanish chastotasi $2s^{-1}$ bo'lganda

- ...
 A) Jism $2s$ da bir marta aylanadi.
 B) Jism $1s$ da 2 marta aylanadi.
 C) $1s$ da 2 aylana radiusiga teng yo'lni bosib o'tadi.

10. Moddiy nuqta $R = 1m$ radiusli aylana bo'ylab harakatlanmoqda. U A nuqtadan B nuqtaga ko'chishda aylananing $1/3$ qismini o'tadi. Nuqta qancha yo'lni bosib o'tadi (m)?

- A) $1m$.
 B) $1/3m$.

S) $2\pi m$.

D) $2\pi/3m$.

C) $g = \frac{S}{t}$.

D) $\bar{g} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$.

11. Fizikaviy kattalik va uning harfli belgisi mosligini ko'rsating.

A) Tezlik	a) g
B) Tezlanish	b) φ
C) Burilish burchagi	c) T
D) Burchak tezlik	d) ω
E) Burchak tezlanish	e) a

12. Fizikaviy kattalik va uning o'lchov birligi mosligini ko'rsating .

A) Tezlik.	a) rad
B) Tezlanish.	b) m/s^2
C) Burilish burchagi.	c) s
D) Burchak tezlik.	d) m/s
E) Burchak tezlanish.	e) rad/s
F) Aylanish davri.	f) rad/s^2

13. Trayektoriya nima?

- A) Moddiy nuqtaning harakati davomida fazoda qoldirgan izi.
 B) Ikki nuqta orasidagi masofa.
 C) Koordinatalar boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziq.

D) Trayektoriyaning boshlang'ich va oxirgi nuqtalarini tutashtiruvchi kesma.

14. Oniy tezlik ifodasini ko'rsating

A) $\bar{g} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ B) $\bar{g} = \frac{d\vec{r}}{\Delta t}$
 C) $g = \frac{S}{t}$ D) $\bar{g} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$

15. O'rtacha tezlik ifodasini ko'rsating.

A) $\bar{g} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ B) $\bar{g} = \frac{d\vec{r}}{\Delta t}$

16. Tekis o'zgaruvchan to'g'ri chiziqli harakatda tezlanish vektori qanday yo'nalgan?

- A) Tezlanuvchan harakatda tezlik vektori bilan bir tomonga, sekinlanuvchan harakatda esa tezlik vektoriga qarama-qarshi yo'nalgan.
 B) Tezlik vektoriga perpendikulyar.
 C) Tezlik vektori bilan parallel.
 D) Tezlik vektoriga burchak ostida.

17. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni $\vec{r}(t) = \vec{i}(2+t^2) + \vec{j}(6+t^3) + \vec{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich momentida zarracha koordinatalar boshidan ... (m) masofada joylashgan.

- A) 5. B) 2 10.
 C) 8. D) 2.

18. Normal tezlanish ifodasini ko'rsating?

A) $a_n = \frac{g^2}{R}$ B) $a_n = \frac{d^2g}{dt^2}$
 C) $a_n = \frac{g}{t}$ D) $a_n = \frac{g}{R}$

19. Tangensial tezlanish ifodasini ko'rsating?

A) $a_\tau = \omega R$ B) $a_\tau = \frac{d^2g}{dt^2}$
 C) $a_\tau = \frac{g}{t}$ D) $a_\tau = \frac{g^2}{R}$

20. Tezlikni tashkil etuvchilari mos ravishda $a_\tau = 0$, $a_n = const = v^2/R$ ga teng.

Bu qanday harakat?

- A) Aylana bo'ylab tekis harakat.

B) To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.

C) O'zgaruvchan tezlanish bilan to'g'ri chiziqli harakat.

D) To'g'ri chiziqli tekis harakat.

21. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni $\mathbf{r}(t) = \mathbf{i}(1+t^2) + \mathbf{j}(1+t^3) + \mathbf{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich $t = 0$ momentida zarracha koordinatalar boshidan ...(m) masofada joylashgan.

- A) $\sqrt{2}$. B) $\sqrt{3}$.
C) 2. D) 3.

22. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni $\mathbf{r}(t) = \mathbf{i}(1+t^2) + \mathbf{j}(5+t^3) + \mathbf{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich $t = 0$ momentida zarracha koordinatalar boshidan ...(m) masofada joylashgan.

- A) $\sqrt{6}$. B) $\sqrt{26}$.
C) 41. D) 6.

23. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni $\mathbf{r}(t) = \mathbf{i}(4+t^2) + \mathbf{j}(5+t^3) + \mathbf{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich $t = 0$ momentida zarracha koordinatalar boshidan ...(m) masofada joylashgan.

- A) 9. B) $\sqrt{41}$.
C) 41. D) $\sqrt{9}$.

24. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni

$\mathbf{r}(t) = \mathbf{i}(7+t^2) + \mathbf{j}(2+t^3) + \mathbf{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich $t = 0$ momentida zarracha koordinatalar boshidan ...(m) masofada joylashgan.

- A) 5. B) $\sqrt{53}$.
C) $\sqrt{3}$. D) To'g'ri javob yo'q.

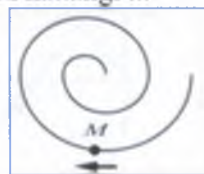
25. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni $\mathbf{r}(t) = \mathbf{i}(5+t^2) + \mathbf{j}(3+t^3) + \mathbf{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich $t = 0$ momentida zarracha koordinatalar boshidan ...(m) masofada joylashgan.

- A) 5. B) $\sqrt{34}$.
C) $\sqrt{3}$. D) Tjy.

26. Zarracha harakati radius-vektorining vaqtga bog'liq o'zgarish qonuni $\mathbf{r}(t) = \mathbf{i}(1+t^2) + \mathbf{j}(2+t^3) + \mathbf{k}t^4$. Vaqtning boshlang'ich $t = 0$ momentida zarracha koordinatalar boshidan ...(m) masofada joylashgan.

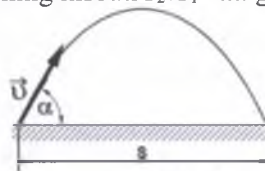
- A) 5. B) $\sqrt{5}$.
C) 3. D) Tjy.

27. M nuqta spiral bo'ylab kattaligi o'zgarmas bo'lgan tezlik bilan strelka yo'nalishida harakatlanmoqda. Bu holda to'liq tezlanish kattaligi ...



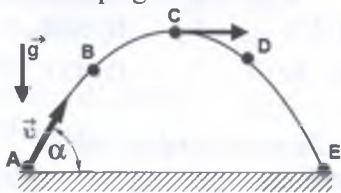
- A) O'zgarmaydi .
B) Ortadi.
C) Kamayadi.
D) Rasmdan aniqlab bo'lmaydi.

28. Ikkita jism gorizont tomon bir xil burchak ostida ϑ va 2ϑ boshlang'ich tezliklar bilan otigan. Agar havoning qarshiligi hisobga olinmasa, uchish masofalarining nisbati s_2/s_1 ga teng .



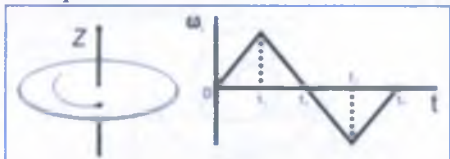
- A) 1. B) 2.
C) 3. D) 4.

29. Tosh burchak ostida \mathcal{G} tezlik bilan gorizont tomon otilgan. Uning bir jinsli og'irlik maydonidagi trayektoriyasi rasmda ko'rsatilgan. Havoning qarshiligi yo'q. Tangensial tezlanishning (a_τ) $A - B - C$ oraliqdagi moduli ...



- A) Kamayadi.
- B) Ortadi.
- C) O'zgarmaydi.
- D) Avval kamayadi, keyin ortadi.

30. Disk o'z o'qi atrofida burchak tezligi proyeksiyasini $\omega_z(t)$ o'zgartirgan holda rasmda ko'satilgandek aylanmoqda. Burchak tezligi vektori Z o'qi bo'ylab yo'nalishi ... vaqt oraliqlarida bo'ladi.



- A) t_2 dan t_3 va t_3 dan t_4 gacha
- B) 0 dan t_1 va t_1 dan t_2 gacha
- C) t_1 dan t_2 va t_3 dan t_4 gacha
- D) t_1 dan t_2 va t_2 dan t_3 gacha

31. $\mathcal{G}(t)$ grafigidan foydalanib jismning $4s$ davomida bosib o'tgan yo'li aniqlansin:

- A) 12
- B) 4
- C) 6
- D) TJY/

32. $\mathcal{G}(t)$ grafigidan foydalanib tezlanish aniqlansin: (m/s^2)

- A) $3/4$
- B) $-3/4$
- C) 6
- D) -6

33. Moddiy nuqta to'g'ri chiziq bo'ylab $x = 4 - 6t + t^2$ tenglama asosida

harakatlanmoqda. Vaqtning qanday qiymatida uning tezligi nolga teng bo'ladi (t, s)?

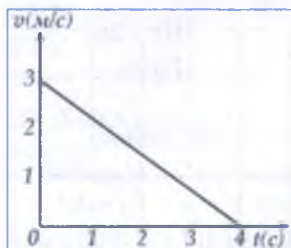
- A) 2.
- B) 3.
- C) 4.
- D) 5.

34. Moddiy nuqta to'g'ri chiziq bo'ylab $x = 3 + 6t^2 - t^3$ tenglama asosida harakatlanmoqda. Vaqtning qanday qiymatida uning tezlanishi nolga teng bo'ladi (t, s)?

- A) 1.
- B) 2.
- C) 3.
- D) 4.

35. Moddiy nuqta to'g'ri chiziq bo'ylab $x = 5 - 2t + t^2$ tenglama asosida harakatlanmoqda. Vaqtning qanday qiymatida uning tezlanishi $2 m/s^2$ ga teng (t, s)?..

- A) Doim.
- B) Hech qachon.
- C) 2.
- D) 3.



36. Moddiy nuqta to'g'ri chiziq bo'ylab $x = 4 - 6t + t^3$ tenglama asosida harakatlanmoqda. Vaqtning qanday qiymatida uning tezlanishi $0,5 m/s^2$ ga teng?

- A) 1.
- B) 2.
- C) 3.
- D) 4.

37. Tekislikda harakatlanayogan, massasi $2kg$ bo'lgan moddiy nuqtaning koordinatalari $x = 2 + t^2$, $y = 3 - t^3$ tenglama bo'yicha o'zgaradi. Vaqtning $t = 1s$ momentida uning tezligi aniqlansin (m/s).

- A) 13.
- B) 12.
- C) 13.
- D) 12.

38. Tekislikda harakatlanayotgan, massasi 2kg bo'lgan moddiy nuqtaning koordinatalari $x = 2 + t^2$, $y = 3 - t^3$ tenglama bo'yicha o'zgaradi. Vaqtning $t=1\text{s}$ momentida bu jisimga qanday kuch ta'sir qiladi?

- A) $2\sqrt{13}$. B) $2\sqrt{10}$.
C) $4\sqrt{10}$. D) $\sqrt{12}$.

39. Aylanayotgan jismning burilish burchagi $\varphi = (0,5 + t)\text{rad}$ tenglama bilan berilgan. Jismning burchak tezlanishi aniqlansin (rad/s^2)?

- A) $0,5$. B) 1 .
C) 0 . D) $1,5$.

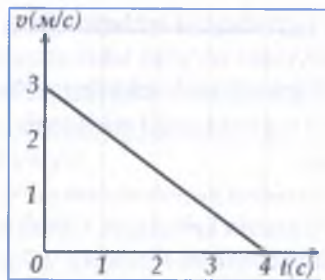
40. Aylanayotgan jismning burilish burchagi $\varphi = (0,5 + t)\text{rad}$ tenglama bilan berilgan. Harakatning burchak tezligi aniqlansin (rad/s)?

- A) $0,5$. B) 1 .
C) 0 . D) $1,5$.

41. Tekislikda harakatlanayotgan, massasi 2kg bo'lgan moddiy nuqtaning koordinatalari $x = 2 + t^2$, $y = 3 - t^3$ tenglamalar bo'yicha o'zgaradi. Vaqtning $t = 1\text{s}$ momentida uning tezlanishi aniqlansin (m/s^2).

- A) $2\sqrt{13}$. B) $2\sqrt{10}$.
C) $\sqrt{13}$. D) $\sqrt{12}$.

42. Tekislikda harakatlanayotgan, massasi 2kg bo'lgan moddiy nuqtaning koordinatalari $x = 2 + t^2$, $y = 3 - t^3$ tenglamalar bo'yicha o'zgaradi. Vaqtning $t = 1\text{s}$ momentida uning kinetik energiyasi aniqlansin.



- A) $2\sqrt{13}$. B) $2\sqrt{10}$.
C) $\sqrt{13}$. D) $\sqrt{12}$.

43. Tekislikda harakatlanayotgan, massasi 2kg bo'lgan moddiy nuqtaning koordinatalari $x = 2 + t^2$, $y = 3 - t^3$ tenglamalar bo'yicha o'zgaradi. Vaqtning $t = 1\text{s}$ momentida uning impulsi ($\text{N}\cdot\text{s}$) aniqlansin.

- A) $2\sqrt{13}$. B) $2\sqrt{10}$.
C) $\sqrt{13}$. D) $\sqrt{12}$.

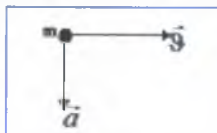
44. XY tekisligida harakatlanayotgan moddiy nuqtaning tezligi vaqt bo'yicha $\vec{v} = 5\vec{i} - 10t\vec{j}$ qonun bilan o'zgarayapti. Quyidagi ifodalardan qaysi biri tezlanishni aniqlaydi?

- A) $a = 10t$. B) $a = 1 - 0t$.
C) 10 . D) 10 .

45. Quyidagi ifodalardan qaysi biri $x(t) = A + Bt + Ct^3$ qonun bo'yicha to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan zarrachaning tezlanishini $a(t)$ vaqtga bog'liqligini to'g'ri ifodalaydi?

- A) $a = 10t$. B) $a = 12Ct$.
C) $a = 3Ct$. D) $a = 10Ct$.

46. Rasmda keltirilgan moddiy nuqtaning m holati harakatning qaysi turiga mos keladi?



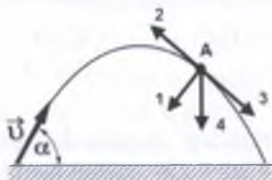
- A) Egri chiziqli tezlanuvchan.
- B) Aylana bo'ylab tekis.
- C) Egri chiziqli sekinlanuvchan.
- D) To'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan.

47. Rasmda keltirilgan moddiy nuqtaning tezlik va tezlanish vektorlarining yo'nalishlari ko'rsatilgan, moddiy nuqtaning harakati qaysi turga mos keladi?



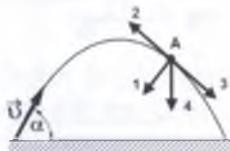
- A) Egri chiziqli tezlanuvchan.
- B) To'g'ri chiziqli tekis sekinlanuvchan.
- C) Egri chiziqli sekinlanuvchan.
- D) To'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan.

48. Rasmda gorizontga burchak ostida otilgan toshning harakat trayektoriyasi ko'rsatilgan. Trayektoriyaning A nuqtasida toshning tangensial tezlanishi qanday yo'nalgan? Havoning qarshiligi hisobga olinmasin.



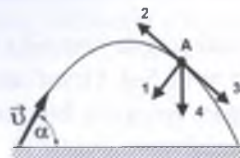
- A) 1.
- B) 2.
- C) 3.
- D) 4.

49. Rasmda gorizontga burchak ostida otilgan toshning harakat trayektoriyasi ko'rsatilgan. Trayektoriyaning A nuqtasida toshning to'liq tezlanishi qanday yo'nalgan? Havoning qarshiligi hisobga olinmasin.



- A) 1.
- B) 2.
- C) 3.
- D) 4.

50. Rasmda gorizontga burchak ostida otilgan toshning harakat trayektoriyasi ko'rsatilgan. Trayektoriyaning A nuqtasida toshning normal tezlanishi qanday yo'nalgan? Havoning qarshiligi hisobga olinmasin.



- A) 1.
- B) 2.
- C) 3.
- D) 4.

51. Qattiq jism Z o'q atrofida aylanmoqda. Burilish burchagining vaqtga bog'liqligi $\varphi = At - \frac{Bt^2}{2}$ qonun bo'yicha ifodalangan. Qaysi momentda jism to'xtaydi?

- A) A/B.
- B) B/A.
- C) A-B.
- D) To'xtamaydi.

52. S - moddiy nuqtaning ko'chish moduli, L - nuqta yo'li. Bu kattaliklar o'rtasida qanday bog'lanishlar bo'lishi mumkin:

- 1) $S > L$.
- 2) $S < L$.
- 3) $S = L$.
- A) 1,2.
- B) 2,3.
- C) 3,1.
- D) Hammasi.

53. Normal tezlanish deb nimaga aytiladi?

- A) To'liq tezlanishning tashkil etuvchisi bo'lib, tezlik vektorini yo'nalish bo'yicha o'zgarishini xarakterlaydi
- B) Tezlik vektorining o'zgarishini xarakterlaydi.
- C) To'liq tezlanishning tashkil etuvchisi bo'lib, tezlik vektorini miqdor jihatdan o'zgarishini xarakterlaydi.

D) Tezlik vektorining tashkil etuvchisi bo'lib, tezlikni yo'nalish bo'yicha o'garishini xarakterlaydi.

54. Tangensial tezlanish deb nimaga aytiladi?

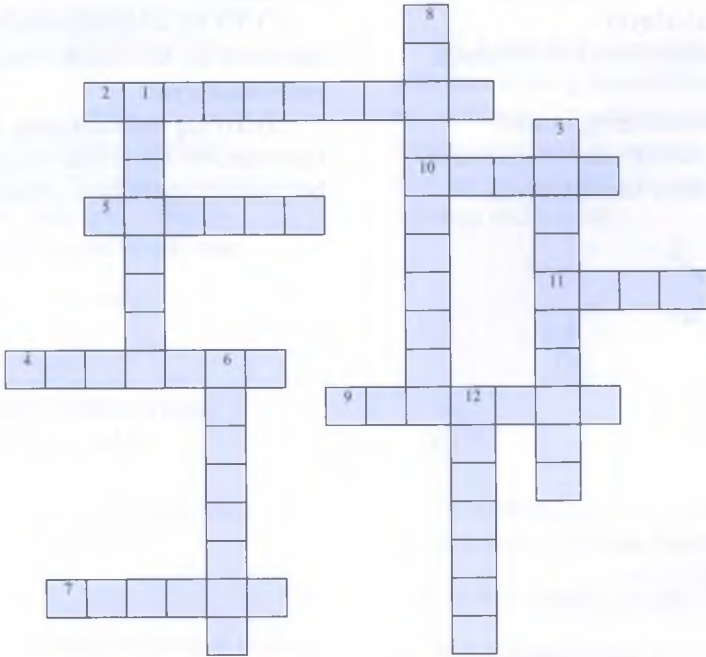
A) To'liq tezlanishning tashkil etuvchisi bo'lib, tezlik vektorini kattalik jihatdan o'zgarishini xarakterlaydi .

B) Tezlik vektorini o'zgarishini xarakterlaydi.

C) To'liq tezlanishning tashkil etuvchisi bo'lib, tezlik vektoriga perpendikulyar.

D) To'liq tezlanishning tashkil etuvchisi bo'lib, tezlik vektorini yo'nalish bo'yicha o'zgarishini xarakterlaydi.

I bob bo'yicha krossvord



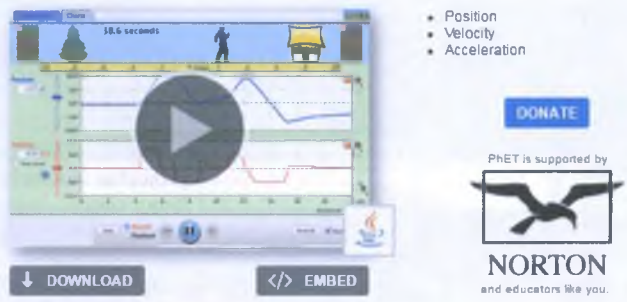

Gorizontal:

2. Aylana bo'ylab harakatda, tezlikni miqdor jihatidan o'zgarishi hisobiga paydo bo'luvchi tezlanish.
4. Birlik vaqt ichida aylana bo'ylab qilingan to'liq aylanishlar soni *aylanish* ... deb ataladi.
5. Aylana bo'ylab harakatda tezlikning yo'nalishi o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladigan tezlanish.
7. Vaqtni o'lchash usullarining eng anig'i sifatida shu modda atomining asosiy holatlariga tegishli ikki energetik sathlar orasini o'tishda elektromagnit nurlanishning 9192631770 marta tebranishiga ketgan vaqt olinadi. Bu vaqt bir sekundga tengdir.
9. Galiley - Nyutonning mexanikasi ... mexanika deb ataladi.
10. Mexanikaning jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganuvchi bo'limi.
11. XBT da masofa o'lchov birligi.

Vertikal:

1. Har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan jism... qattiq jism deb ataladi.
3. Trayektoriyaning boshlang'ich va oxirgi nuqtalarini tutashiruvchi kesma.
6. Agar moddiy nuqtaningi o'zgarmas bo'lsa, u tekis o'zgaruvchan harakat qiladi.
8. Moddiy nuqtaning harakati davomida fazoda qoldirgan izi.
12. Mexanikaning jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganuvchi bo'limi.

Bobni o'zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/moving-man</p> <p>The Moving Man</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Position • Velocity • Acceleration <p>PHET is supported by</p> <p>NORTON and educators like you.</p> <p>↓ DOWNLOAD </> EMBED</p>	<p>Topics Position Velocity Acceleration Description</p> <p>Learn about position, velocity, and acceleration graphs. Move the little man back and forth with the mouse and plot his motion. Set the position, velocity, or acceleration and let the simulation move the man for you.</p> <p>Sample Learning Goals</p> <p>Interpret, predict, and draw charts (position, velocity and acceleration) for common situations.</p> <p>Describe his/her reasoning used to make sense of the charts.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/motion-2d</p> <p>Motion in 2D</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Motion • Acceleration • Velocity <p>PHET is supported by</p> <p>CAROLINA World-Class Support for Science of Motion and educators like you.</p> <p>↓ DOWNLOAD </> EMBED</p>	<p>Topics Motion Acceleration Velocity Description</p> <p>Try the new "Ladybug Motion 2D" simulation for the latest updated version. Learn about position, velocity, and acceleration vectors. Move the ball with the mouse or let the simulation move the ball in four types of motion (2 types of linear, simple harmonic, circle).</p> <p>Sample Learning Goals</p> <p>Is the velocity vector blue or green? How can you tell?</p> <p>Is the acceleration vector blue or green? How can you tell?</p> <p>Explain why the velocity and acceleration vectors behave as they do</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/projectile-motion>

Projectile Motion

- Projectile Motion
- Angle
- Initial Speed

↓ DOWNLOAD </> EMBED

DONATE

PHET is supported by
ROYAL SOCIETY OF CHEMISTRY
and educators like you

for the preset motions (linear acceleration I, II, circular motion, & harmonic motion).

Topics
 Projectile Motion
 Angle
 Initial Speed
 Mass
 Air Resistance
 Description

Blast a Buick out of a cannon! Learn about projectile motion by firing various objects. Set the angle, initial speed, and mass. Add air resistance. Make a game out of this simulation by trying to hit a target.

Sample Learning Goals

Predict how varying initial conditions affect a projectile path (various objects, angles, initial speed, mass, diameter, initial height, with and without air resistance).

Use reasoning to explain the predictions.

Explain common projectile motion terms in their own words. (launch angle, initial speed, initial height, range, final height, time).

Describe why using the simulation is a good method for studying projectiles.

II BOB. MEXANIKA - DINAMIKA



MUNDARIJA

- 6-§. Moddiy nuqta dinamikasi
- 7-§. Tabiatda kuchlar
- 8-§. Moddiy nuqtalar tizimi. Inersiya markasi
- 9-§. Impulsning saqlanish qonuni
- 10-§. Kuch momenti
- 11-§. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi
- 12-§. Ish va quvvat
- 13-§. Kinetik va potensial energiyalar
- 14-§. Energiyaning saqlanish qonuni

II BOB. MEXANIKA - DINAMIKA

6 - §. Moddiy nuqta dinamikasi

O'tgan paragraflarda ta'kidlashimizcha, kinematika jismlar harakatini uning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay o'rganadi, degan edik.

Dinamika esa, jismlar harakatini uning kelib chiqish sabablarini bilgan holda o'rganadi. Dinamika asosida Nyuton qonunlari yotadi.

Nyutonning birinchi qonuni

Jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini tashqaridan boshqa jismlar ta'sir etmagunicha saqlab qoladi.

Jismlarning o'zining tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati, jismlarning *inersiya xususiyati* deb ataladi.

Shuning uchun, Nyutonning birinchi qonuni *inersiya qonuni* deb ham ataladi.

Mexanik harakat nisbiydir va uning xususiyatlari sanoq tizimiga bog'liq bo'ladi. Nyutonning birinchi qonuni istalgan sanoq tizimida bajarilavermaydi, shuning uchun bu qonun bajariladigan sanoq tizimlari *inersial sanoq tizimlari* deb ataladi.

Boshqa sanoq tizimlariga nisbatan o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlay oladigan sanoq tizimlari *inersial sanoq tizimlari* bo'la oladi.

Koordinata boshi Quyosh markaziga joylashgan geliotsentrik sanoq tizimini juda katta aniqlik bilan inersial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin, uning koordinata o'qlari o'rganiladigan planeta yoki yulduzlarga yo'naltirilgan bo'ladi.

Xuddi shu holat uchun, Yer bilan bog'langan sanoq tizimi inersial sanoq tizimi bo'la olmaydi, chunki Yer nafaqat Quyosh atrofida, hattoki o'zining o'qi atrofida ham aylanishini hisobga olish zarur. Ammo Yerdagi mexanikaviy harakatlar uchun Yer bilan bog'liq bo'lgan sanoq tizimini inersial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin.

Tajribalardan ma'lumki, bir xil ta'sir ostida turli jismlar o'zining harakat tezligini bir xil o'zgartirmaydi, boshqacha qilib aytganda, har xil tezlanish qiymatlariga ega bo'ladilar.

Tezlanish faqat ta'sir kuchiga bog'liq bo'lmay, jismning o'zining xususiyatiga, ya'ni massasiga ham bog'liqdir.

Jismning massasi – materiyaning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, uning inersial va gravitatsiyaviy xususiyatlarini belgilaydi.

Inersial massa jism inertligining o'lchov birligi bo'lib, inertlikni o'zi esa, jismning o'z holatini saqlab qolish xususiyatidir.

Nyutonning birinchi qonunidagi ta'sirni ta'riflash uchun kuch tushunchasini kiritish zarurdir. Tashqi kuch ta'sirida jism o'zining harakat tezligini o'zgartiradi, tezlanishga ega bo'ladi yoki o'zining shakli va o'lchamlarini o'zgartirishi mumkin – deformatsiyalanadi. Demak, kuch ikki xil: dinamik va statik ta'sirga egadir.

Vaqtning har bir belgilangan momentida, kuch o'zining qiymati, fazodagi yo'nalishi va qaysi nuqtaga qo'yilgani bilan xarakterlanadi.

Shunday qilib, kuch vektor kattalik bo'lib, berilgan jismga boshqa jism yoki maydonlarning mexanikaviy ta'siri o'lchovi bo'la oladi.

Nyutonning ikkinchi qonuni

Nyutonning ikkinchi qonuni – ilgari tanilgan harakat dinamikasining asosiy qonuni bo‘lib, tashqi qo‘yilgan kuch ta‘sirida moddiy nuqta yoki jismning mexanikaviy harakati qanday o‘zgarishini tushuntirib beradi.

Moddiy nuqta yoki jismga har xil kuchlar ta‘sir etganda, tezlanish qo‘yilgan kuchlarning teng ta‘sir etuvchi qiymatiga proporsionaldir.

$$a \sim F, \quad (m = \text{const}) \quad (6.1)$$

Turli jismlarga bir xil kuch ta‘sir etsa, ularning olgan tezlanishlari har xil bo‘ladi. Jismning massasi qancha katta bo‘lsa, uning inertligi shuncha yuqori bo‘lgani uchun olgan tezlanishi shuncha kichik bo‘ladi.

$$a \sim \frac{1}{m}, \quad (F = \text{const}), \quad (6.2)$$

(6.1) va (6.2) ifodalardan foydalangan holda, kuch va tezlanish vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = K \frac{\vec{F}}{m}, \quad (6.3)$$

(6.3) ifoda Nyuton ikkinchi qonunining matematik ifodasidir.

Moddiy nuqtaning olgan tezlanishi, ta‘sir etuvchi kuch yo‘nalishiga mos kelib, shu kuchni moddiy nuqta massasining nisbatiga tengdir.

Nyutonning ikkinchi qonuni faqat inersial sanoq tizimlari uchun o‘rinlidir.

«XBT» da proporsionallik koeffitsiyenti K birga teng. U holda:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$$

yoki

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (6.4)$$

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}, \quad (6.5)$$

$$\vec{P} = m \vec{v}$$

vektor kattalik, tezlik yo‘nalishi bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lib, harakat miqdori – *impuls* deb ataladi.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (6.6)$$

Moddiy nuqta harakat miqdorining vaqt bo‘yicha hosilasi jismga ta‘sir etuvchi kuchga tengdir.

$$1 N = 1 \frac{kg \cdot metr}{s^2}.$$

Kundalik hayotda biz *impuls* soʻzidan yuqorida aniqlangani kabi maʼnoda foydalanamiz. Tez harakatlanayotgan avtomobilning impuls, xuddi shunday massali sekin harakatlanayotgan avtomobilning impulsidan katta boʻladi; yuk mashinasining impuls huddi shunday tezlik bilan harakatlanayotgan engil avtomobilning impulsidan katta. Jismning impuls qancha katta boʻlsa, uni toʻxtatish shuncha qiyin boʻladi va uning toʻxtashi zarb yoki toʻqnashuv hisobiga sodir boʻlsa, oqibat jiddiy boʻladi. Futbolchining boshqa komandaning katta tezlik bilan yugurayotgan oʻyinchi tomonidan qoqilib yiqitilish ehtimoli, unga nisbatan yengilroq va sekinroq yugurayotgan boshqa oʻyinchi tomonidan yiqitilishidan koʻproqdir. Katta tezlik bilan harakatlanayotgan ogʻir yuk mashinasi halokat vaqtida sekin yurayotgan yengil mototsiklga nisbatan kattaroq ziyon yetkazadi.

Jismning impulsini orttirish yoki kamaytirish va yoʻnalishini oʻzgartirish uchun faqat taʼsir etuvchi kuch boʻlishi kerak. Nyuton oʻzining ikkinchi qonunini birinchi boʻlib impuls tushunchasi orqali keltirib chiqargan. **Nyutonning ikkinchi qonunini** quyidagicha taʼriflash mumkin: **Moddiy nuqta impulsining oʻzgarish tezligi unga qoʻyilgan natijaviy kuchga proporsionaldir.**

Bu qonunning analitik koʻrinishi quyidagicha ifodalanadi:

$$\Sigma \vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}, \quad (6.7)$$

bu yerda $\Sigma \vec{F}$ – moddiy nuqtaga qoʻyilgan natijaviy kuch (unga taʼsir etayotgan kuchlarning vektor yigʻindisi), $\Delta \vec{p} = \Delta t$ vaqt oraligʻidagi² impulsning oʻzgarishi.

(6.7) ifodadan $\Sigma F = ma$ koʻrinishidagi Nyutonning ikkinchi qonunini massa oʻzgarimas hol uchun osongina olish mumkin. Agar jismning boshlangʻich tezligi v_0 , Δt vaqt oʻtgandan keyingi tezligi v boʻlsa, u holda:

$$\Sigma F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{m(v - v_0)}{\Delta t} = m \frac{\Delta v}{\Delta t}.$$

$a = \Delta v / \Delta t$ ifodadan foydalanib, quyidagini yozamiz:

$$\Sigma F = ma \quad [\text{massa oʻzgarimas}].$$

(6.7) ifoda bizga maʼlum boʻlgan ($\Sigma F = ma$) ifodaga qaraganda Nyutonning ikkinchi qonunining umumiyroq koʻrinishidir, chunki u oʻzgaruvchan massali holni oʻz ichiga oladi. Kosmik kemalarning yoqilgʻisi yonganda ular massasining oʻzgarishi (kamayishi) kuzatiladi.

Dinamika asosiy qonunining integral shakli

² Odatda, Δt ni biz kichik vaqt oraligʻi deb olamiz. Agar u unchalik kichik boʻlmasa, u holda (6.7) ifodadagi $\Sigma \vec{F}$ ni bu vaqt oraligʻida oʻzgarimas, deb olamiz yoki uning oʻsha intervaldagi oʻrtacha qiymatini olamiz.

Dinamikaning $m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}$ qonunini integral shaklda yozish

mumkin: $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \Rightarrow d\vec{P} = \vec{F} \cdot dt \Rightarrow$

$$\Delta \vec{P} = \vec{P}(t) - \vec{P}(t_0) = \int_{t_0}^t \vec{F}(t) \cdot dt .$$

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} \Rightarrow m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}(t) \Rightarrow d\vec{v} = \frac{1}{m} \cdot \vec{F}(t) \cdot dt \Rightarrow \int_{v(t_0)}^{v(t)} d\vec{v} = \frac{1}{m} \int_{t_0}^t \vec{F}(t) \cdot dt \Rightarrow$$

$$v(t) - v(t_0) = \frac{1}{m} \int_{t_0}^t \vec{F}(t) \cdot dt \quad \text{Vaqtning istalgan onidagi jismning tezligi:}$$

$$v(t) = v(t_0) + \frac{1}{m} \int_{t_0}^t \vec{F}(t) \cdot dt$$



12-rasm.

2.1-masalaga oid

2.1-masala [1]. Tennis koptogini tashlab berishdagi kuch. Eng yaxshi o'yinchining koptokni uzatish vaqtida, koptok raketkadan $55m/s$ tezlik bilan sapchib ketishi mumkin (12 - rasm). Agar koptokning massasi $60g$ bo'lib, u raketka bilan $4ms$ kontaktda bo'lgan bo'lsa, koptokka ta'sir etuvchi o'rtacha kuchni baholang. Bu kuch yetarlicha katta bo'lib $60kg$ li insonni ko'tarishi mumkin.

Yondashuv. O'rtacha kuch uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$F_{o'r} = \Delta p / \Delta t = \frac{mV - mV_0}{\Delta t} ,$$

bu yerda mV_0 va mV lar boshlang'ich va oxirgi impulslar. Tennis koptogini tashlab berish vaqtida urilgan holdagi boshlang'ich tezligi v_0 nolga juda yaqin deb olamiz, $v_0 = 0$ va $v = 55m/s$ bo'lib, u gorizontaal yo'nalgan. Biz qisqa vaqt ichida koptokka ta'sir etuvchi boshqa kuchlarni hisobga olmaymiz, masalan, raketka tomonidan ta'sir etayotgan

kuchga og'irlik kuchining ta'sirini hisobga olmaymiz.

Yechim. Raketka tomonidan koptokka ta'sir etayotgan kuch:

$$F_{o'r} = \Delta p / \Delta t = \frac{mV - mV_0}{\Delta t} = \frac{60 \cdot 10^{-3} \cdot 55 - 0}{4 \cdot 10^{-3}} \approx 800N .$$

Bu katta kuch bo'lib, u $60kg$ li odamni ko'tarish uchun kerak bo'ladigan og'irlik kuchidan katta ($mg = 60 \cdot 9,8N \approx 600N$).

2.2 - masala [1]. Avtomobilni yuvish: impulsning o'zgarishi va kuch. Shlangdan chiquvchi suv oqimining o'zgarish tezligi $1,5\text{kg/s}$, tezligi esa 20m/s ni tashkil etadi, u avtomobil tomonga yo'nalgan bo'lib, avtomobilga to'xtaladi (13 - rasm). (Ya'ni biz suvning ixtiyoriy orqaga sachrashini hisobga olmaymiz). Avtomobilga suv tomonidan ta'sir etuvchi kuchni aniqlang.



13 - rasm. Avtomobilni yuvish

Yondashuv. Shlangdan chiqayotgan suv gorizontal (x) yo'nalishda p_0 boshlang'ich impulsiga ega bo'ladi va og'irlik kuchi suvni pastga tomon sezilarli darajada tortmaydi, deb faraz qilamiz. Suv avtomobilga urilganda u o'z impulsini yo'qotadi ($p_{oxir} = 0$). Biz avtomobil tomonidan suvni to'xtatish uchun ta'sir qilayotgan kuchni topish uchun impuls ko'rinishidagi Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanamiz ((6.7) ifoda). Nyutonning uchinchi qonuniga asosan suvga va avtomobilga ta'sir etayotgan kuchlar teng va qarama-qarshi yo'nalgan. Biz uzluksiz jarayonga egamiz: shlangdan har $1,0\text{s}$ vaqt intervalida $1,5\text{kg}$ suv chiqadi. Unda biz quyidagini yozishimiz mumkin: $F = \Delta p / \Delta t$, bu yerda $\Delta t = 1,0\text{s}$ va $m v_0 = 1,5 \cdot 20 = 30\text{kg} \cdot \text{m/s}$.

Yechim. Suvning impulsini o'zgartirish uchun avtomobil tomonidan ta'sir etuvchi kuch doimiy deb faraz qilinib, uning qiymati quyidagiga teng:

$$F = \Delta p / \Delta t = \frac{p - p_0}{\Delta t} = \frac{0 - 30}{1,0} = -30\text{N}.$$

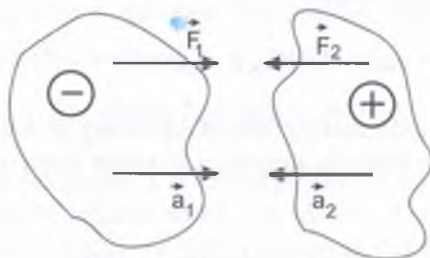
Minus ishora shuni ko'rsatadiki, suvga qo'yilgan kuch suvning boshlang'ich tezligiga teskari yo'nalgan bo'ladi. Suvni to'xtatish uchun avtomobil unga 30N kuch bilan ta'sir etadi; Nyutonning uchinchi qonuniga asosan suv ham huddi shunday 30N kuch bilan avtomobilga ta'sir ko'rsatadi [1].

Nyutonning uchinchi qonuni

Moddiy nuqtalarning o'zaro ta'siri xarakterini Nyutonning uchinchi qonuni bilan ifodalash mumkin. Moddiy nuqta yoki jismlarning bir-biriga ta'siri, o'zaro ta'sir kuchlari xarakteriga ega, bu kuchlar moduli bo'yicha teng bo'lib, bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgandir:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2. \quad (6.8)$$

Musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlangan m_1 va m_2 massali jismlar bir - biriga tortishishdagi o'zaro ta'sirni ko'rib chiqaylik (14 - rasm).



14 - rasm. Zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'siri

\vec{F}_1 va \vec{F}_2 kuchlar ta'sirida jismlar \vec{a}_1 va \vec{a}_2 tezlanishlarga ega bo'ladilar. Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_1, \quad \vec{F}_2 = m_2 \vec{a}_2, \quad (6.9)$$

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2, \quad \text{yoki} \quad \vec{a}_1 = -\vec{a}_2 \frac{m_2}{m_1}. \quad (6.10)$$

O'zaro ta'sir etuvchi jismlarning olgan tezlanishlari massalariga teskari proporsional va bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

2.3 - masala [1]. *Avtomobilni to'xtatish uchun kerak bo'ladigan kuch.* 100 km/soat tezlik bilan ketayotgan 1500kg li mashinani 55metrda to'xtatish uchun o'rtacha qanday kuch ta'sir qiladi?



15- rasm. Avtomobilning to'xtashi

Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanamiz $\sum F = ma$, biz harakatni x o'qi bo'ylab yo'nalgan deb olamiz (15- rasm).

Yechim. Boshlang'ich tezligi $v_0 = 100 \text{ km/h} = 27.8 \text{ m/s}$ ga teng. Oxirgi tezligi $v = 0$ bo'lguncha, $x - x_0 = 55 \text{ m}$ masofa o'tadi.

$$\text{Demak, } a = \frac{v^2 - v_0^2}{2(x - x_0)} = \frac{0 - (27.8 \text{ m/s})^2}{2(55\text{m})} = -7.0 \text{ m/s}^2.$$

Talab qilingan natijaviy kuch

$$\sum F = ma = (1500\text{kg})(-7.0\text{m/s}^2) = -1.1 \cdot 10^4 \text{ N ga}$$

teng, yoki 11000 N, bu yerda manfiy ishora kuchning teskari yo‘nalganligini bildiradi. Nyutonning ikkinchi qonuni birinchi qonuniga o‘xshab faqat inersial sanoq sistemalarida o‘rinlidir.

7 - §. Tabiatda kuchlar

Butun olam tortishish qonuni va og‘irlik kuchi

Dinamikaning uchta harakat qonunini yoritishdan tashqari, Isaak Nyuton shuningdek, planetalarning va oyning harakatini ko‘rib chiqqan. Hususan u Oyni Yer atrofidagi deyarli aylanma harakat qilishi uchun uni ushlab turuvchi kuch tabiati haqida qiziqqan [1].

Shuningdek, Nyuton gravitatsiya muammosi haqida ham o‘ylagan. Erkin tushuvchi jismlar tezlanish olgani uchun Nyuton, bu jismlar ularga ta’sir qiluvchi va og‘irlik kuchi deb ataluvchi kuch ta’sirida bo‘lishi kerak, degan xulosaga kelgan. Har doim jismga ta’sir etadigan kuch biror boshqa jism *tomonidan* ta’sir etadi. Biroq gravitatsiya kuchi *ta’sir* etadimi? Yer sirtidagi har bir jism gravitatsiya kuchi F_G ning ta’sirini sezadi va jism qayerda joylashganligiga qaramasdan bu kuch Yerning markazi tomon yo‘nalgan bo‘ladi (16 - rasm). Nyuton bu Yer bo‘lishi kerak va u o‘zining sirtidagi jismlarga gravitatsiya kuchi bilan ta’sir etadi, degan xulosaga kelgan [1].

Yerning tortish kuchi ta’sirida hosil bo‘ladigan kuch **og‘irlik kuchi** deyiladi va bu kuch jismlarning erkin tushish tezlanishiga bog‘liqdir. Shuning uchun bu kuchni jismlarning erkin tushish tezlanishi ta’sirida paydo bo‘luvchi *kuch* ham deyiladi

$$F = mg .$$

Afsonaga ko‘ra, Nyuton olmaning daraxtdan tushishini ko‘rgan. U zarba ta’siridan to‘satdan ilhomlanib, dedi: agar og‘irlik kuchi daraxtlarning uchida va hattoki tog‘larning cho‘qqilarida ta’sir etsa, u holda u Oygacha bo‘lgan yo‘lning barcha qismlarida ham ta’sir etishi mumkin! Bu, ya’ni Yerning tortishish kuchi Oyni uni orbitasida ushlab turadi, degan g‘oya bilan Nyuton o‘zining buyuk gravitatsion nazariyasini ishlab chiqdi. Odatdagi kuchlar kontakt orqali ta’sir etadilar – sizning qo‘lingiz aravani itaradi va vagonni tortadi, o‘yinchilar koptokni uradi va h.k. Biroq og‘irlik kuchi kontaktsiz ta’sir etadi, degan edi



16 - rasm. Yerning ixtiyoriy qismida, u Alyaskada bo‘ladimi, Peruda yoki Avstraliyada bo‘ladimi, og‘irlik kuchi Yerning markazi tomonga yo‘nalgan bo‘ladi

Nyuton: Yer uzoqda bo'lishiga qaramay kontaktsiz erkin tushayotgan olma va Oyga kuch bilan ta'sir etadi.

Nyuton gravitatsion kuchning qiymatini, ya'ni Yerning Oyga ta'sirini Yer sirtidagi jismlarning og'irlik kuchi bilan solishtirgan holda aniqlashga kirishdi. Oyning markazga intilma tezlanishini $a_n = 2,72\text{mm/s}^2$ ga teng. Yer sirtidagi erkin tushish tezalanishi $g = 9,80\text{m/s}^2$ ga teng bo'lgani uchun

$$a_n = (0,00272/9,80)g = g/3600,$$

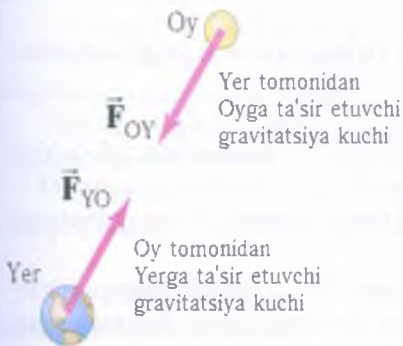
ya'ni Oyning Yerga intilma tezlanishi Yer sirtidagi jismlar tezlanishining $1/3600$ qismiga teng. Oy Yerdan 384.000km uzoqlikda bo'lib, bu masofa Yerning radiusi 6380km ning taxminan 60 tasini tashkil etadi. Ya'ni Oy Yer markazidan Yer sirtida joylashgan jismlarga nisbatan 60 marta uzoqroq joylashgan. Biroq $60 \times 60 = 3600$. Nyuton quyidagi xulosaga keldi: ixtiyoriy jismga Yer tomonidan ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi F_{grav} yoki F_G Yer markazidan jismlargacha bo'lgan r masofaning kvadratiga proporsional ravishda kamayadi:

$$F_G \sim 1/r^2.$$

Oy Yerdan 60ta Yer radiusidan uzoq, shuning uchun unga Yer sirtiga yaqin nuqtadagiga nisbatan $60^2 = 3600$ marta kichikroq gravitatsiya kuchi ta'sir etadi.

Nyuton jismlarga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi faqatgina masofaga bog'liq emas, balki jismlarning massasiga ham bog'liqligini tushundi. Aslida, u ularning massalariga to'g'ri proporsional. Nyutonning uchinchi qonuniga asosan, Yer ixtiyoriy jismga, Oy kabi gravitatsion kuch bilan ta'sir etsa, jismlar ham Yerga huddi shunday va qarama-qarshi yo'nalgan kuch bilan ta'sir etadi (17 - rasm) [1]. Bu simmetriya sababini Nyuton quyidagicha asosladi, gravitatsiya kuchining qiymati *ikkala* massaga proporsional bo'lishi shart, yani:

$F_G \sim m_Y m_J / r^2$, ikkita moddiy jismlar orasidagi o'zaro ta'sir etuvchi kuchdir.



17 - rasm. Bir jismning gravitatsion kuchi ikkinchi jismga ta'sir etib, birinchi jism tomon yo'nalgan bo'ladi va Nyutonning uchinchi qonuniga asosan ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga ta'sir etuvchi kuchga teng va qarama-qarshi yo'nalgan. Rasmda ko'rsatilgan holda Yer tomonidan Oyga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi \vec{F}_{OY} , Oy tomonidan Yerga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchiga teng va qarama-qarshi \vec{F}_{YO} . Ya'ni $\vec{F}_{OY} = -\vec{F}_{YO}$

Bu yerda m_Y va m_J mos ravishda Yerning va jismning massalari; r – Yerning markazidan jismning markazigacha bo'lgan masofa. Planetalarning harakatini tahlil qilish natijasida 1667-yilda I. Nyuton butun dunyo tortishish qonunini yaratdi. Butun dunyo tortishish qonuniga asosan, m_1 va m_2 massali jismlar orasidagi gravitatsiyaviy tortishish kuchi jismlar massalariga to'g'ri proporsional va oralaridagi masofaning kvadratiga teskari

proporsional bo‘lib, ikki jism markazlarini tutashtiruvchi to‘g‘ri chiziq bo‘ylab yo‘nalgan bo‘ladi:

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \left| \frac{\vec{r}}{r} \right|, \quad (7.1)$$

bu yerda γ – gravitatsiyaviy doimiylik.

$$\gamma = 6,6720 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 / \text{kg}^2.$$

Bu ta’sir gravitatsiyaviy ta’sir deb ataladi va jismlarning massalari juda katta bo‘lganda yaqqol namoyon bo‘ladi.

Bu ifodada massalar tortishish xususiyatini belgilagani uchun ularni *gravitatsiyaviy massalar* deb atashadi, ammo qiymati bo‘yicha inersion massalarga tengdir.

Quyosh tizimidagi barcha planetalarning massalari Quyosh massasining 5 foizidan kichik bo‘lgani uchun, uning atrofida harakat qiladilar. Quyosh bilan Yer orasidagi tortishish kuchi $3,5 \cdot 10^{22} \text{ N}$, Yer bilan Oy orasidagi tortishish kuchi esa, $2 \cdot 10^{20} \text{ N}$ ga tengdir.

Planetalar va ularning yo‘ldoshlari harakatlarini Kepler qonunlari tushuntirsa ham, ammo tortishish sababini tushuntirib bera olmaydi.

2.4 - masala [1]. *Ikkita inson bir - birini gravitatsiyaviy torta oladimi?* 50kg va 70kg li odamlar skameykada bir-biriga yaqin o‘tirishibdi. Har bir odamning bir-biriga ta’sir qiluvchi gravitatsiya kuchi qiymatini baholang. Ikki odam markazlari orasidagi masofani 0,5m deb olamiz.

Yechim. (7.1) ifodani ishlatib, quyidagini olamiz:

$$F_G = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \approx \frac{6,67 \times 10^{-11} \cdot 50 \cdot 70}{0,5^2} \approx 10^{-6} \text{ N}.$$

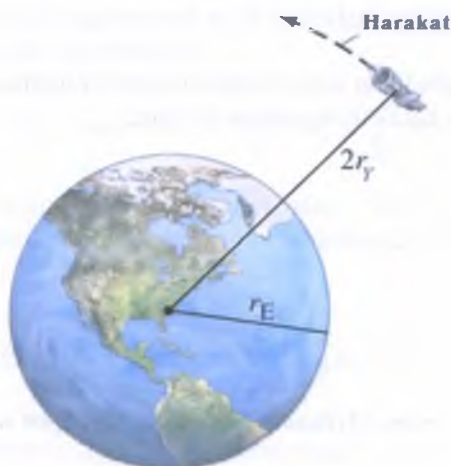
Kattaliklar tartibigacha yaxlitlanadi. Bu kuch ancha kichik, agar o‘ta sezgir asboblarni ishlatilmasa, u sezilmaydi (< funtning 1/100.000 qismi).

2.5 - masala [1]. *2r_{Yer} masofadagi kosmik kema.* Orbitasi Yer markazidan ikkita Yer radiusiga teng bo‘lgan masofadagi (ya’ni Yer sirtidan masofa $r_{Yer} = 6380 \text{ km}$ ga teng, 18 - rasm) 2000kgli kosmik kemaga ta’sir etuvchi gravitatsiya kuchi qanday? Yerning massasi $m_{Yer} = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ kg}$.

Yondashuv. Barcha qiymatlarni (7.1) ifodaga qo‘yamiz, biroq bundan ham osonroq yondashish mumkin. Kosmik kema Yer sirtidagiga nisbatan Yer markazidan ikki marotaba uzoqroq. Shunday qilib, og‘irlik kuchi F_G masofaning kvadrati marotaba kamaygani uchun ($1/2^2 = 1/4$), yo‘ldoshning og‘irlik kuchi Yer sirtidagi og‘irlikning to‘rtdan biriga teng bo‘ladi.

Yechim. Yer sirtida $F_G = mg$ ga eng. Yer markazidan $2r_{Yer}$ masofada F_G 4 marta kichik bo‘ladi, ya’ni:

$$F_G = mg/4 = 2000 \cdot 9,8/4 = 4900 \text{ N}.$$



18 - rasm. Kosmik kema
 $r = 2r_E$ ga teng orbitada aylanadi

Butun olam tortishih qonuni o'ziga xos kuchni (og'irlik kuchini) ifodalashiga katta e'tibor bering, ayni paytda Nyutonning ikkinchi harakat qonuni ($F = ma$) esa, jismlar *ixtiyoriy* kuch ta'sirida tezlanish oladilar, deydi [1, 2, 3, 4].

Ishqalanish kuchi - jismning boshqa jism sirtida sirpanishiga qarshilik ko'rsatadigan kuch bo'lib, jismning sirtiga normal bo'yicha bergan bosim kuchiga tengdir.

$$\vec{F} = k \vec{R}_n, \quad (7.2)$$

k - jism sirtining holatiga bog'liq bo'lgan ishqalish koeffitsiyenti; R_n - jism sirtiga normal bo'yicha yo'nalgan bosim kuchi.

Ishqalanish kuchining tabiati quyidagilardan iborat:

*Elektromagnit tabiatiga ega bo'lgan tinchlikdagi ishqalanish kuchi, u ishqalanayotgan sirtlar turiga bog'liq bo'ladi;

*Elektromagnit tabiatga ega bo'lgan sirpanishdagi ishqalanish kuchi. Bu yerda sirpanish koeffitsiyenti ishqalanayotgan moddalar tabiatiga bog'liq bo'ladi;

*Elektromagnit tabiatga ega bo'lgan chayqalishdagi ishqalanish kuchi, u chayqalishdagi ishqalish koeffitsiyentiga bog'liq bo'ladi.

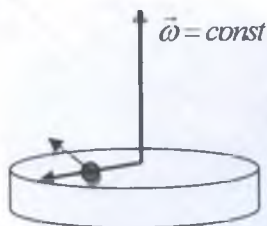
Arximed kuchi - gaz yoki suyuqliklar ustunlarining har xil balandliklaridagi bosimlarning farqi hisobiga itarilish kuchlari hosil bo'ladi. Idishning shakliga bog'liq bo'lmaydigan, suyuqlik yoki gaz ustunining birlik yuzasiga ta'sir etuvchi bosim quyidagicha ifodalanadi:

$$P = F/S = mg/S = \rho gh,$$

bu yerda S - suyuqlik yoki gaz ustunining yuzasi; h - ustun balandligi; ρ - suyuqlik yoki gazning zichligi.

Koriolis kuchi

Aylanma harakat qiladigan sanoq tizimini qarab chiqamiz, jism unda va unga nisbatan berilgan tezlikda harakatlanayotgan bo'lsin.



18.1 - rasm. Aylanma harakat qilayotgan sanoq tizimi

Bunday sanoq tizimi noinersial sanoq tizimi hisoblanadi, unda

\vec{v} – jismning aylanma harakat qiladigan sanoq tizimiga nisbatan tezligi;

\vec{v}' – jismning qo'zg'almas sanoq tizimiga nisbatan tezligi;

ω – sanoq tizimining aylanma harakat burchak tezligi.

Qo'zg'almas sanoq tizimiga nisbatan jismga ta'sir qilayotgan kuch quyidagi tarzda hisoblanishi kerak:

$F_{m.a} = m \cdot \omega^2 R$ – markazga intilma kuch. Rasmdan ko'rinib turibdiki, $\vec{F} \perp \vec{\omega} \perp \vec{v}$ unda

$\vec{F}_k = 2m \cdot [\vec{v}', \vec{\omega}]$ ga ega bo'lamiz

$$\vec{F}_{inersiya} = m a_n = m \cdot \frac{v^2}{R} = m \cdot \frac{(v' + \omega R)^2}{R} = m \cdot \frac{v'^2 + 2v'\omega R + \omega^2 R^2}{R} =$$

$$= m \cdot \frac{v'^2}{R} + 2m \cdot v' \cdot \omega + m \cdot \omega^2 R$$

$F = m \cdot \frac{v'^2}{R}$ – aylanayotgan sanoq tizimiga nisbatan jismga ta'sir qilayotgan kuch.

$F_k = 2m \cdot v' \cdot \omega$ – Koriolis kuchi.

8 - §. Moddiy nuqtalar tizimi. Inersiya markazi

Shu vaqtgacha moddiy nuqta deb hisoblanishi mumkin bo'lgan jismning harakati qarab chiqildi. Endi n ta moddiy nuqtalardan tashkil topgan tizimni (jismlar tizimini) qarab chiqaylik.

Kuchlar ta'sirida tizimdagi har bir moddiy nuqta o'z harakatini o'zgartiradi. Binobarin, tizimning harakatini tekshirish uchun tizimdagi har bir moddiy nuqta uchun tuzilgan harakat tenglamalari tizimini yechish kerak.

Bunday masalani yechib, moddiy nuqtalar tizimi harakatini butunligicha tekshirib, hal qilish mumkin. Buning uchun moddiy nuqtalar tizimini tavsiflovchi yangi tushunchalar kiritamiz:

1. Moddiy nuqtalar tizimining massasi m_c ni tizimdagi moddiy nuqtalar massalarining algebraik yig'indisiga teng, deb hisoblaymiz:

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i. \quad (8.1)$$

2. Moddiy nuqtalar tizimining massa markazini – inersiya markazi deb hisoblab, mazkur nuqtaning vaziyatini koordinata boshiga nisbatan quyidagi radius - vektor bilan ifodalash mumkin:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m_c}. \quad (8.2)$$

Tizim inersiya markazi radius - vektorining Dekart koordinata o'qlariga proyeksiyalari quyidagilarga teng bo'ladi:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{m_c}; \quad y_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{m_c}; \quad z_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{m_c}. \quad (8.3)$$

Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, tizimning inersiya markazi uning og'irlik markazi bilan ustma-ust tushishi kerak.

3. Moddiy nuqtalar tizimi inersiya markazining radius- vektoridan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olinsa, *inersiya markazining tezligi* kelib chiqadi:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i}{m_c}, \quad (8.4)$$

bu yerda $m_i \vec{v}_i = \vec{P}_i$ ekanini hisobga olsak:

$$\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c}, \quad (8.5)$$

bunda \vec{P}_c tizimning impulsi bo'lib, tizimdagi moddiy nuqtalar impulslarining geometrik yig'indisiga teng:

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i. \quad (8.6)$$

(8.5) ifodadan moddiy nuqtalar tizimining impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c. \quad (8.7)$$

Bu nihoyatda katta ahamiyatga ega bo'lgan xulosani keltirib chiqaradi: tizim nuqtalarining hamma massalari, uning inersiya markaziga to'plangan holda

harakatlenganda, ularning markazga to'plangan umumiy impulslari qanday bo'lsa, tizimning to'la impulsi ham shunga teng bo'ladi.

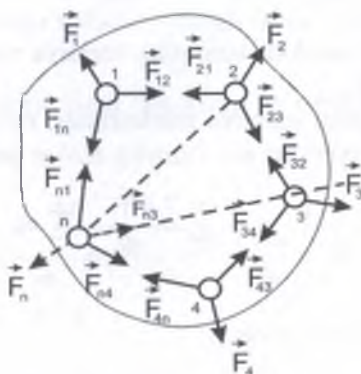
Shuning uchun tizimning impulsiga uning inersiya markazining impulsi ham deyiladi. Tizim inersiya markazining impulsini (8.7) ifodaga asosan quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i, \quad (8.8)$$

bunda m_c – tizimning to'liq massasi; \vec{v}_c – tizim inersiya markazining tezligi; $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n$ – tizimdagi moddiy nuqtalarning tezliklaridir.

4. Tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro ta'sir va aks ta'sir kuchlarini *ichki kuchlar* deb ataymiz.

Masalan, tizimdagi 1 - jismga 2 - jismning ta'sir kuchini \vec{F}_{12} , 2 - jismga 1 - jismning aks ta'sir kuchini esa \vec{F}_{21} bilan belgilaymiz, shu bilan birga, Nyutonning uchinchi qonuniga muvofiq $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ yoki $\vec{F}_{12} + (-\vec{F}_{21}) = 0$ bo'ladi.



19 - rasm. Mexanik tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari

5. Tizimdan 1 -, 2 - va h.k. n - ta moddiy nuqtalarga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisini esa bitta indeks bilan, ya'ni

$$\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$$

bilan belgilaymiz.

6. Endi moddiy nuqtali mexanik tizim uchun impulsning o'zgarish va saqlanish qonunini qarab chiqaylik (19 - rasm).

Mexanik tizimdagi n ta nuqtaning har biri uchun $\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}$ bo'lishini hisobga olib, harakat tenglamasini yozamiz:

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d(m_1 \vec{v}_1)}{dt} &= \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1n} + \vec{F}_1 \\
 \frac{d(m_2 \vec{v}_2)}{dt} &= \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n} + \vec{F}_2 \\
 \dots & \\
 \frac{d(m_n \vec{v}_n)}{dt} &= \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \dots + \vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_n
 \end{aligned} \right\} \quad (8.9)$$

Bu tenglamalarni hadma-had qo'shib, ichki kuchlar mos ravishda guruhlansa, quyidagi ko'rinishdagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21}) + (\vec{F}_{13} + \vec{F}_{31}) + \dots + (\vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_{(n-1)n}) + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (8.10)$$

Nyutonning uchinchi qonuniga asosan, har bir qavs ichidagi kuchlar yig'indisi nolga teng. Demak, tizim ichki kuchlarining to'liq vektor yig'indisi ham nolga teng bo'ladi. U holda (8.10) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (8.11)$$

Bu ifodaning chap tomonidagi $(m_i \vec{v}_i)$ ko'paytma impuls \vec{P}_i ga teng bo'lib, $\sum_{i=1}^n \vec{P}_i$ esa, tizim impulsiga teng bo'ladi:

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i. \quad (8.12)$$

O'ng tomondagi ifoda esa mexanik tizimga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisidan iborat:

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (8.13)$$

natijada,

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt} = \vec{F}_c. \quad (8.14)$$

Shunday qilib, moddiy nuqtalar tizimi impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila, tizimga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning geometrik yig'indisidan iborat bo'lgan natijalovchi kuchga tengdir.

Demak, ichki kuchlar moddiy nuqtalar tizimi impulsini o'zgartira olmaydi.

(8.14) tenglamaga binoan quyidagi xulosaga kelamiz:

Tizim inersiya markazi, unda tizimdagi barcha moddiy nuqtalar massalari mujassamlashgandek va tizimdagi moddiy nuqtalarga qo'yilgan tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng kuch ta'sir qilgandek harakatlanadi [4].

9 - §. Impulsning saqlanish qonuni

Agar moddiy nuqtalar tizimiga ta'sir qilayotgan tashqi kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'lsa, ko'rilyotgan tizim berk tizim deyiladi, ya'ni:

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0 \quad \text{bo'lsa,}$$

(8.14) ifoda $\frac{d\vec{P}_c}{dt} = 0$ ko'rinishga keladi va

$$\vec{P}_c = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n = \text{const} \quad (9.1)$$

bo'ladi. Bu ifoda tizim inersiya markazi impulsining saqlanish qonuni deb ataladi. Berk tizimdagi jismlar impulslarining geometrik yig'indisi o'zgarmas bo'lib qoladi.

Endi $\vec{F}_c \neq 0$ bo'lib, uning biror OX o'qiga proyeksiyasi nolga teng bo'lsa, ya'ni

$$\frac{d\vec{P}_x}{dt} = 0 \quad \text{bo'lsa, impulsning shu o'qqa proyeksiyasi o'zgarmas bo'lib qoladi} \quad \vec{P}_x = \text{const}$$

Bu holat (og'irlik kuchi maydoni ta'siridagi jism harakati) gorizontga burchak ostida otilgan tosh yoki otilgan o'q harakatida namoyon bo'ladi. Bu holda tizimning natijalovchi impulsi $\vec{P}_c \neq 0$ bo'lib, faqat uning x o'qiga proyeksiyasi o'zgarmas holda saqlanadi. Masalan, jismning erkin tushishida impulsning gorizonttal x o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi $\vec{P}_x = \text{const}$ bo'lib, vertikal y o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchi \vec{P}_y esa, uzluksiz o'zgarib boradi.

Reaktiv harakat. Havosiz fazoda kosmik kemalarni reaktiv dvigatellar qanday qilib harakatga keltirishini ko'rib chiqamiz. Reaktiv dvigatelli kosmik kemada yonilg'i yonishidan hosil bo'luvchi mahsulotlarni m massali bir jism deb, kosmik kemandan hammasini esa m massali ikkinchi jism deb qaraymiz. Dvigatel kamerasida yonilg'ining yonishi natijasida hosil bo'lgan gazsimon moddaning yuqori bosimi hosil bo'ladi. Yonishdan hosil bo'lgan gazsimon modda kemandan orqa tomoniga joylashgan soplosidan tashqariga chiqishi bilan kemadan itarilib ketadi, kema esa v_1 tezlik olib, qrama-qarshi tomonga harakatlanadi. K inersial sanoq tizimida reaktiv dvigatelli kosmik kema t vaqt momentida $m(t)$ massaga ega bo'lsa, uning tezligi \vec{v} va impulsi \vec{P}_1 ga teng bo'ladi. t dan $t + dt$ vaqt oraligida kemadan v_1 tezlik bilan dm massali modda ajralib chiqsin. Natijada, kemandan massasi $m - m'$ ga, tezligi $\vec{v} + d\vec{v}$ ga tenglashadi. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan dt vaqt oraligidagi kema impulsining o'zgarishi tashqi kuchning impulsiga Fdt ga yoki $d\vec{p} = m d\vec{v} + \vec{u} dm$ ga teng bo'ladi. $\vec{u} = \vec{v}_1 - \vec{v}$ - o'zgaruvchan massali jismdan ajralib chiqqan zarralarning nisbiy tezligidir. $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_{tash}$ ifodani impulsning o'zgarish qonuniga qo'ysak, $d\vec{p} = m \cdot d\vec{v} + \vec{u} \cdot dm$.

$$\frac{d(m \cdot d\vec{v} - \vec{u} \cdot dm)}{dt} = \vec{F}_{tash} \Rightarrow m \frac{d\vec{v}}{dt} - \vec{u} \frac{dm}{dt} = \vec{F}_{tash} \Rightarrow m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{tash} + \vec{u} \frac{dm}{dt}$$

$\vec{F}_p = \vec{u} \frac{dm}{dt}$ vektor kattalik kuchning o'lchov birligiga ega bo'lib, **reaktiv kuch** deb ataladi.

Siolkovskiy ifodasi – $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{tash} + \vec{u} \frac{dm}{dt}$ dan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{F}_{tash} = 0 \Rightarrow m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{u} \frac{dm}{dt}$$

Agar $\vec{U}_0 = 0$ (raketaning boshlang'ich tezligi nolga teng bo'lsa), trayektoriya – to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi, \vec{U} va \vec{u} tezliklar o'zaro qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'ladi. Raketaning harakati yo'nalishiga proyeksiyada quyidagiga ega bo'lamiz:

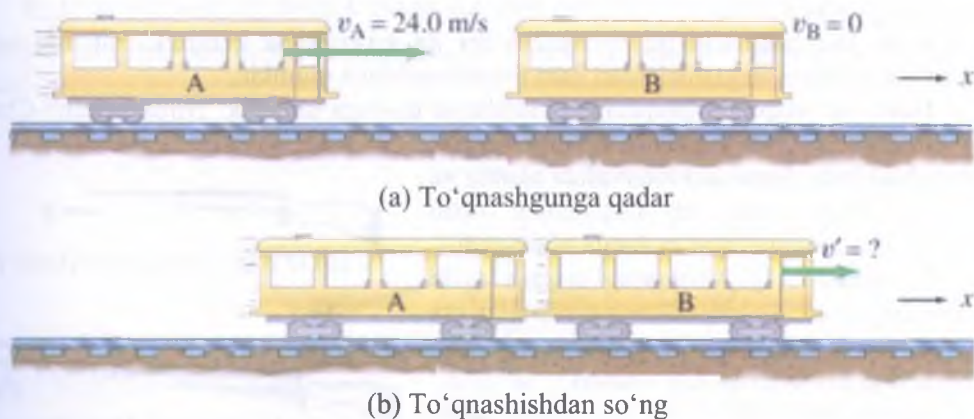
$$m \frac{dv}{dt} = -u \frac{dm}{dt} \Rightarrow dv = -u \frac{dm}{m} \Rightarrow$$

$$v_p = \int_{v_0=0}^{v_p} dv = -u \int_{m_0}^{m_0-m_n} \frac{dm}{m} = -u \cdot \ln m \Big|_{m_0}^{m_0-m_n} = u \cdot \ln m \Big|_{m_0-m_n}^{m_0} =$$

$$= u \cdot [\ln m_0 - \ln (m_0 - m_n)] = u \cdot \ln \frac{m_0}{m_0 - m_n},$$

bu yerda m_0 – raketaning boshlang'ich (startdagi) massasi; m_n – yoqilg'ining umumiy massasi.

2.6-masala [1]. Vagonlar to'qnashishi: Impulsning saqlanish qonuni.



20 - rasm. Vagonlar to'qnashishi

10 tonnalik A vagon $24,0\text{m/s}$ tezlik bilan harakatlanib, tinch turgan huddi shunday B vagon bilan to‘qnashadi. Agar to‘qnashishdan so‘ng vagonlar bir-biri bilan ulansa, u holda ularning natijaviy tezligi qanday bo‘ladi? Yuqoridagi rasmga qarang.

Yondashuv. Tizimni shunday tanlash kerakki, unda faqat ikkita vagon qatnashsin. Biz juda qisqa vaqt intervalini ko‘ramiz: to‘qnashish boshlanishidan to oxirigacha ishqalanish kuchlarini hisobga olmaymiz. So‘ngra impulsning saqlanish qonunini tatbiq etamiz.

Yechim. Boshlang‘ich toliq impuls quyidagicha ifodalanadi:

$$P_0 = m_A v_A + m_B v_B = m_A v_A,$$

chunki boshlang‘ich holatda B vagon tinch turgan edi ($v_B = 0$). O‘ng tomonga yo‘nalishni $+x$ yo‘nalish deb olamiz. To‘qnashishdan so‘ng ikkala vagon birlashib qoladi, shuning uchun ularning tezliklari bir xil bo‘ladi. Uni v' deb belgilaymiz. U holda to‘qnashishdan keyingi to‘liq impuls quyidagiga teng bo‘ladi:

$$p = (m_A + m_B)v'.$$

Biz hech qanday tashqi kuch yo‘q deb faraz qildik, bu holda impuls ozgarmaydi:

$$p_0 = p$$

$$m_A v_A = (m_A + m_B)v'.$$

v' ni topib, quyidagini olamiz:

$$v' = \frac{m_A}{m_A + m_B} v_A = \left(\frac{10^5}{10^5 + 10^5} \right) \cdot 24,0 = 12,0\text{m/s}.$$

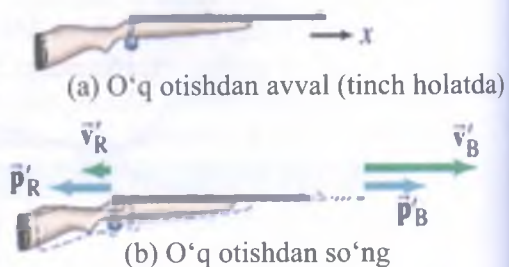
To‘qnashishdan keyingi vagonlarning birgalikdagi tezligi A vagonning boshlang‘ich tezligining yarmiga teng.

Izoh. Biz belgilashlarni oxirigacha bir xil ko‘rinishda keltirdik, shuning uchun boshqa holatlardagi tenglamalardan ham foydalanishimiz mumkin.

Izoh. Biz yuqurida ishqalanish kuchlarini hisobga olmadik. Nima uchun? Chunki to‘qnashishgacha va undan keyingi tezlik o‘zgarishini juda qisqa vaqt intervalida olamiz va bu qisqa vaqt oralig‘ida ishqalanish ortib ulgurmaydi, shuning uchun inobatga olinmaydi.

2.7-masala [1]. Miltiqning orqaga tepki berishi. 20 g massali o‘qni 620 m/s tezlik bilan ota oladigan $5,0\text{ kg}$ massali miltiqning orqaga tepki berish tezligi hisoblansin (21 - rasm).

Yondashuv. Miltiq - o‘q tizim tepki bosilishidan avval tinch holatda turibdi. Tepki bosilganidan so‘ng o‘qning gilzasi ichida portlash sodir bo‘ladi. O‘q stvolni tashlab chiqib ketgan holdagi miltiq va o‘q tizimini ko‘ramiz (21-b



21 - rasm. O‘q otish jarayoni

rasm). O'q o'ngga harakatlanadi (+x), miltiq esa chapga sapchib ketadi. Portlashning juda qisqa vaqt oralig'ida, tashqi kuchni poroxning portlashi hisobiga hosil bo'luvchi kuchning ta'siriga nisbatan kichik, deb faraz qilamiz. Shunday qilib, biz impulsning saqlanish qonunini hech bo'lmaganda taxminan qollashimiz mumkin.

Yechim. B indeks o'qni R indeks esa miltiqni ifodalasin; oxirgi tezliklar esa shtrixlar bilan ifodalangan. U holda x o'qi bo'yicha impulsning saqlanish qonuni quyidagicha bo'ladi:

o'q otilgunga qadar impuls = o'q otilgandan keyingi impuls

$$m_B v_{B0} + m_R v_{R0} = m_B v_{B'} + m_R v_{R'}$$

$$0 + 0 = m_B v_{B'} + m_R v_{R'}$$

Noma'lum $v_{R'}$ o'zgaruvchiga nisbatan yechib quyidagini olamiz:

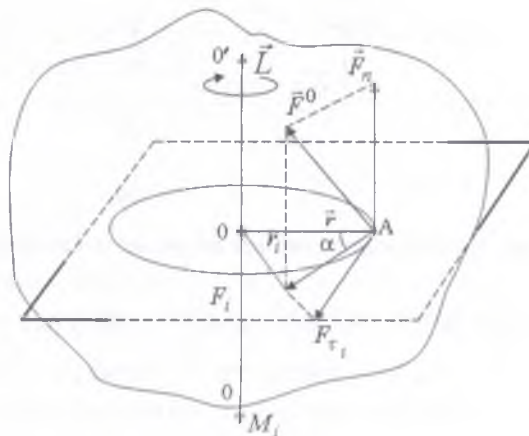
$$v_{R'} = -m_B v_{B'} / m_R = -2,5 \text{ m/s.}$$

Miltiqning massasi o'qning massasidan ancha katta bo'lgani uchun, uning (orqaga tepki) tezligi o'qning tezligidan ancha kichikdir. Minus ishora, miltiq tezligining yo'nalishi o'qning yo'nalishiga teskari yo'nalganligini ko'rsatadi [1].

10 - §. Kuch momenti

Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy kattaliklari – impuls momenti va kuch momenti tushunchalari bir-biri bilan chambarchas bog'liqdir. Kuch momenti nuqtaga nisbatan bo'lsa, impuls momenti o'qqa nisbatandir. Shuning uchun ularni bir-biri bilan almashtirish mumkin emas. Har qanday vektorning biror nuqtaga nisbatan momenti vektor kattalik bo'lgani uchun, kuch momenti ham vektor kattalikdir. Impuls momenti esa, o'q uzunligiga nisbatan bo'lgani uchun vektor kattalik emas.

Endi qattiq jismning biror O nuqtasiga nisbatan kuch vektori \vec{F} ning yoki impuls vektori \vec{P} ning momentini qarab chiqaylik (22 - rasm). Bu nuqta *bosh nuqta yoki qutb* deb ataladi.



22 - rasm. OO' aylanish o'qiga o'rnatilgan qattiq jismga ixtiyoriy tashqi kuch ta'siri

Massa markazidan o'tgan OO' o'qqa mahkamlangan jismning, shu o'qdan r masofaga joylashgan qandaydir A nuqtasiga istalgan yo'nalishda \vec{F}^0 kuch qo'yamiz. \vec{F}^0 – kuch vektori bilan ustma-ust tushgan chiziqqa *kuchning ta'sir chizig'i* deb ataladi.

Aylanish o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotuvchi kuchning \vec{F}_i tashkil etuvchisi jismning aylanishiga sabab bo'lishi mumkin.

\vec{F}_n – tashkil etuvchisi esa, OO' o'q bo'ylab ilgari lanma harakatni vujudga keltiradi.

Kuchning $\vec{F}_{\tau i}$ – tangensial tashkil etuvchisi ta'sirida, m , massali A nuqta \vec{r} radiusli aylanani chizishi mumkin.

\vec{F}_i kuchning aylantirish effekti OO' o'q bilan kuchning ta'sir chizig'i orasidagi masofa katta bo'lishi bilan orta boradi.

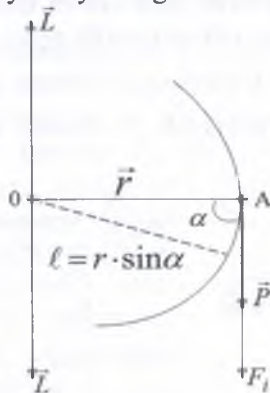
Radius – vektor \vec{r}_i ning \vec{F}_i kuchga vektor ko'paytmasi kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas OO' o'qqa nisbatan *kuch momenti* deb ataladi.

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i]. \quad (10.1)$$

Kuch momentining moduli quyidagiga teng:

$$|\vec{M}_i| = \left| [\vec{r}_i \cdot \vec{P}] \right| = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha. \quad (10.2)$$

Uchta \vec{r}_i , \vec{F}_i , \vec{M}_i vektorlar o'ng parma qoidasiga bo'ysungani uchun kuch momentining yo'nalishi OO' o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.



23 - rasm. Moddiy nuqta impuls momenti vektorining yo'nalishi

Massasi m ga teng bo'lgan moddiy nuqta \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotganda \vec{P} impuls ga ega bo'ladi. \vec{r} – radius - vektorning \vec{P} impuls ga vektor ko'paytmasi *impuls momenti* deb ataladi. \vec{L} – impuls momentining vektori yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (23 - rasm).

\vec{r} – radius-vektor va \vec{P} – impuls vektori yotgan tekislikka perpendikulyar ravishda 0 nuqtaga joylashtirilgan parma dastasining aylanma harakat yo‘nalishi impuls yo‘nalishi bilan mos tushganda, parmaning ilgarilanma harakat yo‘nalishi impuls momenti \vec{L} ning yo‘nalishini ko‘rsatadi:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r}(m \cdot \vec{v})] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}]. \quad (10.3)$$

Impuls momentining moduli quyidagiga tengdir:

$$[\vec{L}] = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = r \cdot P \sin \alpha. \quad (10.4)$$

Moddiy nuqta impuls momenti o‘zgarish qonunini impuls momentining vaqt bo‘yicha hosilasi orqali topamiz

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right], \quad (10.5)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] + [\vec{r} \cdot \vec{F}], \quad (10.6)$$

\vec{v} va \vec{P} vektorlar parallel, kolleniur vektorlarning ko‘paytmasi bo‘lgani uchun $[\vec{v} \cdot \vec{P}] = 0$ ga teng bo‘ladi, u holda

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}_c,$$

ya‘ni

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_c. \quad (10.7)$$

Moddiy nuqta impulsining biror nuqtaga nisbatan o‘zgarishi, shu moddiy nuqtaga ta‘sir qiluvchi kuch momentiga tengdir.

Agar $\vec{M} = 0$ bo‘lsa, impuls momentining saqlanish qonunini ifodasiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0, \quad \vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = const. \quad (10.8)$$

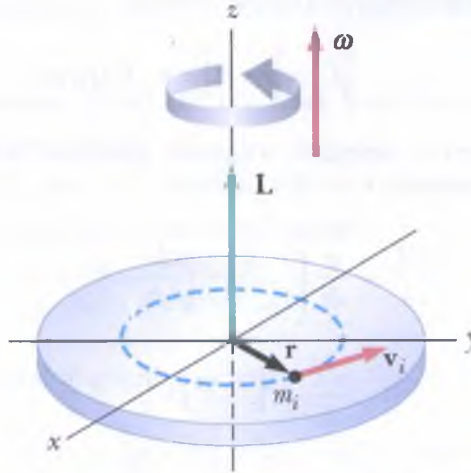
Ixtiyoriy o‘q atrofida aylanma harakat qilayotgan moddiy nuqtaga tashqi kuch momenti ta‘sir etmasa, u o‘zining impuls momentini miqdor va yo‘nalishi jihatdan o‘zgarmas holda saqlaydi.

11-§. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Shu vaqtgacha aylana bo‘ylab harakat tenglamalarini chiziqli tezlik orqali ifodalangan edik. Endi shu ifodalarni burchak tezlik va burchakli tezlanish

$$\frac{d\omega}{dt} = \beta$$

orqali ifodalaymiz.



23.1-rasm. Moddiy nuqta impulsining z o‘qqa nisbatan impuls momenti

Impuls momenti

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}], \quad (11.1)$$

chiziqli tezlik burchak tezlik bilan quyidagicha bog‘langan $\vec{v} = \omega \vec{r}$, u holda,

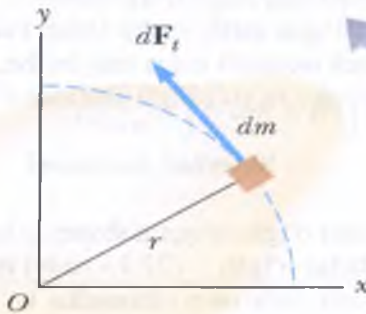
$$L_z = m[\vec{r} \cdot \omega \vec{r}] = mr^2 \cdot \omega \quad (11.2)$$

\vec{L}_z – moddiy nuqta impulsining z o‘qqa nisbatan impuls momentidir.

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m \cdot \vec{v}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ x & y & z \\ p_x & p_y & p_z \end{vmatrix} = \vec{i}(p_y z - p_z y) + \vec{j}(p_x z - p_z x) + \vec{k}(p_y x - p_x y).$$

Moddiy nuqta impulsining z aylanish o‘qiga nisbatan *inersiya momenti* uning massasining aylanish radiusi kvadrati ko‘paytmasiga teng bo‘lgan fizikaviy kattalikdir:

$$I_z = \frac{\vec{L}_z}{\omega} = m \vec{r}^2. \quad (11.3)$$



23.2-rasm. Jismning inersiya momenti

Qattiq jismning Z aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti - \vec{L}_z shu o'qqa nisbatan inersiya momenti I_z ning burchak tezlikka ko'paytmasiga tengdir:

$$L_z = I_z \cdot \omega.$$

Endi impuls momentining o'zgarishini aniqlaymiz:

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d(I_z \omega)}{dt} = \vec{M}_z, \quad (11.4)$$

$$\frac{dL_z}{dt} = I_z \cdot \frac{d\omega}{dt} = I_z \cdot \beta = \vec{M}_z. \quad (11.5)$$

Shunday qilib, qattiq jismning Z aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentining burchak tezlanishga ko'paytmasi, tashqi kuchning shu o'qqa nisbatan natijaviy kuch momentiga teng bo'ladi.

(11.5) ifoda qattiq jism aylanma harakati dinamikasining asosiy tenglamasidir, u $\vec{F} = m\vec{a}$ tenglamaga o'xshash bo'lgani uchun ba'zan uni *qattiq jism aylanma harakati uchun Nyutonning ikkinchi qonuni* deb ataladi.

Agar aylanish o'qiga ega bo'lgan jismga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa,

$$\vec{M}_z = 0,$$

$$d\vec{L}_z = \vec{M}_z dt = 0$$

yoki

$$dL_z = d(I_z \cdot \omega) = \vec{M}_z dt = 0$$

$$L_z = I_z \vec{\omega} = \text{const.} \quad (11.6)$$

Bu ifoda *impuls momentining saqlanish qonunidir*.

Aylanish o'qiga ega bo'lgan qattiq jismga tashqi kuchlar ta'sir etmasa yoki ularning aylanish o'qiga nisbatan kuch momenti nolga teng bo'lsa, qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti miqdor va yo'nalishi jihatidan o'zgarmay qoladi[4].

Shteyner teoremasi

Agar massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan I_C inersiya momenti ma'lum bo'lsa, massa markazidan d masofadan o'tgan (23.3 - rasm) istalgan O parallel o'qqa nisbatan inersiya momentini hisoblash juda oson. Rasmdan ko'rinib turibdiki, qattiq jismning ixtiyoriy m_i zarrasining ikkala o'qqa nisbatan masofasi mos ravishda r_i va $r_i + d$ ga teng.

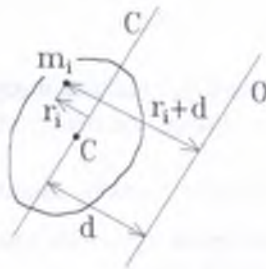
$$I_0 = \sum_i m_i (r_i + d)^2 = \sum_i m_i (r_i^2 + 2r_i d + d^2) = \sum_i m_i r_i^2 + 2 \sum_i m_i r_i d + \sum_i m_i d^2$$

ifodadagi ikkinchi qo'shiluvchi $d = \text{const}$ ekanligidan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$2 \sum_i m_i r_i d = 2 d \underbrace{\sum_i m_i r_i}_0 = 0 .$$

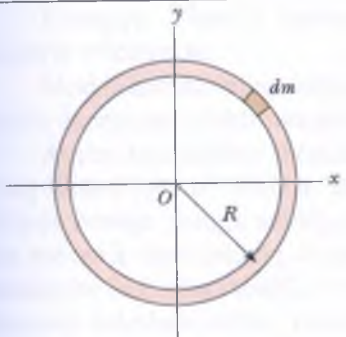
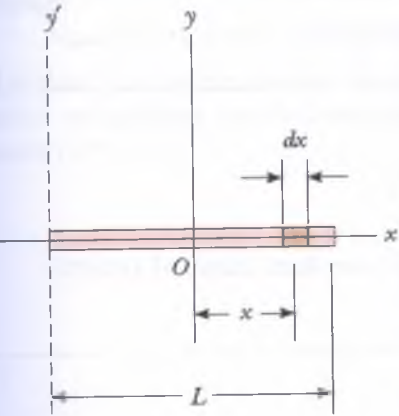
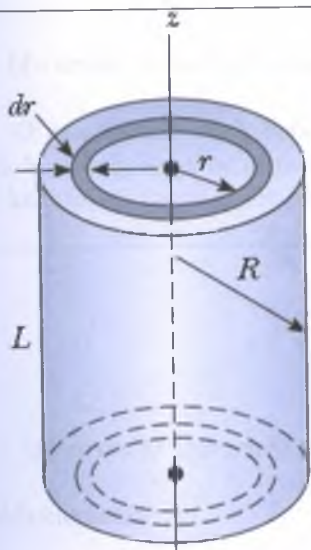
Natijada impuls momenti quyidagidan iborat bo'ladi:

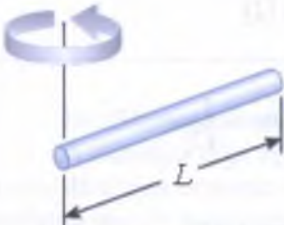
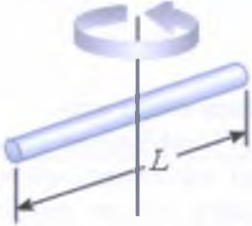
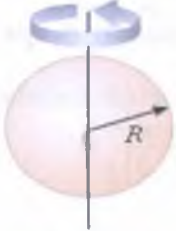
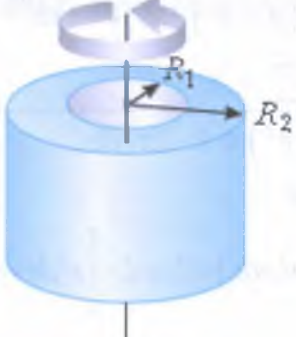
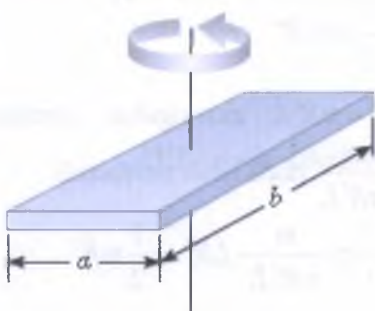
$$I_0 = \sum_i m_i r_i^2 + 2 \underbrace{\sum_i m_i r_i d}_0 + \underbrace{\sum_i m_i d^2}_m = I_C + m d^2 .$$



23.3 - rasm. Istalgan O parallel o'qqa nisbatan inersiya momenti

Ba'zi jismlarning inersiya momentlari [2]

	$I = \lim_{\Delta m_i \rightarrow 0} \sum_i r_i^2 \Delta m_i = \int r^2 dm = \int \rho r^2 dV$ $I_z _{r=R} = \int r^2 dm = R^2 \int dm = mR^2$
	<p>Rasmdan</p> $dm = \lambda dx = \frac{m}{L} dx$ <p>$r^2 = x^2$ ni hisobga olgan holda quyidagiga ega bo'lamiz:</p> $I_y = \int r^2 dm = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} x^2 \cdot \frac{m}{L} dx = \frac{m}{L} \cdot \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} x^2 dx = \frac{m}{L} \cdot \frac{x^3}{3} \Big _{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} =$ $= \frac{m}{3L} \left[\left(\frac{L}{2}\right)^3 - \left(-\frac{L}{2}\right)^3 \right] = \frac{m}{3L} \left[\frac{L^3}{8} + \frac{L^3}{8} \right] = \frac{m}{3L} \cdot \frac{2L^3}{8} = \frac{1}{12} mL^2$
	$dV = L \cdot dS = L \cdot d(\pi r^2) = L \cdot 2\pi r dr,$ $dm = \rho dV = 2\pi \rho L r dr$ $I_z = \int r^2 dm = \int_r r^2 (2\pi \rho L r dr) = 2\pi \rho L \cdot \int_0^R r^3 dr =$ $= 2\pi \rho L \cdot \frac{r^4}{4} \Big _0^R = \frac{1}{2} \pi \rho L R^4$ <p>Silindr hajmi $V = \pi R^2 L$ ekanligidan jismning zichligi $\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{\pi R^2 L}$ ifoda bilan aniqlanadi</p> $I_z = \frac{1}{2} \pi \rho L R^4 = \frac{1}{2} \pi \cdot \frac{m}{\pi R^2 L} \cdot L R^4 = \frac{1}{2} m R^2$
<p>Bir jinsli sterjen</p>	

 <p>A diagram showing a thin rod of length L rotating about an axis at one end, perpendicular to the rod's length. A curved arrow above the axis indicates the direction of rotation.</p>	$\frac{1}{3}ml^2$
 <p>A diagram showing a thin rod of length L rotating about a central axis perpendicular to its length. A curved arrow above the axis indicates the direction of rotation.</p>	$\frac{1}{12}ml^2$
 <p>A diagram showing a solid sphere of radius R rotating about a central axis. A curved arrow above the axis indicates the direction of rotation.</p>	$\frac{2}{5}mr^2$
 <p>A diagram showing a hollow cylinder with inner radius r_1 and outer radius r_2 rotating about a central axis. A curved arrow above the axis indicates the direction of rotation.</p>	$m(r_2^2 + r_1^2)/2$
 <p>A diagram showing a rectangular plate with dimensions a and b rotating about a central axis perpendicular to its surface. A curved arrow above the axis indicates the direction of rotation.</p>	$I = \frac{1}{12}m(a^2 + b^2)$

12 - §. Ish va quvvat

Energiya – barcha turdagi moddalarning harakati va o‘zaro ta‘sirining universal miqdoriy o‘lchovidir.

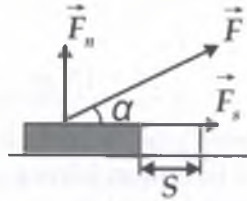
Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har xil turlariga: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va h.k.ga ega bo‘lamiz.

Ayrim hodisalarda moddaning harakat shakli o‘zgarmaydi, (masalan, qizigan jism sovuq jismni isitadi) boshqa hodisalarda harakat boshqa shaklga o‘tadi. Ammo barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya, ikkinchi jism olgan energiyaga teng bo‘ladi. Jism mexanik harakatining o‘zgarishi unga boshqa jismlar tomonidan ta‘sir etgan kuchlar hisobiga bo‘ladi. Shu sababli, o‘zaro ta‘sirlashayotgan jismlar orasidagi energiya almashuvi miqdorini baholash uchun, kuzatilayotgan jismga qo‘yilgan kuchning bajargan ishi ko‘rib chiqiladi.

Agar, jism to‘g‘ri chiziqli harakat qilayotgan bo‘lsa va unga ko‘chish yo‘nalishi bilan α burchak hosil qilgan doimiy \vec{F} kuch ta‘sir etsa, shu kuchning bajargan ishi kuchning harakat yo‘nalishiga proyeksiyasining kuch qo‘yilgan nuqtaning siljishiga ko‘paytmasiga tengdir (24 - rasm):

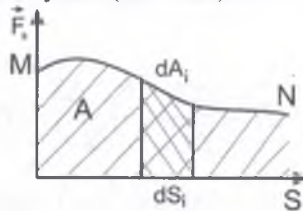
$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha . \quad (12.1)$$

Umumiy hollarda, kuch moduli va yo‘nalishi bo‘yicha o‘zgarib turishi mumkin.



24 - rasm. F kuch ta‘sirida to‘g‘ri chiziqli harakat qilayotgan jismning ko‘chishi

O‘zgaruvchan kuch bajargan ishini aniqlash uchun, bosib o‘tilgan yo‘lni shunday kichik bo‘lakchalarga bo‘lamizki, ularning har birini to‘g‘ri chiziqdan iborat va ulardagi ta‘sir kuchini o‘zgarmas, deb hisoblaymiz (25-rasm).



25 - rasm. O‘zgaruvchi tashqi kuch ta‘sirida jismning ko‘chishda bajargan ishi

U holda elementar ish

$$dA_i = F_{S_i} dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i \text{ ga} \quad (12.2)$$

o'zgaruvchan kuchning MN ko'chishida bajargan ishi esa,

$$A = \int_M^N F_S dS_i = \int_M^N F_i dS_i \cos \alpha_i \text{ ga} \quad (12.3)$$

teng bo'ladi. Bu integralni hisoblash uchun F_S kuchning S trayektoriya bilan bog'liqligini bilish zarur. Bu kuchning bajargan ishi S trayektoriya ostidagi maydon yuziga tengdir.

Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va α - burchak o'zgarmas bo'ladi.

Shu sababli

$$A = F \cos \alpha \int_M^N dS = F \cdot S \cos \alpha \text{ ga}$$

ega bo'lamiz. Bu yerda S – jismning bosib o'tgan yo'li. (12.3) – ifodadan:

$\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi musbat;

$\alpha > \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi manfiy;

$\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan mexanik ishi nolga teng bo'ladi.

Ish birligi – 1 jouldan iborat:

$$1J = 1N \cdot m$$

Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflash uchun quvvat tushunchasidan foydalaniladi. N – quvvat deb, ΔA bajarilgan ishning, shu ishni bajarish uchun ketgan Δt vaqtga nisbatiga teng fizikaviy kattalikka aytiladi.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} . \quad (12.4)$$

Agarda jism \vec{F} kuch ta'sirida \vec{v} o'zgarmas tezlik bilan harakatlansa, quvvat quyidagicha ifodalanadi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_S \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_S \cdot v$$

va kuchning harakat yo'nalishiga proyeksiyasi F_S ni jismning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'ladi.

Quvvat o'zgaruvchan bo'lganda oniy quvvat tushunchasidan foydalaniladi:

$$N_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} .$$

Agarda oniy quvvat o'zgaruvchan bo'lib Δt vaqt noldan sezilarli farq qilsa, u holda o'rtacha quvvat tushunchasi o'rinli bo'ladi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}$$

Quvvat birligi – W bilan o'lchanadi $1W = \frac{1J}{s}$.

13 - §. Kinetik va potensial energiyalar

Kinetik energiya jism mexanikaviy harakatining o'lchovidir va bu harakatni vujudga keltirish uchun bajarilgan ish bilan baholanadi.

Agar \vec{F} kuch tinch turgan jismga ta'sir etib, unga \vec{v} harakat tezligini bersa, u holda, dA ish bajarib, jismning harakat energiyasini shu bajarilgan ish miqdoriga oshiradi. Shunday qilib, bu bajarilgan ish jismning kinetik energiyasining ortishiga olib keladi.

$$dA = dW_k$$

Nyuton II qonunining skalyar ko'rinishidan foydalansak

$$F = m \frac{dv}{dt}$$

bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$dA = F \cdot dS = m \frac{dv}{dt} \cdot dS$$

$v = \frac{dS}{dt}$ bo'lgani uchun;

$$dA = mdv \cdot \frac{dS}{dt} = mv \cdot dv = dW_k$$

To'la kinetik energiya ifodasi esa,

$$W_k = \int_0^v mv \cdot dv = m \cdot \int_0^v v \cdot dv = \frac{mv^2}{2}$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, v – tezlik bilan harakatlanayotgan m – massali jismning kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{mv^2}{2} \quad (13.1)$$

Aylanma harakat kinetik energiyasi

Mustahkam o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 = \sum_i \frac{m_i (R_i \omega)^2}{2} = \underbrace{\sum_i m_i R_i^2}_{I} \cdot \frac{\omega^2}{2} = \frac{I \omega^2}{2}.$$

Qattiq jismning, uning massa markazi fiksrangan tekislikda ko'chadigandagi harakati, uning massa markazidan o'tadigan jismning aylanish o'qi ushbu tekislikka perpendikulyarligicha qolsa, yassi harakat deb ataladi. Bunda yassi harakatni amalga oshiradigan jismning kinetik energiyasi:

$$dE_k = dA = M d\varphi = \underbrace{I \beta}_M d\varphi = I \frac{d\omega}{dt} d\varphi = I d\omega \frac{d\varphi}{dt} = I \omega d\omega$$
$$E_k = \int_0^\omega I \omega d\omega = \frac{I \omega^2}{2} \text{ ga}$$

teng ekan. Kinetik energiya m – massaga bog'liq bo'lishi bilan birga harakat tezligining funksiyasi hamdir.

Potensial energiya

Potensial energiya – umumiy mexanik energiyaning bir qismi bo'lib, jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liqdir.

Agarda jismlarning o'zaro ta'siri kuch maydonlari orqali bajarilsa (masalan, elastik kuch maydoni, gravitatsiya kuchi maydoni, elektr ta'sir kuchi maydoni) bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi trayektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liqdir. Bunday ish bajaradigan maydonlar *potensial maydonlar* deb ataladi va ularda ta'sir qiluvchi kuchlar *konservativ kuchlar* deb ataladi.

Agarda kuch bajargan ish harakat trayektoriyasiga bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar dissipativ kuchlar deb ataladi.

Kuchning potensial maydonida turgan jism W_n – potensial energiyaga ega bo'ladi. Odatda, jismning ma'lum bir holatdagi potensial energiyasini nol deb hisoblab, uni hisob boshi deb, belgilashadi. Boshqa holatdagi energiya hisob boshidagi holatga nisbatan aniqlanadi. Shuning uchun ayrim vaqtlarda potensial energiyalar farqi degan tushunchadan foydalaniladi. Jismga qo'yilgan konservativ kuchlar bajargan ish, shu jism potensial energiyasining o'zgarishiga tengdir.

$$dA = -dW_n . \quad (13.2)$$

Bunda potensial energiya sarf bo'lishi natijasida ish bajarilgani uchun minus ishora paydo bo'ldi. Bajarilgan ish $dA = Fdr$ bo'lgani uchun

$$Fdr = -dW_n . \quad (13.3)$$

Agarda $W_n(r)$ – funksiya aniq bo'lsa, kuchning moduli va yo'nalishini aniqlash mumkin.

$W_n(r)$ funksiyaning aniq ko'rinishi kuch maydonining xarakteri bilan aniqlanadi. Masalan, Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgan jismning potensial energiyasi

$$W_n = \int_0^h dW_n = \int_0^h Pdh = mgh \text{ ga} \quad (13.4)$$

tengdir. Bu yerda potensial energiya h balandlikdan tushayotgan m massali jismning bajargan ishiga tengdir.

Tizimning to'liq energiyasi, doimo mexanik harakat va o'zaro ta'sir energiyalarning yig'indisidan iboratdir:

$$W = W_k + W_n. \quad (13.5)$$

14 - §. Energiyaning saqlanish qonuni

Energiyaning saqlanish qonuni – ko'pgina tajribaviy ma'lumotlarning umumlashgan natijasidir. Bu qonunni miqdor jihatdan nemis vrachi Yu.Mayer va nemis tabiatshunosi G.Gelmgolslar ifodalab berishgan.

Massalari m_1, m_2, \dots, m_n , va v_1, v_2, \dots, v_n tezlik bilan harakatlanayotgan moddiy nuqtalardan iborat bo'lgan yopiq tizimni olaylik. Har bir moddiy nuqtaga f_1, f_2, \dots, f_n teng ta'sir etuvchi ichki konservativ kuchlar va $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ teng ta'sir etuvchi tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin. $v \ll c$ bo'lganda, moddiy nuqtalar massalari o'zgarmaganligi sababli, ularga Nyutonning II qonunini tatbiq etish mumkin:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} &= \vec{f}_1 + \vec{F}_1 \\ m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} &= \vec{f}_2 + \vec{F}_2 \\ &\dots \dots \dots \\ m_n \frac{d\vec{v}_n}{dt} &= \vec{f}_n + \vec{F}_n \end{aligned}$$

Barcha nuqtalar qandaydir dt vaqt oralig'ida dx_1, dx_2, \dots, dx_n masofalarga ko'chgan bo'lsin. Shu ko'chishlarni tezlik orqali, skalyar ko'rinishda ifodalasak, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} m_1(v_1 dv_1) - (f_1 + F_1)dx_1 &= 0 \\ m_2(v_2 dv_2) - (f_2 + F_2)dx_2 &= 0 \\ &\dots \dots \dots \\ m_n(v_n dv_n) - (f_n + F_n)dx_n &= 0 \end{aligned}$$

Yopiq tizim uchun, uning moddiy nuqtalariga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar yig'indisi nolga tengdir:

$$F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0 .$$

Shu sababli yuqoridagi tenglamalarni jamlasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i - \sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i = 0 .$$

Bu yerda

$$\sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i = \sum_{i=1}^n d \left(m_i \frac{v_i^2}{2} \right) = dW_k , \quad (14.1)$$

dW_k – tizim kinetik energiyasining cheksiz kichkina o'zgarishidir, $-\sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i = 0$ Yopiq tizim ichida moddiy nuqtalarning ichki konservativ kuchlarga qarshi bajargan ishidir va u tizim potensial energiyasining o'zgarishiga tengdir:

$$dA = -dW_n .$$

Butun yopiq tizim uchun

$$dW_k + dW_n = 0 \text{ ga}$$

teng. Demak, yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

$$W_k + W_n = W = const \text{ ga,} \quad (14.2)$$

ega bo'lamiz. (14.2) ifoda mexanik energiyaning saqlanish qonunidir.

Jismlarning yopiq tizimida faqat konservativ kuchlar ta'sir etsa, mexanik energiya saqlanib qoladi yoki vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'ladi.

Nazorat test savollari

DINAMIKA

1. Nyutonning 3 - qonunini ta'riflang.

A) Jismlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchi kattalik jihatdan teng, yo'nalish bo'yicha esa qarama - qarshidir

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2.$$

B) Agar moddiy nuqtaga bir vaqtning o'zida bir nechta kuch ta'sir qilayotgan bo'lsa, u holda, ularning har biri boshqa kuchlar bo'lmaganidek moddiy nuqtaga

tezlanish beradi: $\vec{a}_i = \frac{\vec{F}_i}{m}$.

C) Jismlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlari ularning massalari ko'paytmasiga proporsional.

D) Moddiy nuqtaning tezlanishi uni hosil qiluvchi kuchga proporsional bo'lib, yo'nalishi kuch yo'nalishiga mos keladi, moddiy nuqta massasiga esa, teskari proporsional.

2. Inersiya qonuni (Nyutonning 1-qonuni) ni ta'riflang.

A) Tashqi ta'sir etuvchi kuchlar bo'lmaganda jism yoki tinch qoladi, yoki tekis va to'g'ri chiziqli harakatda bo'ladi.

B) Turli inersial sanoq tizimlarida barcha mexanik hodisalar bir xil kechadi.

C) Har qanday mexanik harakat - nisbiy tushuncha bo'lib, tanlangan sanoq tizimiga bog'liq.

D) Tashqi ta'sir bo'lmaganda jismning tezligini saqlash hodisasi.

3. Koriolis ifodasini ko'rsating

A) $\vec{F}_k = 2m[\vec{\omega} \cdot \vec{\omega}].$ B) $\vec{F} = m\vec{g}.$

C) $F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$ D) $\vec{F} = -k\vec{r}.$

4. Shteyner teoremasining ifodasini ko'rsating.

A) $I_J = I_c + md.$ B) $I_J = I_c + md^2.$

C) $I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2.$ D) $I = \int_0^{\infty} r^2 dm.$

5. Aylanma harakatdagi elementar ishning ifodasini aniqlang.

A) $A = M\beta.$ B) $dA = Md\varphi.$

C) $A = \frac{M}{\beta}.$ D) $A = \frac{M}{\varphi}.$

6. Yaxlit sharning, uning markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti formulasini ko'rsating.

A) $I = mR^2.$ B) $I = \frac{1}{2}mR^2.$

C) $I = \frac{2}{5}mR^2.$ D) $I = \frac{2}{3}mR^2.$

7. Yupqa uzukning, uning markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti ifodasini ko'rsating.

A) $I = mR^2.$ B) $I = \frac{1}{2}mR^2.$

C) $I = \frac{2}{5}mR^2.$ D) $I = \frac{2}{3}mR^2.$

8. Yaxlit diskning, uning markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti ifodasini ko'rsating.

A) $I = mR^2.$ B) $I = \frac{1}{2}mR^2.$

C) $I = \frac{2}{5}mR^2.$ D) $I = \frac{2}{3}mR^2.$

9. Bir jinsli sterjenning, uning markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti ifodasini ko'rsating.

A) $I = \frac{1}{12}mL^2.$ B) $I = \frac{1}{2}mR^2.$

C) $I = \frac{2}{5} mR^2$. D) $I = \frac{1}{3} mL^2$.

10. Bir jinsli sterjening, uning chetidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti ifodasini ko'rsating.

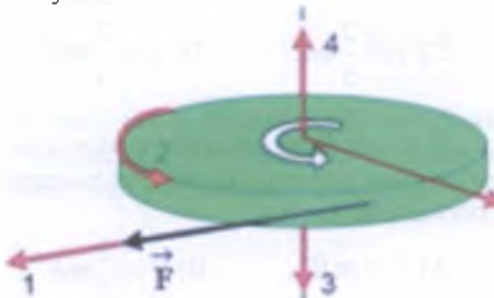
A) $I = \frac{1}{12} mL^2$. B) $I = \frac{1}{2} mR^2$.

C) $I = \frac{2}{5} mR^2$. D) $I = \frac{1}{3} mL^2$.

11. Odam, vertikal o'q atrofida inersiya bilan aylanayotgan charxpalakning markazida, qo'llarida uzun sterjenni o'rtasidan ushlagan holda o'tiribdi. Agar u sterjenni gorizontal holatdan vertikal holatga keltirsa, u holda, aylanish chastotasi...

- A) o'zgarmaydi.
B) ortadi.
C) kamayadi.

12. G'ildirak rasmda ko'satilgan oq atrofida aylanadi. G'ildirak chetiga urinma bo'ylab yo'nalgan kuch qo'yilgan. Qaysi strelka burchak tezlanish vektorini to'g'ri tasvirlaydi?



- A) 1.
B) 2.
C) 3.
D) 4.

13. Qaysi ifoda Nyuton 2 - qonunining umumiy ifodasi hisoblanadi?

A) $\vec{F} = m\vec{a}$. B) $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$.
C) $\vec{L} = J\vec{\omega}$. D) $\vec{P} = m\vec{g}$.

14. Faqat $m = const$ bo'lganda o'rinli bo'lgan Nyuton 2 - qonunining ifodasini ko'rsating.

A) $\vec{F} = m\vec{a}$.
B) $Fdt = md\vartheta + \vartheta dm$.
C) $F = m \frac{d\vartheta}{dt} + \vartheta \frac{dm}{dt}$.
D) $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$.

15. Ko'proq qaysi ifoda aylanma harakat dinamikasi qonunining umumiy ifodasi hisoblanadi?

A) $\vec{F} = m\vec{a}$. B) $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$.
C) $\vec{L} = J\vec{\omega}$. D) $\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$.

16. Qattiq jism inersiya momenti nimaga bog'liq?

- A) Kuch momenti va burchak tezlanishga.
B) Impuls momenti va burchak tezlikka.
C) Massa, jism shakli va aylanish o'qining tanlanishiga.
D) Ta'sir etuvchi kuch va uning elkasiga.

17. Shar gorizontal tekislik bo'ylab dumalamoqda. Ifodalarning qaysi biri sharning to'liq kinetik energiyasiga tegishli?

A) $W_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$.
B) $W_k = \frac{J\omega^2}{2}$.
C) $W_k = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}$.
D) $W_k = \frac{kx^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}$.

18. Impuls nima?

A) Jism massasining uning tezlanishiga ko'paytmasi.

B) Jism massasining uning tezligiga ko'paytmasi.

C) Jism massasining uning hajmiga ko'paytmasi.

D) Jismga ta'sir etuvchi kuchning uning ta'sir vaqtiga ko'paytmasi.

19. Impuls nimaga bog'liq?

A) Faqat tezlik moduliga.

B) Faqat jism massasiga.

C) Faqat jism tezligi yo'nalishiga.

D) Jism massasi, tezligi va tezlik yo'nalishiga.

20. Impulsning saqlanish qonunini to'g'ri ta'rifini toping.

A) Tizim impulsini – o'zgarmas kattalik.

B) Tizimga kiruvchi barcha jismlarning to'liq impulsini vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

C) Jismlar tizimining impulsini nolga teng.

D) Yopiq tizim moddiy nuqtalari impulsini yig'indisi o'zgarmaydi.

21. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi?

A) $m_1\vec{g}_1 + m_2\vec{g}_2 + \dots + m_n\vec{g}_n = const.$

B) $W_k + W_n = const.$

C) $J_1\vec{\omega}_1 + J_2\vec{\omega}_2 + \dots + J_n\vec{\omega}_n = const.$

D) $\frac{m_1g_1^2}{2} + \frac{m_2g_2^2}{2} + \dots + \frac{m_n g_n^2}{2} = const.$

22. v tezlik bilan harakatlanayotgan m massali plastilinni sharcha tinch turgan $2m$ massali plastilinni sharchaga uriladi.

Urillgandan so'ng sharchalar yopishgan holda birgalikda harakatlanadilar. Ularning harakat tezligi qanday?

A) $v/3$ B) $2v/3$ C) $v/2$

D) Javob berish uchun ma'lumot etarli emas.

23. Impuls momenti saqlanish qonunining to'g'ri ta'rifini toping.

A) Tizim impuls momenti – bu o'zgarmas kattalik.

B) Tizimga kiruvchi barcha jismlarning to'liq impuls momentlari vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

C) Yopiq tizim moddiy nuqtalarining impuls momentlari yig'indisi o'zgarmaydi.

24. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri impuls momentining saqlanish qonuniga to'g'ri keladi?

A) $W_k + W_n = const$

B) $m_1\vec{g}_1 + m_2\vec{g}_2 + \dots + m_n\vec{g}_n = const.$

C) $\frac{m_1g_1^2}{2} + \frac{m_2g_2^2}{2} + \dots + \frac{m_n g_n^2}{2} = const.$

D) $J_1\vec{\omega}_1 + J_2\vec{\omega}_2 + \dots + J_n\vec{\omega}_n = const.$

25. Dumaloq gorizontall platformada erkin aylanayotgan odam qo'llarini yon tomonga uzatdi. Bu holda: inersiya momenti J , burchak tezlik ω , impuls momenti L qanday o'zgaradi?

A) $J \uparrow \omega \uparrow L = \uparrow.$

B) $J \downarrow \omega \downarrow L = \downarrow.$

C) $J \downarrow \omega \uparrow L = const.$

D) $J \uparrow \omega \downarrow L = const.$

26. Keltirilgan holatlarning qaysi birida jismni ko'chirishda bajarilgan ishni $A = F \cos \alpha$ ifoda orqali aniqlash mumkin?

A) $\vec{F} = const; \alpha = f(S).$

B) $\vec{F} = \vec{f}(t); \alpha = const.$

C) $\vec{F} = const; \alpha = f(t).$

D) $\vec{F} = const; \alpha = const.$

27. Moddiy nuqta aylana radiusi bo'ylab tekis aylanmoqda. Bir marta aylanishdagi markazga intilma kuchning bajarigan ishini toping.

A) $A = M\varphi$. B) $A = \frac{J\omega^2}{2}$.

C) $A = \frac{mg^2}{R} - 2\pi R$. D) 0.

28. Keltirilgan ta'riflardan qaysi biri mexanik energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi?

A) Tizim energiyasi paydo bo'lmaydi ham, yo'qolmaydi ham. U faqat bir jismdan boshqasiga uzatiladi.

B) Nokonservativ tizimda to'liq mexanik energiya o'zgarmaydi.

C) Faqat konservativ kuchlar ta'sir qilayotgan jismlar yopiq tizimining to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi.

D) Yopiq tizimda barcha jismlarning energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

29. Absolyut elastik to'qnashish. Bu to'qnashishda bajariladi

A) Faqat mexanik energiyaning saqlanish qonuni

B) Faqat impulsning saqlanish qonuni

C) Impulsning saqlanish qonuni va mexanik energiyaning saqlanish qonuni.

30. Absolyut noelastik to'qnashish. Bu to'qnashishda ... bajariladi.

A) faqat mexanik energiyaning saqlanish qonuni.

B) faqat impulsning saqlanish qonuni.

C) impulsning saqlanish qonuni va mexanik energiyaning saqlanish qonuni.

31. Quvvat bu:

A) Yo'lning bir qismida kuchning bajarigan ishi.

B) Vaqtning so'nggi oralig'ida o'zgaruvchan kuchning ishi.

C) Vaqt birligi ichida bajarilgan ish.

D) Jism kinetik energiyasining o'zgarishi.

32. Ikkita bir xil massali moddiy nuqtalar $R_1 = 2R_2$ radiusli aylanalar bo'ylab bir xil burchak tezlik bilan harakatlanmoqdalar. Bunda nuqtalar impuls momentlarining nisbati L_1/L_2 ga teng.

A) 2.

B) 4.

C) 1.

D) 1/2

33. Bir xil massa va radiuslarga ega bo'lgan yaxlit va trubkali silindrlar tepalik tomon sirpanish-siz yumalatilmoqda. Agar jismlarning boshlang'ich tezliklari teng bo'lsa, u holda ...

A) Trubkali silindr yuqoriroqqa ko'tariladi.

B) Yaxlit silindr yuqoriroqqa ko'tariladi.

C) Ikkala jism bir xil balandlikka ko'tariladi.

34. Poyezd g'ildiraklarining ishqalanish kuchi $F(x) = 0.2x$ qonun bo'yicha o'zgaradi. Ishqalanish kuchining ishi $1km$ yo'lda ... ga teng.

A) $100kJ$.

B) $10kJ$.

C) $200J$.

D) $200kJ$.

35. Aylanayotgan jismning impuls momenti o'zgarish nisbatan quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

A) $= I\omega$.

B) $= \frac{d}{dt}(I\vec{\omega})$.

C) $= \frac{I\omega^2}{2}$.

D) $= I\omega^2$.

36. Qaysi kuchlar konservativ hisoblanadi:

- 1) *gravitatsion*. 2) *elastik*.
3) *ishqalanish*

- A) 1,2 B) 2.
C) 3 D) 1.

37. Qaysi kuchlar dissipativ hisoblanadi:

- 1) *gravitatsion*; 2) *elastik*;
3) *ishqalanish*

- A) 1. B) 2.
C) 3. D) 2,3.

38. Impuls kattaligining o'lchov birligi:

- A) N . B) $N \cdot m$.
C) $N \cdot s$. D) $kg \cdot m^2$.

39. Inersiya momentining o'lchov birligi:

- A) N . B) $N \cdot m$.
C) $N \cdot m^2$. D) $kg \cdot m^2$.

40. Kuch momentining o'lchov birligi:

- A) N . B) $N \cdot m$.
C) $N \cdot m^2$. D) $kg \cdot m^2$.

41. Quyidagi vektor fizikaviy kattaliklardan qaysi biri yo'nalish bo'yicha doim klassik mexanikadagi kuch vektori yo'nalishiga mos keladi

- A) Tezlanish. B) Tezlik.
C) Radius vektor. D) Impuls.

42. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi hisoblanadi:

A) $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}$. B) $\vec{M} = \frac{d}{dt}(I\vec{\omega})$.

C) $[\vec{r}\vec{P}]$. D) $\frac{g^2}{R}\vec{n}$.

43. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri ilgarilanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi hisoblanadi:

A) $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}$. B) $\vec{M} = \frac{d}{dt}(I\vec{\omega})$.

C) $[\vec{r}\vec{P}]$. D) $\frac{g^2}{R}\vec{n}$.

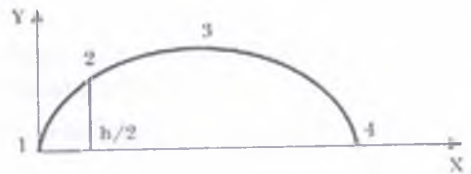
44. *XBT* tizimida ifodalangan kinetik energiyaning o'lchov birligini toping.

- A) $1 kg \cdot m$. B) $1 kg \cdot m/s$.
C) $1 kg \cdot m^2/s$. D) $1 kg \cdot m/s^2$.

45. *XBT* tizimida ifodalangan quvvatning o'lchov birligini toping.

- A) $1 kg \cdot m^2/s^2$. B) $1 kg \cdot m^2/s$.
C) $1 kg \cdot m$. D) $1 kg \cdot m^2/s^3$.

46. Rasmda gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakat trayektoriyasi ko'rsatilgan. Trayektoriyaning qaysi nuqtasida kinetik energiya minimal qiymatga ega bo'ladi?



- A) 1. B) 2.
C) 3. D) 4.

47. Mexanik tizim massa markazi holatini aniqlovchi ifodani ko'rsating.

A) $\sum_i m_i \vec{r}_i$. B) $\sum_i m_i \vec{v}_i$.

$$C) \frac{\sum_i P_i}{\sum_i m_i} \quad D) \sum m_i r_i .$$

48. Dinamika asosiy qonunining integral ko‘rinishi:

$$A) \mathcal{Q}(t) = \mathcal{Q}(t_0) + \frac{1}{m} \int_{t_0}^t \vec{F}(t) \cdot dt .$$

$$B) m \frac{d\vec{g}}{dt} - \vec{u} \frac{dm}{dt} = \vec{F} .$$

$$C) (f') = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x) \cdot dx .$$

$$D) \frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} .$$

49. Quyida keltirilgan aylanma harakat dinamikasi tenglamalaridan qaysi biri noto‘g‘ri berilgan (M – kuch momenti, L – impuls momenti, I – inersiya momenti, W – aylanma harakat energiyasi):

$$A) M = I(d\omega / dt) .$$

$$B) dL / dt = M .$$

$$C) L = I\omega .$$

$$D) M = I(d^2\omega / dt^2)$$

$$E) W = I\omega^2 / 2$$

50. Jism tortishish maydonida yopiq trayektoriya chizadi. Tortishish maydonida natijaviy A ish uchun qaysi ifoda o‘rinli?

$$A) A=0.$$

$$B) A<0.$$

$$C) A>0.$$

$$D) A>>0.$$

51. Konservativ kuchlar deb kuchlarga aytiladi.

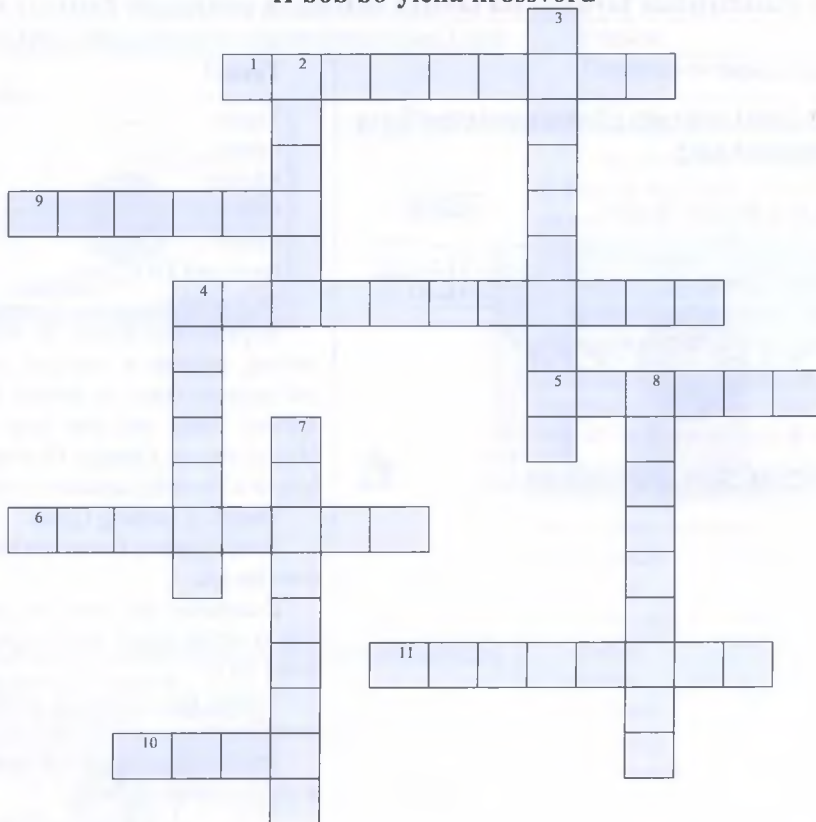
A) Zarrachani bir nuqtadan ikkinchisiga ko‘chirishda bajarilgan ish yo‘lning shakliga bog‘liq bo‘lmagan.

B) Maydonning barcha nuqtalarida yo‘nalishlari bir hil bo‘lgan.

C) Bajargan ishi yo‘l shakliga bog‘liq bo‘lgan.

D) Maydonning barcha nuqtalarida kattaligi va yo‘nalishi bir xil, yo‘nalishi qo‘zg‘almas markaz orqali o‘tgan, kattaligi esa bu markazgacha bo‘lgan masofaga bog‘liq bo‘lmagan.

II bob bo'yicha crossword



Gorizontaal:

1. Jismlarning o'zini tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati, jismlarning ... xususiyati deb ataladi.

4. Kuch ta'sirida jism ko'chishida bajargan ishi, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi trayektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar kuchlar deyiladi.

5. Jism massasi va uning tezligining ko'paytmasi bilan aniqlanadigan kattalik.

6. $F_k = 2 m \cdot v' \cdot \omega$ ifoda bilan aniqlanadigan kuch.

9. ΔA bajarilgan ishning, shu ishni bajarish uchun ketgan Δt vaqtga nisbati bilan ifodalanadigan fizikaviy kattalik.

10. Quvvat birligi.

11. Nuyutonning 1- va 2- qonuni faqat sanoq sistemalarida o'rinni.

Vertikal:

2. Butun olam tortishish qonuni asoschisi.


3. Bajargan ishi harakat trayektoriyasiga bog'liq kuchlar ... kuchlar deb ataladi.

4. Jism mexanikaviy harakatining o'Ichovi hisoblanib, harakatni vujudga keltirish uchun bajarilgan ish bilan baholanadigan energiya.

7. Energiya saqlanish qonunini miqdor jihatdan ifodalab bergan nemis tabiatshunosi.

8. Jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liq energiya.

Bobni o'zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/forces-and-motion-basics</p> <p>Forces and Motion: Basics</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Force • Motion • Friction 	<p>Topics</p> <p>Force</p> <p>Motion</p> <p>Friction</p> <p>Speed</p> <p>Newton's First Law</p> <p>Description</p> <p>Explore the forces at work when pulling against a cart, and pushing a refrigerator, crate, or person. Create an applied force and see how it makes objects move. Change friction and see how it affects the motion of objects.</p> <p>Sample Learning Goals</p> <p>Identify when forces are balanced vs unbalanced.</p> <p>Determine the sum of forces (net force) on an object with more than one force on it.</p> <p>Predict the motion of an object with zero net force.</p> <p>Predict the direction of motion given a combination of forces.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/energy-skate-park</p> <p>Energy Skate Park</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Energy • Conservation of Energy • Kinetic Energy 	<p>Topics</p> <p>Energy</p> <p>Conservation of Energy</p> <p>Kinetic Energy</p> <p>Potential Energy</p> <p>Friction</p> <p>Description</p> <p>Learn about conservation of energy with a skater dude! Build tracks, ramps and jumps for the skater and view the kinetic energy, potential energy and friction as he moves. You can also take the skater to different planets or even space!</p> <p>Sample Learning Goals</p> <p>Explain the Conservation of Mechanical Energy concept using kinetic and gravitational potential energy.</p>
	Topics

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/friction>

on
Friction



- Friction
- Thermodynamics
- Heat

DONATE

PhET is supported by

ndia
NATIONAL DIGITAL LIBRARY
and educators like you

Friction
Thermodynamics
Heat
Description

Learn how friction causes a material to heat up and melt. What happens on an atomic level when you rub two objects together?

Sample Learning Goals

Describe a model for friction a molecular level.

Describe matter in terms of molecular motion. The description should include: diagrams to support the description, how the temperature affects the image, what are the differences and similarities between solid, liquid and gas particle motion; how the size and speed of gas molecules relate to everyday objects.

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/forces-and-motion>



- Force
- Position
- Velocity

DONATE

PhET is supported by

Promethean
and educators like you.

Topics
Force
Position
Velocity
Acceleration
Description

Explore the forces at work when you try to push a filing cabinet. Create an applied force and see the resulting friction force and total force acting on the cabinet. Charts show the forces, position, velocity, and acceleration vs. time. View a Free Body Diagram of all the forces (including gravitational and normal forces).

Sample Learning Goals

Predict, qualitatively, how an external force will affect the speed and direction of an object's motion.

Explain the effects with the help of a free body diagram.

Use free body diagrams to draw position, velocity, acceleration and force graphs and vice versa.

Explain how the graphs relate to one another.

Given a scenario or a graph, sketch all four graphs.

III BOB. MEXANIKA. INERSIAL SANOQ TIZIMLARI



MUNDARIJA

15-§. Inersial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari

16-§. Eynshteyn postulatlari. Lorens almashtirishlari

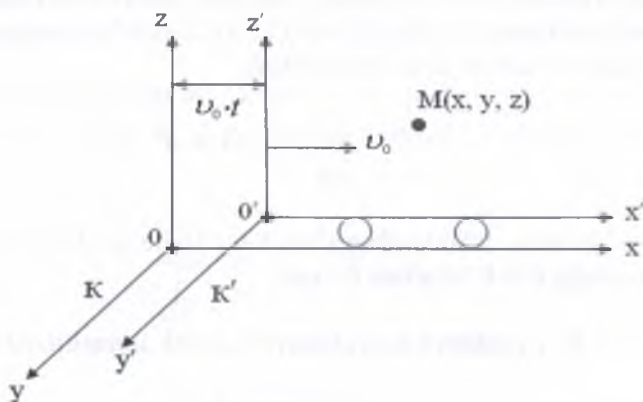
III BOB. MEXANIKA. INERSIAL SANOQ TIZIMLARI

15 - §. Inersial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari

Jismning harakati va tinch holati biz kuzatayotgan sanoq tizimlariga nisbatan nisbiy tushunchalardir.

Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq tizimlarining birida Nyuton qonunlari bajarilsa, bunday sanoq tizimlari *inersial sanoq tizimlari* deb ataladi.

Oddiy misolda bir inersial tizimdagi nuqta koordinatalaridan ikkinchi tizimdagi koordinatalarga o'tish formulalarini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Shartli tinch holatda bo'lgan K sanoq tizimiga nisbatan OX o'qi bo'ylab $v_0 = const$ tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq tizimini olamiz (26 - rasm). $t = 0$ momentda ikki sanoq tizimi bir-birining ustiga tushadi.



26 - rasm. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan inersial sanoq tizimlari

t vaqtdan so'ng K - tizimdagi qandaydir M nuqtaning koordinatalari $M(x, y, z)$ bo'lsin. K' - sanoq tizimida esa, bu nuqtaning koordinatalari

$$x = x' - v_0 \cdot t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (15.1)$$

$$K' \rightarrow K$$

Natijada,

$$x = x' + v_0 \cdot t, \quad y = y', \quad z' = z, \quad t = t' \text{ ga} \quad (15.2)$$

ega bo'lamiz. Har ikki tizimda vaqt bir xil o'tadi $t = t'$.

Bular Galileyning koordinatalarni almashtirish ifodalari yoki klassik mexanikaning koordinatalarni almashtirish ifodalari deb ataladi.

(15.2) ifodalardan t bo'yicha hosila olamiz:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx'}{dt} + v_0 ; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{dt} ; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt} ,$$

$$v_x = v'_x + v_0 ; \quad v_y = v'_y ; \quad v_z = v'_z$$

yoki vektor ko'rinishda:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0 . \quad (15.3)$$

Bu ifoda klassik mexanikada tezliklarni qo'shish ifodasi deb ataladi.

Bir sanoq tizimidan ikkinchi sanoq tizimiga o'tishda koordinatalarni almashtirish (15.1) ifoda bilan, tezliklarni almashtirish esa (15.3) ifoda bilan amalga oshiriladi.

(15.3) ifodadan t vaqt bo'yicha hosila olsak:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{dv'}{dt} ; \quad \vec{a} = \vec{a}' \quad \text{ga} \quad (15.4)$$

ega bo'lamiz. Barcha sanoq tizimlarida tezlanish bir xil bo'lib, bir inersial sanoq tizimidan ikkinchi sanoq tizimiga o'tish invariant bo'ladi.

16 - §. Eynshteyn postulatlar. Lorens almashtirishlari

Eynshteynning maxsus nisbiylik-relyativistik nazariyasi ikkita postulatga asoslangan:

1. Nisbiylik prinsipi: barcha inersial sanoq tizimlari teng huquqlidir, bu tizimlarda tabiat hodisalari bir xilda o'tadi va qonunlar bir xil ifodalanadi.

Boshqacha qilib aytganda, barcha fizikaviy hodisalar turli inersial sanoq tizimlarida bir xil sodir bo'lib, mexanik, elektromagnit, optik va shu kabi tajribalar yordamida, berilgan inersial sanoq tizimining tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi.

2. Yorug'lik tezligining invariantlik prinsipi: yorug'likning vakuumdagi tezligi barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil bo'lib, manba va kuzatuvchining nisbiy harakat tezligiga bog'liq emas.

Maxsus nisbiylik nazariyasining birinchi postulati Galileyning nisbiylik prinsipiga muvofiq keladi va uni yorug'likning tarqalish qonunlariga joriy etib, umumlashtiradi.

Ammo ikkala postulatning bir vaqtdagi tatbiqi Galiley almashtirishlariga ziddir.

Bu ikkala postulat barcha eksperimental dalillar bilan tasdiqlangani uchun, bu ziddiyat postulatlar orasida emas, balki postulatlar bilan Galiley almashtirishlari orasida mavjuddir. Chunki Galiley almashtirishlarini yorug'lik tezligiga yaqin tezlikdagi harakatlarga tatbiq etib bo'lmaydi.

Eynshteyn shunday almashtirishlarni topdiki, bu almashtirishlar maxsus nisbiylik nazariyasining ikkala postulatiga ham, Galiley almashtirishlariga ham muvofiq keladi.

Bu almashtirishlar oldinroq Lorens tomonidan yuzaki topilganligi uchun – Lorens almashtirishlari deb ataladi:

$$x = \frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{v_0 x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}. \quad (16.1)$$

Lorens almashtirishlariga bir necha misollar keltiramiz:

1) Biror bir tizimning har xil nuqtalarida bir vaqtda sodir bo'layotgan hodisalar, boshqa tizimda bir vaqtda sodir bo'lmasligi mumkin.

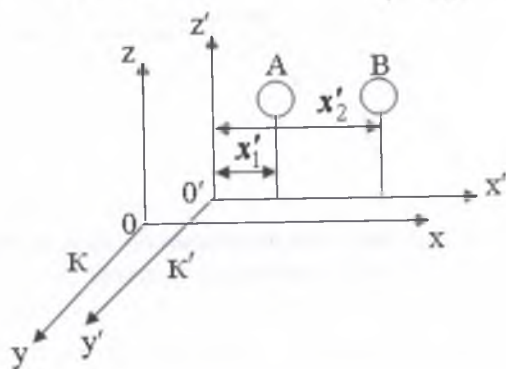
27 - rasmda K' sanoq tizimida, koordinatalari

$$x'_1 \neq x'_2$$

bo'lgan A va B nuqtalarda bir vaqtda $t'_1 = t'_2$ ikkita lampa yorishgan bo'lsin.

K – sanoq tizimida t_1 va t_2 vaqt momentlari (16.1) ifodaga binoan quyidagicha bo'ladi:

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{v_0 x'_1}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad \text{va} \quad t_2 = \frac{t'_2 + \frac{v_0 x'_2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$



27 - rasm. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq tizimlarida sodir bo'ladigan hodisalarning vaqt momentlari

$$t'_1 = t'_2 \quad \text{va} \quad x'_1 \neq x'_2$$

bo'lgani uchun

$$t_1 \neq t_2,$$

ya'ni K – sanoq tizimida ikkita lampa har xil vaqtlarda yorishadi.

2) K sanoq tizimida OX o'qi bo'ylab koordinatalari x_1 va x_2 bo'lgan sterjen yotgan bo'lsin (28 - rasm).

K sanoq tizimida sterjenning uzunligi $\ell_0 = x_2 - x_1$ bo'ladi. K tizimda esa

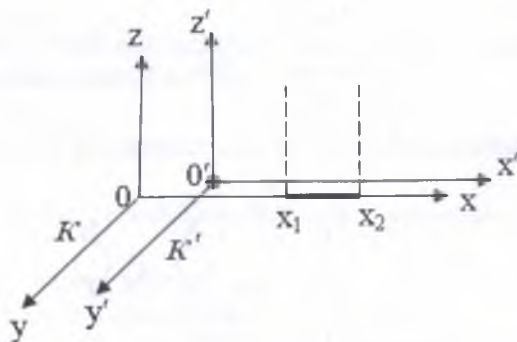
$$\ell = x'_2 - x'_1,$$

bu yerda $t'_1 = t'_2$. (16.1) Lorens almashtirishlariga asosan:

$$\ell_0 = x_2 - x_1 = \frac{x'_2 + v_0 t'_2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} - \frac{x'_1 + v_0 t'_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

yoki

$$\ell = \ell_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}.$$

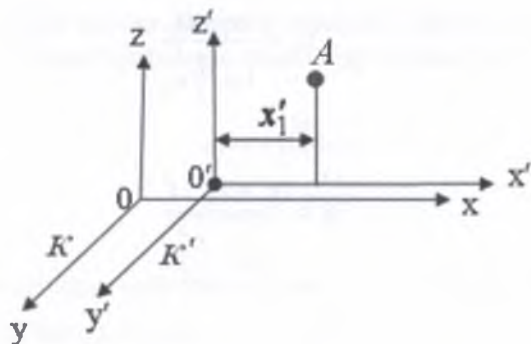


28 - rasm. Bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan sanoq tizimida uzunlik o'lchamining o'zgarishi

Sterjen tinch holatda bo'lgan K - sanoq tizimiga nisbatan v_0 - tezlik bilan harakatlanayotgan K' - sanoq tizimida sterjenning uzunligi $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$ marta kichikdir.

Tizimning v_0 - tezligi, yorug'lik tezligiga yaqinlashishi bilan, sterjenning uzunligi nolga tenglashadi va uning haqiqiy uzunligi yoqola boradi.

3) K' tizimda koordinatalari $x'_1 \neq x'_2$ bo'lgan A - nuqtada lampa t'_1 - vaqtda yorishib, t'_2 - momentda o'chadi (29 - rasm).



29 - rasm. Bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan sanoq tizimida vaqtning o'zgarishi

K' – tizimda lampaning yonish vaqti quyidagiga teng:

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1.$$

orens almashtirishlaridan foydalanib K – tizimda yonish vaqtini ifodalab ko'ramiz:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 + \frac{v_0}{c^2} x'_2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} - \frac{t'_1 + \frac{v_0}{c^2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}};$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad \Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}.$$

Hodisa sodir bo'layotgan tizimning tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashishi bilan K tizimda yonish vaqti cheksizlikka intiladi va o'z ma'nosini yo'qotadi.

4) (15.3) va (16.1) ifodalardan foydalanib tezliklarni qo'shishning relyativistik qoidasini keltirib chiqarish mumkin. Yuqoridagi ifodalarning hosilalarini keltiramiz:

$$dx = \frac{dx' + v_0 dt'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}};$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v_0 dt'}{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'}; \quad v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + \frac{v_0}{c^2} v'_x}$$

$$v'_x = \frac{v_x - v_0}{1 - \frac{v_0}{c^2} v_x}$$

Isboti:

$$x = \frac{x' + v_0 \cdot t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{x' + v_0 \cdot t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \right) = \frac{dt'}{dt} \cdot \frac{dx' + v_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{dt'}{dt} \cdot \frac{v'_x + v_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$t = \frac{t' + (v_0/c^2) \cdot x'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$\frac{dt}{dt'} = \frac{1 + (v_0/c^2) \cdot \frac{dx'}{dt'}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{1 + (v_0/c^2) \cdot v'_x}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$v_x = \frac{dt'}{dt} \cdot \frac{v'_x + v_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{v'_x + v_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \frac{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}{1 + (v_0/c^2) \cdot v'_x}$$

$$v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + \frac{v'_x v_0}{c^2}}$$

Shunga o'xshash

$$v_y = \frac{v'_y \cdot \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x v_0}{c^2}}; \quad v_z = \frac{v'_z \cdot \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x v_0}{c^2}}$$

5) Klassik mexanikaga asosan, jismning massasi o'zgarasdir. Ammo zarrachalar tezligining ortishida o'tkazilgan tajribalarda massaning tezlikka bog'liqligi kuzatilgan:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad (16.2)$$

bu yerda m_0 – tinch holatda turgan elektronning massasi; m – relyativistik massa deb ataladi.

Nyutonning klassik dinamikasiga asosan: $\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$.

Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonunini shunday yozish mumkin:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{v} \right) \quad (16.3)$$

yoki

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}; \quad \vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{v} \quad (16.4)$$

Bu moddiy nuqtaning *relyativistik impulsidir*.

Nazorat test savollari

NISBIYLIK NAZARIYASI

1. Maxsus nisbiylik nazariyasida (MNN) jism massasining tezlikka bog'liqligi qaysi ifoda bilan ifodalangan?

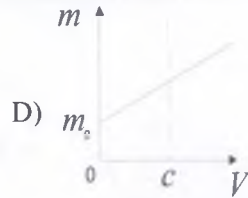
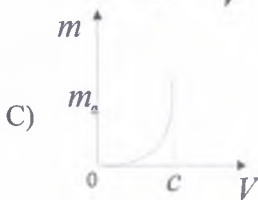
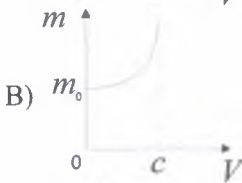
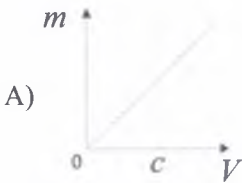
A) $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

B) $m = m_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$

C) $m = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

D) $p = m_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$

2. Maxsus nisbiylik nazariyasida massaning tezlikka bog'liqligi qaysi grafikda keltirilgan?



3. Maxsus nisbiylik nazariyasida zarracha impulsining tezlikka bog'liqligi qaysi?

A) $p = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

B) $p = m_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$

C) $p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

D) $p = m_0 v$

4. Qaysi ifoda zarrachaning tinchlikdagi energiyasini ifodalaydi?

A) $W_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

B) $W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$

C) $W_k = \frac{m v^2}{2}$

D) $W_k = m_0 c^2$

5. Ifodalardan qaysi biri maxsus nisbiylik nazariyasida zarrachaning kinetik energiyasini ifodalaydi?

A) $W_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

B) $W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$

C) $W_k = \frac{m v^2}{2}$

D) $W_k = m_0 c^2$

6. Sizni chetlab $v = 0.6c$ tezlik bilan raketa uchib o'tdi. Uning uzunligi sizga $60m$ bo'lib ko'rindi. Raketaning haqiqiy uzunligi ... (m) ga teng.

A) 36.

B) 1010.

C) 48.

D) 75.

7. Raketa Yerdagi kuzatuvchiga nisbatan $v = 0.8c$ tezlik bilan harakatlanmoqda. Agar raketadagi soat bo'yicha 12 oy o'tgan bo'lsa, Yerdagi kuzatuvchining soati bo'yicha necha oy o'tgan?

A) 8.

B) 9.

C) 20.

D) 10.

8. Raketa Yerdagi kuzatuvchiga nisbatan $v = 0.6c$ tezlik bilan harakatlanmoqda. Agar raketadagi soat bo'yicha 8 oy o'tgan bo'lsa, Yerdagi kuzatuvchining soati bo'yicha necha oy o'tgan?

A) 8.

B) 9.

C) 10.

D) 11.

9. Sizni chetlab $v = 0.8c$ tezlik bilan raketa uchib o'tdi. Uning uzunligi sizga $60m$ bo'lib ko'rindi. Raketaning haqiqiy uzunligi ... (m) ga teng.

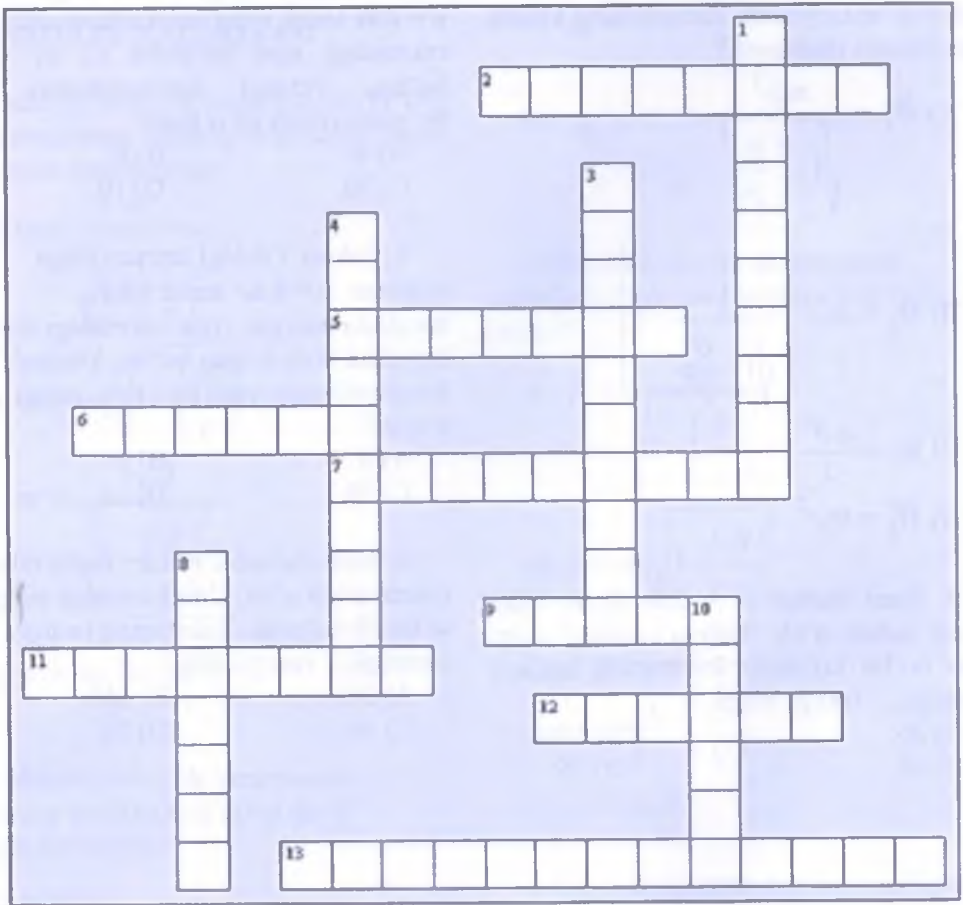
A) 36.

B) 100.

C) 48.

D) 75.

III bob bo'yicha krossvord



Vertikal

2. Barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovi.

5. Gaz yoki suyuqliklar ustunlarining har xil balandliklaridagi bosimlarning farqi hisobiga itarish kuchlari ... kuchlari.

6. Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflovchi kattalik.

7. Jismlarni o'zining tinch holati yoki to'g'ri chizikli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati.

9. Ikki ta q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlar orasidagi ta'sir etuvchi kuch – ... kuchi.

11. Jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini bilgan holda o'rganadi.

12. Harakat miqdori.

13. Yerning sun'iy yo'ldoshlari, kosmik kemalarning harakati olchanadigan sanoq tizimi.

Gorizonttal

1. Jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganadi.
3. Jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liq energiya – ... energiya.
4. Moddiy nuqtaning muvozanat holatidan ko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon yo'nalishi.
8. Jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganadi.
10. Butun olam tortishish qonuni asoschisi.

Mexanika bobiga tegishli nazorat savollari

1. Ilgarilanma va aylanma harakatlar uchun asosiy kinematik kattaliklarni ta'riflang va ular orasidagi bog'lanish ifodalarini yozing.
2. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanishlarning tashkil etuvchilarini tushuntirib bering. Normal va tangensial tezlanishlar ma'nosini tushuntiring.
3. Aylanma harakat kinematikasi asosiy kattaliklarining (burchak tezlik, tezlanish) vektor yo'nalishlari qanday topiladi?
4. Massa deb nimaga aytiladi? Kuch tushunchasida qanday ma'no yotadi?
5. Dinamikaning asosiy qonunlari, Nyuton qonunlarini tushuntiring. Bu qonunlar qanday sanoq tizimlari uchun o'rinli?
6. Tabiatdagi kuchlarni izohlab, tushuntirib bering.
7. Impuls va impulsning saqlanish qonunini tushuntirib bering. Kuch momenti nima? Impuls momenti va uning saqlanish qonunini tushuntiring. Kuch va impuls momentlari vektor yo'nalishlarini aniqlab bering.
8. Energiya, ish, quvvat tushunchalarini aniqlab bering.
9. Qanday mexanik energiya turlarini bilasiz? Mexanik energiyaning saqlanish qonuni qanday tizimlar uchun to'g'ri bo'ladi?
10. Konservativ va dissipativ kuchlar qanday kuchlar? Nima uchun tortishish kuchlari maydoni potensial maydon deyiladi?

IV BOB. ELEKTR



MUNDARIJA

- 17-§.Elektr o'zaro ta'sir
- 18-§.Kulon qonuni
- 19-§.Elektr maydoni. Maydon kuchlanganligi
- 20-§.Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi
- 21-§.Ostrogradskiy-Gauss teoremasi
- 22-§.Elektr dipoli
- 23-§.Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish
- 24-§.Maydon potentsiali. Zaryadning potensial energiyasi
- 25-§.Dielektriklarning qutblanishi
- 26-§.Qutblanish vektori
- 27-§.Elektrostatik maydondagi o'tkazgichlar
- 28-§.Elektr sig'imi
- 29-§.Elektrostatik maydon energiyasi
- 30-§.Elektr toki
- 31-§.Om va Joul-Lens qonunlarining differensial va integral ifodalari

IV BOB. ELEKTR

17 - §. Elektr o‘zaro ta’sir

Tajribalar ko‘rsatishicha, zaryadlangan va magnitlangan jismlar, shuningdek, elektr toki oqayotgan jismlar orasida *elektromagnit kuchlar* deb ataluvchi o‘zaro ta’sir kuchlari mavjuddir. Jismlar orasidagi bu o‘zaro ta’sir *elektromagnit maydon* deb ataluvchi o‘ziga xos vositachi materiya orqali uzatiladi.

Elektromagnit maydon nazariyasining asoschisi Faradey bir jismning boshqasiga ta’siri ularni bir-biriga tekkazish orqali yoki elektromagnit maydon deb ataluvchi, oraliq muhit orqali uzatilishi mumkin, deb hisobladi.

Maksvell esa, Faradeyning asosiy g‘oyalarini matematik shaklda ifodalab, elektromagnit to‘lqinlar mavjudligini ko‘rsatib berdi va ularning tarqalish tezligi yorug‘likning vakuumdagi tezligiga mos ekanligini isbotladi.

Atom – molekulyar nazariyaga asosan, o‘zaro ta’sir kuchlari jismni tashkil etuvchi zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o‘zaro ta’sir natijasidir. Bundan, elektromagnit maydon haqiqatan ham mavjudligi va u materiyaning bir ko‘rinishi ekanligi kelib chiqadi.

Elektromagnit maydon energiya, impuls va boshqa fizikaviy xususiyatlarga egadir.

Zaryadlangan A jism atrofidagi fazoda elektr maydoni hosil bo‘ladi. Bu maydon unga kiritilgan boshqa biror bir zaryadlangan B jismga ko‘rsatayotgan ta’siri orqali namoyon bo‘ladi. Lekin shuni ta’kidlash lozimki, A jismning zaryadlari hosil qilgan maydon boshqa zaryadlangan jism joylashtirilmaganda ham fazoning har bir nuqtasida mavjuddir. Elektromagnit maydon mavjud bo‘lgan fazo – efir yoki *vakuum* deb ataladi.

Elektron nazariyaning asosiy g‘oyasini zamonaviy fizika tilida quyidagicha ifodalash mumkin: har qanday modda musbat zaryadli atom yadrosidan va manfiy zaryadli elektronlardan tashkil topgan. Elektr zaryadi ayrim elementar zarrachalarning muhim xususiyati hisoblanib, bu zarrachalarning zaryadi e – elementar zaryadga teng.

Har qanday q zaryad bir qancha elementar zaryadlardan tashkil topganligi tufayli, u doimo e – ga karrali bo‘ladi.

$$q = \pm Ne \quad (17.1)$$

(17.1) ifodadan, zaryad diskret qiymatlarni qabul qilgani uchun u kvantlangan hisoblanadi.

Har xil inersial sanoq tizimlarda o‘lchanadigan zaryad miqdori bir xil bo‘lgani uchun u relyativistik invariantdir. Boshqacha qilib aytganda, zaryad miqdori zaryad harakatda bo‘lsa ham, tinch holatda bo‘lsa ham bir xildir.

Elektr zaryadlari paydo bo‘lishi va yo‘qolishi mumkin, ammo bu holda albatta, har xil ishorali ikkita zaryad bo‘lishi shart.

Shunday qilib, elektrdan ajratilgan tizimlarda zaryadlar yig‘indisi o‘zgarmas bo‘ladi va bu *zaryadlarning saqlanish qonuni* deb ataladi.

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i$$

18 - §. Kulon qonuni

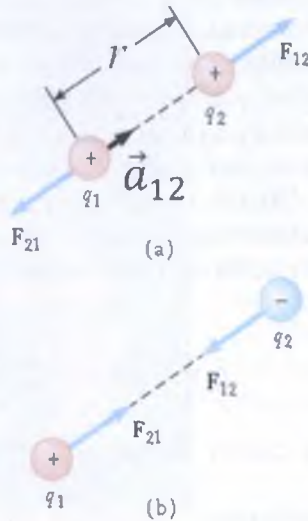
Nuqtaviy zaryad deb, shunday zaryadlangan jismga aytiladiki, uning o'lchamlari boshqa zaryadlangan jismlargacha bo'lgan masofaga nisbatan sezilarli darajada kichik bo'lishi kerak.

Kulon burama tarozi orqali nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini, ularning zaryadlari miqdori va oralaridagi masofaga bog'liqligini o'rgandi va quyidagi xulosaga keldi: ikkita qo'zg'almas nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi zaryadlarning har birining miqdorlari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.

Kuchning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir (30 - rasm):

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{a}_{12} , \quad (18.1)$$

bu yerda k – proporsionallik koeffitsiyenti, q_1 va q_2 ta'sir qiluvchi zaryadlar miqdori; r – zaryadlar orasidagi masofa; \vec{a}_{12} – q_1 zaryaddan q_2 zaryadga yo'nalgan birlik vektor; \vec{F}_{12} – q_1 zaryadga ta'sir etuvchi kuchdir.



30 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuch

\vec{a}_{12} – birlik vektor bilan o'zaro ta'sir kuchning yo'nalishini belgilasak, \vec{F}_{21} – kuch \vec{F}_{12} kuchdan yo'nalishi va ishorasi bilan farq qiladi:

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{a}_{12} , \quad (18.2)$$

\vec{F}_{12} va \vec{F}_{21} – kuchlarning moduli bir-biriga tengdir:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} . \quad (18.3)$$

Ikkita zaryadlar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchi, ular yaqiniga boshqa zaryadlar yaqinlashtirilsa, o‘zgarmaydi.

Agar q_a – zaryad atrofida q_1, q_2, \dots, q_n zaryadlar to‘plami bo‘lsa, natijaviy kuch quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{a_i} \quad (18.4)$$

Kulon qonunida k – proporsionallik koeffitsiyentining son qiymatini xohlagancha tanlab, unga istalgan birlikni berish mumkin, ammo amalda eng qulay bo‘lgan birliklar tizimi ishlatiladi.

Elektrostatikada qulay birliklardan biri absolyut yoki Gauss birliklar tizimidir. Bu SGS birliklar tizimi bilan elektr birliklari majmuasidir – ya’ni SGSE zaryadlar birliklar tizimidir. Ba’zi paytlarda, SGSE ni – absolyut elektrostatik birliklar tizimi deb ataladi.

Gauss birliklar tizimida k – proporsionallik koeffitsiyenti 1 ga teng hisoblanadi va zaryad birligi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$[q] = [F^{1/2} L] = M^{1/2} L^{3/2} T^{-1} .$$

SGSE – zaryad birligi qilib, shunday nuqtaviy zaryad olinadiki, bu zaryadga vakuumda 1 sm masofada shunday nuqtaviy zaryad 1 dina kuch bilan ta’sir qiladi.

Zaryadning amaliy birligi qilib 1 Kulon (C) olinadi.

$$1C = 2,998 \cdot 10^9 \text{ SGSE } \text{ zaryad birligi (z.b.)}$$

XB tizimida 1 Kulon zaryad birligi 1 sek vaqt ichida 1 Amper tok o‘tishi uchun zarur bo‘lgan zaryad miqdoriga tengdir:

$$Q = I \cdot t = 1A \cdot 1s = 1C .$$

Bu holda, $C = 1/4\pi\epsilon_0$ ga tengdir.

Zaryadlar ta’sir etuvchi muhit vakuum bo‘lsa, u muhit ϵ_0 – dielektrik singdiruvchanlikka ega bo‘ladi, u holda Kulon qonuni quyidagicha yoziladi:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} .$$

Agar $q_1, q_2 = 1C = 3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}$ z.b. bo‘lsa,

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2 \text{ sm})^2} = 9 \cdot 10^{14} \frac{\text{g} \cdot \text{sm}}{\text{s}^2} (\text{dina}) = 9 \cdot 10^9 \text{ N ga}$$

teng bo'ladi. Boshqa tarafdin

$$F = \frac{1C \cdot 1C}{4\pi\epsilon_0 \cdot 1 \cdot m^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

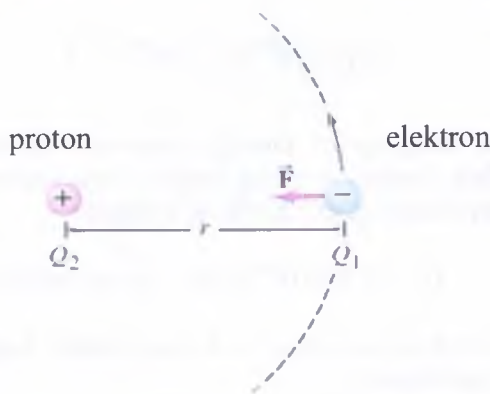
Bundan,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left(\frac{F}{m} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \left(\frac{C^2}{N \cdot m^2} \right)$$

ϵ – dielektrik singdiruvchanlik moddalarda zaryadlarning Kulon ta'siri necha marta kamayishini ko'rsatuvchi kattalik.

4.1 - masala [1]. Elektron va proton orasidagi elektr ta'sir kuchi.

Vodorod atomining yadrosidagi yolg'iz proton ($Q_2 = +e$)ga elektronning ta'sir kuchi kattaligi va yo'nalishi aniqlaymiz. Aylanayotgan elektron bilan proton orasidagi o'rtacha masofa $r = 0,53 \times 10^{-10} \text{ m}$ bo'lsin (31-rasm).



31 - rasm. Elektronning protonga ta'sir kuchi

Yondashuv. Biz Kulon qonunidan foydalanib ta'sir kuchining kattaligini aniqlaymiz: $F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$ bunda $r = 0,53 \times 10^{-10} \text{ m}$. Elektron va proton zaryadlarining miqdorlari bir xil: $Q_1 = Q_2 = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Yechim. Elektr ta'sir kuchini Kulon qonunidan foydalanib ifodalaymiz:

$$F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2} = \frac{(9,0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2)(1,6 \times 10^{-19} \text{ C})(1,6 \times 10^{-19} \text{ C})}{(0,53 \times 10^{-10} \text{ m})^2} = 8,2 \times 10^{-8} \text{ N}$$

Elektron va proton qarama - qarshi zaryadga ega bo'lganligi sababli, elektr ta'sir kuchi tortishish kuchidan iborat bo'ladi.

4.2- masala [1]. Qaysi zaryad kattaroq kuch bilan ta'sir qiladi?

Ikkita nuqtaviy zaryadlar $Q_1 = 50 \mu\text{C}$ va $Q_2 = 1 \mu\text{C}$ bir - biridan l masofada joylashgan (32-rasm).



32 - rasm. l masofada joylashgan ikkita nuqtaviy zaryadlar

Ularning qaysi biri kattaroq kuch bilan ta'sir qiladi, Q_1 zaryad Q_2 zaryadgami yoki Q_2 zaryad Q_1 zaryadgami?

Javob: Kulon qonuniga asosan Q_1 zaryad Q_2 zaryadga quyidagi kuch bilan ta'sir qiladi, ya'ni:

$$F_{21} = k \frac{Q_2 Q_1}{\ell^2}.$$

Q_2 zaryad xuddi shunday kuch bilan Q_1 zaryadga qarama-qarshi yo'nalishda ta'sir qiladi, ya'ni:

$$\vec{F}_{12} = \vec{F}_{21}$$

Bu kuchlar o'zaro teng, lekin yo'nalishlari qarama-qarshi.

Ta'kidlab o'tish kerakki, bunday ko'rinishdagi Kulon qonuni faqat **nuqtaviy zaryadlar** uchun, ya'ni zaryadlangan jismlarning o'lchamlari ular orasidagi masofadan kichik bo'lgan holatlar uchun shakllantiriladi. Agar bu shart bajarilmasa, Kulon qonuni zaryadlangan jism "taqsimlanadigan, bo'linadigan" har bir dq_1 va dq_2 elementar zaryadlar juftligi uchun *differensial* shaklda yozilishi mumkin:

$$d\vec{F} = \frac{dq_1 dq_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}.$$

Bu holda ikkita zaryadlangan **makroskopik** jismlar uchun o'zaro ta'sir to'liq kuchi quyidagi ko'rinishda taqdim etilishi mumkin:

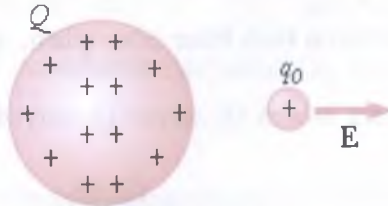
Bu ifodani integrallash har bir jismining barcha zaryadlari bo'yicha amalga oshiriladi.

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{q_1 q_2} \frac{dq_1 dq_2}{r^3} \vec{r}$$

19 - §. Elektr maydoni. Maydon kuchlanganligi

Qo'zg'almas zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir elektr maydoni orqali sodir bo'ladi. Nima uchun qo'zg'almas zaryadlarning o'zaro ta'siri deyishimizga katta sabab bor.

Efirda elektromagnit maydon borligiga oldinroq e'tibor bergan edik. Magnit maydoni asosan harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi. Aksincha, harakatdagi zaryad magnit maydonini hosil qiladi. Shu sababli, zaryadlarning elektr maydonini o'rganishda doimo qo'zg'almas zaryadlarni tanlab olamiz. Bu bilan elektromagnit maydonini xuddi ikkiga ajratib, faqat elektr maydonidagi hodisalarni o'rganamiz, deb tasavvur etamiz.

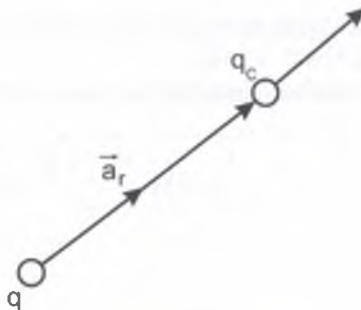


Har qanday zaryad o'zi egallagan fazoda elektr maydoni hosil qilishi bilan, fazoga o'zgartirish kiritadi. Hosil bo'lgan elektr maydoni, shu maydonning istalgan nuqtasiga kiritilgan zaryadga, ma'lum bir kuch bilan ta'sir qiladi. Bu maydon birligini bilish uchun shu fazoga – maydonga sinovchi zaryadni kiritamiz.

Agar q – zaryad maydoniga q_s sinovchi zaryad kiritsak va uni qo'zg'almas deb hisoblasak, q_s – zaryadga quyidagi kuch ta'sir etadi (33 - rasm):

$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right) \cdot q_s, \quad (19.1)$$

\vec{a}_r – birlik vektor. Demak, bu kuch q_s – sinovchi va elektr maydonini hosil qiluvchi q – zaryadlar miqdoriga bog'liqdir.



33 - rasm. Elektr maydoniga kiritilgan sinovchi zaryadga ta'sir etuvchi kuch

Agar q zaryad maydoni atrofidagi fazoga q_s^1, q_s^2 har xil sinovchi zaryadlar kiritsak, ta'sir etuvchi kuchlar F^1, F^2 bo'ladi va $\frac{F^i}{q_s^i}$ nisbat doimo o'zgarmas $\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r\right)$ qiymatga teng bo'ladi, ya'ni q zaryadning hosil qilgan maydonining xususiyatini belgilaydi. Bu nisbat hosil bo'lgan *elektr maydonining kuchlanganligi* deb ataladi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c}, \quad (19.2)$$

Bu maydon kuchlanganligi asosan, \vec{F} – kuch va sinovchi zaryad turgan masofa bilan belgilanadi:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{a}_r. \quad (19.3)$$

Elektr maydon kuchlanganligi birligi quyidagiga teng: SGSE zaryad birligi tizimida, 1 SGSE zaryadga 1sm masofada ta'sir qiladigan 1 dina kuchga teng bo'ladi.

XB tizimida 1 K zaryadga 1 m masofada 1 N kuch ta'sir etishini bildiradi va V/m bilan o'lchanadi:

$$E = \frac{1}{4\pi[1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^9]} = 9 \cdot 10^9 \frac{V}{m}$$

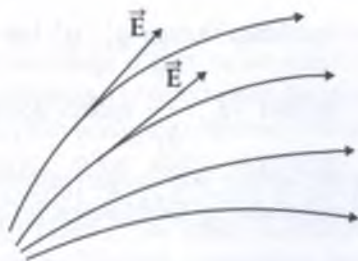
Agar $\vec{F} = q\vec{E}$ bo'lsa, musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi \vec{E} vektor bilan mos tushadi, manfiy zaryadga ta'sir etuvchi kuch esa, \vec{E} maydon yo'nalishiga teskari bo'ladi.

Agar qaralayotgan nuqta, sirt yoki hajmda N ta zaryadlar to'plami bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar elektr maydon kuchlanganligining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \sum_{i=1}^N \frac{q_i \vec{r}_i}{r_i^3} \quad (19.4)$$

Ana shu ifoda elektr maydonlarining *superpozitsiya prinsipi* yoki qo'shilish prinsipi deb ataladi.

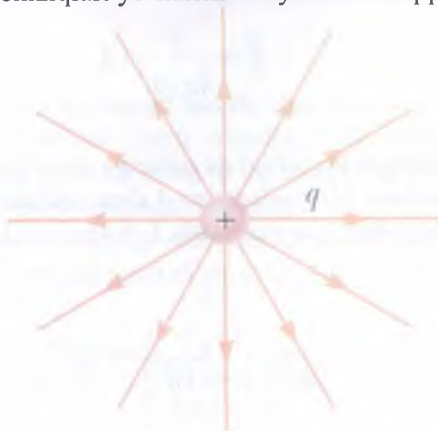
Zaryadning fazodagi elektr maydonini ko'rinishini tasvirlash uchun elektr maydon kuchlanganligi chiziqalaridan foydalanamiz (34-rasm).



34 - rasm. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari

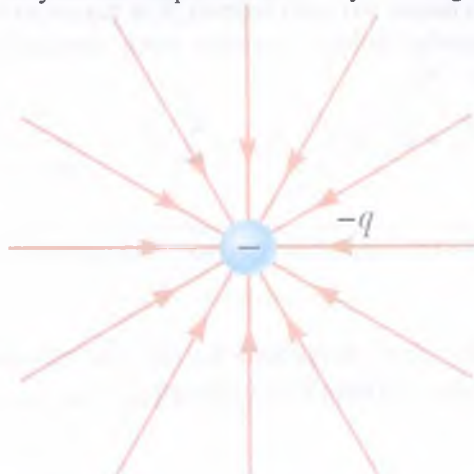
Agar elektr maydon kuch chiziqlari egri chiziqdan iborat bo'lsa, kuchlanganlik chiziqlari har bir nuqtaga o'tkazilgan urinmadan iborat bo'ladi. Chiziqlar zichligi elektr maydon kuchlanganligining shu nuqtadagi kattaligini bildiradi.

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir. Musbat zaryad uchun kuch chiziqlari yo'nalishi zaryaddan chiqqan bo'ladi (35 - rasm).



35 - rasm. Musbat nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari

Manfiy zaryad uchun esa, kuch chiziqlari yo'nalishi zaryadga yo'nalgan bo'ladi (36-rasm). Kuch chiziqlari bir zaryaddan chiqib ikkinchi zaryadda tugaydi.

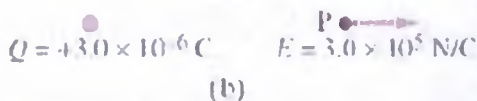
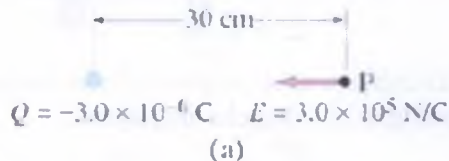


36 - rasm. Manfiy nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari

4.3 - masala [1]. Nuqtaviy zaryadning elektr maydoni.

Manfiy nuqtaviy zaryad $Q = -3,0 \times 10^{-6} \text{ C}$ atrofida hosil bo'lgan elektr maydonning zaryaddan 30 sm masofada joylashgan P nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligining (E) son qiymati va yo'nalishi aniqlansin.

Yondashuv. Nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan elektr maydon kuchlanganligining kattaligi (19.2) ifoda orqali hisoblanadi. Uning yo'nalishi maydon hosil qilayotgan nuqtaviy zaryad Q ning musbat yoki manfiyligiga bog'liq.



37 - rasm. Q zaryadning P nuqtadagi maydon kuchlanganligi

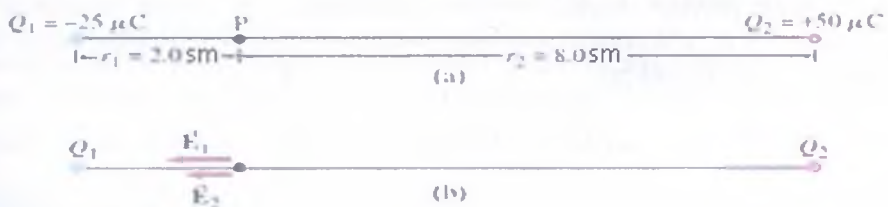
Yechim. Elektr maydon kuchlanganligining son qiymati quyidagiga teng:

$$E = k \frac{Q}{r^2} = \frac{(9,0 \times 10^9 \text{ H} \cdot \text{M}^2 / \text{C}^2) \cdot (3,0 \times 10^{-6} \text{ C})}{(0,30 \text{ M})^2} = 3,0 \cdot 10^5 \text{ H} / \text{C}.$$

Bu elektr maydon kuchlanganligining yo'nalishi 37a - rasmda ko'rsatilgan. Ma'lumki, musbat zaryad kuchlanganlik chiziqlari zaryaddan tashqariga yo'nalgan. Manfiy zaryad kuchlanganlik chiziqlari zaryad tomon yo'nalgan bo'ladi. Q zaryad manfiy bo'lgani sababli, kuchlanganlik chiziqlari R nuqtadan zaryad tomon yo'nalgandir (37a - rasm). Agar Q zaryad musbat bo'lgan holda R nuqtadagi \vec{E} ning yo'nalishi zaryaddan tashqariga yo'nalgan (37b - rasm). Ikkita nuqtaviy zaryadlar orasidagi masofa $10,0 \text{ sm}$, bittasining zaryadi $-25 \mu\text{C}$ va boshqasini $+50 \mu\text{C}$ (38 - rasm). P nuqtahagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligini aniqlaymiz.

4.4 - masala. [1]. Ikkita nuqtaviy zaryadlar orasidagi maydon kuchlanganligi.

Ikkita nuqtaviy zaryadlar orasidagi masofa $10,0 \text{ sm}$, bittasining zaryadi $-25 \mu\text{C}$ va boshqasini $+50 \mu\text{C}$ (38 - rasm). P nuqtahagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligini aniqlaymiz.



38 - rasm. Ikkita nuqtaviy zaryadlar orasidagi maydon kuchlanganligi

P nuqta manfiy zaryaddan 2sm masofada joylashgan (38 a-, b- rasmlar). Agar $9,11 \cdot 10^{-31}\text{kg}$ massali elektron P nuqtadan harakatlansa, uning tezlanishi qanday bo'ladi?

Yondashuv. Elektron Q_1 va Q_2 zaryadlar orasida harakatlanar ekan, unga ta'sir qiluvchi kuch Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan $F = ma$ bo'ladi va bundan tezlanishni topishimiz mumkin. Bu yerda kuch $F = QE$.

Yechim. ma'lumki, elektr maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{E} = k \frac{Q}{r^2}.$$

Umumiy maydon kuchlanganligini quyidagicha aniqlaymiz:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= k \frac{Q_1}{r_1^2} + k \frac{Q_2}{r_2^2} = k \left(\frac{Q_1}{r_1^2} + \frac{Q_2}{r_2^2} \right) = (9.0 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2) \cdot \\ &\cdot \left(\frac{25 \times 10^{-6} \text{ C}}{(2.0 \times 10^{-2} \text{ m})^2} + \frac{50 \times 10^{-6} \text{ C}}{(8.0 \times 10^{-2} \text{ m})^2} \right) = 6.3 \cdot 10^8 \text{ N} / \text{C} \end{aligned}$$

Elektronning tezlanishi $a = F/m$ bo'ladi va elektr ta'sir kuchini maydon kuchlanganligi orqali ifodalaymiz: $F = QE$.

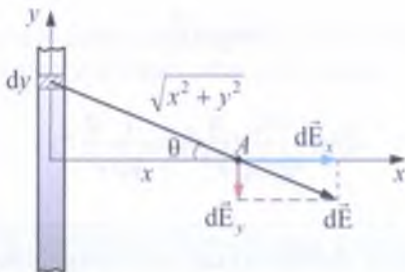
$$a = \frac{F}{m} = \frac{q \cdot E}{m} = \frac{(1.60 \times 10^{-19} \text{ C}) \cdot (6.3 \cdot 10^8 \frac{\text{N}}{\text{C}})}{9.11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} = 1,1 \cdot 10^{20} \text{ m} / \text{C}^2.$$

Agar maydonni nuqtaviy bo'lmagan zaryadlar hosil qilayotgan bo'lsa, bunday holatlardagi oddiy usuldan foydalaniladi. Jism cheksiz kichik elementlarga bo'linadi va har bir element hosil qiladigan kuchlanganlik aniqlanadi va undan keyin butun jism bo'yicha integrallanadi:

$$E = \int dE.$$

bu yerda $d\vec{E}$ – zaryadlangan elementga bog'liq maydon kuchlanganligi. Integral jismning shakliga ko'ra chiziqli, sirt bo'yicha yoki hajmiy bo'lishi mumkin.

4.5-masala. Chiziqli, teng taqsimlangan zaryaddan x masofada joylashgan A nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligini aniqlaymiz. λ – birlik uzunlikka to'g'ri keladigan zaryad. x ni o'tkazgich uzunligiga nisbatan kichik deb hisoblaymiz. dy uzunlik elementida $dq = dy \lambda$ zaryad bor.



Bu elementning A nuqtada hosil qiladigan elektr maydon kuchlanganligi:

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

$d\vec{E}$ vektor dE_x va dE_y proyeksiyalarga ega, buning ustiga $dE_x = dE \cos \theta$; $dE_y = dE \sin \theta$.

O'tkazgich cheksiz uzun bo'lgani sababli, $d\vec{E}$ vektorning dE_y tashkil etuvchisi nolga aylanadi, ya'ni:

$$E_y = \int dE \sin \theta = 0.$$

U holda,

$$E = E_x = \int dE \cos \theta = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\cos \theta dy}{x^2 + y^2}$$

Endi y ni θ orqali ifodalaymiz, ya'ni $y = x \operatorname{tg} \theta$, u holda, $dy = \frac{x d\theta}{\cos^2 \theta}$ va

$$(x^2 + y^2) = \frac{x^2}{\cos^2 \theta} \text{ unda} \quad E = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta d\theta = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 x}$$

20 - §. Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi

Elektr maydon kuchlanganligi va kuch chiziqlari to'g'risida so'z yuritgan edik: musbat nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari zaryad markazidan tashqariga yo'nalgan radial chiziqlardan iborat edi; manfiy nuqtaviy zaryad kuch chiziqlari markazga yo'nalgan radial chiziqlardan iboratdir. Ammo bu kuch chiziqlari qayergacha davom etadi?

Vakuumdagi kuch chiziqlari uzluksizdir. Dielektrlarda bo'linish chegarasigacha davom etadi, ya'ni cheklangan bo'ladi.

Shunday qilib, bir jinsli bo'lgan dielektrlarda kuch chiziqlarining uzluksizlik sharti bajarilmaydi. Shuning uchun ham ixtiyoriy ko'rinishdagi dielektrlar ichidagi maydonni tavsiflash uchun uning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tadigan yangi \vec{D} vektor kattalik kiritiladi.

Bu vektor kattalik *elektr induksiya vektori* deb ataladi.

Elektr induksiya vektori chiziqlari ixtiyoriy muhitda uzluksiz bo'lishi uchun, \vec{E} kuchlanganlik vektori bilan quyidagi munosabatda bog'langan bo'lishi shart:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad , \quad (20.1)$$

ya'ni

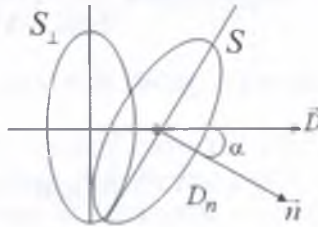
$$\vec{D} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{4\pi \epsilon \epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r} \quad , \quad (20.2)$$

bu yerda $\epsilon \epsilon_0$ – vakuum bilan dielektrikning elektr singdiruvchanliklaridan qutulganimiz uchun, elektr induksiya vektori \vec{D} ning uzluksizligi ta'minlanadi. Shu sababli, elektr kuch chiziqlari bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishda uzluksizligi ta'minlanganligi uchun (20.1) ifodani ko'pinchalik *elektr ko'chishi* deb ataladi.

Skalyar ko'rinishda
$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \quad \text{ga} \quad (20.3)$$

ega bo'lamiz. Shunday qilib, ixtiyoriy muhitda nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydonning biror nuqtasidagi induksiya shu zaryadga to'g'ri proporsional, masofa kvadratiga teskari proporsionaldir.

Elektr induksiya vektori \vec{D} miqdor jihatdan bir birlik yuzadan tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlarini, ya'ni uning sirt zichligini ifodalaydi (39 - rasm).



39 - rasm. Elektr induksiya vektori

Bir jinsli elektr maydonidagi ixtiyoriy S yuza orqali tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlari *induksiya oqimlari* deb ataladi.

$$N = D_n S = D S_{\perp} = D S \cos \alpha \quad (20.4)$$

Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lmasa

$$\vec{D} \neq \text{const} \quad ,$$

u holda, dS elementar yuza sohasidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin. U vaqtda (20.4) ifoda quyidagi differensial ko'rinishga ega bo'ladi:

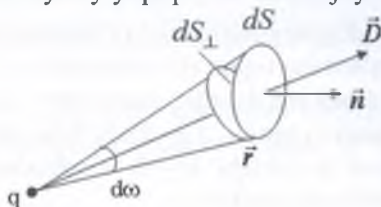
$$dN = D_n dS = D dS \cdot \cos \alpha \quad . \quad (20.5)$$

Ixtiyoriy S sirtidan o'tuvchi elektr induksiya oqimi N cheksiz ko'p shunday elementar elektr induksiya oqimlari dN ning yig'indisi bilan ifodalanadi:

$$N = \int_S D_n dS = \int_S D dS_{\perp} . \quad (20.6)$$

21 - §. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi

Faraz qilaylik, q zaryad ixtiyoriy yopiq S sirt ichida joylashgan bo'lsin (40 - rasm).



40 - rasm. Yopiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori

Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r} ,$$

bu yerda \vec{D} – vektor zaryad joylashgan nuqtadan chiqqan bo'lib, \vec{r} – radius-vektor bo'ylab yo'naladi. Shuning uchun \vec{n} normal bilan \vec{D} vektor orasidagi fazoviy burchak dS va dS_{\perp} sirlari orasidagi burchakka tengdir. U vaqtda elementar dS sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \cdot dS_{\perp} , \quad (21.1)$$

bu yerda $\frac{dS_{\perp}}{r^2} = d\omega$ – elementar fazoviy burchakka teng bo'lgani uchun

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega \quad (21.2)$$

ega bo'lamiz.

Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak,

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \times 4\pi = q \quad (21.3)$$

Ostrogradskiy-Gauss teoremasining matematik ifodasiga ega bo'lamiz. Yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi shu sirt ichidagi zaryad miqdoriga teng.

Yopiq sirt ichida

$$q_1, q_2, \dots, q_n$$

zaryadlar bo'lsa, elektr induksiya vektori quyidagiga teng bo'ladi:

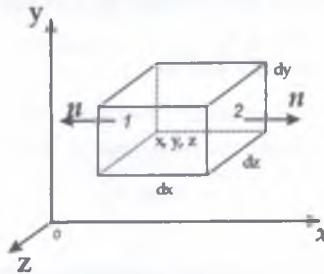
$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^n \vec{D}_i.$$

Elektr induksiya oqimi esa,

$$N = \sum_{i=1}^n q_i, \quad (21.4)$$

ya'ni yopiq sirt ichidagi zaryadlarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.

Haqiqatda, kuch chiziqlarining oqimi sirt radiusiga bog'liq emas, ikkita sirt orasidagi fazoda, zaryadlar yo'q bo'shliqda uzluksizdir, shu sababli, zaryadni o'rab olgan ixtiyoriy sirtidan o'tadigan elektr induksiya oqimi (21.3) ifoda bilan aniqlanadi va u Ostrogradskiy-Gauss teoremasining *integral ko'rinishi* bo'lib hisoblanadi. Quyida bu teoremaning *differensial ko'rinishini* keltirib chiqaramiz:



41 - rasm. ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan elementar hajm

41-rasmda ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan dV elementar hajm keltirilgan. dV hajm elementi zaryadi $dq = \rho dV$ ga teng. Boshqa tarafdin, ρ fazoviy koordinatalarning uzluksiz funksiyasi hisoblanadi.

Elementar dV hajmning 1 - tomonidan chiqqan tashqi normal x o'qining manfiy yo'nalishiga mos keladi. Shu sababli, shu sirt bo'yicha vektor oqimi $-E_x(x)dydz$ ga teng bo'ladi. Paralleloipedning 2 - sirtidan chiqqan tashqi normal x o'qining musbat yo'nalishiga mos keladi va shu sirt bo'yicha oqim $+E_x(x + dx)dydz$ ga teng bo'ladi. Ikkala oqim yig'indisi

$$[E_x(x + dx) - E_x(x)dydz] = \frac{\partial E_x dx dy dz}{dx} = \frac{\partial E_x dV}{dx} \quad \text{ga} \quad (21.5)$$

teng bo'ladi.

Paralleloipedning butun sirti bo'yicha to'la oqim

$$dN = \text{div} E dV \quad \text{ga} \quad (21.6)$$

teng bo'ladi, bu yerda $\text{div} E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$

Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan, shu oqim

$$dN = q = \rho dV \text{ ga}$$

engdir. (21.5) va (21.6) ifodalarni taqqoslasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\operatorname{div} E = \rho \quad (21.7)$$

Bu ifoda Ostrogradskiy-Gauss teoremasining differensial ko'rinishidir. Elektr maydonining divergensiyasi elektr oqimining fazoviy koordinatalar yo'nalishlari bo'yicha gradientlar yig'indisiga yoki zaryadlangan hajmning hajmiy zaryad zichligiga teng bo'ladi.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasini amalda tatbiq etish uchun, quyidagi tushunchalarni kiritamiz:

- zaryadlarning hajmiy zichligi deb, jismning bir birlik hajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\rho = \frac{q}{V}, \quad (21.8)$$

bu yerda q – jismning V hajmiga mos kelgan zaryad miqdori.

- zaryadning sirt zichligi deb, jismning bir birlik sirt yuzasiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizikaviy kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad (21.9)$$

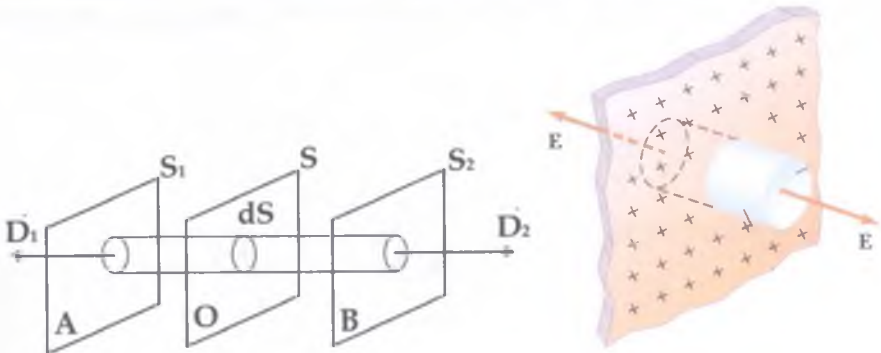
bu yerda q – jismning S yuzasiga mos kelgan zaryad miqdori.

- zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizikaviy kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\tau = \frac{q}{\ell}, \quad (21.10)$$

bu yerda q – jismning ℓ uzunligiga mos kelgan zaryad miqdori va quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni. Faraz qilaylik, bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik σ – sirt zichligiga ega bo'lsin (42 - rasm).



42 - rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik

Induksiya chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan va tashqariga yo'nalgan \vec{D}_1 va \vec{D}_2 vektorlardan iborat bo'ladi. Bu chiziqlar S tekislikda boshlanib, ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Yopiq sirt sifatida har ikkala tomonidan dS asoslari bilan chegaralangan to'g'ri silindr ajratib olamiz. S_1 va S_2 sirt asoslari A va B nuqtalaridagi sirtlarga joylashgan. Silindr ichidagi zaryad $q dS$ dan iborat.

Silindr yasovchilari induksiya chiziqlariga parallel bo'lgani uchun, silindrning yon sirtidan chiquvchi elektr induksiya oqimi nolga teng. Zaryadlangan tekislik maydonining A va B nuqtalaridagi induksiya vektori D_1 va D_2 miqdor jihatdan o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi:

$$\vec{D}_1 = -\vec{D}_2.$$

Silindrning asoslaridan chiqayotgan induksiya oqimlari quyidagiga teng:

$$N_1 = D_1 dS_1, \quad N_2 = D_2 dS_2.$$

Umumiy oqim esa,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS \quad (21.11)$$

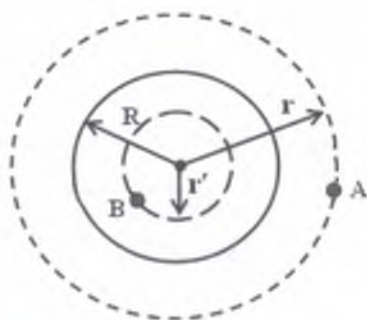
Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan, yopiq sirtidan chiqayotgan *elektr induksiya oqimi* N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \sigma S$ ga tengdir:

$$N = \oint_S D dS = q = \sigma S; \quad (21.12)$$

$$\sigma S = 2DS \quad D = \frac{\sigma}{2}; \quad (21.13)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\epsilon \epsilon_0}. \quad (21.14)$$

2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni. Radiusi R bo'lgan, hajm bo'yicha zaryadlangan sharning hajmiy zichligi $\rho > 0$ bo'lsin (43 - rasm). Zaryadlangan sharning tashqi ($r > R$) va ichki ($r' < R$) qismlaridagi maydonni hisoblab ko'ramiz.



43 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni

A nuqtani olamiz. Sharning zaryadi hajmiy zaryad bilan quyidagicha bog'langan:

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (21.15)$$

Maydon induksiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$D = \frac{1}{4\pi r^2} q; \quad D = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{\rho R^3}{3 r^2}; \quad (21.16)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{q}{r^2}; \quad E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\rho}{3\epsilon \epsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2} \quad (21.17)$$

B nuqtaga nisbatan maydon induksiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa:

$$q' = \rho \cdot V' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3; \quad \rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3} \pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3. \quad (21.18)$$

Demak, $S' = 4\pi r'^2$ ichki yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi N' quyidagiga teng bo'ladi:

$$N' = \int_{S'} D' dS = \int_0^{4\pi r'^2} D' dS = D' 4\pi r'^2.$$

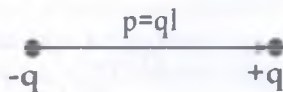
Boshqa tarafdin, Ostrogradskiy-Gauss teoremasiga asosan, bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning ichki yopiq sirtidagi maydon kuchlanganligi

$$N' = \int_{S'} D' dS = q' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3 = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3 \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Agarda shar sirti bir tekis sirt zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsa, u holda $q' = 0$, maydon kuchlanganligi ham $E = 0$ bo'ladi.

22 - §. Elektr dipoli

Nuqtaviy zaryadlarning eng sodda tizimlaridan biri elektr dipolidir. Miqdor jihatdan bir - biriga teng, ishoralari bir - biriga teskari bo'lgan va bir - biridan ma'lum masofaga siljirilgan $-q_1$ va $+q_2$ zaryadlar majmuasi dipol deb ataladi. ℓ – manfiy zaryaddan musbat zaryadga o'tkazilgan radius - vektor deb hisoblaymiz (44-rasm).

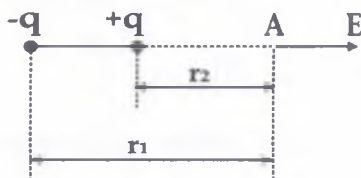


44 - rasm. Eng sodda nuqtaviy zaryadlar majmuasi

Agarda, dipoldan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofaga nisbatan l uzunlik hisobga olmaydigan darajada kichik bo'lsa, dipol *nuqtaviy* deb ataladi. Kuzatish masofasi katta bo'lganda, u masofani taxminan r deb olish mumkin.

Avval, dipol o'qi davomida yotgan A kuzatish nuqtasida dipolning elektr maydon kuchlanganligini hisoblab ko'ramiz.

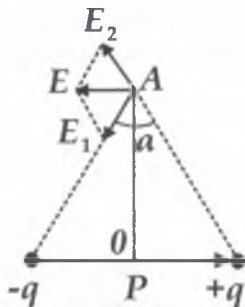
$$E = q\left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2}\right) \approx qd\left(\frac{1}{r^2}\right)(r_2 - r_1) \quad \text{yoki} \quad \vec{E} = \frac{2q\vec{l}}{r^3} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$$



45 - rasm. Nuqtaviy dipol

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalaymiz: $\vec{E} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$.

Endi, A kuzatish nuqtasi dipol o'qi markaziga o'tkazilgan perpendikulyarda yotgan bo'lsin (46-rasm).



46 - rasm. Nuqtaviy dipol o'qiga perpendikulyar chiziqda yotgan nuqtadagi elektr maydon

\vec{E} vektor $-q$ va $+q$ nuqtaviy zaryadlar qo'zg'atgan \vec{E}_1 va \vec{E}_2 maydon kuchlanganliklarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha, \vec{E} vektor dipol momenti \vec{p} ga antiparalleldir va uning qiymati

$$E = E_1 a = \frac{ql}{r^3} = \frac{p}{r^3} \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{p}}{r^3}.$$

$\ell \ll r$ bo'lgan holatlarda AO perpendikulyar dipol o'qi markazida bo'lishi shart bo'lmay qoladi.

Elektr maydoniga joylashgan dipolga ta'sir qiluvchi kuchlarni ko'rib chiqamiz. Agarda, elektr maydoni bir jinsli bo'lsa, dipolning manfiy va musbat zaryadlariga ta'sir qiluvchi F_1 va F_2 kuchlar bir biriga teskari yo'nalgan va modullari teng bo'lgani uchun natijaviy kuch F nolga teng bo'ladi. Bu kuchlarning momenti quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{M} = [\vec{p}\vec{E}].$$

Bu moment dipol o'qini E maydon yo'nalishi bo'yicha burishga harakat qiladi.

Elektr maydoni bir jinsli bo'lmaganda, natijaviy kuch $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ nolga teng bo'lmaydi. U holda $F = q(E_2 - E_1)$. Bu maydonlar kuchlanganliklari $-q$ va $+q$ zaryadlar joylashgan nuqtalarda bo'lgani uchun, ularni elektr maydonining differensial bilan ifodalash mumkin:

$$dE = l_x \frac{\partial E}{\partial x} + l_y \frac{\partial E}{\partial y} + l_z \frac{\partial E}{\partial z}$$

Shunga o'xshash

$$F = p_x \frac{\partial E}{\partial x} + p_y \frac{\partial E}{\partial y} + p_z \frac{\partial E}{\partial z}.$$

Bu matematik ifodani Gamilton operatori $\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$ bilan belgilasak,

quyidagiga ega bo'lamiz: $\vec{F} = (\vec{p}\nabla)\vec{E}$. \vec{p} vektor x o'qi bo'yicha joylashgan bo'lsa,

$$F_x = p \frac{\partial E}{\partial x} \text{ ga}$$

ega bo'lamiz.

23-§. Elektr maydonida zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish

Har qanday maydon va shu maydondagi kuchning tabiati bajarilgan ishning ko‘rinishi bilan aniqlanadi. Jumladan, bajarilgan ish yo‘lining trayektoriyasiga bog‘liq bo‘lishi yoki bo‘lmasligi, kuch va maydon tabiatining mezonini bo‘lib xizmat qiladi.

Misol uchun, qo‘zg‘almas nuqtaviy zaryad q_0 vakuumda

$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

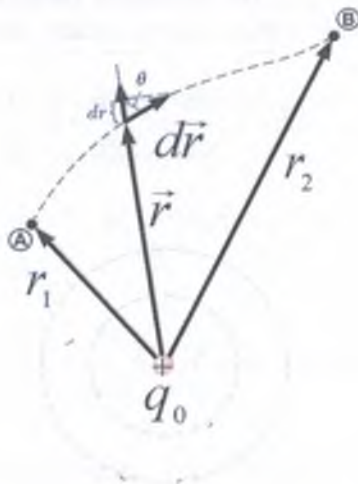
elektr maydonini hosil qilgan, deb hisoblaymiz. Shu maydonda boshqa nuqtaviy q zaryad harakat qilayotgan va 1 - **A** nuqtadan 2 - **B** nuqtaga ko‘chgan bo‘lsin (47 - rasm).

Elektr maydoni kuchi ta‘sirida bajarilgan ish quyidagi integral bilan ifodalanadi:

$$A_{12} = \int_{12} q\vec{E}d\vec{r} = q \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{12} \frac{\vec{r}d\vec{r}}{r^3};$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (23.1)$$

Bu ifodadan ko‘rinadiki, bir xil ishorali q va q_0 zaryadlarning o‘zaro itarish kuchi ta‘sirida, zaryadlar uzoqlashishida musbat ish bajariladi.

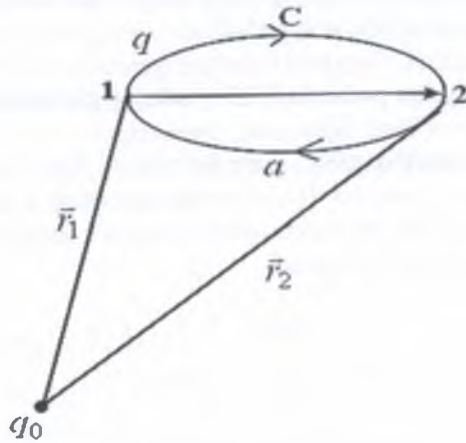


47 - rasm. Qo‘zg‘almas nuqtaviy q_0 zaryad maydonida q sinovchi zaryadning harakat trayektoriyasi

Aksincha, har xil ishorali zaryadlarning tortishish kuchi ta‘sirida q va q_0 zaryadlar yaqinlashib, manfiy ish bajariladi.

Yana misol tariqasida q zaryadni a va c yo‘nalishda 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko‘chiramiz (48 - rasm). Bu holda ham bir xil ish bajariladi:

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2} \quad (23.2)$$



48 - rasm. Konservativ kuch ta'sirida zaryadning ko'chishi

Shunday qilib, elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi yo'lining trayektoriyasiga bog'liq bo'lmagani uchun elektrostatik maydon kuchi konservativ kuch hisoblanadi.

Agarda, n - ta nuqtaviy zaryadlar (q_1, q_2, \dots, q_n) hosil qilgan maydonda q - nuqtaviy zaryad harakat qilsa, unga $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$ kuchlar ta'sir qiladi. Bu natijalovchi \vec{F} kuchning bajargan ishi A har bir kuch mustaqil bajargan ishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right) \quad (23.3)$$

Yopiq kontur bo'yicha q - zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha ifodalanadi:

$$A_0 = q \oint_L \vec{E} d\vec{l} \quad (23.4)$$

yopiq konturda, maydonning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma-ust tushgani uchun bajarilgan ish nolga teng bo'ladi.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = 0$$

Shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (23.5)$$

Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng bo'lgan maydon *potensial maydon* deb ataladi.

24 - §. Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi

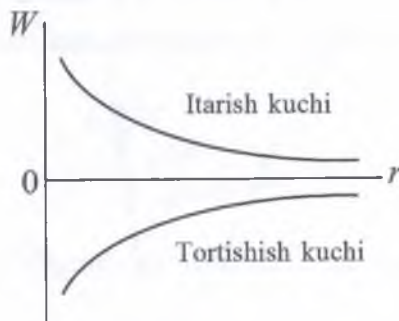
(23.1) ifodani chuqurroq tahlil qilib ko'ramiz. Agar qo'zg'almas nuqtaviy q_0 – zaryadning maydonida q – zaryad 1(r_1) – nuqtadan 2(r_2) – nuqtaga ko'chirilsa, uning energiyasi o'zgarib boradi. Bu ish elektrostatik potentsial maydonda bajarilgani uchun q – zaryadning potentsial energiyasi o'zgaradi:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0q}{r_2} = W_1 - W_2 \quad (24.1)$$

Zaryadlarning ishorasiga qarab, ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchi tortishish va itarish kuchlaridan iborat bo'ladi. Ammo zaryadlar orasidagi \vec{r} – radius-vektor ortishi bilan, o'zaro ta'sir kuchi ko'rinishiga qaramasdan, potentsial energiya kamayib boradi (49-rasm).

Demak, potentsial maydonda bajarilgan ish q – zaryadning potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi:

$$dA = -dW \quad (24.2)$$



49 - rasm. O'zaro ta'sir tortishish va itarish kuchlarining zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqligi

Elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi zaryadning potentsial energiyasini umumiy holda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r} \quad (24.3)$$

Bu ifodadan elektrostatik maydondagi q zaryadning potensial energiyasi maydonni hosil qilgan qo'zg'almas q_0 zaryadga ham bog'liq bo'lgani uchun *zaryadlarning o'zaro potensial energiyasi* ham deyiladi. Shunday qilib, ikki zaryadning o'zaro potensial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaga teskari proporsionaldir. q – zaryadning W – potensial energiyasi, elektrostatik maydondagi uning holatiga bog'liq bo'lgani uchun, elektrostatik maydonning nuqtalari energetik nuqtai nazardan potensial deb ataluvchi skalyar kattalik bilan ifodalanadi.

Elektrostatik maydon biror nuqtasining *potensialli* deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potensial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0}{r} \quad (24.4)$$

Shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi potensialli zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proporsionaldir.

Elektrostatik maydon potensialli, uning energetik tavsifi bo'lgani uchun elektrostatik maydon kuchining zaryadni ko'chirishda bajaragan ishi, maydon potensiallari ayirmasi bilan o'zaro bog'lanishga ega bo'lishi kerak:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (24.5)$$

Maydonning ikki nuqtasi orasidagi potensiallar ayirmasi quyidagiga tengdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q} \quad (24.6)$$

Elektrostatik maydonning ikki nuqtasi orasidagi *potensiallar farqi* deb, bir birlik musbat zaryadni 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

Agar bajarilgan ish quyidagicha bo'lsa:

$$dA = qE dr = -dW = -qd\varphi$$

elektr maydon kuchlanganligi potensial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (24.7)$$

Shunday qilib, *elektrostatik maydonning kuchlanganligi* deb kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potensial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -\text{grad}\varphi, \quad (24.8)$$

Bu ifodadan elektrostatik maydondagi q zaryadning potensial energiyasi maydonni hosil qilgan qo'zg'almas q_0 zaryadga ham bog'liq bo'lgani uchun *zaryadlarning o'zaro potensial energiyasi* ham deyiladi. Shunday qilib, ikki zaryadning o'zaro potensial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaga teskari proporsionaldir. q – zaryadning W – potensial energiyasi, elektrostatik maydondagi uning holatiga bog'liq bo'lgani uchun, elektrostatik maydonning nuqtalari energetik nuqtai nazardan potensial deb ataluvchi skalyar kattalik bilan ifodalanadi.

Elektrostatik maydon biror nuqtasining *potensial* deb, maydonning shu nuqtasiga *kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potensial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi*:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{r} \quad (24.4)$$

Shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning bir nuqtasidagi potensial zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proporsionaldir.

Elektrostatik maydon potensial, uning energetik tavsifi bo'lgani uchun elektrostatik maydon kuchining zaryadni ko'chirishda bajarigan ishi, maydon potensiallari ayirmasi bilan o'zaro bog'lanishga ega bo'lishi kerak:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (24.5)$$

Maydonning ikki nuqtasi orasidagi potensiallar ayirmasi quyidagiga tengdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q} \quad (24.6)$$

Elektrostatik maydonning ikki nuqtasi orasidagi *potensiallar farqi* deb, bir birlik musbat zaryadni 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

Agar bajarilgan ish quyidagicha bo'lsa:

$$dA = qE dr = -dW = -qd\varphi$$

elektrostatik maydon kuchlanganligi potensial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (24.7)$$

Shunday qilib, *elektrostatik maydonning kuchlanganligi* deb kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potensial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -\text{grad}\varphi, \quad (24.8)$$

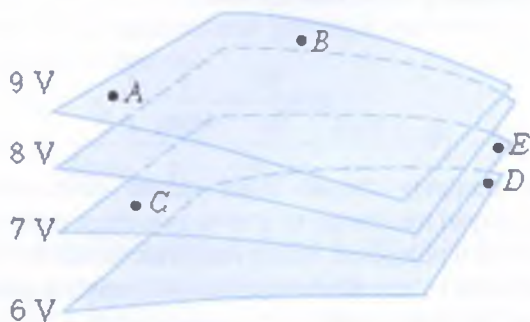
yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr . \quad (24.9)$$

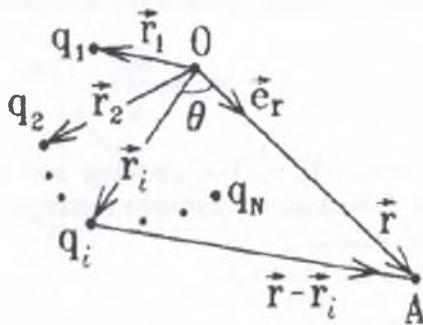
Potensiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga *ekvipotensial sirtlar* deyiladi (50 - rasm).

Ekvipotensial sirt uchun:

$$\varphi = const . \quad (24.10)$$



50 - rasm. Ekvipotensial sirtlar



51-rasm. Nuqtaviy zaryadlar tizimi

4.6-masala [1]. Nuqtaviy zaryadlar tizimining berilgan nuqtadagi maydoni. \vec{r}_i radius-vektorli nuqtalarda joylashgan q_i nuqtaviy zaryadlar tizimi berilgan bo'lsin (51-rasm). O tizim markazidan uzoq masofadagi A nuqtada maydonni hisoblang.

Yondashuv. ($|\vec{r}| \gg |\vec{r}_i|$) zaryadlar tizimi hosil qiladigan maydon potentsiali

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} \quad \text{taxminan hisoblaymiz.}$$

Yechish. Radius – vektorlar farqini quyidagicha ifodalaymiz:

$$|\vec{r} - \vec{r}_i| = \sqrt{r^2 + r_i^2 - 2 \cdot r \cdot r_i \cdot \cos \theta} = r \cdot \sqrt{1 - 2 \cdot \frac{r_i \cos \theta}{r} + \left(\frac{r_i}{r}\right)^2}$$

bu yerda $\left(\frac{r_i}{r}\right)^2 \approx 0$. Kichik qiymatni $x = \frac{r_i \cdot \cos \theta}{r} = \frac{\vec{r}_i \cdot \vec{e}_i}{r}$ kabi belgilab olamiz, bu

yerda $\vec{e}_r - \vec{r}$ vektorning birlik vektoridir. Potensialni ushbu x kichik kattalik bo'yicha Teylor qatoriga yoyib chiqamiz.

$$(1+x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2!} x^2 + \dots \quad \text{Teylor qatori ekanligidan}$$

U holda

$$\varphi(r) = \sum_i \varphi_i \cong \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0 r} \sum_i q_i \left[1 + \frac{\vec{r}_i \cdot \vec{e}_r}{r} + \frac{3}{2} \left(\frac{\vec{r}_i \cdot \vec{e}_i}{r}\right)^2 + \dots \right]$$

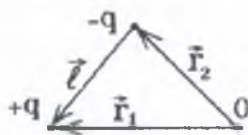
Ushbu ifodani tahlil qilib chiqamiz.

1. Agar zaryadlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'lmasa: $\sum_i q_i = q \neq 0$, katta uzoqlashishda faqat $1/r$ ga proporsional bo'lgan birinchi qo'shiluvchining o'zini qoldirish mumkin (qolganlari juda kichik bo'lganligi sababli):

$$\varphi_1(r) = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} \sum_i q_i - \text{zaryadlar tizimining maydoni nuqtaviy zaryadning maydoni}$$

bilan taxminan mos keladi.

2. Ko'pincha elektr jihatidan neytral tizimlarga, masalan, molekullarga duch kelamiz.



52-rasm. Elektroneytral molekula

Ular uchun $\sum_i q_i = 0$, va maydon ikkinchi qo'shiluvchi bilan aniqlanadi:

$$\varphi_2(r) = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} \sum_i q_i \cdot \vec{r}_i \cdot \vec{e}_r$$

Ikkita zaryaddan iborat (52-rasm) sodda elektroneytral tizim uchun dipol momentning quyidagi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\sum_{i=1}^2 q_i \cdot \vec{r}_i = q_1 \cdot \vec{r}_1 + q_2 \cdot \vec{r}_2 = (+q) \cdot \vec{r}_1 + (-q) \cdot \vec{r}_2 = q \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = q \cdot \vec{l} = \vec{p}_e.$$

Zaryadlar tizimining potensialini qatorga yoyishda ikkinchi qo‘shiluvchi dipol maydonining potensialiga ega bo‘lamiz:

$$\varphi_2(r) = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} \sum_i q_i \cdot \vec{r}_i \cdot \vec{e}_r = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{p_e \cdot \cos \theta}{r^2}$$

3. $\sum_i q_i = 0$ va $\sum_i q_i \cdot \vec{r}_i = \vec{p}_e = 0$ bo‘lgan dipol elektr momenti ham uchrashi mumkin. Bunday tizim kvadrupol deb ataladi va uzoq masofalarda yanada kuchsiz maydonni hosil qiladi:

$$\varphi_3(r) = \frac{3}{8\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^3} \sum_i q_i \cdot (\vec{r}_i \cdot \vec{e}_r)^2 \sim \frac{1}{r^3}$$

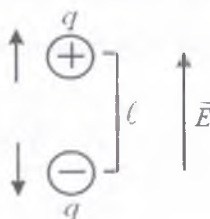
25 - §. Dielektriklarning qutblanishi

Dielektriklar atom va molekulalardan tashkil topgan. Atom esa, musbat zaryadli yadro va manfiy zaryadli elektronlardan iboratdir. Atomning musbat zaryadi yadroga to‘plangan bo‘lib, manfiy ishorali elektronlar esa, yadro atrofida harakatda bo‘ladi.

Ko‘p hollarda manfiy zaryadlarning markazi musbat zaryadli yadro markazi bilan ustma - ust tushadi.

Birinchi turdagi dielektriklar (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 va b.) molekularidagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og‘irlik markazlari ustma - ust tushgan bo‘ladi. Bunday dielektriklar molekulari *qutbsiz molekular* deyiladi.

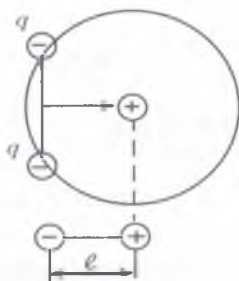
Tashqi elektrostatik maydon \vec{E} ta‘sirida qutbsiz molekula zaryadlari siljiy boshlaydi. Musbat zaryadlar maydon yo‘nalishda, manfiy zaryadlar maydonga teskari yo‘nalishda siljiydi (53 - rasm). Shunday qilib, molekula $\vec{P} = q\vec{l}$ dipol momentiga ega bo‘ladi.



53 - rasm. Tashqi elektrostatik maydon ta‘sirida qutbsiz molekulaning dipol momentiga ega bo‘lishi

Ikkinchi turdagi dielektriklar (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO ,.....) molekularidagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan bo‘ladi va tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og‘irlik markazlari ustma-ust tushmaydi. Bunday dielektrik molekulari tashqi maydonsiz ham dipol momentiga ega bo‘lib, ular *qutbli molekular* deb ataladi (54 - rasm).

Tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda molekularning tartibsiz harakati tufayli dielektrik bo‘yicha molekularning umumiy dipol momentlari nolga teng bo‘ladi. Agar bunday dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilsa, maydon kuchlari dipollarni maydon yo‘nalishiga qarab burishga harakat qiladi va noldan farqli umumiy dipol momenti paydo bo‘ladi.



54 - rasm. *Qutbli molekula dipoli*

Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlari hosil bo‘ladi. Bu hodisa *dielektriklarning qutblanishi* deb ataladi.

Demak, *qutblanish* deb, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo‘nalishini o‘zgartirish jarayoniga aytiladi.

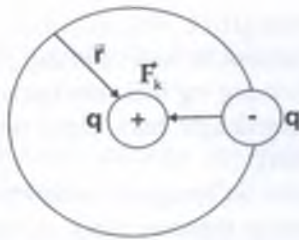
Quyidagi qutblanish turlari mavjuddir:

- 1) elektronli qutblanish;
- 2) oriyentatsiyaviy yoki dipolli qutblanish.

Elektronli qutblanish deb, qutbsiz molekularlardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformatsiyasi hisobiga induksiyaviy dipol momentlari hosil bo‘lishiga aytiladi.

Oriyentatsiyaviy yoki dipolli qutblanish deb, qutbli molekularlardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganida, tartibsiz yo‘nalgan molekular dipol momentlarining maydon yo‘nalishiga qarab burilishiga aytiladi. Ammo molekular issiqlik harakati natijasida faqat ayrim molekularning dipol momentlari maydon yo‘nalishi bo‘yicha joylashadi va u maydon kuchlanganligiga bog‘liq bo‘ladi.

Molekulari qutbsiz bo‘lgan dielektriklarning eng soddasi vodorod molekulasi atomidir. Tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda $\vec{E} = 0$, vodorod atomidagi bitta elektron yadro atrofida \vec{r} radiusli orbita bo‘ylab harakatlanadi (55 - rasm).



55 - rasm. Vodorod atomining dipoli

Bu holda elektronning yadroga tortilish kuchi Kulon qonuniga asosan:

$$F_k = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

dan iborat bo'ladi, markazga intilma kuch esa

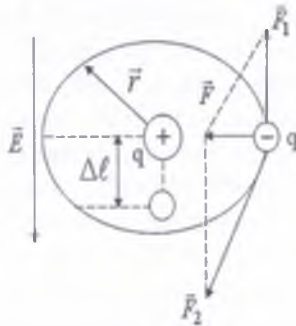
$$\vec{F}_{mi} = m\omega^2 \vec{r} \text{ ga}$$

teng. Elektronning yadroga tortilish kuchi markazga intilma kuch bilan muvozanatda bo'ladi:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r, \quad (25.1)$$

bu yerda ω – elektronning orbita bo'ylab harakatining burchak tezligidir.

Kuchlanganligi \vec{E} bo'lgan elektrostatik maydonga atom kiritilsa, elektron orbitasi deformatsiyalanib, \vec{E} – vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga $\Delta\ell$ – masofaga siljiydi. Bunda $F_{mi} = m\omega^2 r$ markazga intilma kuch teng ta'sir etuvchi kuch F dan iborat bo'lib, elektrostatik maydonning elektronga ta'sir kuchi $F_1 = qE$ va elektronning yadroga tortilish kuchi F_2 dan iborat bo'ladi (56 -rasm).



56 - rasm. Vodorod atomi dipolining tashqi elektrostatik maydondagi deformatsiyasi

Rasmdagi burchaklardan

$$\frac{\Delta l}{r} = \frac{F_{\perp}}{F} \quad \text{va} \quad \frac{\Delta l}{r} = \frac{qE}{m\omega^2 r} \quad (25.2)$$

munosabatlarga ega bo'lamiz.

Demak, induksiyalangan dipolning yelkasi Δl quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta l = \frac{qE}{m\omega^2}, \quad (25.3)$$

va shu dipolning elektr momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P_{\ell} = q\Delta l = \frac{qE}{m\omega^2} q, \quad (25.4)$$

Agar (25.1) ifodadagi $m\omega^2$ ni (25.4) ifodaga qo'yilsa, dipolning elektr momenti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\omega^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3}; \quad P_{\ell} = \frac{q^2 4\pi\epsilon_0 r^3}{q^2} E$$

yoki

$$P_{\ell} = 4\pi\epsilon_0 r^3 E \quad (25.5)$$

Buni vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_{\ell} = 4\pi\epsilon_0 r^3 \vec{E}. \quad (25.6)$$

Agar atomning hajmini $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ ga teng deb olsak,

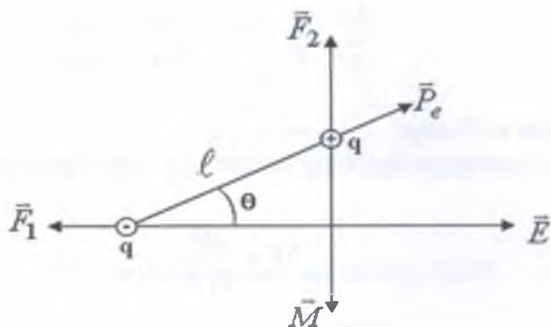
$$P_{\ell} = 4\pi\epsilon_0 r^3 E = 3V \cdot \epsilon_0 E$$

ga ega bo'lamiz.

$\alpha = 3V$ – proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, unga *atomning qutblanuvchanligi* deyiladi.

$$\vec{P}_{\ell} = \alpha\epsilon_0 \cdot \vec{E}, \quad (25.7)$$

Demak, *atomning qutblanuvchanligi* uning uchlangan hajmiga teng bo'lgan fizikaviy kattalikdir.



57 - rasm. Tashqi elektrostatik maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar

Endi faraz qilaylik, bir jinsli ($\vec{E} = const$) tashqi elektrostatik maydonga dielektrikning qutbli molekulasi joylashtirilgan bo'lsin (57-rasm). Qutbli dipolning elektr momentining vektori \vec{P}_ℓ tashqi maydon kuchlanganligi vektori \vec{E} bilan θ burchak hosil qilsin. Dipolga quyidagi juft kuchlar ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_1 = q\vec{E} \quad \text{va} \quad \vec{F}_2 = q\vec{E} \quad (24.8)$$

Bu juft kuchlarning momenti \vec{M} ning son qiymati quyidagiga teng bo'ladi:

$$M = F \cdot \ell \cdot \sin \theta = qE\ell \cdot \sin \theta = P_\ell \cdot E \cdot \sin \theta \quad , \quad (25.9)$$

vektor ko'rinishda esa,

$$\vec{M} = [\vec{P}_\ell \cdot \vec{E}] \quad (25.10)$$

bilan ifodalanadi.

\vec{M} vektor \vec{P}_ℓ va \vec{E} vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lib, soat milining yo'nalishi bilan mos tushadi.

Juft kuchlar momenti \vec{M} , dipolning elektr momenti \vec{P}_ℓ tashqi elektrostatik maydon kuchlanganligining vektori \vec{E} bilan mos tushgunicha ta'sir qiladi.

Dipolning elektrostatik maydon bo'ylab burilishi *dipolli qutblanish* yoki *oriyentatsiyaviy qutblanish* deb ataladi.

Agar dipol bir jinsli bo'lmagan ($\vec{E} \neq const$) elektrostatik maydonga kiritilsa, $+q$ zaryad atrofida \vec{E}_1 , $-q$ zaryad atrofida E_2 maydon kuchlanganliklari hosil bo'ladi.

Juft kuchlar yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{E}_1 - \vec{E}_2). \quad (25.11)$$

$\vec{E}_1 - \vec{E}_2$ dipolning yelkasi l bo'yicha, o'rtacha maydon kuchlanganligidir, ya'ni:

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = \ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right), \quad (25.12)$$

demak,

$$\vec{F} = q\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) = P_\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right). \quad (25.13)$$

Skalyar ko‘rinishda esa,

$$F = \frac{d}{d\ell} (\vec{P} \cdot \vec{E}) \text{ ga}$$

tengdir. (25.13) – ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$\vec{F} = \text{grad}(\vec{P} \cdot \vec{E}). \quad (25.14)$$

26 - §. Qutblanish vektori

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun, qutblanish vektori deb ataluvchi fizikaviy kattalik tushunchasi kiritiladi.

Qutblanish vektori (\vec{P}_ℓ) deb, dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig‘indisiga miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizikaviy kattalikka aytiladi, ya‘ni ΔV elementar hajmdagi n ta dipolning elektr momentlari yig‘indisini ΔV hajmga bo‘lgan nisbatiga teng

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\ell i}, \quad (26.1)$$

bunda $\vec{P}_{\ell i}$ – qutblangan i - molekulaning elektr momenti.

Agar qutbsiz molekullari izotrop dielektriklar bir jinsli elektrostatik maydonga kiritilsa, dipolning elektr momenti $P_{\ell i}$ barcha molekullar uchun bir xil bo‘ladi:

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\ell i} = \frac{n\vec{P}_{\ell i}}{\Delta V} = n_0 \vec{P}_{\ell i}, \quad (26.2)$$

bu yerda n_0 – dielektrikning birlik hajmidagi molekullar soni – konsentratsiyasidir.

Demak, qutbsiz molekulada induksiyalangan dipolning elektr momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{P}_\ell = n_0 \cdot \epsilon_0 \alpha \cdot \vec{E}, \quad (26.3)$$

agar $n_0 \cdot \alpha = \chi_\ell$ deb belgilasak, α – atomning qutblanuvchanligi, χ_ℓ – dielektrikning dielektrik qabul qiluvchanligini bildiradi.

$$\chi_e = 4\pi r^3 \cdot n_0 \quad , \quad (26.4)$$

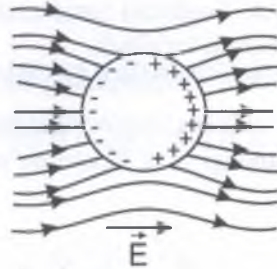
Dielektrik qabul qiluvchanlik deb, bir birlik hajmdagi dielektrik molekularining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

27 - §. Elektrostatik maydondagi o'tkazgichlar

Erkin elektronlarga yoki ionlarga ega bo'lgan moddalar o'tkazgichlar deb ataladi, chunki tashqi elektr maydoni ta'sirida elektron yoki ionlar tartibli harakat qilishi mumkin.

Agar erkin zaryadlarga ega bo'lgan o'tkazgich tashqi elektrostatik maydonga joylashtirilsa, elektrostatik kuch ta'sirida, o'tkazgichdagi erkin elektronlar maydon kuchlanganligining vektoriga qarama-qarshi tomonga siljiydi. Natijada: o'tkazgichning ikki tomonida har xil ishorali zaryadlar hosil bo'ladi: elektronlari ortiqcha bo'lgan uchi manfiy zaryadlanadi, elektronlar yetishmaydigan uchi esa, musbat zaryadlanadi.

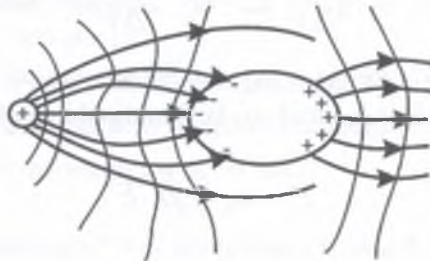
Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida, o'tkazgichdagi mavjud zaryadlarni musbat va manfiy sirt zaryadlarga ajratish hodisasi elektrostatik induksiya yoki ta'sir orqali zaryadlash deyiladi. Hosil bo'lgan zaryadlar *induksiyalangan zaryadlar* deb ataladi.



58 - rasm. Metall sharning elektrostatik maydonni deformatsiyalashi

Elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichdagi induksiyalangan zaryadlar maydonning manzarasini o'zgartiradi. 58-rasmda bir jinsli ($\vec{E} = const$) elektrostatik maydonga kiritilgan metall sharning bu maydonni deformatsiyalashi tasvirlangan.

59-rasmda esa, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichning bu maydonni qanday deformatsiyalashi ko'rsatilgan.



59 - rasm. O'tkazgichning nuqtaviy zaryad elektrostatik maydonini deformatsiyalashi

Musbat va manfiy zaryadlar qutbi hosil bo'lgani uchun ekvipotensial chiziqlar o'tkazgich sirti shakliga bog'liq. Ammo o'tkazgichga kiruvchi va chiquvchi kuch chiziqlarining soni teng bo'lgani uchun o'tkazgich ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida o'tkazgichdagi zaryadlarning siljishi yoki manfiy va musbat qutblarni hosil bo'lishi ekvipotensial sirtlar paydo bo'lgunicha davom etadi.

Tashqi elektrostatik maydonning kuch chiziqlari o'tkazgich sirti bo'yicha induksiyalangan manfiy zaryadlarda tugaydi. Kuch chiziqlari yana sirtqi musbat zaryadlarda davom etadi. Ammo o'tkazgich ichida kuch chiziqlari yo'q bo'lgani uchun o'tkazgich ichida elektr maydoni bo'lmaydi.

Zaryadlarning sirt bo'yicha qayta taqsimlanishi ya'ni, manfiy va musbat qutblarning hosil bo'lishi, *elektrostatik induksiya hodisasi* deb ataladi.

O'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmasligi sirt zaryadlarining teng taqsimlanganidan kelib chiqadi. Bu hol elektrostatik himoya yoki *moddalarning ekranlashishi* deb ataladi. Sirt zaryadlarining mavjudligi o'tkazgich ichida maydon bo'lmasligiga sabab bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydoni ta'sirini yo'qqa chiqaradi.

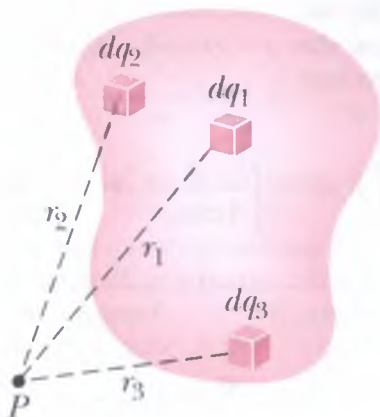
28 - §. Elektr sig'imi

Yakkalangan o'tkazgich zaryadlansa, o'tkazgich sirti shakliga qarab, har xil sirt zaryadi zichligi σ bilan taqsimlanadi. Shuning uchun ham o'tkazgich har bir nuqtasidagi sirt zaryadining zichligi o'tkazgichdagi umumiy zaryad q ga proporsionaldir, ya'ni:

$$\sigma = kq, \quad (28.1)$$

bu yerda k – o'tkazgich sirtidagi tekshirilayotgan nuqtaning funksiyasi bo'lib, o'tkazgich sirtining shakli va o'lchamiga bog'liq.

Zaryadlangan o'tkazgich ekvipotensial sirtining φ – potensialini aniqlash uchun uning butun S sirti bo'ylab zaryadini aniqlaymiz (60-rasm). Bu sirtni, $dq = \sigma dS$ zaryadga ega bo'lgan dS – elementar yuzachalarga ajratib, dq ni nuqtaviy zaryad deb hisoblaymiz.



60 - rasm. dq - zaryadning r masofadagi potentsiali

Nuqtaviy dq zaryadning \vec{r} masofadagi maydon potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{r}, \quad (28.2)$$

yoki

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{k \cdot q \cdot dS}{r}. \quad (28.3)$$

(28.3) ifoda butun sirt bo'yicha integrallansa, zaryadlangan o'tkazgich sirtining potentsiali ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\varphi = \oint_S \frac{kq dS}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \frac{k dS}{r}. \quad (28.4)$$

O'tkazgichning potentsiali q zaryadga proporsional bo'ladi. Shu zaryadning potentsialga nisbati o'zgarmas kattalikdir, u o'tkazgichning zaryad to'plash xususiyatini belgilaydi va o'tkazgichning *elektr sig'imi* deb ataladi.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon}{\oint_S \frac{k dS}{r}}. \quad (28.5)$$

Shunday qilib, yakkalangan o'tkazgichning *elektr sig'imi* deb, uning potentsialini bir birlikka o'zgartirish uchun zarur bo'lgan zaryadga miqdor jihatidan teng fizikaviy kattalikka aytiladi.

Sharchaning elektr sig'imi

R radiusli yakkalangan shar q - zaryadga ega bo'lsa (*61 - rasm*), uning sirtidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

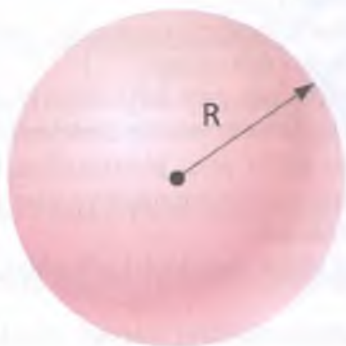
$$\begin{aligned} \varphi|_{r=R} - \varphi|_{r=\infty} &= \int_R^{\infty} \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_R^{\infty} \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2} = -\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \Big|_R^{\infty} = \\ &= -\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 (\infty)} + \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R} = -0 + \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R} = \frac{q}{C_{shara}} \\ \varphi &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon R}, \end{aligned}$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot R}{q} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot R \quad (28.6)$$

Shunday qilib, sharning S – elektr sig‘imi sharning radiusiga va muhitning dielektrik singdiruvchanligi ε ga proporsionaldir. (28.6) ifodadan muhitning dielektrik singdiruvchanligini aniqlaymiz.

$$\varepsilon = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0 R} \quad (28.7)$$



61 - rasm. R radiusli yakkalangan shar

Elektr sig‘imi XB tizimida Farada bilan o‘lchanadi va bu birlik juda katta o‘lchov birligi hisoblanadi. $S = 1 F$ deb hisoblasak, $\varepsilon = 1$ bo‘lganda:

$$R_{1F} = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} = \frac{F}{4\pi \cdot 1} \left(\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{1} \cdot \frac{m}{F} \right)$$

bu yerda vakuumning dielektrik singdiruvchanlik ifodasidan foydalansak:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{F}{m} = 0,885 \cdot 10^{-11} F/m$$

$$R_{1F} = 9 \cdot 10^9 m = 9 \cdot 10^6 km \text{ ga}$$

teng bo‘ladi. Bu Oy bilan Yer orasidagi masofaga nisbatan 23 marta kattadir.

Farada katta o‘lchov birligi bo‘lganligi uchun quyidagi kichik birliklar ishlatiladi:

$$1 \text{ mikrofarada } (\mu F) = 10^{-6} F;$$

$$1 \text{ nanofarada } (nF) = 10^{-9} F;$$

$$1 \text{ pikofarada } (pF) = 10^{-12} F.$$

Radiusi $R = 9 \cdot 10^6 \text{ km}$ ga teng bo'lgan sharning sig'imi $1F$ ga teng bo'ladi. Yer radiusiga teng bo'lgan sharnind sig'imi $0,7mF$ teng.

Kondensatorlar

Elektr sig'imining ifodasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun:

$$C = \frac{q}{\varphi}$$

sig'im asosan, o'tkazgichning shakli va o'lchamlariga hamda muhitning dielektrik singdiruvchanligiga proporsionaldir.

Amalda, nisbatan kichik o'lchamlariga qaramay, yetarlicha zaryadlarni o'zida yig'a oladigan qurilmalar *kondensatorlar* deb ataladi.

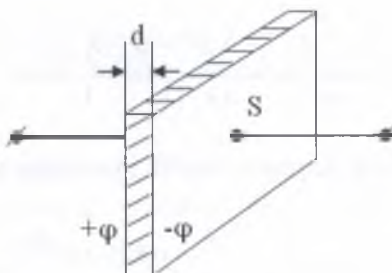
Kondensator ikkita parallel o'tkazgich qatlamidan iborat bo'lib, ularda qarama-qarshi ishorali zaryadlar to'planadi. Qoplamalar orasida dielektrik modda bo'ladi.

Kondensator qoplamalari ikkita yassi plastinkadan, ikkita koaksial silindrdan yoki ikkita konsentrik sferadan iborat bo'lishi mumkin va ular shakliga binoan *yassi*, *silindrik* yoki *sferik kondensatorlar* deb ataladi.

Odatda kondensatordagi elektr maydoni kuch chiziqlari bir qoplamada boshlanib, ikkinchisida tugaydi.

Kondensator sig'imi qoplamalardagi zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsionaldir.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (28.8)$$



62 - rasm. Yassi kondensator

62 - rasmda yassi kondensator tasvirlangan. Qoplamalar orasidagi elektr maydonini bir jinsli, S – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani d ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa, q va $+q$ sirt zaryadlari induksiyalangan bo'ladi.

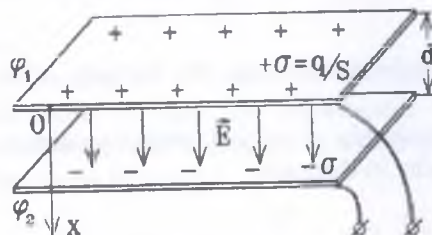
Qoplamalar orasida ϵ dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgan modda bo'lsa, potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \epsilon_0 \epsilon} \quad (28.9)$$

bu yerda $q = \sigma \cdot S$, σ – sirt zaryadi zichligi; S – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig‘imi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\epsilon\epsilon_0 \sigma \cdot S}{\sigma d} = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d}. \quad (28.10)$$

4.7 - masala [1]. Kondensatorning sig‘imini topish. Qoplamalarining yuzasi S ga va plastinalar orasidagi masofa d ga teng bo‘lgan yassi kondensatorning sig‘imini toping. (63 - rasm).



63 - rasm. Yassi kondensator

Yechim. Plastinalar orasidagi bir jinsli maydon quyidagicha ifodalanadi:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S} = const.$$

U holda,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d E dx = \int_0^d \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S} dx = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S} \int_0^d dx = \frac{qx}{\epsilon\epsilon_0 S} \Big|_0^d = \frac{qd}{\epsilon\epsilon_0 S} \equiv \frac{q}{C},$$

ya'ni

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}.$$

4.8-masala [1]. Kondensator qoplamalariga ta'sir etuvchi kuch. Qoplamalarga ta'sir qilayotgan elektr ta'sir kuchning kattaligini aniqlang.

Yechim. Kondensator kuchlanish manbaidan uzilgan holda undagi zaryad saqlanib qoladi va kondansator energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$W = \frac{q^2}{2C}.$$

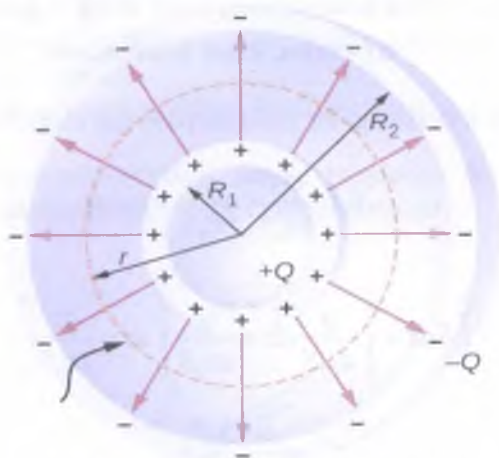
Qoplamalarga ta'sir qilayotgan kuchning kattaligi quyidagicha bo‘ladi:

$$\begin{aligned}
 F &= -\frac{d}{dx}(W) \Big|_{q=\text{const}} = -\frac{d}{dx}\left(\frac{q^2}{2C}\right) \Big|_{q=\text{const}} = -\frac{q^2}{2} \frac{d}{dx}\left(\frac{1}{C}\right) = \\
 &= -\frac{q^2}{2} \frac{d}{dx}\left(\frac{x}{\varepsilon\varepsilon_0 S}\right) = -\frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} = -\frac{(\sigma S)^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} = -\frac{\sigma^2 S}{2\varepsilon\varepsilon_0} = -\frac{(E\varepsilon_0\varepsilon)^2 S}{2\varepsilon\varepsilon_0} = \\
 &= -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon E^2 S.
 \end{aligned}$$

Sferik kondensator

Qoplamalarining radiuslari R_1 va R_2 bo'lgan sferik kondensator 64-rasmda tasvirlangan.

Kondensator qoplamalarida Q zaryad induksiyalangan bo'lganda, ular orasidagi potentsiallar farqi quyidagicha ifodalanadi:



64 - rasm. Sferik kondensator

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (28.11)$$

bu yerda R_1 va R_2 ichki va tashqi sferik qoplamalar radiuslaridir. Shuning uchun sig'ım quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{Q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \left(\frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1} \right), \quad (28.12)$$

Agarda, R_2 tashqi radius va R_1 ichki radiusdan juda katta bo'lsa, (28.12) ifoda soddalanadi:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R_1. \quad (28.13)$$

Bu natija tashqi qoplama sferik bo'lmaganda ham o'rinli bo'lgani uchun, (28.13) ifodani *yakkalangan shar sig'imi* deb hisoblaymiz.

Agarda, $R_1 - R_2 = d$ – qoplamalar orasidagi masofa qoplamalarning o'rtacha radiusidan juda kichik bo'lsa, sferik kondensatorning sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1} \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{R^2}{d} = \epsilon_0\epsilon \frac{S}{d},$$

bu yerda $S = 4\pi R^2$ – qoplamalar sirtlarining yuzasidir.

Silindrik kondensator

Bu holda kondensatorni radiuslari r_1 (ichki) va r_2 (tashqi) ikkita koaksial silindr ko'rinishdagi qoplamalardan iborat bo'ladi, deb hisoblaymiz (65-rasm). Silindrlarning uzunligi ular orasidagi masofadan juda katta deb hisoblanadi. Qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (28.14)$$

bu yerda Q – silindr uzunligidagi zaryad, $\frac{Q}{\ell}$ – birlik uzunlikdagi zaryad va ℓ – silindr uzunligidir.

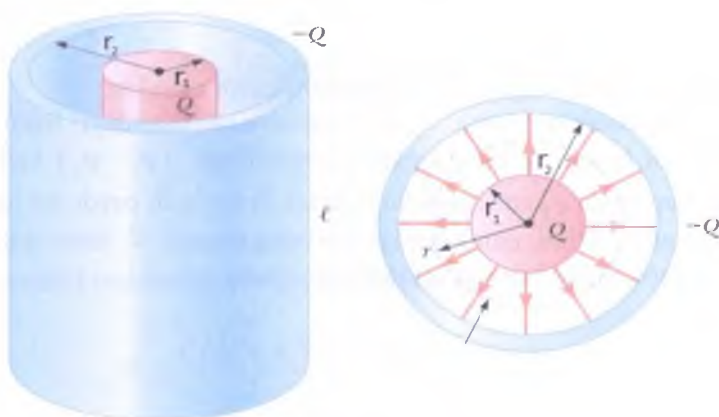
Birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi silindrik kondensator sig'imi quyidagiga tengdir:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (28.15)$$

Boshqa tarafdin, (28.15) ifoda metall sim izolyator qatlami bilan o'ralgan kabel sig'imini eslatadi.

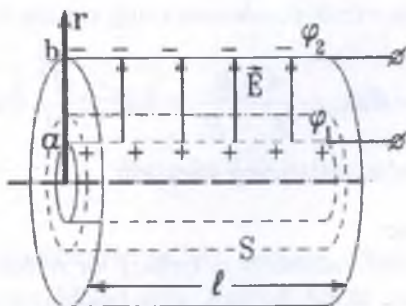
Qoplamalar orasidagi masofa d , silindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, bu holda silindrik kondensator sig'imi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d}. \quad (27.16)$$



65 - rasm. Silindrik kondensator

4.9-masala [1]. Silindrik kondensatorning sig'imini hisoblash. Uzunligi l ga va qoplamlarining radiusi a va b ga teng bo'lgan silindrik kondensatorning sig'imini toping (66 - rasm).



66-rasm. Silindrik kondensator

Yechim. q zaryadga ega ichki qoplamani r radiusli koaksial silindrik sirt bilan o'raymiz, bu yerda $a < r < b$ va l - uzunlik. Gauss teoremasidan

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = E \cdot S_{\text{yom}} = E \cdot 2\pi \cdot r \cdot l = \frac{q_{\text{ich}}}{\epsilon\epsilon_0}.$$

Kondensator ichidagi elektr maydon kuchlanganligining kattaligini topamiz:

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l \cdot r}.$$

U holda,

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \int_a^b E dr = \int_a^b \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l \cdot r} dr = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \cdot \ln r \Big|_a^b = \\ &= \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \cdot (\ln b - \ln a) = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \cdot \ln \frac{b}{a} = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \cdot \frac{\ln \frac{b}{a}}{\ln \frac{b}{a}} \equiv \frac{q}{C} \text{ m.e. } C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \left(\frac{b}{a} \right)} \end{aligned}$$

Yuqoridagi ifodalardan quyidagi xulosalarni qilish mumkin:

1. Elektr maydonning hajmi, ya'ni qoplamlar orasidagi hajm kamayganida, kondensator sig'imi keskin ortadi. Qoplamlar orasidagi $(\varphi_1 - \varphi_2)$ kichik potentsiallar farqida ham qoplamalarda q katta zaryadni to'plash imkoniyati paydo bo'ladi;

2. Kondensator sig'imi, uning qoplamlarining orasini \mathcal{E} katta singdiruvchanlikka ega bo'lgan dielektrik muhit bilan to'ldirilganda, ortadi.

29 - §. Elektrostatik maydon energiyasi

Elektrostatik maydon – potensial maydondir, shuning uchun unga kiritilgan zaryadlar potensial energiyaga ega bo'ladilar.

q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlarning potensial energiyalarini baholaymiz. Har bir zaryad, boshqa zaryad maydonida potensial energiyaga ega bo'ladi:

$$W_1 = q_1 \cdot \varphi_{12}; \quad W_2 = q_2 \cdot \varphi_{21}. \quad (29.1)$$

$\varphi_{12} - q_2$ – zaryadning q_1 zaryad turgan joyda hosil qilgan potensialidir,

$\varphi_{21} - q_1$ – zaryadning q_2 zaryad turgan joyda hosil qilgan potensialidir.

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_2}{r}; \quad \varphi_{21} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r},$$

shuning uchun

$$W_1 = W_2 = W;$$

$$W = q_1 \cdot \varphi_{12} = q_2 \cdot \varphi_{21} = \frac{q_1 \cdot \varphi_{12} + q_2 \cdot \varphi_{21}}{2}.$$

Yakkalangan zaryadli o'tkazgich energiyasi

O'tkazgich q – zaryadga, S – sig'imga va φ – potensialga ega bo'lsin. O'tkazgich zaryadini dq ga oshiramiz. Uning uchun cheksizlikdan, (ya'ni $\varphi = 0$ bo'lgan joydan) dq zaryadni o'tkazgichga ko'chiramiz. Bu holda bajarilgan ish

$$dA = \varphi \cdot dq = \varphi \cdot C \cdot d\varphi \text{ ga}$$

teng bo'ladi, chunki

$$q = C\varphi, \quad dq = C \cdot d\varphi.$$

Bajarilgan to'la ish

$$A = \int_0^q C \cdot \varphi d\varphi = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = C \frac{\varphi^2}{2}, \quad (29.2)$$

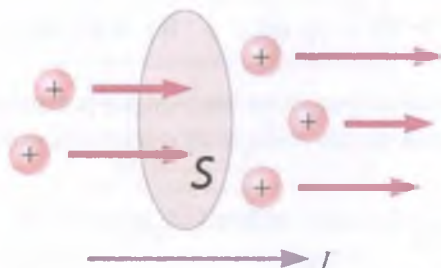
$$W = A = \frac{C \cdot \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (29.3)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{q \cdot \Delta\varphi}{2}.$$

30 - §. Elektr toki

Agar o'tkazgichning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi doimiy saqlansa ($\varphi_1 - \varphi_2 = const$), o'tkazgich ichida noldan farqli maydon hosil bo'ladi. Bu maydon o'tkazgichdagi erkin zaryadlarning bir tomonga yo'nalgan tartibli harakatini yuzaga keltiradi (67-rasm).



67 - rasm. Zaryadlarning tartibli harakati

Bu holda musbat zaryadlar o'tkazgichning katta potentsialli nuqtasidan kichik potentsialli nuqtasiga, manfiy zaryadlar esa, aksincha, harakatlanadilar.

Elektr zaryadining tartibli harakatiga *elektr toki* deyiladi.

Elektr tokini metallarda erkin elektronlarning, elektrolitlarda musbat va manfiy ionlarning, gazlarda esa musbat, manfiy ionlar va elektronlarning harakati hosil qiladi.

Tok kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (30.1)$$

Tokning kuchi va yo'nalishi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladigan bo'lsa, *o'zgarmas tok* deb ataladi:

$$I = \frac{q}{t} \quad (30.2)$$

XB tizimida tok kuchining birligi Amper (A) bilan o'lchanadi. 1 Amper – o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund ichida 1 Kulon zaryad miqdori o'tishini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Agar tok kuchi o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha bir jinsli bo'lmasa, u holda o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha tok kuchining taqsimlanishini ifodalash uchun *tok kuchining zichligi* deb ataluvchi fizikaviy kattalik tushunchasi kiritiladi:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} = \frac{dI}{dS \cos \alpha} \quad (30.3)$$

bu yerda $\alpha - dS$ yuza bilan unga o'tkazilgan \vec{n} normal orasidagi burchakdir. Bu ifodadan o'tkazgichning ixtiyoriy yuzasidan o'tayotgan tok kuchini hisoblab topish mumkin:

$$I = \int_S j dS_{\perp} = \int_S j dS \cos \alpha \quad (30.4)$$

Tok kuchining zichligi deb, o'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzasidan o'tgan tok kuchiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

O'tkazgichning ichida, Kulon kuchi hosil qilgan maydonning kuchlanganligi \vec{E} o'tkazgichning ikki uchidagi potentsiallar farqi yo'qolguncha saqlanadi. Demak, zanjirda uzluksiz o'zgarimas tok o'tib turishi uchun, Kulon kuchidan tashqari potentsiallar farqini hosil qiluvchi tashqi noelektrik kuchlar ham mavjud bo'lishi zarur. Bunday kuchlarni *elektrga yot kuchlar* deb ataymiz.

Elektrga yot kuchlar uzluksiz tokni ta'minlab turishi uchun har xil ishorali zaryadlarni ajratib, potentsiallar farqini doimiy saqlab turadi. Bunday elektrga yot kuchlarni elektr energiya manbalari (galvanik elementlar, akkumulyatorlar, elektr generatorlari) yetkazib turadi.

Elektrga yot kuchlarni hosil qiluvchi qurilmalar *tok manbalari* deb ataladi.

Tok manbalari, elektrga yot kuchlarning ish bajarishi natijasida, u yoki bu energiya turining elektr energiyaga aylanishi sababli hosil bo'ladi. Shu sababli bu kuch *elektr yurituvchi kuch (EYuK)* deb ataladi.

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \quad (30.5)$$

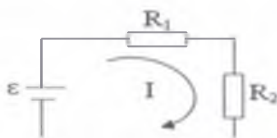
Manbaning EYuK zanjir ochiq bo'lganda, uning qutblaridagi potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi va Voltlarda o'lchanadi.

31-§. Om va Joule - Lens qonunlarining differensial va integral ifodalari

Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi *bir jinsli o'tkazgich* deb ataladi (R_1, R_2) (68 - rasm).

Om qonuniga asosan, bir jinsli o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi kuchlanishga to'g'ri proporsional, o'tkazgich qarshiligiga teskari proporsionaldir:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (31.1)$$



68 - rasm. Ikkita bir jinsli qarshilikdan iborat elektr zanjiri

bu yerda R – o'tkazgichning elektr qarshiligi. Bir jinsli silindrik o'tkazgich qarshiligi quyidagicha ifodalanadi:

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S}, \quad (31.2)$$

bu yerda ℓ – o'tkazgich uzunligi; S – uning ko'ndalang kesimi yuzasi; ρ – o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir. Tok zichligi – \vec{j} va maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos bo'lgan, uzunligi $d\ell$ ga teng bo'lgan silindrik o'tkazgichni olamiz (69 - rasm).

\vec{j} – tok zichligi yo'nalishi maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos keladi. O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan oqib o'tuvchi tok kuchi

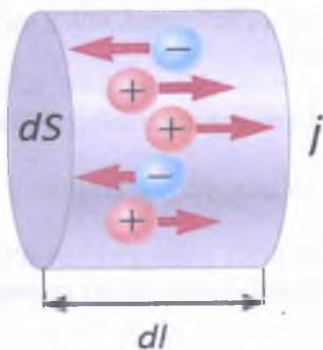
$$I = jdS \text{ ga}$$

teng. O'tkazgichning qarshiligini $\rho \cdot \frac{d\ell}{dS}$ va undagi kuchlanish tushishini

$$U = Ed\ell$$

deb olsak, bu holda Om qonunini shunday ifodalasak bo'ladi:

$$jdS = \frac{Ed\ell dS}{\rho d\ell} \quad \text{yoki} \quad j = \frac{1}{\rho} \cdot E$$



69 - rasm. Bir jinsli silindrik o'tkazgich

Tok zichligi va maydon kuchlanganligining yo'nalishlari bir xil bo'lgani uchun

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}, \quad (31.3)$$

bu yerda σ – o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi. Bu ifoda *Om qonunining differensial ko'rinishi* deb ataladi. Tok kuchi qarshilikdan o'tayotganda, uning energiyasi o'tkazgichni qizitishga sarf bo'ladi.

$$Q = I \cdot U \cdot t = I \cdot I \cdot R \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t, \quad (31.4)$$

bu ifoda, *Joul - Lens qonuni* deb ataladi.

Agar, tok kuchi vaqt bo'yicha o'zgarsa, u holda, t – vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$Q = \int_0^t I^2 R dt. \quad (31.5)$$

Elementar hajmda $dV = d\ell \cdot dS$ hajmda ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{d\ell}{dS} (j \cdot dS)^2 \cdot dt = \rho d\ell \cdot dS \cdot j^2 dt ;$$

$$dQ = \rho \cdot j^2 \cdot dV \cdot dt, \quad (31.6)$$

bu yerdan birlik hajmdan birlik vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdorini topamiz:

$$Q_{sol} = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = \rho \cdot j^2 = \rho \cdot (\sigma^2 \cdot E^2),$$

$$Q_{sol} = \sigma \cdot E^2. \quad (31.7)$$

Bu ifoda *Joul-Lens qonunining differensial ko'rinishidir*.

1. Quyiga keltirilgan ta'riflardan zaryadning $XBT (SI)$ tizimidagi birligini tanlang.

A) 1kulon – bu tok kuchi $1A$ bo'lganda otkazgichning ko'ndalang kesimidan $1min$ da oqib o'tadigan zaryad.

B) 1kulon (C) – bu tok kuchi $1A$ bo'lganda otkazgichning ko'ndalang kesimidan $1s$ da oqib o'tadigan zaryad.

C) 1kulon – bu tok kuchi $1A$ bo'lganda otkazgichning ko'ndalang kesimi birlik yuzasidan $1s$ da oqib o'tadigan zaryad.

D) 1kulon – bu shunday zaryadki, u vakuumda joylashtirilgan, unga teng bo'lgan zaryadga $1m$ masofada $1N$ kuch bilan ta'sir etadi.

2. Vakuumda elektrostatik maydon qanday hosil qilinadi:

A) Q o'zg'almas elektr zaryadlari bilan.

B) Magnitlangan jismlar bilan.

C) Harakatdagi elektr zaryadlari bilan.

D) Elektr toki bilan.

E) O'zgaruvchan magnit maydonlari bilan.

3. Elektrostatik maydon quyidagi keltirilgan xususiyatlarning qaysi biriga ega?

A) Moddiy jismga kuch ta'siri o'tkazadi.

B) Zaryadlangan zarrachalar yoki jismga kuch ta'siri o'tkazadi.

C) Tokli o'tkazgichga kuch ta'sir o'tkazadi.

D) Energiyaga ega.

E) Vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydoniga asoslangan.

4. Quyidagi keltirilgan ta'riflardan qaysi biri elektr zaryadining saqlanish qonunini ifodalaydi?

A) Har qanday jismning zaryadi elementar zaryadga butun karrali hisoblanadi: $q = \pm Ne$.

B) Istalgan yopiq tizimda zaryadlangan jismlar elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = const.$$

C) Elektr zaryadlari paydo ham bo'lmaydi, yo'qolmaydi ham.

D) Elektr yopiq tizimda musbat zaryadlar soni manfiy zaryadlar soniga teng.

5. Dielektrik muhitda joylashgan nuqtaviy zaryadlar uchun Kulon qonuni ifodasini aniqlang.

$$A) F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}.$$

$$B) \vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{q_1/q_2} \frac{dq_1 dq_2}{r^3} \vec{r}.$$

$$C) F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

$$D) F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r}.$$

6. Vakuumda joylashgan nuqtaviy zaryadlar uchun Kulon qonuni ifodasini aniqlang.

$$A) F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}.$$

$$B) \vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{q_1/q_2} \frac{dq_1 dq_2}{r^3} \vec{r}.$$

$$C) F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

$$D) F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r}.$$

7. Makroskopik zaryadlangan jismlar uchun Kulon qonuni ifodasini aniqlang.

$$A) F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}.$$

$$B) \vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{q_1, q_2} \frac{dq_1 dq_2}{r^3} \vec{r}.$$

$$C) F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

$$D) F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r}.$$

8. Zaryadlangan o'tkazgichning ortiqcha statistik elektr miqdori qayerda joylashgan?

- A) Faqat o'tkazgich ichida.
- B) Faqat o'tkazgich sirtida.
- C) O'tkazgich sirtida va ichida.
- D) Butun hajm bo'yicha.

9. q va $-2q$ elektr zaryadlarini tashuvchi ikkita bir xil o'tkazgich bir-biriga tekkiziladi. Tekkizilgandan keyin har qaysi o'tkazgichning zaryadi qanday bo'ladi?

- A) $-q$.
- B) q .
- C) $-q/2$.
- D) $q/2$.

10. Nuqtaviy zaryadlar orasidagi ta'sir kuchini **2 marta** kamaytirish uchun, ular orasidagi masofani qanchaga o'zgartirish kerak?

- A) $\sqrt{2}$ marta oshirish.
- B) $\sqrt{2}$ marta kamaytirish.
- C) 4 marta oshirish.
- D) $\sqrt{3}$ marta oshirish.
- E) $\sqrt{3}$ marta kamaytirish.

11. Ikkita nuqtaviy zaryadlarni nisbiy dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lgan muhitdan vakuumga ko'chirilganda, ularning ta'sir kuchi qanday o'zgaradi? (zaryadlar orasidagi masofa $r = const$).

- A) ϵ marta ortadi.
- B) ϵ marta kamayadi.
- C) $\epsilon_0 \epsilon$ marta kamayadi.

D) $\epsilon_0 \epsilon$ marta ortadi.

12. Elektr zaryadi $q_1 = 2 nC$ bo'lgan suv tomchisi, $q_2 = -4 nC$ zaryadli boshqa suv tomchisi bilan birlashtirilgan. Hosil bo'lgan tomchining zaryadi qanday bo'ladi?

- A) 2 nC.
- B) -2 nC.
- C) -3 nC.
- D) 3 nC.
- E) 6 nC.

13. Ikkita nuqtaviy zaryadlar orasidagi masofani **2 marta** kamaytirsak, ularning o'zaro ta'sir kuchi qanday o'zgaradi?

- A. 2 marta kamayadi.
- B. 4 marta kamayadi.
- C. 2 marta ortadi.
- D. 4 marta ortadi.

14. Elektrostatik maydon kuchlanganligining fizikaviy ma'nosini aniqlang.

- A) Maydonning kuch xarakteristikasi.
- B) Maydon tomonidan, maydonning shu nuqtasida joylashgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuchga miqdoran teng bo'lgan, va kuch ta'siri tomon yo'nalgan kattalik.

C) Maydonning ixtiyoriy nuqtasiga joylashtirilgan nuqtaviy birlik musbat sinov zaryadi potentsiali energiyasining, shu zaryadga nisbatiga teng bo'lgan kattalik.

D) Maydonning energetik xarakteristikasi.

15. Kuchlanganligi $2 \cdot 10^2 N/C$ bo'lgan elektr maydonga $10^{-7} C$ zaryad kiritildi. Zaryadga qanday kuch ta'sir etadi?

- A) $2 \cdot 10^{-5} N$.
- B) $2 \cdot 10^{-5} C$.
- C) $0,5 \cdot 10^{-5} N$.
- D) $0,5 \cdot 10$.

16. Elektrostatik maydon kuchlanganligini aniqlash ifodasini ko'rsating?

$$A) \vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}.$$

$$B) \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{r}.$$

$$C) \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n.$$

$$D) E = (\varphi_1 - \varphi_2) \cdot q.$$

17. Nuqtaviy zaryadning elektrostatik maydon kuchlanganligi ifodasini aniqlang:

$$A) E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} \quad B) E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}.$$

$$C) E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon a} \quad D) E = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}.$$

18. Cheksiz, tekis zaryadlangan tekislikning elektrostatik maydon kuchlanganligini aniqlang.

$$A) E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}.$$

$$B) E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}.$$

$$C) E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon a}.$$

$$D) E = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}.$$

19. Cheksiz, tekis zaryadlangan ipning elektrostatik maydon kuchlanganligini aniqlang:

$$A) E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}.$$

$$B) E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}.$$

$$C) E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon a}.$$

$$D) E = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}.$$

20. Zaryadlar sirt zichligini ifodalovchi formulani ko'rasting.

$$A) \rho = \frac{dq}{dV} \quad B) \sigma = \frac{dq}{dS}.$$

$$C) \tau = \frac{dq}{dl} \quad D) \sigma = \frac{dq}{dr}.$$

21. Zaryadlar chiziqli zichligi ifodasini ko'rasting.

$$A) \rho = \frac{dq}{dV} \quad B) \sigma = \frac{dq}{dS}.$$

$$C) \tau = \frac{dq}{dl} \quad D) \sigma = \frac{dq}{dr}.$$

22. Zaryadlar hajmiy zichligining ifodasini ko'rasting.

$$A) \rho = \frac{dq}{dV} \quad B) \sigma = \frac{dq}{dS}.$$

$$C) \tau = \frac{dq}{dl} \quad D) \sigma = \frac{dq}{dr}.$$

23. Elektronning xarakteristikasini to'g'ri ko'rasting.

$$A) [e = -10^{-19}C, m = 10^{-31}kg].$$

$$B) [e = -1.6 \cdot 10^{-19}C, m = 1.67 \cdot 10^{-27}kg].$$

$$C) [e = -1.6 \cdot 10^{-19}C, m = 1.67 \cdot 10^{-31}kg].$$

$$D) [e = 1.6 \cdot 10^{-19}C, m = 9.1 \cdot 10^{-31}kg].$$

24. Radiusi $2sm$ bo'lgan metalli sferik qobiqda $1\mu C$ li zaryad joylashgan. Sfera markazida maydon kuchlanganligi qanday bo'ladi?

$$A) 0 N/C. \quad B) 6 N/C.$$

$$C) 4 N/C. \quad D) 2 N/C.$$

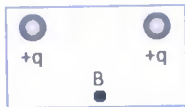
25. Elektr maydonlar superpozitsiya prinsipi nimadan iborat?

A) Tizim zaryadlari maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining algebraik yig'indisiga teng $E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n$.

B) Tizim zaryadlari maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n$.

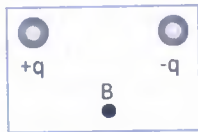
C) Elektr maydon kuchlanganligi zaryadga ta'sir etuvchi kuchning, shu zaryad kattaligiga nisbatiga teng: $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$.

26. Ikkita zaryad tomonidan **B** nuqtada hosil qilingan elektr maydon kuchlanganligi vektori qanday yo'nalgan?



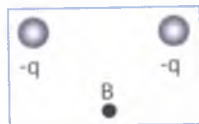
- A) O'ngga
- B) Chapga
- C) Yuqoriga
- D) Pastga

27. Ikkita zaryad tomonidan **B** nuqtada hosil qilingan elektr maydon kuchlanganligi vektori qanday yo'nalgan?



- A) O'ngga
- B) Chapga
- C) Yuqoriga
- D) Pastga

28. Ikkita zaryad tomonidan **B** nuqtada hosil qilingan elektr maydon kuchlanganligi vektori qanday yo'nalgan?



- A) O'ngga.
- B) Chapga.
- C) Yuqoriga.
- D) Pastga.

29. Ikkita **6q** va **2q** nuqtaviy zaryad **0,3N** kuch bilan ta'sirlashmoqda. Zaryadlarni

ulaganda va avvalgi masofaga ajratilganda, ularning o'zaro ta'sir kuchi nimaga teng?

- A) 0,1 N.
- B) 0,2 N.
- C) 0,3 N.
- D) 0,4 N.

30. Bir-biridan **12m** masofada joylashgan **3mC** va **4mC** li nuqtaviy zaryadlarning tortishish kuchi qanday?

- A) 1 kN.
- B) 900 N.
- C) 750 N.
- D) 600 N.

31. Ikkita nuqtaviy zaryad **5μN** kuch bilan ta'sirlashmoqda. Zaryadlar orasidagi masofani **2 marta** oshirsak, ular qanday kuch bilan ta'sirlashadi?

- A) 1,25μN.
- B) 10μN.
- C) 12,5μN.
- D) 10mN.

32. Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektori sirkulyatsiyasi uchun ifodani aniqlang:

- A) $\oint E_n dS = \sum q_i$.
- B) $\oint E_r dl = 0$.
- C) $\oint E_t dl = \sum q_i$.
- D) $\oint E_t dl = \sum q_i$.

33. Elektr maydon kuchlanganligi oqimi uchun Ostrogradskiy - Gauss teoremasini ta'riflang va uning matematik ifodasini yozing.

A) Vakuumdagi, ixtiyoriy yopiq sirt orqali elektrostatik maydon kuchlanganligi vektori oqimi, shu sirt bilan chegaralangan elektr zaryadlari algebraik yig'indisining elektr doimiysi nisbatiga teng:

$$\Phi_E = \oint E_n dS = \frac{\sum q}{\epsilon_0}$$

B) Elektr maydon kuchlanganligi vektori sirkulyatsiyasi nolga teng:

$$\oint E dl = 0$$

C) Vakuumdagi, ixtiyoriy yopiq sirt orqali elektrostatik maydon kuchlanganligi

vektori oqimi nolga teng:

$$\Phi_E = \oint E_n dS = 0.$$

D) Yopiq sirtga kiruvchi kuch chiziqlari oqimi, ushbu sirtidan chiquvchi kuch chiziqlari oqimiga teng: $d\Phi = -d\Phi$.

34. Vakuumba elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasini ko'rsating

A) $\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i.$

B) $\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i.$

C) $\Phi_E = \oint_S E_n dS = \sum_{i=1}^n q_i.$

D) $\Phi_E = \oint_S E_n dS = 0.$

35. Zaryadlar quyidagi ishorali bo'lganda: $-q_1, +q_2, -q_3, +q_4$, yopiq sirt S_3 orqali kuchlanganlik vektori oqimini (F_E) aniqlang.

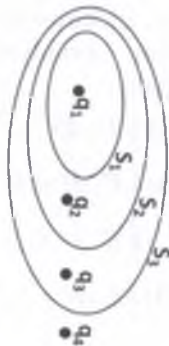
A) $\frac{q_1 + q_2 + q_3 + q_4}{\epsilon_0}$

B) $\frac{-q_1 + q_2 - q_3}{\epsilon_0}$

C) $\frac{-q_1 + q_2 - q_3 + q_4}{\epsilon_0}$

D) $\frac{+q_3}{\epsilon_0}$

E) $\frac{-q_1 + q_2}{\epsilon_0}$



36. Zaryadlar quyidagi ishorali bo'lganda: $-q_1, +q_2, -q_3, +q_4$, yopiq sirt S_2 orqali kuchlanganlik vektori oqimini (F_E) aniqlang

A) $\frac{q_1 + q_2 + q_3 + q_4}{\epsilon_0}$

B) $\frac{-q_1 + q_2 - q_3}{\epsilon_0}$

C) $\frac{-q_1 + q_2 - q_3 + q_4}{\epsilon_0}$

D) $\frac{+q_3}{\epsilon_0}$

E) $\frac{-q_1 + q_2}{\epsilon_0}$

37. Zaryadlar quyidagi ishorali bo'lganda: $-q_1, +q_2, -q_3, +q_4$, yopiq sirt S_1 orqali kuchlanganlik vektori oqimini (F_E) aniqlang

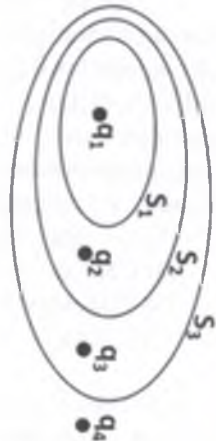
A) $\frac{q_1 + q_2 + q_3 + q_4}{\epsilon_0}$

B) $\frac{-q_1 + q_2 - q_3}{\epsilon_0}$

C) $\frac{-q_1 + q_2 - q_3 + q_4}{\epsilon_0}$

D) $\frac{+q_3}{\epsilon_0}$

E) $\frac{-q_1 + q_2}{\epsilon_0}$



38. Elektr o'lchov birliklari ketma - ketligini ko'rsating

1. zaryad, 2. potentsial, 3. energiya

A) [C], [V], [J] B) [C], [J], [V]

C) $[J], [V], [C]$ D) $[J], [C], [V]$
 39. Yassi kondensator plastinkalari orasidagi elektr maydon kuchlanganligi $40V/m$. Plastinkalar orasidagi masofa $2sm$. Plastinkalar orasidagi kuchlanish nimaga teng?

A) $2kV$ B) $80V$ C) $20V$ D) $0,8V$

40. $2sm$ li metalli sferik qobiqda $1\mu C$ li zaryad joylashgan. Sfera markazida maydon kuchlanganligi qanday?

A) $0N/C$ B) $6N/C$
 C) $4N/C$ D) $2N/C$

41. Elektrostatik maydon potentsiali nima?

A) Maydonning o'rganilayotgan nuqtasiga joylashtirilgan nuqtaviy birlik musbat sinov zaryadi potentsial energiyasining, shu zaryadga nisbatiga teng bo'lgan kattalik.

B) Maydonning energetik xarakteristikasi.

C) Maydon tomonidan, maydonning shu nuqtasida joylashgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuchga miqdoran teng bo'lgan, va kuch ta'siri tomon yo'nalgan kattalik.

D) Birlik, musbat sinov zaryadiga ta'sir etuvchi kuch.

42. Elektrostatik maydonning potentsiallik sharti:

A) $\oint_{(s)} E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0}$ B) $\oint_{(l)} E_l dl = 0$

C) $\oint_{(s)} \vec{E} d\vec{S} = q$ D) $\oint_{(s)} D_n dS = \sum q_i$

43. Yopiq trayektoriya bo'ylab birlik musbat zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish nimaga bog'liq?

A) Kulon kuchining radius vektorga ko'paytmasiga teng.

B) Zaryad kattaligi va yo'l uzunligiga proporsional bo'lib, trayektoriyaning

boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liq emas.

C) Yo'l uzunligiga va maydonni hosil qiluvchi va shu maydon bo'ylab ko'chuvchi zaryadlar kattaliklariga bog'liq emas.

D) Nolga teng bo'lib, trayektoriyaning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari potentsiallariga bog'liq.

44. Yo'l uzunligini n marta oshirilsa, ekvipotensial sirt bo'ylab zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish qanday o'zgaradi?

A) O'zgarmaydi.

B) n marta ortadi.

C) n marta kamayadi.

D) Doim nolga teng.

45. \vec{E} vektor va φ potentsial orasidagi bog'lanish ifodasini aniqlang.

A) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{E}{d}$

B) $E = (\varphi_1 - \varphi_2) \cdot q$

C) $\varphi = -\frac{\Delta E}{d}$

D) $\vec{E} = -grad\varphi$

46. Elektrostatik maydonning kuch chiziqlari deb nimaga aytiladi?

A) Kuchlanganliklari teng nuqtalarning geometrik o'rni bo'lgan egri chiziqlar;

B) Har bir nuqtasidan o'tkazilgan urinma zaryadning, shu nuqtasidagi tezlik vektorining yo'nalishiga moc keluvchi egri chiziqlar;

C) Potentsiali teng nuqtalarning geometrik o'rni bo'lgan egri chiziqlar;

D) Egri chiziqqa o'tkazilgan urinmalar elektr maydon kuchlanganligi vektoriga mos tushadi;

E) Egri chiziqning har bir nuqtasiga o'kazilgan urinma zaryadning ko'chish vektori yo'nalishiga mos tushadi.

47. Elektr maydonning bir jinslilik shartini ko'rsating.

A) Kuch chiziqdari yopiq;
B) Kuchlanganlik barcha nuqtalarda kattalik bo'yicha bir xil;

C) Kuchlanganlik barcha nuqtalarda yo'nalish bo'yicha bir xil;

D) Kuchlanganlik barcha nuqtalarda kattalik va yo'nalish bo'yicha bir xil;

E) Potensial barcha nuqtalarda kattalik bo'yicha bir xil.

48. Ekvipotensial sirt deb qanday sirtga aytiladi?

A) Musbat zaryaddan boshlanib manfiy zaryadda tugaydigan egri chizikli sirt

B) Bir xil potentsiilli nuqtalarning geometrik o'rni bo'lgan egri chizikli sirt;

C) Har bir nuqtasidan o'tkazilgan urinma elektr maydon kuchlanganligi

vektoriga mos keluvchi egri chizikli sirt;

D) Kuchlanganliklari teng nuqtalarning geometrik o'rni bo'lgan sirt;

49. Dielektrikda \mathbf{XB} tizimida nuqtaviy zaryadlarining potensial energiyasi:

A) $W = \frac{qq'}{\epsilon\epsilon_0 r}$ B) $W = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$

C) $W = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$ D) $W = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0 r}$

50. Superpozitsiya prinsipini ifodalovchi ifodani ko'rsating:

1) $\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$ 2) $\oint E_i dl = 0$

3) $\varphi = \frac{\sum q_i}{4\pi\epsilon_0 r}$ 4) $\Delta\varphi = 0$

5) $\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i$

A) 1,5 B) 1,3,5 C) 3,5 D) 1,2

51. Nuqtaviy zaryadning elektr maydon potensialini ifodalovchi ifodani aniqlang?

A) $\varphi = \frac{q}{C}$

B) $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r}$

C) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} (x_2 - x_1)$

D) $\varphi = const$

52. Qaysi ifoda cheksiz zaryadlangan tekislik elektr maydonining potentsiallar farqini ifodalaydi?

A) $\varphi = \frac{q}{C}$

B) $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r}$

C) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} (x_2 - x_1)$

D) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d$

53. Qaysi ifoda ikkita zaryadlangan parallel cheksiz tekisliklar elektr maydoni potentsiallar farqini ifodalaydi?

A) $\varphi = \frac{q}{C}$

B) $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r}$

C) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} (x_2 - x_1)$

D) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d$

54. Potentsiallar farqi $1600V$ bo'lgan elektr maydonning ikki nuqtasi orasiga $5 \cdot 10^{-8}C$ li zaryadni ko'chirishda qanday ish bajarish kerak?

A) $32 \cdot 10^9 J$ B) $80 \cdot 10^{-4} J$

C) $8 \cdot 10^{-5} J$ D) 1100 J

55. Potensiallar farqi $8V$ bo'lgan nuqtalar orasiga q zaryadni ko'chirishda, elektr maydoni tomonidan zaryadga ta'sir etuvchi kuchlarning bajargan ishi $4J$. q zaryad nimaga teng?

- A) $0,5C$ B) $32 KC$
C) $2 KC$ D) $12 C$ E) $4 C$.

56. Zaryadni elektrostatik maydonning bir nuqtasidan ikkinchisiga ko'chirishda bajarilgan ish ... bog'liq emas.

- A) Potensiallar farqiga
B) Nuqtalar orasidagi masofaga
C) Zaryad ko'chish trayektoriyasiga
D) Kuchlanganlikka
E) zaryad miqdoriga

57. Maydonning ikki nuqtasi orasiga $3 \cdot 10^6 C$ zaryadni ko'shirishda $7,5 \cdot 10^3 J$ ish bajarildi. Nuqtalar orasidagi kuchlanish qanday bo'ladi.

- A) $25V$; B) $0,4 \cdot 10^{-3} V$;
C) $22,5 \cdot 10^{-9} V$; D) $2500V$;
E) $400V$.

58. Ekvipotensial sirtlar bo'ylab zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish nimaga teng?

- A) $\frac{qq'}{4\pi\epsilon_0 r}$; B) $E_l dl$;
C) $E q dl$; D) 0;
E) $q \Delta \varphi$.

59. Elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda maydon kuchlari bajargan ishini ifodalovchi formulani («XB» tizimida) aniqlang:

- A) $A = q \Delta \varphi$;
B) $A = q \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_2} \right)$;
C) $A = q \cdot \Delta \varphi \cdot \Delta l$;

$$D) A = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{q_2}{r_1} - \frac{q_2}{r_2} \right);$$

$$E) A = q_1 q_2 \left(\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon r_1} - \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon r_2} \right).$$

60. Yassi kondensator sig'imi formulasini aniqlang.

$$A) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon r$$

$$B) C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$$

$$C) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2}$$

$$D) C = \frac{2\pi\epsilon_0 \epsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

61. Silindrli kondensator sig'imining ifodasini aniqlang.

$$A) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon r$$

$$B) C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$$

$$C) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2}$$

$$D) C = \frac{2\pi\epsilon_0 \epsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

62. Sferik kondensator sig'imi ifodasini aniqlang.

$$A) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon r$$

$$B) C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$$

$$C) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2}$$

$$D) C = \frac{2\pi\epsilon_0 \epsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

63. Shar sig'imi ifodasini aniqlang.

$$A) C = 4\pi\epsilon_0 \epsilon r$$

$$B) C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$$

$$C) C = 4 \pi \varepsilon_0 \varepsilon \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2}$$

$$D) C = \frac{2 \pi \varepsilon_0 \varepsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

64. Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi bu:

A) O'tkazgich zaryadining uning potensialiga nisbati bilan o'lchanadigan fizikaviy kattalik

B) O'tkazgich potensialining uning zaryadiiga nisbati bilan o'lchanadigan fizikaviy kattalik.

C) O'tkazgich zaryadining uning potensialiga ko'paytmasiga teng bo'lgan fizikaviy kattalik.

D) Potensillar farqining o'tkazgich zaryadiga nisbatiga teng bo'lgan kattalik.

65. O'tkazgichning elektr sig'imi nimaga bog'liq?

A) O'tkazgich materiali va uning agregat holatiga.

B) O'tkazgichning chiziqli o'lchami va geometrik shakliga.

C) O'tkazgich materialining solishtirma elektr qarshiligiga.

D) O'tkazgichning temperaturasiga.

66. Yakkalangan o'tkazgich elektr sig'imi ifodasini ko'rsatinig.

$$A) C = \frac{E}{q} \quad B) C = \frac{\varphi}{q}$$

$$C) C = q\varphi \quad D) C = \frac{q}{\varphi}$$

67. O'tkazgichning elektr sig'imi, unga boshqa o'tkazgichni yaqinlashtirsa qanday o'zgaradi?

A) O'zgarmaydi B) Ortadi

C) Kamayadi D) Faqat

yaqinlashtirish vaqtida ortadi, keyin esa avvalgi holatiga qaytadi.

68. Yuzasini **2 marta**, ular orasidagi masofani esa **6 marta** kamaytirilsa, yassi kondensatorning elektr sig'imi qanday o'zgaradi?

A) 3 marta kamayadi

B) 3 marta ortadi

C) 12 marta kamayadi

D) 12 marta ortadi.

69. Quyidagi keltirilgan ifodalardan qaysilari zaryadlangan kondensator energiyasini ifodalaydi?

$$A) W = \frac{CU^2}{2} \quad B) W = \frac{qU^2}{2}$$

$$C) W = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} \quad D) W = \frac{q^2}{2C}$$

70. Quyidagi keltirilgan ifodalardan qaysi biri elektr maydon energiyasining hajmiy zichligini ifodalaydi?

$$A) w = \frac{CU^2}{2} \quad B) w = \frac{qU^2}{2}$$

$$C) w = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} \quad D) w = \frac{q^2}{2C}$$

71. Elektr sig'imi **2 marta** kamaytirilsa, tok manbaiga ulangan kondensator energiyasi qanday o'zgaradi?

A) 2 marta kamayadi

B) 4 marta kamayadi

C) 2 marta ortadi

D) 4 marta ortadi

72. **2 μF** sig'imli kondensator **100V** li tok manbaiga ulanganda qanday zaryad oladi?

$$A) 2 \cdot 10^4 C$$

$$B) 0,5 \cdot 10^8 C$$

$$C) 200 C$$

$$D) 50 C$$

73. O'zgaruvchan sig'imli kondensator zaryadlandi. Kondensator sig'imini **2marta**

orttirib, uni tok manбайдan uzilganda, zaryadi qanday o'zgaradi?

- A) 2 marta ortadi
- B) 4 marta ortadi
- C) 2 marta kamayadi
- D) O'zgarmaydi

74. Yassi kondensator plastinkalari yuzasi **2 marta** kamaytirildi. Kondensator sig'imi qanday o'zgargan?

- A) 2 marta kamaygan
- B) O'zgarmagan
- C) 2 marta ortgan
- D) 4 marta kamaygan
- E) 4 marta ortgan

75. Yassi kondensator plastinkalari orasidagi masofa **2 marta** orttirildi. Kondensator sig'imi qanday o'zgargan?

- A) 2 marta kamaygan
- B) O'zgarmagan
- C) 2 marta ortgan
- D) 4 marta kamaygan
- E) 4 marta ortgan

76. Havoli kondensator sig'imi $10\mu F$. Agar plastinkalar orasi dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 2$ bo'lgan dielektrik bilan to'ldirilsa, bu kondensatorning sig'imi qanday bo'ladi?

- A) $5\mu F$
- B) $10\mu F$
- C) $20\mu F$
- D) $100\mu F$

77. Sig'imi $1\mu F$ bo'lgan kondensatorni $100V$ kuchlanishgacha zaryadlaganda, u qanday zaryad yig'adi?

- A) $1000C$
- B) $10^{-4} C$
- C) $10^{-4} C$
- D) $10C$

78. Qanday dielektriklar qutblangan deyiladi?

A) Tashqi elektr maydon bo'lmaganda dielektrikdagi molekullarda musbat va manfiy zaryadlarning «og'irlik markazlari» mos tushadi va molekullar dipol momentlari teng.

B) Tashqi elektr maydon bo'lmaganda dielektrikdagi molekullarda musbat va manfiy zaryadlarning «og'irlik markazlari» mos tushmaydi va dipol momentlari noldan farqli.

C) Ularning kristall panjarasi qarama-qarshi zaryadlangan ionlardan tashkil topgan.

D) Tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham, musbat va manfiy zaryadlarning «og'irlik markazlari» mos tushmaydi.

79. Qutblanish vektori nimani anglatadi?

A) Dielektrik molekullarining dipol momenti

B) Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi va elektr maydon ko'chish vektori orasidagi bog'lanish.

C) Dielektrikning birlik hajmdagi dipol momenti.

D) Dielektrikning qutblanish darajasi.

80. Dielektrik muhit uchun elektr ko'chish vektori ifodasi

- A) $\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{E}$
- B) $\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}$
- C) $P = e\epsilon_0 r$
- D) $P = \frac{\sum_i P_i}{V}$

81. Qutblanmagan molekullar uchun qutblanishning qaysi turi xarakterli?

A) Elektron yoki deformatsiyali qutblanish

B) Oriyentatsion yoki dipolli qutblanish

C) Ionli qutblanish

D) Hammasi

82. Qutblangan molekullar uchun qutblanishning qaysi turi xarakterli?

A) Elektron yoki deformatsiyali qutblanish

B) Oriyentatsion yoki dipolli qutblanish

C) Ionli qutblanish

D) Hammasi

83. Elektr siljish vektori \vec{D} ning ma'nosi nima? \vec{D} vektor ... xarakterlaydi.

A) ...moddada faqat bog'langan zaryadlar hosil qilgan natijaviy maydonni

B) ...dielektrik birlik hajmining qutblanishini

C) ...moddada faqat erkin zaryadlar hosil qilgan elektr maydonni va u muhit xususiyatlariga bog'liq emasligini

D) ...erkin zaryadlar, hamda bog'langan zaryadlar hosil qilgan elektr maydonni

84. Elektr ko'chish \vec{D} birligini to'g'ri ko'rsating:

A) $\left[\frac{C}{m^2} \right]$ B) $\left[\frac{C}{m} \right]$

C) $\left[\frac{N}{A \cdot m} \right]$ D) $[T]$

85. Elektr maydon kuchlanganligi birligini ko'rsating

A) $\left[\frac{C}{m^2} \right]$ B) $\left[\frac{C}{m} \right]$

C) $\left[\frac{N}{A \cdot m} \right]$ D) $[T]$

86. Dielektrikda elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasini ko'rsating:

A) $\Phi_D = \oint_S D_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i$

B) $\Phi_D = \oint_S D_n dS = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i$

C) $\Phi_D = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^n q_i$

D) $\Phi_D = \oint_S D_n dS = 0$

87. Dielektrikdagi elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasining differensial ifodasini ko'rsating (ρ – zaryadning hajmiy zichligi)

A) $\text{div} \vec{D} = \epsilon_0 \rho$ B) $\text{div} \vec{D} = \frac{\rho}{\epsilon}$

C) $\text{div} \vec{D} = \rho$ D) $\text{div} \vec{D} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$

88. Zaryadlar sirt zichligi σ bilan dielektrik qutblanish vektori \vec{P} orasidagi bog'lanish ifodasini aniqlang..

A) $\sigma = 4\pi P$ B) $\sigma = \frac{P}{4\pi}$

C) $P = \sigma$ D) $P = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_0}$

89. Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik ϵ va dielektrik qabul qiluvchanlik χ orasidagi bog'lanishni ko'rsating.

A) $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$ B) $\epsilon = 1 + \chi$

C) $\epsilon = 1 + \epsilon_0\chi$ D) $\chi = 1 + \epsilon$

90. «XB» tizimida zaryadlarning ko'chish vektori \vec{D} va qutblanish vektori \vec{P} orasidagi bog'lanish ifodasi:

A) $\vec{E} = \vec{D} + \epsilon_0 \vec{P}$; B) $\vec{P} = \vec{D} + \epsilon_0 \vec{E}$;

C) $\vec{D} = \vec{P} + \epsilon_0 \vec{E}$; D) $\vec{E} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{P}$;

E) $\vec{E} = \vec{D} + \epsilon_0 \vec{E}$.

ELEKTRODINAMIKA

1. Metall o'tkazgichlarda nimalar zaryad tashuvchilar hisoblanadi?

- A) Erkin elektronlar
- B) Musbat va manfiy ionlar
- C) Musbat ionlar va elektronlar
- D) Elektronlar va kavaklar

2. Tok zichligi ta'rifini bering.

A) O'tkazgichning ko'ndalang kesimi birlik yuzasi orqali o'tuvchi tok kuchiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik

B) O'tkazgichning ko'ndalang kesimidan vaqt birligi ichida o'tuvchi zaryadga son jihatdan teng bo'lgan kattalik.

C) Maydon kuchlanligini singdiruvchanlikka ko'paytmasiga teng bo'lgan skalyar kattalik.

D) O'tkazgich birlik yuzasi orqali o'tuvchi zaruadga teng bo'lgan kattalik .

3. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri tok kuchini aniqlaydi?

A) $I = \frac{dq}{dt}$ B) $I = \frac{U}{R}$

C) $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}$ D) $I = \int j dS$

4. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri tok zichligini aniqlaydi?

A) $I = \frac{dq}{dt}$ B) $j = \frac{di}{dS}$

C) $j = \frac{1}{\rho E}$ D) $j = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$

5. Ifodalardan qaysi biri elektr yurituvchi kuchni aniqlovchi hisoblanadi?

A) $\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt}$ B) $\mathcal{E} = \frac{A^{ind}}{q}$

C) $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}$ D) $\mathcal{E} = \frac{1}{ne} \frac{BI}{a}$

6. Keltirilgan ifodalardan qaysi biri, tok manbaiga ega bo'lgan berk zanjir uchun **Om qonunining** ifodasi hisoblanadi?

A) $I = \frac{dq}{dt}$ B) $I = \frac{U}{R}$

C) $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}$ D) $P = I^2 R$

7. Bir jinsli bo'lgan zanjir qismi uchun **Om qonunining** differensial ko'rinishini aniqlang.

A) $\omega = \frac{E^2}{\rho}$ B) $j = \frac{E}{\rho}$

C) $j = nq_0 \langle v \rangle$ D) $j = \frac{E}{\sigma}$

8. Bir jinsli bo'lgan zanjir qismi uchun **Om qonunining** integral ko'rinishini ko'rsating:

A) $I = \frac{U}{R}$ B) $I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R}$

C) $I = \frac{\mathcal{E}}{r}$ D) $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}$

9. Bir jinsli bo'lmagan zanjir qismi uchun **Om qonunining** integral ko'rinishini ko'rsating:

A) $I = \frac{U}{R}$ B) $I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R}$

C) $I = \frac{\mathcal{E}}{r}$ D) $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}$

10. Qisqa tutashuv tok kuchi ifodasini ko'rsating:

A) $I = \frac{U}{R}$

B) $I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R}$

C) $I = \frac{\mathcal{E}}{r}$

D) $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}$

11. $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ tenglama nimani anglatadi?

A) Umumlashgan Om qonunini.

B) Tok zichligi tushunshasini .

C) Joul - Lens qonunining differensial ko'rinishini.

D) Om qonunining differensial ko'rinishini.

E) Zanjirni bir qismi uchun Om qonunini.

12. Bir jinsli o'tkazgichda tok zichligi j . O'tkazgich ko'ndalang kesimi yuzasi S orqali tok kuchini aniqlang:

$$j = 2 \text{ A} / \text{mm}^2, \quad S = 1 \text{ sm}^2$$

- A) $20A$. B) $2A$. C) $200A$.
D) $0,02A$. E) $2\mu A$.

13. O'tkazgichning solishtirma qarshiligi deb nimaga aytiladi?

- A) Zanjir qismidagi kuchlanishning qarshilikka nisbatiga
B) Zanjir qismidagi qarshilikka teskari bo'lgan kattalikka
C) Tok kuchini qarshilikka ko'paytmasiga.
D) Ko'ndalang kesimining yuzasi 1 m^2 , uzunligi 1 m bo'lgan o'tkazgichning qarshiligiga
E) Zanjir qismidagi solishtirma o'tkazuvchanlikka teskari bo'lgan kattalikka

14. O'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi deb nimaga aytiladi?

- A) Zanjir qismidagi kuchlanishning uning qarshiligiga nisbati
B) Zanjir qismidagi qarshilikka teskari bo'lgan kattalik
C) Tok kuchining o'tkazgich qarshiligiga ko'paytmasi.
D) Ko'ndalang kesimi yuzasi 1 m^2 , uzunligi 1 m bo'lgan o'tkazgich qarshiligi

15. Uzlusizlik tenglamasini ko'rsating

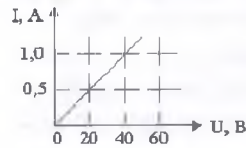
A) $\oint j dS = \oint \frac{dq'}{dt} = -\oint \frac{dq}{dt}$

B) $\oint \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dq}{dt}$

C) $I = \int \vec{j} d\vec{S} = \int j_n dS$

D) $I = \int \vec{j} d\vec{S} = \int j_n dS$

16. Rasmda zanjirning bir jinsli qismidagi tok kuchining, qo'yilgan kuchlanishga bog'liqlik grafigi keltirilgan. Zanjir qismidagi qarshilik nimaga teng:



- A) $0,025\Omega$. B) 40Ω C) 20Ω
D) 60Ω E) $0,040\Omega$

17. Agar o'tkazgichning uchlariga $20V$ potentsiallar farqi qo'yilgan bo'lsa, qarshiligi 100Ω bo'lgan o'tkazgichdan $1s$ ichida qancha zaryad oqib o'tadi?

- A) $0,5C$ B) $0,2C$ C) $200C$
D) $0,1C$ E) $0,02C$

18. O'lchov birliklarini to'g'ri tanlang.

- 1) **tok kuchi**, 2) **kuchlanish**,
3) **qarshilik**, 4) **tokning ishi**.

- | | | | |
|-----------------|----------------|-----------------|-----------------|
| A) | B) | C) | D) |
| 1. <i>Joul</i> | 1 <i>Amper</i> | 1. <i>Volt</i> | 1. Ω |
| 2. <i>Amper</i> | 2. <i>Volt</i> | 2. Ω | 2. <i>Amper</i> |
| 3. <i>Volt</i> | 3. Ω | 3. <i>Amper</i> | 3. <i>Joul</i> |
| 4. Ω | 4. <i>Joul</i> | 4. <i>Joul</i> | 4. <i>Volt</i> |

19. O'tkazgichning qarshiligi nimaga bog'liq?

- A) O'tkazgich materiali va temperaturasiga.
B) Shakli, o'lchamlari va tashqi muhitning dielektrik singdiruvchanligiga
C) O'tkazgichning materiali, shakli, o'lchami va temperaturasiga
D) O'tkazgichning materialiga

20. Tok zichligi, potentsiallar farqi, solishtirma qarshilik, solishtirma o'tkazuvchanlik va tok kuchining birliklarini mos ravishda joylashish ketma - ketligini ko'rsating.

- A) A ; V ; Ω ; $\frac{1}{\Omega}$; $\Omega \cdot m$
 B) A ; V ; $\Omega \cdot m$; $\frac{A}{m^2}$; Ω
 C) $\frac{A}{m^2}$; V ; $\Omega \cdot m$; $\frac{1}{\Omega \cdot m}$; A
 D) $\frac{A}{m^2}$; $\Omega \cdot m$; V ; $\frac{1}{\Omega}$; A

21. Quyida keltirilgan tasdiqlardan qaysi biri o'rinli emas? O'tkazgichlarni ketma - ket ulaganda....

- A) Barcha qarshiliklarda tok kuchi bir xil
 B) Zanjir uchlaridagi kuchlanish tushishi alohida qismlardagi kuchlanishlarning yig'indisiga teng
 C) Umumiy qarshilik alohida o'tkazgichlar qarshiliklarining yig'indisiga teng.
 D) Umumiy o'tkazuvchanlik alohida o'tkazgichlar o'tkazuvchanliklarining yig'indisiga teng.

22. Joul - Lens qonunini differensial ko'rinishini ko'rsating.

- A) $Q = I^2 R t$ B) $w = \frac{E^2}{\rho}$
 C) $j = nq_0 \langle v \rangle$ D) $j = \sigma E$

23. Joul-Lens qonunini integral ko'rinishini ko'rsating.

- A) $Q = I^2 R t$ B) $w = \frac{E^2}{\rho}$
 C) $j = nq_0 \langle v \rangle$ D) $j = \sigma E$

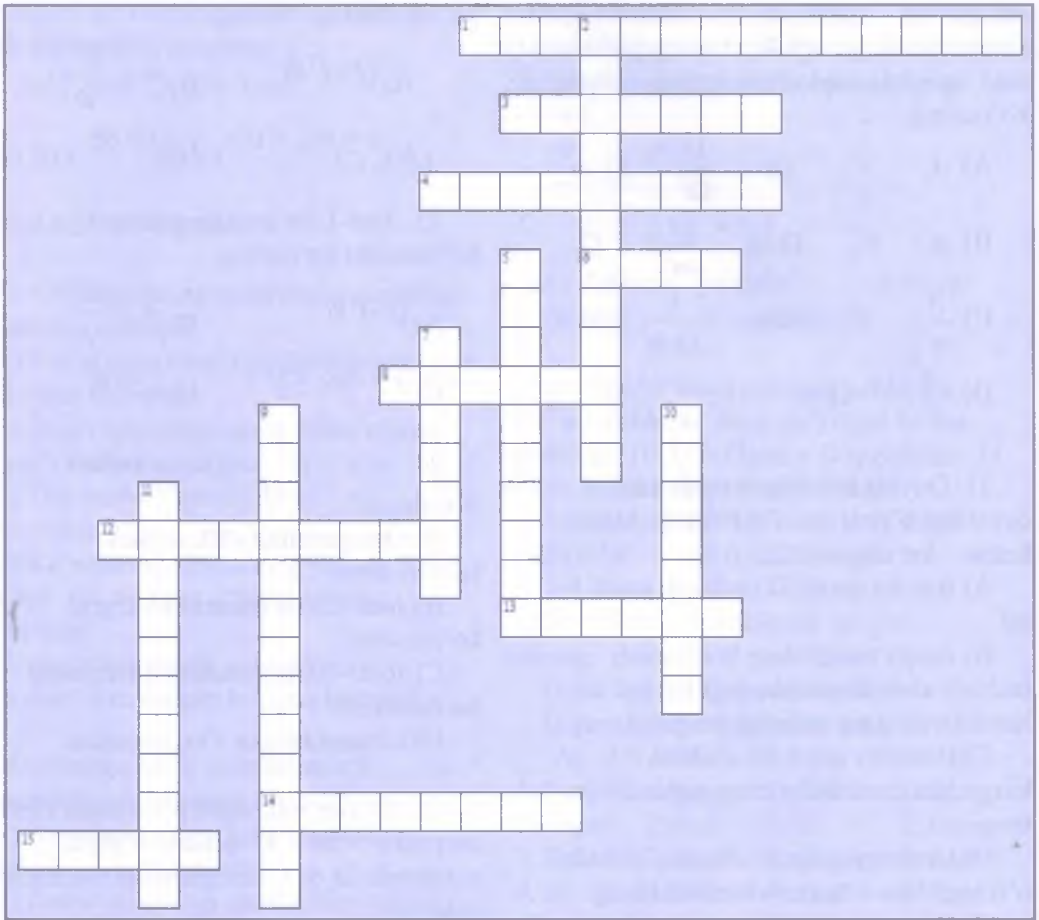
24. $\omega = \gamma E^2$ tenglama nimani ifodalaydi?

- A) Om qonunini differensial ko'rinishini.
 B) Joul - Lens qonunini integral ko'rinishini.
 C) Joul - Lens qonunini differensial ko'rinishini.
 D) Umumlashgan Om qonunini.

25. O'tkazgich orqali o'tayotgan elektr zaryadi $q = 20 = 4t$ qonun bo'yicha o'zgaradi. $2s$ da o'tkazgichdagi tok kuchini aniqlang.

- A) $48A$. B) $4A$. C) $24A$.
 D) $20A$. E) $28A$.

IV bob bo'yicha krossvord



Horizantal

1. $\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$ bu qanday ifoda?

3. Elektr maydon nazariyasining asoschisi

4.
$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0}{r}$$

6. O'zaro ta'sir kuchlari jismni tashkil etuvchi zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o'zaro ta'sir natijasi.

8. Molekularidagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan va tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma - ust tushmaydigan molekula

12. O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizikaviy kattalik.

13. Jismning bir birlik hajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalik bu zaryadlarning ... zichligi.

14. O'lchamlari boshqa zaryadlangan jismlargacha bo'lgan masofaga nisbatan sezilarli darajada kichik bo'lgan zaryad ... zaryaddir.

15. Miqdor jihatdan bir - biriga teng, ishoralari bir - biriga teskari bo'lgan va bir - biridan ma'lum masofaga siljirilgan $-q_1$ va $+q_2$ zaryadlar majmuasi.

Vertikal

2. O'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmasligi tufayli sirt zaryadlarining teng taqsimlanganligi moddaning ... deyiladi.

5. Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo'nalishini o'zgartirish.


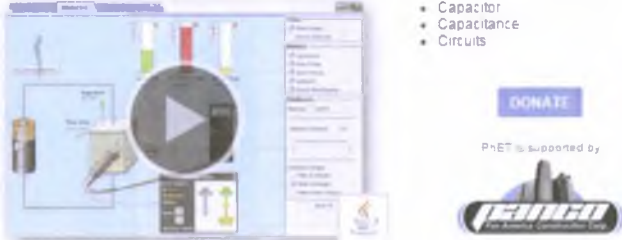

7. Molekularidagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma - ust tushgan molekula.

9. Zaryadlangan va magnitlangan jismlar, shuningdek, elektr toki oqayotgan jismlar orasida kuchlar deb ataluvchi o'zaro ta'sir kuchlari mavjuddir.

10. Elektromagnit maydon fizikaviy xususiyatlaridan biri.

11. Nisbatan kichik o'lchamlariga qaramay, yetarlicha zaryadlarni o'zida yig'a oladigan qurilma.

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/charges-and-fields Charges And Fields</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Electric Field • Electrostatics • Equipotential 	<p>Topics</p> <p>Electric Field Electrostatics Equipotential Electrostatic Potential Electric Charges Voltage</p> <p>Description</p> <p>Arrange positive and negative charges in space and view the resulting electric field and electrostatic potential. Plot equipotential lines and discover their relationship to the electric field. Create models of dipoles, capacitors, and more!</p>
<p>Capacitor Lab</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Capacitor • Capacitance • Circuits 	<p>Topics</p> <p>Capacitor Capacitance Circuits</p> <p>Description</p> <p>Explore how a capacitor works! Change the size of the plates and add a dielectric to see how it affects capacitance. Change the voltage and see charges built up on the plates. Shows the electric field in the capacitor. Measure voltage and electric field.</p>
<p>Electric Field Hockey</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Electricity • Electric Charges • Electric Field 	<p>Topics</p> <p>Electricity Electric Charges Electric Field</p> <p>Description</p> <p>Play hockey with electric charges. Place charges on the ice, then hit start to try to get the puck in the goal. View the electric field. Trace the puck's motion. Make the game harder by placing walls in front of the goal. This is a clone of the popular simulation of the same name marketed by Physics Academic Software and written by Prof. Ruth Chabay of the Dept of Physics at North Carolina State University.</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/efield>

Electric Field of Dreams



- Electricity
- Electric Charges
- Electric Field

DONATE

PhET is supported by

ECS
Electric Commerce Solutions

Topics

Electricity

Electric Charges

Electric Field

Description

Play ball! Add charges to the Field of Dreams and see how they react to the electric field. Turn on a background electric field and adjust the direction and magnitude. (Kevin Costner not included).

Nazorat savollari

1. Zaryadlarning saqlanish qonunini tushuntiring. Kulon qonuni muhitning dielektrik singdiruvchanligiga qanday bog'langan?
2. Elektrostatik maydon va uning asosiy xarakteristikasi, maydon kuchlanganligi va maydon potentsiali nima? Ular orasida qanday bog'lanish mavjud?
3. Elektrostatik maydonning superpozitsiya prinsipini tushuntiring.
4. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi va ifodasini yozing. Uni har xil sirtlarga tatbiq qilinishini isbotlang. Elektr siljish vektori nima?
5. Elektr sig'imi. Har xil shakldagi kondensatorlarning sig'imlarini hisoblash ifodalarini keltirib chiqaring. Elektrostatik maydon va kondensatorlar energiyasi ifodalarini keltirib chiqaring.
6. Elektr toki deb nimaga aytiladi? Uning mavjud bo'lish shartlarini sanab o'ting. Om, Joul-Lens qonunlarining integral va differensial ko'rinishlari qanday bo'ladi?
7. Metallarning klassik elektron nazariyasi va uning asosida Om va Joul - Lens qonunlarini keltirib chiqaring?
8. Elektr yurituvchi kuch nima? Kirxgoff qoidalarini tushuntirib bering.

V BOB. O'ZGARMAS TOK ZANJIRLARI



MUNDARIJA

- 32-§.EYuk va manba klemmlarida kuchlanish tushishi
- 33-§.Qarshiliklarni ketma-ket va parallel ulash
- 34-§.Kirxgoff qoidalari
- 35-§.Manbalarni ketma - ket va parallel ulash. Akkumulyatorni zaryadlash
- 36-§.Ketma - ket va parallel ulangan sig'implardan tashkil topgan zanjirlar
- 37-§.Ketma-ket ulangan qarshilik va sig'implardan iborat RC-zanjirlar
- 38-§.Ampermetr va voltmetrlar

V BOB. O'ZGARMAS TOK ZANJIRLARI

Elektr zanjirlar uyali aloqa telefonlari va televizorlardan tortib kompyuter va avtomobillarning elektr qismlarigacha bo'lgan elektron qurilmalarning asosiy qismlari hisoblanadi. Fizika, biologiya yoki meditsina sohalari ilmiy tadqiqotlaridagi o'lchashlarda elektr zanjirlaridan keng foydalaniladi. IV bobda elektr toki hodisalarining asosiy prinsiplari ko'rib chiqilgan edi. Endi esa, o'sha prinsiplarni, akkumulyator batareyalari, qarshilik va kondensatorlar kombinatsiyalaridan iborat bo'lgan doimiy tok zanjirlarini tahlil qilishda qo'llashga harakat qilamiz. Yana, ahamiyatga ega bo'lgan ayrim asboblarning ishlash prinsiplarini ham ko'rib chiqamiz.

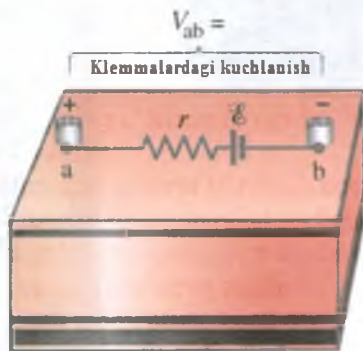
Ushbu bobda asosan statsionar elektr zanjirlarini ko'rib chiqamiz. Boshqacha qilib aytganda, elektr zanjirlarida batareya yoki qarshiliklar ulangan yoki uzilgan vaqtda, vaqt bo'yicha sodir bo'ladigan o'zgarishlarga ahamiyat bermaymiz. Tok kuchi muvozanat qiymatiga erishgan doimiy tok zanjirlari ko'rib chiqiladi.

Kuchlanish manbai va qarshiliklardan iborat bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjirlari o'zgarmas tok zanjirlari sifatida ko'rib chiqilishi mumkin[1].

32-§. EYuK va manba klemmlarida kuchlanish tushishi

Elektr zanjirlarida tok hosil qilish uchun kimyoviy, mexanik yoki yorug'lik energiyalarini elektr energiyasiga ag'daruvchi batareya yoki elektr generatorlari zarurdir. Bunday manba – elektr yurituvchi kuch manbai yoki EYuK deb ataladi. Tashqi zanjirda tok oqmaydigan holda, shunday manbaning klemmlaridagi potentsiallar farqi manbaning EYuK deb ataladi. EYuKning simvoli sifatida \mathcal{E} , birligi sifatida *volt* qabul qilingan.

Batareyaga o'tkazgich ulanganda, ya'ni tok oqayotganda batareya klemmlarida kuchlanish tushishi EYuKning nominal qiymatidan pasayishi kuzatiladi. Masalan, avtomobil dvigateli ishga tushirilganda, starter akkumulyatordan katta tok kuchi iste'mol qilgani uchun, akkumulyator klemmlarida kuchlanishning pasayishi natijasida yorituvchi faraning yoritilganligi pasaya boshlaydi. Akkumulyator ichida sodir bo'ladigan kimyoviy reaksiyalar elektrodlarda zaryadlarning yetarlicha tezlikda to'plashga ulgurmaydilar, nominal EYuKni ta'minlay olmaydilar. Elektrolitda, zaryadlar elektrodlar orasida ko'chishida akkumulyatorning ichki qarshiligi deb ataladigan r qarshilikka duch keladilar.



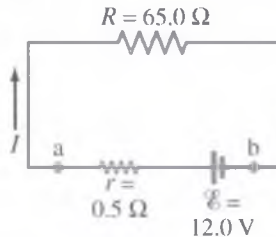
70 - rasm. Batareya yoki elektr elementi chizmasi

Ichki qarshilikni EYuK manbaiga ketma - ket ulangan deb tasavvur etish mumkin (70 - rasm). ushbu qarshilik manba ichida bo'lganligi sababli, manbaning ajralmas qismi hisoblanadi. 70 - rasmdagi chizmada a va b nuqtalar batareyaning klemmlariga tegishli va U_{ab} - batareya klemmlaridagi o'lchanadigan kuchlanishdir. Tashqi zanjirda tok kuchi mavjud bo'lmaganda, klemmlardagi kuchlanish tushishi batareya ichida sodir bo'ladigan kimyoviy reaksiyalar bilan aniqlanadigan EYuKga teng bo'ladi: $U_{ab} = \mathcal{E}$. Agarda batareyadan I tok olinsa, klemmlardagi kuchlanish tushishi Ir miqdorga kamayadi:

$$U_{ab} = \mathcal{E} - Ir. \quad (32.1)$$

Masalan, 12 voltli batareyaning ichki qarshiligi $0,1\text{Omga}$, tok kuchi 10Aga teng bo'lganda, klemmlardagi kuchlanish tushishi $12\text{V} - (10\text{A} \cdot 0,1\text{Om}) = 11\text{V}$ ni tashkil etadi. Odatda batareyalarning ichki qarshiliklari uncha katta bo'lmaydi: cho'ntak fonarlari yangi batareyalarining ichki qarshiligi, taxminan 0.05Omga teng bo'ladi. Avtomobil akkumulyatorlarining ichki qarshiligi undan ham kichik bo'ladi.

5.1-masala. Ichki qarshilikka ega bo'lgan akkumulyator batareyasi. Ichki qarshiligi $0,5\text{Om}$, EYuK $12,0\text{V}$ ga teng bo'lgan (71 - rasm) batareya klemmlariga $65,0\text{Om}$ qarshilik ulangan. (a) zanjirdagi tok kuchi, (b) batareya klemmlaridagi U_{ab} kuchlanish tushishi va (c) R qarshilik va batareyaning r ichki qarshiligidagi ajralib chiqadigan quvvatni hisoblab toping.



71 - rasm. R ichki qarshilikka ega bo'lgan akkumulyator

Yondashuv. Avval, 71 - rasmda keltirilgan, EYuK - \mathcal{E} , a va b nuqtalardagi ichki qarshiligi r bo'lgan batareyani ko'rib chiqamiz. Keyin zanjir uchun $U = IR$ ifodadan foydalanamiz.

Yechim. (a) 32 -1 tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

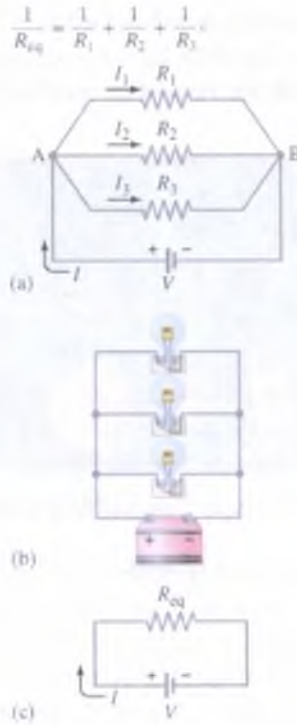
$$U_{ab} = \mathcal{E} - Ir.$$

Zanjirning a va b nuqtalaridagi kuchlanish tushishini topish uchun Om qonunidan foydalanamiz: $U_{ab} = IR$. Demak,

$$\mathcal{E} - Ir = IR$$

yoki $\mathcal{E} = I(R+r)$. Shunday qilib,

$$I = \mathcal{E}/(R+r) = 12/0\text{B}/(65/0\text{Om} + 0/5\text{Om}) = 12/0\text{B}/65/5\text{Om} = 0/183\text{A}.$$



74 - rasm. (a) parallel ulangan qarshiliklar; (b) qarshiliklar sifatida lampalar bo'lishi mumkin; (c) 19-4 tenglamadan keltirib chiqarilgan R_{ekv} yordamida tuzilgan ekvivalent chizma

Qarshiliklarni parallel ulanganda umumiy qarshilik boshqacha ko'rinish oladi (74a-rasm). Qarshiliklarni parallel ulashda uchta qarshilikka ekvivalent bo'lgan qarshilikni topishga harakat qilamiz. Bu holda batareyadan oqib o'tuvchi tok I uch qismga ajraladi: R_1 , R_2 , R_3 qarshiliklardan mos ravishda I_1 , I_2 , I_3 tok kuchlari oqib o'tadi. Zaryadlarning saqlanish qonuniga ko'ra zanjir tuguniga kirib keluvchi tok kuchi tugundan chiqayotgan tok kuchiga teng bo'lishi kerak, ya'ni qarshiliklarni parallel ulashda

$$I = I_1 + I_2 + I_3.$$

Har bir qarshilikka batareyaning to'la kuchlanishi qo'yilgan, shu sababli

$$I_1 = U/R_1; \quad I_2 = U/R_2; \quad I_3 = U/R_3.$$

R_1 , R_2 , R_3 parallel ulangan qarshiliklarning R ekvivalent qarshiligi uchun quyidagi ifoda o'rinlidir: $I = U/R_{ekv}$. Ikkita ifodani birlashtirish orqali quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U/R_{ekv} = U/R_1 + U/R_2 + U/R_3.$$

Tenglamani ikki qismini U ga bo'lsak, parallel ulashdagi ekvivalent qarshilikning teskari ifodasiga ega bo'lamiz

$$1/R_{ekv} = 1/R_1 + 1/R_2 + 1/R_3 \quad (33.4)$$

Agar 4 Om li ikkita qarshilik parallel ulangan bo'lsa, umumiy qarshilikning teskari ifodasi quyidagiga teng bo'ladi

$$1/R_{ekv} = 1/4Om + 1/4Om = 2/4Om = 1/2Om$$

va $R_{ekv} = 2Om$. Shunday qilib, umumiy ekvivalent qarshilik alohida qarshiliklarning qiymatidan kichik bo'ladi. Qarshiliklar parallel ulanganda tok kuchining oqib o'tishi uchun qo'shimcha yo'l paydo bo'ladi.

33.3 va 33.4 ifodalar o'ziga xos mantiqqa egadir. Qarshilik o'tkazgichning uzunligiga to'g'ri, o'tkazgich yuzasiga teskari proporsionaldir $R = \rho l/S$. Shu sababli, qarshiliklar ketma-ket joylashganda tok kuchi oqib o'tuvchi o'tkazgichning effektiv uzunligini uzaytiradi, parallel joylashganda esa, tok oqib o'tuvchi o'tkazgichning effektiv yuzasini oshiradi.

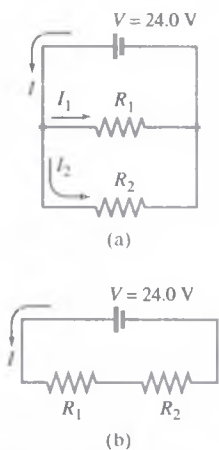
5.2 - masala. Qarshiliklarni ketma - ket va parallel ulash.

24,0 voltli batareyaga ikkita 100 Omli qarshiliklar (a) parallel va (b) ketma - ket ulangan (75 - rasm). Har bir qarshilikdan qancha tok oqib o'tadi va har bir zanjir qanday ekvivalent qarshilikka ega bo'ladi?

Yondashuv. Om qonunidan, (33.3) va (33.4) ifodalardan foydalanamiz.

Yechim. (a) akkumulyator batareyasidan oqib o'tuvchi to'la tok kuchi har bir qarshilik orqali ikkiga ajraladi. Shu sababli I tok ikkita qarshilikdan oqib o'tuvchi toklar yig'indisiga tengdir:

$$I = I_1 + I_2.$$



75- rasm. Qarshiliklarni parallel va ketma - ket ulash

Har bir qarshilikdagi potentsiallar farqi batareya klemmlaridagi kuchlanishga teng $U = 24.0V$. Har bir qarshilikka Om qonunini qo'llasak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$I = U/R_1 + U/R_2 = 24.0V/100\Omega + 24.0V/100\Omega = 0.24A + 0.24A = 0.48A.$$

Ekvivalent qarshilik quyidagiga teng

$$R_{ekv} = U/I = 24.0V/0.48A = 50\Omega.$$

Demak, $R_{ekv} = 50\Omega$.

(b) Batareyadan kelayotgan barcha tok avval R_1 , keyin R_2 qarshilikdan oqib o'tadi (76b - rasm). Shunday qilib, ikkita qarshilikdan bir xil I tok oqib o'tadi; batareyaning U potentsiallar farqi ikkita qarshilikka tushgan to'la kuchlanish tushishiga teng bo'ladi: $U = U_1 + U_2$.

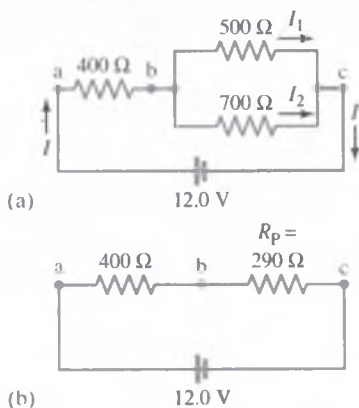
Om qonunidan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U = IR_1 + IR_2 = I(R_1 + R_2), \text{ demak,}$$

$$I = U/R_1 + R_2 = 24.0V/100\Omega + 100\Omega = 0.120A.$$

(33.3) ifoda orqali aniqlangan ekvivalent qarshilik $R_{ekv} = R_1 + R_2 = 200\Omega$ ga teng. Om qonunidan foydalangan holda ham ekvivalent qarshilikni hisoblab topishimiz mumkin:

$$R_{ekv} = U/I = 24.0V/0.120A = 200\Omega.$$



76 - rasm. (a) 5.3 - va 5.4 - masalalar uchun chizma. (b) Ikkita parallel ulangan qarshiliklarning ekvivalent qarshiligi (290Ω) chizmasi

75b- rasmda keltirilgan chizmani odatda, kuchlanishni bo'lish chizmasi deb atashadi.

5.3 - masala. Ketma-ket va parallel ulangan qarshiliklardan tashkil topgan zanjirlar. 76a- rasmda keltirilgan batareya qanday tok yetkazib berishi mumkin?

Yondashuv. Batareyadan oqayotgan I tokning hammasi 400Ω li qarshilikdan o'tib, parallel ulangan 500Ω i 700Ω li qarshiliklarda I_1 va I_2 toklarga ajraladi. Parallel ulangan qarshiliklarning ekvivalent qarshiligini topishga harakat qilamiz. Undan so'ng, ekvivalent qarshilikka 400Ω li qarshilikni ketma - ket ulanishini ko'rib chiqamiz.

Yechim. Parallel ulangan 500 Om va 700 Om qarshiliklarning ekvivalent qarshiligini quyidagi ifoda orqali hisoblash mumkin:

$$1/R_P = 1/500\text{ Om} + 1/700\text{ Om} = 0.0034\text{ Om}^{-1},$$

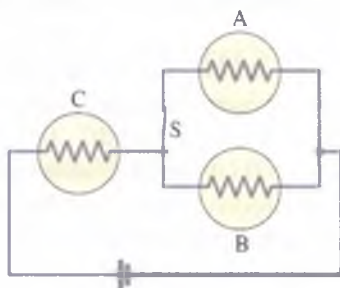
$$R_P = 1/0.0034\text{ Om} = 290\text{ Om}.$$

Bu 290 Om ikkita parallel ulangan qarshiliklarning ekvivalent qarshiligidir. Umumiy ekvivalent qarshilikni topish uchun 400 Om qarshilikka $R_P = 290\text{ Om}$ qarshilikni ketma-ket ulaymiz (76-b rasm).

$$R_{ekv} = 400\text{ Om} + 290\text{ Om} = 690\text{ Om}.$$

Batareyadan oqib o'tuvchi umumiy tok quyidagiga teng:

$$I = U/R_{ekv} = 12.0\text{V}/690\text{ Om} = 0.0174\text{ A} \approx 17\text{ mA}.$$



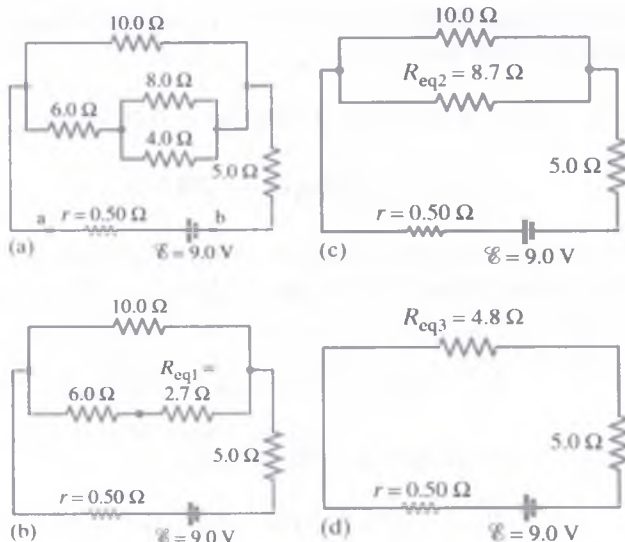
77 - rasm. 5.4 - masala uchun, uchta bir xil lampalar. Har bir sariq chizmalar lampalar va ularning qarshiliklarini bildiradi

5.4 - masala. Zanjirdagi lampaning yoritilganligi. 77 - rasmda keltirilgan chizma R qarshilikka ega bo'lgan uchta bir xil lampalardan iborat. (a) S kalit ulangan holda S lampaning yoritilganligiga nisbatan A va B lampalarning yoritilganligi qanday bo'ladi? (b) S kalit ochiq bo'lgan holda nima sodir bo'ladi?

Yechim.

(a) S kalit ulanishi bilan S lampadan oqib o'tuvchi tok ikkiga teng bo'linib A va B lampalar orqali o'tadi. Shunday qilib S lampadan o'tuvchi tokning yarmi A va B lampalardan oqib o'tadi; A va B lampalarning yoritilganligi bir xil bo'lib S lampaning yoritilganligidan kichik bo'ladi ($P = I^2R$).

(b) S kalit ochiq bo'lganda, A lampadan tok oqib o'tmaydi va u yonmaydi. U holda, o'sha tok C va B lampalardan o'tadi, shu sababli lampalar bir xil yoritilganlikda bo'ladi. Ushbu zanjirning ekvivalent qarshiligi, kalit yopiq holdagi chizmaning ekvivalent qarshiligidan katta bo'ladi ($= R + R$). Shunday qilib, kalit ochiqligida C lampaning yoritilganligi sust bo'ladi, ammo B lampadan katta tok o'tganligi sababli uning yoritilganligi katta bo'ladi.



78 - rasm. 5.5 - masala uchun chizma, bu yerda r batareyaning ichki qarshiligi

5.5 - masala. Chizmaning tahlili. Ichki qarshiligi $0,50\text{ Om}$ bo'lgan 9 - voltli akkumulyator 78a- rasmda ko'rsatilgan chizmaga ulangan.

(a) Batareyadan qancha tok oqib keladi? (b) Akkumulyator klemmlaridagi kuchlanish tushishi nima teng? (c) $6,0\text{ Om}$ qarshilikdan qanday tok oqib o'tadi?

Batareyadan oqadigan tokni aniqlash uchun, avval batareyaning ichki qarshiligini hisobga olgan holda butun zanjirning R_{ekv} ekvivalent qarshiligini aniqlash kerak. $I = \mathcal{E}/R_{ekv}$ ifodadan, Om qonunidan foydalanib, I tok kuchini aniqlaymiz, so'ngra $U_{ab} = \mathcal{E} - Ir$ ifodadan foydalanib, batareyaning klemmlaridagi kuchlanishni hisoblaymiz. $6,0\text{ Om}$ qarshilikdan o'tadigan tokni hisoblash uchun (c) $6,0\text{ Om}$ qarshilikka Om qonuni qo'llaymiz.

Yechim. (a) Zanjirning ekvivalent qarshiligini aniqlaymiz. $4,0\text{ Om}$ va $8,0\text{ Om}$ qarshiliklar parallel ulanganligini esga olamiz va R_{ekv1} ekvivalent qarshilikni quyidagi ifodadan aniqlaymiz:

$$1/R_{ekv1} = 1/8,0\text{ Om} + 1/4,0\text{ Om} = 3/8,0\text{ Om}.$$

Natijada, $R_{ekv1} = 2,7\text{ Om}$ ga teng bo'ladi. Bu $2,7\text{ Om}$ qarshilik 78b- rasmda ko'rsatilgan $6,0\text{ Om}$ ekvivalent qarshilikka ketma-ket ulangan. Zanjirning quyi qismidagi yelkaning qarshiligi quyidagicha teng:

$$R_{ekv2} = 6,0\text{ Om} + 2,7\text{ Om} = 8,7\text{ Om},$$

78c- rasmda ko'rsatilgandek, parallel ulangan $8,7\text{ Om}$ va $10,0\text{ Om}$ qarshiliklarning R_{ekv3} ekvivalent qarshiligi quyidagicha ifodalanadi

$$1/R_{ekv3} = 1/10,0\text{ Om} + 1/8,7\text{ Om} = 0,21\text{ Om}^{-1},$$

Bu yerdan, $R_{ekv3} = (1/0.21 \text{ Om}^{-1}) = 4.8 \text{ Om}$. Bu 4.8 Om qarshilik batareya bilan ketma - ket ulangan (*78d- rasm*), shuning uchun chizmaning umumiy R_{ekv} ekvivalent qarshiligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$R_{ekv} = 4.8 \text{ Om} + 5.0 \text{ Om} + 0.50 \text{ Om} = 10.3 \text{ Om}.$$

Demak, zanjir bo'yicha o'qib o'tadigan tok

$$I = \mathcal{E} / R_{ekv} = 9.0V / 10.3Om = 0.87A.$$

(b) Batareya klemmlaridagi kuchlanish tushishi quyidagiga teng

$$U_{ab} = \mathcal{E} - Ir = 9.0V - (0.87A)(0.50 \text{ Om}) = 8.6 \text{ V}.$$

(c) Endi 6.0 Om li qarshilikdan o'tayotgan tok kuchini aniqlashimiz mumkin. U tok kuchi 8.7 Om qarshilikdan o'qib o'tadigan tokning o'zidir (*78c- rasm*). 8.7 Om dagi kuchlanish tushishi batareyaning EYuKdan 5.0 Omdagi kuchlanish tushishining ayirmasiga teng:

$$U_{8.7} = 9.0V - (0.87A)(0.50 \text{ Om} + 5.0 \text{ Om}).$$

Om qonunini qo'llash orqali I' tok kuchiga ega bo'lamiz:

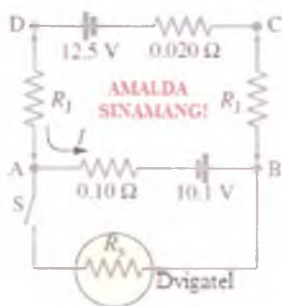
$$I' = 9.0V - (0.87A)(0.50Om + 5.0Om) / 8.7Om = 0.48A.$$

Bu 6.0 Om qarshilikdan o'tayotgan tokning o'zidir.

34-§. Kirxgoff qoidalari

Oxirgi bir necha misollarda, ketma - ket va parallel ulangan qarshiliklar kombinatsiyalarini ajratib va ularga Om qonunini qo'llash orqali zanjirlardagi tok kuchini hisoblashga erishdik. Ushbu usullarni ko'p hollarda muvaffaqiyatli qo'llash mumkin. Ammo ayrim hollarda, yuqorida foydalanilgan usullarni qo'llash qiyin bo'lgan zanjirlar uchrashi mumkin.

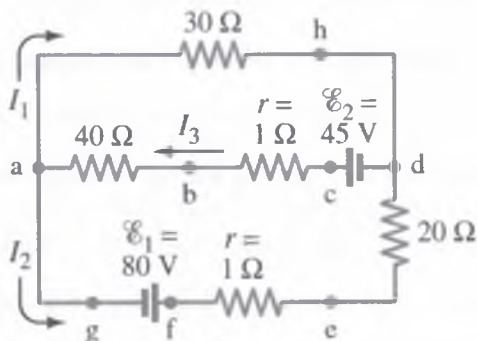
Masalan, *79 - rasmda* keltirilgan zanjirning barcha qismlari uchun, qarshiliklarni oddiy kombinatsiyalash orqali tok kuchini hisoblash oson bo'lmaydi.



79-rasm. Murakkab tok zanjiri

Murakkab zanjirlarda tok kuchini hisoblash uchun Kirxgoff qoidalaridan foydalanish zarur bo'ladi. Kirxgoff qoidalari zaryad va energiyaning saqlanish qonunlariga asoslangan ikkita qoidadan iborat.

Kirxgoffning birinchi qoidasi (tugunlar qoidasi) zaryadning saqlanish qonunini aks ettiradi va undan qarshiliklarni parallel ulashdagi ifodani keltirib chiqarishda foydalangan edik. Tugunlar qoidasi, istalgan tugun uchun, tugunlarga kirib kelayotgan toklar yig'indisi tugundan chiqib ketuvchi tok kuchlarining yig'indisiga teng, deb ta'kidlaydi.



80 - rasm. Toklarni Kirxgoff qoidalari yordamida hisoblash mumkin

Masalan, 80 - rasmdagi a nuqta uchun, Kirxgoff qoidasiga asosan, I_3 tok kiruvchi, I_1 va I_2 toklar esa chiquvchi hisoblanadi, $I_3 = I_1 + I_2$.

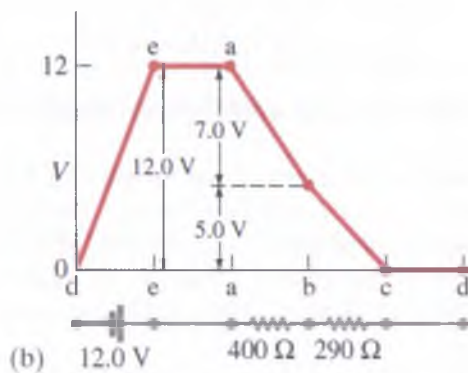
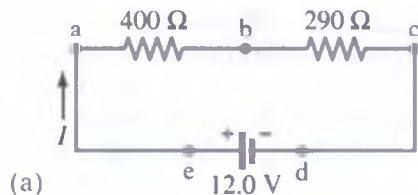
Kirxgoffning tugunlar qoidasi elektr zaryadining saqlanish qonuniga asoslangandir. Tuunga kiruvchi barcha zaryadlar undan chiqib ketadi: zaryadlar paydo bo'lmaydi va yo'qolmaydi.

Kirxgoffning ikkinchi qoidasi (konturlar qoidasi) energiyaning saqlanish qonunini aks ettiradi. U, elektr zanjirining istalgan yopiq konturi bo'ylab kuchlanishlar o'zgarishining algebraik yig'indisi albatta, nolga teng bo'lishini ta'kidlaydi.

Misol uchun, 80 - rasmda keltirilgan oddiy zanjirni ko'rib chiqamiz. 5.3 - masalaga tegishli 76b- rasmda keltirilgan zanjirdagi tok kuchi quyidagiga teng, bu yerda batareyaning ichki qarshiligi inobatga olinmagan. $I = (12.0V)/(690\Omega) = 0.017A$. Batareyaning musbat klemmasi (c nuqta) manfiy klemmasiga (d nuqta) nisbatan yuqori potensialga ega. Istalgan nuqtadan boshlab zanjirdan oqib o'tayotgan tok kuchini kuzatamiz. c nuqtadan boshlaymiz va musbat sinovchi zaryadning yopiq kontur bo'ylab ko'chishini kuzatamiz. Bu holda, potensialning barcha o'zgarishini belgilaymiz: zaryad e nuqtaga qaytib kelganda, bu yerdagi potensial, xuddi boshlang'ich holatdagidek bo'ladi, potensialning to'la o'zgarishi nolga teng bo'ladi (potensial o'zgarishini 81-b rasmda keltirilgan grafik orqali tasavvur etish qulaydir; d nuqtaning potentsiali nol deb olingan).

Musbat sinovchi zaryadning l nuqtadan a nuqtagacha harakatlanishida potensial o'zgarimasdan qoladi. Bu yerda EYuK manbai yoki qarshilik mavjud emas. a nuqtadan b nuqtagacha bo'lgan yerda zaryad 400Ω qarshilik orqali o'tadi va quyidagi kuchlanishni hosil qiladi:

$$U = IR = (0.017A)(400\Omega) = 7.0V.$$



81 - rasm. (a) elektr zanjir va (b) zanjirdagi potensial o'zgarishining diagrammasi

Qarshilik uchlaridagi kuchlanish *kuchlanish tushishi* deb ataladi. Kuchlanish pasayganligi sababli, uning o'zgarishi minus ishorasi bilan belgilanadi (Kirxgoffning ikkinchi qoidasi):

$$U_{ba} = -7.0V.$$

So'ngra, v nuqtadan c nuqttagacha zaryadning ko'chishidagi kuchlanish tushishi quyidagini tashkil etadi:

$$(0.017A) \times (290\Omega) = 5.0V, \quad U_{cb} = -5.0V.$$

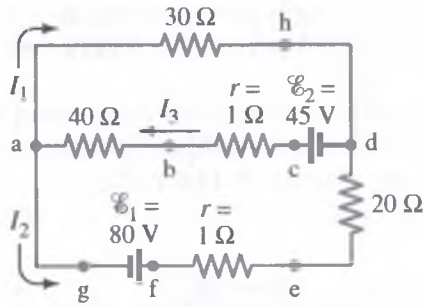
Zaryadning c nuqtadan d nuqttagacha ko'chishida kuchlanish tushishi o'zgarmaydi. Musbat sinovchi zaryad batareyaning manfiy qutbidan d ("past potensial") e musbat qutbiga ko'chganda kuchlanish $12.0V$ ga oshadi:

$$U_{ed} = +12.0V.$$

81 - rasmdagi yopiq kontur bo'ylab kuchlanish o'zgarishining barcha yig'indisi, Kirxgoffning ikkinchi qoidasiga binoan, quyidagiga teng bo'ladi:

$$-7.0V - 5.0V + 12.0V = 0.$$

5.6 - masala. Kirxgoff qoidasidan foydalanish. 82 - rasmda keltirilgan chizmaning uchta qismidagi I_1 , I_2 va I_3 tok kuchini hisoblang.



82 - rasm. Toklarni Kirxgoff qoidalari yordamida hisoblash mumkin

Yechim. 1. Tok kuchlari va ularning yo‘nalishlarini belgilash. Zanjirning uchta qismlaridagi tok kuchlarini I_1 , I_2 va I_3 deb belgilaymiz. Tok kuchi, batareyaning musbat qutbidan manfiy qutbiga oqishi qabul qilinganligi sababli, 82 - rasmda ko‘rsatilgan I_2 va I_3 tok kuchlari yo‘nalishlari yuqoridagiga mos keladi. I_1 tok kuchining yo‘nalishini aniqlash qiyin bo‘lgani uchun u shartli belgilangan. Agar da, tok amalda teskari yo‘nalishda oqsa, u manfiy ishoraga ega bo‘ladi.

2. Noma‘umlarni aniqlash. Uchta noma‘lum kattaliklar mavjud (I_1 , I_2 va I_3) bo‘lgani sababli, Kirxgoffning tugunlar va konturlar qoidalaridan foydalanib, uchta tenglamalar tizimini tuzish kerak.

3. Tugunlar qoidasi. a nuqtaga keluvchi toklar uchun Kirxgoffning tugunlar qoidasini qo‘llaymiz: I_3 tok tugunga kiruvchi, I_1 va I_2 toklar tugundan chiquvchi hisoblanadi. Shu sababli,

$$I_3 = I_1 + I_2 \quad (a)$$

d tugun uchun xuddi shunday tenglama o‘rinlidir.

4. Konturlar qoidasi. $ahdcba$ kontur uchun konturlar qoidasini qo‘llaymiz. a va h nuqtalar orasida $U_{cd} = -(I_1)(30 \text{ Om})$ kuchlanish tushadi; d va c nuqtalar orasida kuchlanish $45V$ gacha ko‘tariladi: $U_{cd} = +45V$. c va a nuqtalar orasidagi ikkita qarshilikda quyidagi kuchlanish tushadi

$$U_{ac} = - (I_3)(40 \text{ Om} + 1 \text{ Om}).$$

Shunday qilib,

$$U_{ha} + U_{cd} + U_{ac} = 0,$$

yoki

$$-30 I_1 - 41 I_3 + 45 = 0 \quad (b)$$

Ikkinchi kontur sifatida $ahdefga$ tashqi konturni olamiz (yoki $abcdefga$ konturni olishimiz mumkin edi). Yana quyidagiga ega bo‘lamiz: $U_{ha} = -(I_1)(30 \text{ Om})$ va $U_{ah} = 0$. So‘ngra, musbat sinovchi zaryadni d nuqtadan e nuqttagacha ko‘chirib, tokning teskari yo‘nalishi bo‘yicha harakatlantiramiz. Shuning uchun, $U_{ed} = +(I_2)(20 \text{ Om})$ va

$U_{fe} = +I_2(1 \text{ Om})$ kuchlanish tushishlari musbat ishoraga ega bo'ladi. f va g nuqtalar orasida, batareyaning musbat qutbidan manfiysigacha harakatlanganimiz uchun, kuchlanish tushishi $80V$ gacha pasayadi, $U_{fg} = -80V$.

a va g nuqtalar orasida kuchlanish tushishi $V_{ag} = 0$, kontur bo'ylab kuchlanishning uchta o'zgarishi yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi:

$$-30 I_1 + 21 I_2 - 80 = 0 \quad (c)$$

5. Tenglamalarni yechish. Endi biz uchta noma'lumli uchta tenglamaga – (a), (b), (c) ega bo'ldik. (c) tenglamadan I_2 tok kuchini topamiz:

$$I_2 = (80 + 30 I_1) / 21 = 3.8 + 1.4 I_1 \quad (d)$$

(b) tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$I_3 = (45 - 30 I_1) / 41 = 1.1 - 0.73 I_1 \quad (e)$$

(d) va (e) tenglamalarni (a) tenglamaga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz

$$I_1 = I_3 - I_2 = -2.7 - 2.1 I_1,$$

$$3.1 I_1 = -2.7, \quad I_1 = -0.87A.$$

I_1 tok kuchi $0.87A$ ga teng; boshlanishda ixtiyoriy belgilangan tok yo'nalishiga teskari bo'lganligi sababli, I_1 tok kuchi manfiy ishoraga ega bo'ldi. (d) tenglamadan I_2 tok kuchini topamiz:

$$I_2 = 3.8 + 1.4 I_1 = 2.6A,$$

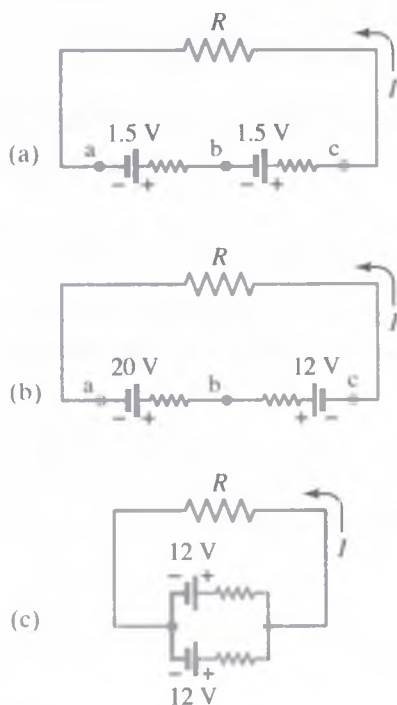
(e) tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$I_3 = 1.1 - 0.73 I_1 = 1.7A.$$

Shu bilan yechim tugallanadi.

35-§. Manbalarni ketma-ket va parallel ulash. Akkumulyatorni zaryadlash

Ikki yoki undan ortiq EYuK manba'larni ketma - ket ulaganda umumiy kuchlanish manbalar kuchlanishlarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi. Masalan, ikkita cho'ntak fonarining 1,5Vli batareyalarini ketma-ket ulaganimizda (83a- rasm) lampadagi U_{cb} kuchlanish tushishi 3,0 V ni tashkil etadi. Boshqa tarafdin, 83b- rasmda ko'rsatilgandek 20 V va 12 V batareyalar bir-biriga qarama qarshi ulanganda, umumiy kuchlanish U_{ca} 8V ga teng bo'ladi. Bir-biri bilan "to'qnashgan" holda batareyalarning ulanishi ma'noga emasdek tuyuladi, haqiqatda xuddi shunday. Zaryadlash qurilmasida batareyalar bir-biriga to'qnashgan holda ulanadi. 83b- rasmda ko'rsatilgan 12 Vli batareya 20 Vli manbadan zaryadlanadi. 20 voltli batareyaning kuchlanishi katta bo'lgani sababli, u 12 voltli batareyani zaryadlaydi: elektronlar manfiy elektrodga yetkazib beriladi va musbat elektrodan uzoqlashadi. Batareyaning ichidagi kimyoviy reaksiyalarni tiklash imkoniyati bo'lmagan holda batareyalarni zaryadlash imkoniyati yo'qoladi.

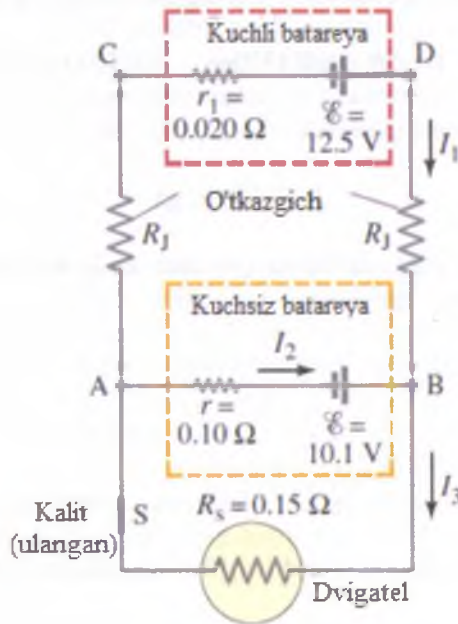


83 - rasm. Ketma-ket (a) va parallel (b) ulangan batareyalar

EYuK manbalarni parallel ulash mumkin (83c- rasm). Bu hol kuchlanishning qiymatini oshirish uchun emas, balki katta tok kuchini ta'minlash, ya'ni energiyani oshirish uchun ishlatiladi. Parallel ulangan batareyalarning har biri tok kuchining bir qismini ta'minlaydi va batareyalarning ichki qarshiligini kamaytirishga olib keladi.

5.7 - masala. Avtomobil dvigatelini ishga tushirish. Avtomobil dvigatelini ishga tushirish uchun juda katta quvvatga ega bo'lmagan yaxshi akkumulyatordan foydalaniladi. Yaxshi batareya 12.5V EYuKga va 0.020 Om ichki qarshilikka ega bo'lsin. Kuchsiz batareya 10.1V EYuK va 0.10 Om ichki qarshilikka ega, deb faraz qilamiz. Batareyalarni

ulash uchun diametri 0.50 sm , uzunligi 3.0 m bo'lgan mis kabel sim ishlatiladi va 84 - rasmda ko'rsatilgandek ulanadi. Starterni $R_c = 0.15 \text{ Om}$ li qarshilik ko'rinishida tasavvur qilamiz. (a) starterga kuchsiz batareya va (b) yaxshi batareya ulangandagi tok kuchini aniqlang.



84 - rasm. Avtomobil dvigatelini ishga tushirish

Yondashuv. Asosan Kirxgoff qoidalarini qo'llaymiz. Birinchi navbatda o'lchovlari va solishtirma qarshiligidan ($\rho = 1.68 \times 10^{-8} \text{ Om}\cdot\text{m}$) foydalanib, mis kabel simlarning qarshiligini aniqlaymiz.

Yechim. (a) Kuchsiz akkumulyatorli va ulash kabellarisiz chizmani olamiz: 10.1 V li EYuK ketma - ket ulangan qarshiliklarga $0.10 \text{ Om} + 0.15 \text{ Om} = 0.25 \text{ Om}$ ulangan. Shu sababli tok qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$I = U/R = (10.1 \text{ B}) / (0.25 \text{ Om}) = 40 \text{ A} \quad (a)$$

(b) Yaxshi va kuchsiz batareyalarni ulaydigan kabel simlarning qarshiliklarini aniqlaymiz.

$$R_l = \rho l / S = (1.68 \times 10^{-8} \text{ Om}\cdot\text{m}) (3.0 \text{ m}) / \pi (0.25 \times 10^{-2} \text{ m})^2 = 0.0026 \text{ Om}.$$

Kirxgoffning tugunlar qoidasini, to'la tashqi tugunga qo'llash orqali, umumiy qarshilik qiymatiga ega bo'lamiz

$$12.5 \text{ V} - I_1 (2R_l + r_1) - I_3 R_3 = 0$$

$$12.5 \text{ B} - I_1 (0.025 \text{ Om}) - I_3 (0.15 \text{ Om}) = 0$$

Bu yerdan

$$(2R_1 + r_1) = (0/0052 \text{ Om} + 0.020 \text{ Om}) = 0.025 \text{ Om}$$

Pastki tugun, kuchsiz batareya va starter uchun tugunlar qoidasini qo'llasak

$$10.1B - I_3(0.15 \text{ Om}) - I_2(0.10 \text{ Om}) = 0 \quad (b)$$

B nuqta uchun tugunlar qoidasi qo'llasak

$$I_1 + I_2 = I_3 \text{ ga} \quad (b)$$

ega bo'lamiz. Endi uchta noma'lumli uchta tenglamaga ega bo'ldik. (b) tenglamadan $I_1 = I_3 - I_2$ ni aniqlaymiz va uni (a) tenglamaga qo'ysak:

$$12.5B - (I_3 - I_2) (0/025 \text{ Om}) - I_3(0.15 \text{ Om}) = 0$$

$$12.5V - I_3 (0/175 \text{ Om}) + I_2(0.025 \text{ Om}) = 0$$

Bu tenglamalarni (b) tenglama bilan muvofiqlashtirish orqali quyidagiga ega bo'lamiz

$$12.5B - I_3(0.175\text{Om}) + (10.1V - I_3(0.15\text{Om}))/0.10\text{Om})(0.025\text{Om}) = 0$$

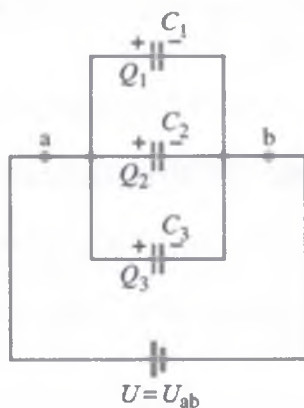
yoki

$$I_3 = (12/5B + 2.5V)/(0.175 \text{ Om} + 0.375 \text{ Om}) = 71A.$$

Qolgan toklar quyidagi qiymatga ega bo'ladi: $I_2 = -5A$ va $I_1 = 76A$. 10.1V kuchsiz batareya klemmlaridagi kuchlanish, zaryadlanayotgan vaqtda quyidagiga teng bo'ladi

$$U_{ba} = 10.1V - (-5A) (0.10 \text{ Om}) = 10.6V$$

36-§. Ketma-ket va parallel ulangan sig'implardan tashkil topgan zanjirlar



85 - rasm. Parallel ulangan kondensatorlar: $C_{ekv} = C_1 + C_2 + C_3$

Qarshiliklarni zanjirda ketma-ket va parallel joylashtirishga o'xshab, kondensatorlarni ham shunga o'xshash joylashtirish mumkin. Avval, 85 - rasmda ko'rsatilgandek, kondensatorlarni parallel ulashni qarab chiqamiz. Agarda, a va b nuqtalarda, batareya U kuchlanish tushishini hosil qilsa, shu potentsiallar farqi $U = U_{ab}$ har bir kondensator qoplamalarida mavjud bo'ladi. Ya'ni kondensatorlarning chap plastinalari o'tkazgich bilan bog'langanligi sababli, akkumulyator batareyasi ulanganda barcha plastinalar U_a potentsiallarga erishadilar; har bir kondensatorning o'ng plastinalari esa, U_b potentsialga erishadilar. Kondensatorlarning har bir plastinalari $Q_1 = C_1 U$, $Q_2 = C_2 U$ va $Q_3 = C_3 U$ zaryadlarga ega bo'ladilar. Batareyadan kelayotgan umumiy zaryad Q quyidagiga teng bo'ladi

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = C_1 U + C_2 U + C_3 U.$$

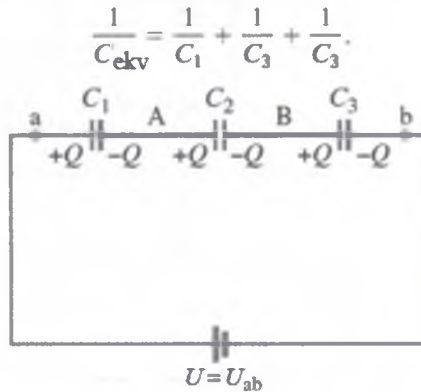
Endi, $U = U_{ab}$ kuchlanishda xuddi Q zaryadga ega bo'ladigan yagona ekvivalent kondensatorni topishga harakat qilamiz. C_{ekv} - ekvivalent kondensator $Q = C_{ekv} U$ ifoda orqali aniqlanadi. Oxirgi ikki tenglamalarni birlashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$C_{ekv} U = C_1 U + C_2 U + C_3 U = (C_1 + C_2 + C_3) U$$

yoki

$$C_{ekv} = C_1 + C_2 + C_3 \quad (\text{parallel ulash}) \quad (36.1)$$

Kondensatorlarni parallel ulashning natijaviy effekti sig'im qiymatini oshirishdir. Kondensatorlarni parallel ulash, sezilarli ravishda, zaryadlar to'planadigan kondensator plastinalar yuzasini oshiradi.



86 - rasm. Ketma-ket ulangan kondensatorlar

Kondensatorlar 86 - rasmda ko'rsatilgandek, ketma-ket ulanishi ham mumkin. $+Q$ zaryad akkumulyatordan C_1 kondensatorning bitta qoplamasiga va $-Q$ zaryad C_1 kondensatorning boshqa qoplamasiga oqib o'tadi. Kondensatorlar orasidagi A va B sohalari boshlanishdan neytral, natijaviy zaryad nolga teng bo'lishi kerak edi. C_1 kondensatorning chap qoplamasidagi $+Q$ zaryad qarama-qarshi qoplamada $-Q$ zaryadni induksiylaydi. A soha natijaviy zaryadi nolga teng bo'lganligi sababli, C_2 kondensatorning chap qoplamasida $+Q$ zaryad mavjud bo'ladi. Shunday qilib, kondensatorning har bir qoplamalari Q miqdordagi zaryadga ega bo'ladi. Uchta ketma-ket ulangan kondensatorlarning o'zining boshuvchi C_{ekv} ekvivalent kondensator quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = C_{ekv} U.$$

Uchta ketma-ket ulangan kondensatorlardagi umumiy kuchlanish tushishi har bir kondansatordagi kuchlanish tushishlarining yig'indisiga teng:

$$U = U_1 + U_2 + U_3.$$

Har bir kondensator uchun quyidagiga egamiz:

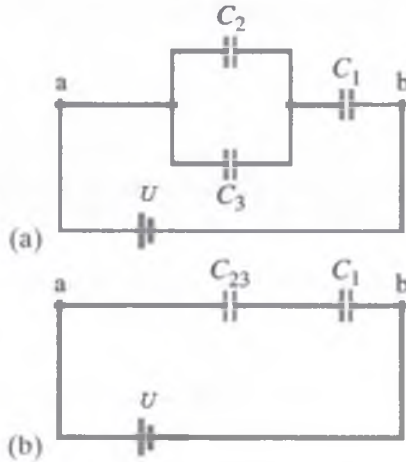
$$Q = C_1 U_1, Q = C_2 U_2 \text{ va } Q = C_3 U_3.$$

Tenglamalardagi har bir kuchlanish tushishlarini U_1, U_2, U_3 Uga almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q / C_{ekv} = Q / C_1 + Q / C_2 + Q / C_3 = Q (1 / C_1 + 1 / C_2 + 1 / C_3)$$

yoki $1 / C_{ekv} = 1 / C_1 + 1 / C_2 + 1 / C_3.$ (ketma-ket ulash) (36.2)

C_{ekv} ekvivalent sig'im berilgan sig'implarning eng kichigidan ham kichik bo'lishiga e'tibor bering.



87 - rasm. Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulash

5.8 - masala. Ekvivalent sig'im. 87a - rasmda ko'rsatilgan kondensatorlar kombinatsiyasining ekvivalent sig'imini aniqlang. $C_1 = C_2 = C_3 = C$ deb olamiz.

Yondashuv. Avval, parallel ulangan C_2 va C_3 kondensatorlarning ekvivalent sig'imini topamiz, so'ngra ketma-ket ulangan C_1 kondensatorni inobatga olamiz.

Yechim. C_2 va C_3 parallel ulangan kondensatorlarning ekvivalent sig'imi quyidagiga teng

$$C_{23} = C_2 + C_3 = C + C = 2C.$$

Bu sig'imga ega bo'lgan kondensator C_1 ga ketma-ket ulangan (87b- rasm), shu sababli, butun zanjirning ekvivalent sig'imi quyidagicha belgilanadi

$$1/C_{ekv} = 1/C_1 + 1/C_{23} = 1/C + 1/2C = 3/2C.$$

Kondensatorlar kombinatsiyasining ekvivalent sig'imi C_{ekv} $2/3$ ga teng va u tashkil etuvchi istalgan kondensatorlarning sig'imidan kichikdir,

$$C_1 = C_2 = C_3 = C.$$

A - mashq. $C_1 = C_2 = 10 \text{ mkF}$ bo'lgan ikkita bir xil kondensatorlarni ko'rib chiqamiz. Ularni ketma-ket va parallel ulanganda qanday eng kichik va katta sig'imga erishish mumkin?

- (a) $0.2 \text{ }\mu\text{F}$, $5 \text{ }\mu\text{F}$; (b) $0.2 \text{ }\mu\text{F}$, $10 \text{ }\mu\text{F}$; (B) $0.2 \text{ }\mu\text{F}$, $20 \text{ }\mu\text{F}$;
(g) $5 \text{ }\mu\text{F}$, $10 \text{ }\mu\text{F}$; (d) $5 \text{ }\mu\text{F}$, $20 \text{ }\mu\text{F}$; (E) $10 \text{ }\mu\text{F}$, $20 \text{ }\mu\text{F}$.

5.9 - masala. Kondensatorlardagi zaryad va kuchlanish tushishlari. 87-a rasmda ko'rsatilgan har bir kondensatorlardagi zaryadni va $C = 3.0 \text{ }\mu\text{F}$ va batareyaning kuchlanishi $U = 4.0B$ bo'lganda har bir kondensatorlardagi kuchlanish tushishlarini aniqlang

Yondashuv. 5.8 - masalaga qaytamiz. Ekvivalent sig'imdan foydalanib, batareyadan kelayotgan Q zaryadni topamiz. Undan so'ng, har bir alohida kondensatorlardagi kuchlanish tushishlari va zaryadlarni topamiz. Har bir qadamda $Q = CU$ ifodadan foydalanamiz.

Yechim. 4.0 V batareyani C kondensatorga ulangan deb hisoblaymiz.

$$C_{ekv} = 2/3 S = 2/3 (3.0 \text{ }\mu\text{F}) = 2.0 \text{ }\mu\text{F}.$$

Batareyani tashlab ketayotgan Q zaryadni, quyidagi tenglamadan aniqlaymiz:

$$Q = CU = (2.0 \text{ }\mu\text{F}) (4.0B) = 8.0 \text{ }\mu\text{C}.$$

Ushbu zaryad 87a - rasmda keltirilgan C_1 kondensatorning manfiy qoplamasida to'planadi, shu sababli, $Q_1 = 8.0 \text{ }\mu\text{C}$. Batareyaning musbat qutbini tashlab ketayotgan Q zaryad C_2 va C_3 kondensatorlarda bir tekis taqsimlanadi (simmetrik: $C_2 = C_3$) va natijada quyidagiga ega bo'lamiz

$$Q_2 = Q_3 = 1/2 Q = 4.0 \text{ }\mu\text{C}.$$

C_2 va C_3 kondensatorlardagi kuchlanish tushishlari bir xildir. Har bir kondensator klemmalaridagi kuchlanishlarni $U = Q/C$ ifodadan foydalangan holda topishimiz mumkin.

$$U_1 = Q_1/C_1 = (6.0\text{ }\mu\text{C}) / (3.0\text{ }\mu\text{F}) = 2.0V.$$

$$U_2 = Q_2/C_2 = (4.0\text{ }\mu\text{C}) / (3.0\text{ }\mu\text{F}) = 1.3V.$$

$$U_3 = Q_3/C_3 = (4.0\text{ }\mu\text{C}) / (3.0\text{ }\mu\text{F}) = 1.3V.$$

37-§. Ketma-ket ulangan qarshilik va sig'implardan iborat RC - zanjirlar

Kondensatorni zaryadlash

Bir vaqtda kondensator va qarshiliklardan tashkil topgan zanjirlarga tez-tez uchrab turishimiz mumkin. Bunday RC – zanjirlar kundalik turmushimizda keng tarqalgan. Ular: avtomobil oynalarini tozalaydigan qismlari tezligini va avtomobil yoritgichlarini yoqish vaqtini nazorat qilishda, fotochaqnashlar, kardiostimulyatorlar ishlashida hamda elektron qurilmalarda ishlatiladi.

RC – zanjirning eng sodda misoli 88a- rasmda keltirilgan. Shunday RC – zanjirni tahlil qilishga harakat qilamiz. Boshlanishda S kalit ulangan bo'lsin, zanjir orqali tok o'ta boshlaydi. Batareyaning manfiy klemmasidan R qarshilik orqali zaryadlar harakatlana boshlaydi va kondensatorning yuqori qoplamasida to'planadilar. Kondensatorning quyi qoplamasidan elektronlar batareyaning musbat klemmasiga o'tadilar va qoplama musbat zaryadlanadi. Kondensatorda zaryadlarning to'planishi bilan, kondensatordagi ($U_c = QC$) kuchlanish batareyaning \mathcal{E} elektr yurituvchi kuchiga tenglashgunga qadar, zanjirdagi tok kuchi kamaya boshlaydi va tok oqishi to'xtaydi. Kondensatordagi kuchlanish tushishi zaryadga proporsional bo'lgani ($U_c = QC$) sababli, zaryad asta- sekin orta boshlaydi (88b - rasm). Ushbu egri chiziq shakli eksponensial ko'rinishga ega va quyidagicha ifodalanadi:

$$U_c = \mathcal{E} (1 - e^{-t/RC}), \quad (37.1)$$

bu yerda U_c – kondensatordagi kuchlanish t vaqtga proporsionaldir. (e doimiy, natural logarifm asosi hisoblanadi va quyidagi qiymatga egadir $e = 2.718$).

Kondensatordagi Q zaryad uchun ham shunga o'xshash ifodani keltirishimiz mumkin:

$$Q = Q_0 (1 - e^{-t/RC}), \quad (37.2)$$

bu yerda Q_0 - maksimal zaryadni bildiradi. Eksponenta darajasida paydo bo'lgan R qarshilik va C sig'im ko'paytmasi RC – zanjirning τ vaqt doimiysi deb ataladi:

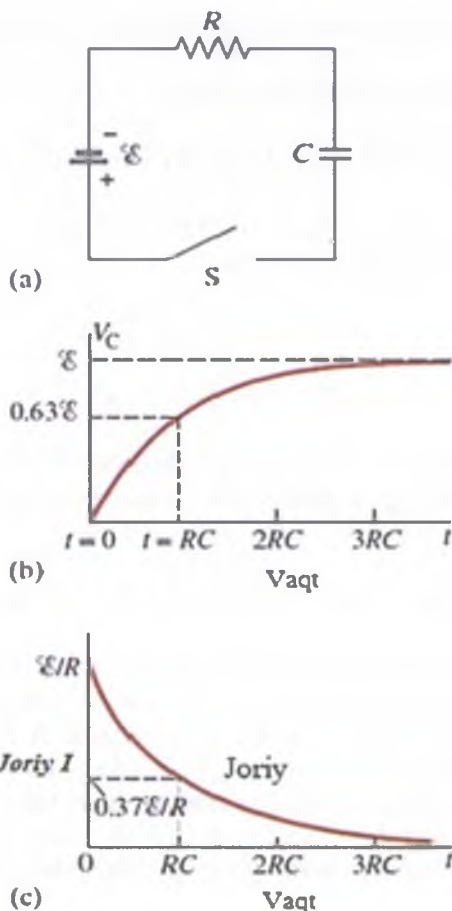
$$\tau = RC. \quad (37.3)$$

Zanjirning vaqt doimiysi kondensatorning qanchalik tez zaryadlanish vaqtining o'lchovidir. [RC o'lchamliligi Om . $F = (V/A)(Kl/Kl/s = S$ bilan belgilanadi].

Zanjirning vaqt doimiysi, kondensatordagi zaryad o'zining $(1 - e^{-1})$ qiymatiga ega bo'ladigan yoki Q [$Q = C\mathcal{E}(1 - e^{-1}) \approx 63\% C\mathcal{E}$] maksimal qiymatining 63% foiziga erishadigan vaqt intervalini xarakterlaydi. 88b- rasmdagi chizmada $R = 200kOm$ va $C = 3.0mkF$ bo'lgan holda zanjirning vaqt doimiysi $(2.0 \times 10^5 Om)(3.0 \times 10^{-6} F) = 0.60s$ ni tashkil etadi. Agarda qarshilik sezilarli kichik bo'lsa, zanjirning vaqt doimiysi ham kichikroq bo'ladi va kondensator tezroq zaryadlanadi. Istalgan zanjir qarshilikka ega bo'ladi, shu sababli, batareyaga ulangan kondensator birdaniga zaryadlanmaydi.

Endi, 88a- rasmda ko'rsatilgan qarshilikdagi kuchlanish tushishi nimaga teng bo'ladi? Batareya kuchlanishi \mathcal{E} ga teng, shu sababli:

$$U_R = \mathcal{E} - U_c = \mathcal{E} (1 - 1 + e^{-t/RC}) = \mathcal{E} e^{-t/RC}.$$



88 - rasm. (a) S kalit ulanganda RC -zanjir qisqa tutashadi; (b) kondensatordagi kuchlanish U_C vaqt o'tishi bilan ortaboradi; (c) qarshilik orqali o'tayotgan tok \mathcal{E}/R vaqt o'tishi bilan kamayadi

Qarshilikdagi kuchlanish tushishi vaqt bo'yicha eksponensial ravishda kamayadi. RC zanjirdagi tok kuchi qarshilikdan o'tib, RC vaqt doimiysi bilan vaqt bo'yicha eksponensial ravishda kamayib boradi:

$$I = UR = \mathcal{E} / R e^{-t/RC}. \quad (37.4)$$

Kalit ulanishi bilan (88a- rasm), boshlang'ich vaqtda, tok o'sishishiga qarshilik qiladigan zaryad kondensatorda bo'lmaganligi sababli, tok o'zining maksimal qiymatiga ega bo'ladi. Kondensatorning qoplamalarida zaryadlar to'planishi davrida tok vaqt bo'yicha eksponensial ravishda kamayadi (88c- rasm).

5.10 - masala. EYuKga ega bo'lgan RC - zanjir. 88a- rasmda ko'rsatilgan zanjir $C = 0.30\text{mkF}$ li kondensator, $R = 20\text{kOmli}$ qarshilik va EYuK $\mathcal{E} = 12\text{V}$ bo'lgan batareyadan tashkil topgan. (a) zanjirning vaqt domiysini; (b) kondensator ega bo'ladigan maksimal

zaryadni; (c) zaryad o'zining maksimal qiymatining 99% ga erishadigan vaqtni; (d) maksimal tokni aniqlang.

Yechim. (a) Vaqt doimiysi quyidagiga teng:

$$RC = (2.0 \cdot 10^{-4} \text{ Om}) (3.0 \cdot 10^{-7} \text{ F}) = 6.0 \cdot 10^{-3} \text{ s} = 6.0 \text{ ms.}$$

(b) Maksimal zaryad $Q_0 = C\mathcal{E} = (3.0 \cdot 10^{-7} \text{ F})(12 \text{ V}) = 3.6 \text{ mC}$.

(c) $Q = 0.99 C\mathcal{E}$ ni 372 tenglamaga qo'ysak:

yoki
$$0.99 C\mathcal{E} = C\mathcal{E} (1 - e^{-t/RC}),$$

$$e^{-t/RC} = -\ln(0.01) = 4.6$$

va $t = 4.6 RC = (4.6)(6.0 \cdot 10^{-3} \text{ s}) = 28 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ yoki 28 ms.

(d) $t = 0$ vaqtda tok maksimumga erishadi (kalit ulangan vaqtda) va kondensatorida zaryadlar mavjud bo'lmaganda ($Q = 0$):

$$I_{\max} = \mathcal{E}/R = 12 \text{ B} / 2.0 \cdot 10^4 \text{ Om} = 600 \text{ mA}.$$

Kondensatorni razryadlash

88a- rasmda batareya orqali kondensatorni zaryadlash chizmasi tasvirlangan. Endi boshqa holatni ko'rib chiqamiz: kondensator Q_0 zaryadli U_0 kuchlanishgacha zaryadlangan, so'ngra 89a- rasmda tasvirlanganidek R qarshilik orqali kondensator razryadlanadi. Bu holatda, batareya ulanmagan deb hisoblanadi. S kalit ulanganda, kondensator butunlay razryadlanmaguncha, tok kondensatorning bir qoplamasidan ikkinchisigacha R qarshilik orqali oqa boshlaydi.

Kondensatoridagi kuchlanish, 89b- rasmda ko'rsatilgandek kamayadi. Bu "eksponensial pasayish" egri chizig'i quyidagicha ifodalanadi:

$$U_C = U_0 e^{-t/RC},$$

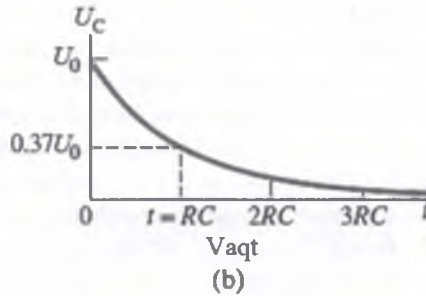
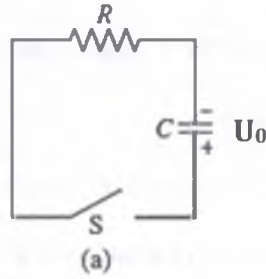
bu yerda U_0 – kondensatorning boshlang'ich kuchlanishi. Kuchlanish 63% dan $0.37 U_0$ gacha $\tau = RC$ vaqt doimiysi davrida pasayadi. Kondensatoridagi zaryad $Q = CU$ ga teng bo'lganligi sababli, uni quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$Q = Q_0 e^{-t/RC},$$

bu yerda Q_0 zaryadning boshlang'ich qiymatidir. Kondensatoridagi zaryad RC vaqt doimiysi bilan eksponensial kamayib borishi ko'rinib turibdi.

R qarshilikdagi kuchlanish tushishi, istalgan vaqtda, kondensatoridagi kuchlanish tushishiga tengdir va qarama-qarshi ishoraga ega bo'ladi, shuning uchun $U_C + U_R = 0$, demak,

$$U_R = -U_C = -U_0 e^{-t/RC}.$$



89 - rasm. (a) RC-zanjir kondensatoridagi kuchlanish U_C vaqt o'tishi bilan kamayadi; (b) $t = 0$ da S kalit yopiladi, kondensatordagi zaryad $Q \sim U_C$ egri chiziqqa o'xshash o'zgaradi

U_R ning vaqt bo'yicha bog'liqligi 89b- rasmda ko'rsatilganligiga nisbatan butunlay teskaridir. Tok

$$I = U_R/R = - (U_0/R) e^{-t/RC} = -I_0 e^{-t/RC}.$$

Tokning qiymati $t = 0$ da maksimal qiymatga ega bo'ladi va vaqt bo'yicha eksponensial kamayib boradi.

5.11 - masala. RC – zanjirning razryadlanishi. $C = 35 \text{ mkF}$ li zaryadlangan kondensator 89a - rasmda ko'rsatilgandek, $R = 120 \text{ Om}$ qarshilikka ulangan. Kuchlanish tushishi o'zining boshlang'ich qiymatining 10% gacha pasayguncha qancha vaqt o'tadi?

Yondashuv. Kondensatordagi kuchlanish tushishi $U_C = U_0 e^{-t/RC}$ qonuniyat bilan pasayib boradi. $U_C = 0.10U_0$ (U_0 ning foizi) bo'lganda $\tau = RC$ ni hisoblaymiz.

Yechim. Zanjirning vaqt doimiysi quyidagicha ifodalanadi:

$$\tau = RC = (120 \text{ Om}) (35 \times 10^{-6} \text{ F}) = 4.2 \times 10^{-3} \text{ s}.$$

t vaqtdan so'ng kondensatordagi kuchlanish tushishi $U_C = U_0 e^{-t/RC}$ ga teng bo'ladi. Kuchlanish $U_C = 0.10U_0$ qiymatga erishgungacha ketgan vaqtni aniqlaymiz. U_C qiymatini yuqoridagi tenglamaga $0.10U_0 = U_0 e^{-t/RC}$ qo'ysak,

$$e^{-t/RC} = 0.10.$$

Bu ifodani natural logarifmlasak,

$$\ln(e^{-t/RC}) = -t/RC = \ln 0.10 = -2/3.$$

t vaqt bo'yicha yechsak

$$t = 2.3 (RC) = 2.3 (4.2 \times 10^{-3} C) = 97 \text{ ms.}$$

Tibbiyot va boshqa sohalarda RC – zanjirlarni qo'llash

Boshqariladigan chastotada kuchlanish impulslarini hosil qilishda RC – zanjirning zaryadlash va razryadlash jarayonlaridan foydalanish mumkin. Kondensatordagi zaryad ma'lum kuchlanishgacha ortib boradi va razryadlanadi. Kondensatorni razryadlashini qo'zg'otadigan usullardan biri kuchlanishni ma'lum U_0 qiymatga erishganida elektr teshilishga ega bo'lgan gaz to'ldirilgan lampalardan foydalanishdir. Razryadlash tugagandan so'ng, gaz lampalar tokni o'tkazmaydi va past kuchlanishli zaryadlash jarayoni qaytariladi. Shunday arrasimon kuchlanish generatoridan foydalanish orqali oddiy yonib-o'chadigan yorug'likni olish mumkin. Bu yerda EYuK batareyadan uzatiladi, neon lampa sekundiga 1 marta yonib o'chadi. Yonib o'chuvchi blokning asosiy qismi katta sig'im hisoblanadi.

Avtomobil oldi qismi oynasini tozalovchi cho'tkalarning uzoq-uzoq harakati ham RC – zanjir hisobiga amalga oshiriladi.



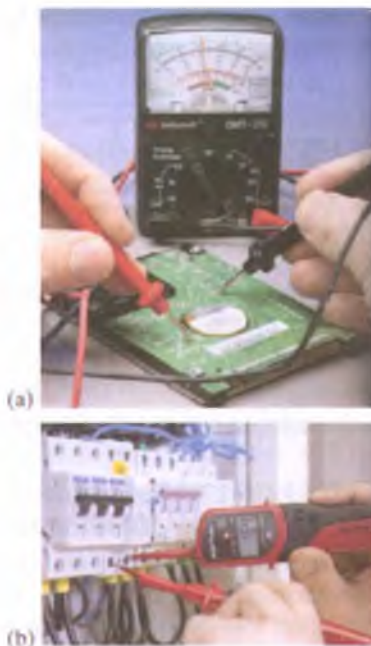
90 - rasm. Kardiestimulyatorni ta'minlaydigan, ko'krak qafasiga o'rnatilgan elektron batareyani rentgen nurlari orqali ko'rish mumkin

Tibbiyotda, elektron kardiestimulyatorlarda RC – zanjirdan foydalanish katta ahamiyatga ega. RC – zanjirlar, ko'krak qafasiga birlashtirilgan elektrodlar orqali elektr impulslarini yuborib yurak to'xtashini tiklashga yordam beradi. Stimulyator zarur bo'lganda, yurak urishini aniq chastota bilan normal ta'minlashi mumkin. Odatda, yurak, minutiga 60 dan 80 gacha chastotali kuchsiz elektr impulslarini yuborib turadigan, o'zining

tabiiy kardiostimulyatoriga ega. Bu signallar har bir yurak urishi boshlanishini qo'zg'ab turadi. Ayrim yurak xastaliklarida, ritmning tabiiy boshqarish faoliyati talab darajasida bo'lmaydi va yurak o'z ritmini yo'qotadi. Ana shunday bemorlar kuchlanishning muntazam impulslarini ishlab chiqadigan elektron kardiostimulyatorlardan foydalanishadi. Elektrodlar yurakning yaqini yoki atrofiga implantatsiya qilinadi (90 - rasm). Zanjir konturi kondensator va qarshilikdan iborat bo'ladi. Pulsning chastotasi RC – zanjirning vaqt doimiysiga bog'liq bo'ladi.

38-§. Ampermetr va voltmترلar

O'lchash jarayoni fizikaning asosiy qismi hisoblanadi, ammo bu biz o'ylagandek sodda emas. O'lchash asboblari barcha talablarga javob berishi mumkin deb qabul qilib bo'lmaydi, olingan natijalar mukammal bo'lmashligi mumkin va ko'pincha mulohazaga muhtoj bo'ladi. Elektr kattaliklarni o'lchashda ularga o'lchash asboblarning ta'sirini ko'rib chiqamiz.



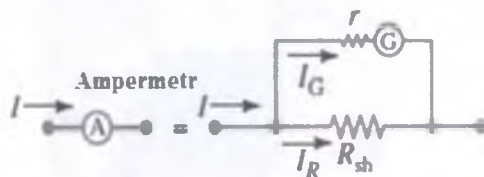
91 - rasm. (a) Analogli multimetr; (b) ochiq zanjirdagi kuchlanishni o'lchayotgan raqamli o'lchash asbobi

Tok kuchini o'lchashda ampermetrdan, kuchlanish tushishlarini (kuchlanishlarni) o'lchashda voltmetrdan foydalaniladi. Ularning har biri: (1) fizikaviy kattaliklarning raqamli qiymatlarini shkala bo'yicha siljiydigan ko'rsatkichning ("strelka") holati tasvirlaydigan analog o'lchash asboblari (91a- rasm); yoki (2) kattaliklarning raqamli qiymatlarini raqamlarda tasvirlaydigan raqamli asboblari (91b- rasm) bo'lishi mumkin.

Analog o'lchash asboblari qanday ishlashini ko'rib chiqamiz.

Analog o'lchash asboblarning asosiy qismi galvanometrdir (91a- rasm), ularning ishlashi tok oqib o'tadigan simli g'altakdagi magnit maydonining kuchiga asoslangan (magnit maydoni ta'sirida galvanometr strelkasining og'ishi undan oqib o'tadigan tok kuchiga proporsionaldir). Galvanometr strelkasining shkala bo'yicha og'ishiga ta'sir etuvchi I_m tok kuchi o'lchash asbobining sezgirligini xarakterlaydi (91a- rasm). Misol uchun, galvanometr orqali 50mA tok oqib o'tganda strelka $I_m = 50\text{mA}$ shkalali galvanometr shkalasining oxirgi ko'rsatkichigacha siljiydi, tok kuchi 25mA bo'lganda shkalaning o'rtasigacha, tok kuchi nolga teng bo'lganda shkalaning nol holatida bo'ladi (o'lchash asbobida nol holatni o'rnatuvchi alohida vint mavjud bo'ladi).

Galvanometrnin o'zini to'g'ridan-to'g'ri kuchsiz toklarni o'lchashda ishlatish mumkin. Masalan, 50mA shkalali galvanometr 1mA dan 50mA gacha bo'lgan tok kuchlarini o'lchashi mumkin. Katta qiymatli tok kuchlarini o'lchash uchun galvanometrqa qarshilik parallel ulanadi. Shunday qilib, ampermetr parallel ulangan yoki shuntlangan qarshilikli galvanometr dan iborat bo'ladi. 92- rasmda shuntlangan qarshilik R_{SH} , galvanometr g'altagining qarshiligi r deb belgilangan. R_{SH} ning qiymati berilgan tokda galvanometr strelkasini shkalaning oxirgi ko'rsatkichigacha og'ishiga erishish orqali tanlanadi.



92 - rasm. Ampermetr, bu kichik qarshilikli R_{SH} ga parallel ulangan galvanometrdir

5.12 - masala. Ampermetrni qurish.

50mA to'la shkalali galvanometr va $r = 30\text{Om}$ ichki qarshilikdan foydalanib 1A li to'la shkalaga mo'ljallangan ampermetr tuzing. Shkalaning to'g'ri chiziqli o'zgarishini tekshiring.

Yondashuv. Ampermetrdan 1A tok o'tganda, strelka to'la shkalaga og'ishi uchun galvanometrdan oqadigan I_g tok kuchi $50\text{mA} = 0.000050\text{A}$ ni tashkil etadi. Boshqacha qilib aytganda, o'lchash asbobi orqali 1A tok o'tganda R shunt orqali $I_R = 0.999950\text{A}$ tok kuchi oqib o'tadi (92 - rasm). Galvanometrdagi kuchlanish tushishi shunttdagi kuchlanish tushishiga tenglashadi. R_{SH} qarshilikni topish uchun Ohm qonunidan foydalanamiz.

Yechim. Ampermetr orqali oqayotgan $I = 1.0\text{A}$ tok quyidagicha ifodalanadi $I = I_r + I_R$. I_R tokni shuntlangan qarshilik orqali topamiz $I_R = 0.999950\text{A}$. Shunttdagi kuchlanish tushishi galvanometrdagi kuchlanish tushishiga teng:

$$I_R R_{SH} = I_g r.$$

Bu yerda

$$R_{SH} = I_g r / I_R = (5.0 \times 10^{-5} \text{A})(30 \text{Om}) / (0.999950 \text{A}) = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{Om},$$

yoki 0.0015Om . Shunday qilib, umumiy tokning katta qismi o'tishi uchun shunt qarshiligi nihoyatda kichik bo'lishi kerak. Ampermetr orqali o'tayotgan I tok kuchi 0.50A ga teng, galvanometr orqali 25mA tok o'tadi, galvanometr strelkasi shkalaning noq o'rtasiga og'adi.

$I_g = I_R (R_{SH}/r)$ va (R_{SH}/r) doimiy qiymatga ega bo'lganligi sababli, shkala o'zgarishi to'g'ri chiziqli deb hisoblanadi.

Xuddi shunga o'xshash voltmetr ham galvanometr va R_{kk} ketma-ket qarshilikdan tashkil topadi (93- rasm). Ammo R_{kk} qarshilik galvanometrqa ketma-ket ulanadi va u katta qiymatga ega bo'lishi kerak.



93 - rasm. Voltmetr, bu katta qiymatli qarshilikka ketma-ket ulangan galvanometrdir

5.13-masala. Voltmetr tuzing. $r = 30 \text{ Om}$ ichki qarshilik va tok bo'yicha 50 mA to'la shkalali sezgirlikka ega bo'lgan o'lchash asbobidan foydalanib, 0 dan 15 V gacha kuchlanishni o'lchaydigan voltmetr tuzing. Shkala masshtabi to'g'ri chiziqiligidini baholang.

Yondashuv. Voltmetr klemmlarida kuchlanish tushishi 15 V ga teng bo'lganda strelkaning to'la shkala bo'yicha og'ishini ta'minlash uchun, undan o'tayotgan tokni 50 mA deb hisoblaymiz.

Yechim. Om qonuniga asosan, $U = IR$, u holda (93 - rasm):

$$15 \text{ V} = (50 \text{ mA})(r + R),$$

bu yerda

$$R = 15 \text{ V} / 5.0 \times 10^{-5} \text{ A} - r = 300 \text{ kOm}.$$

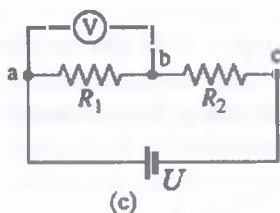
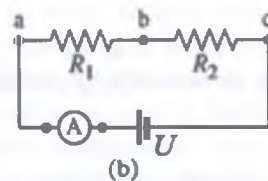
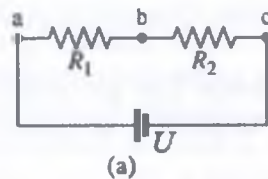
$r = 30 \text{ Om}$ qarshilik $R_{qq} = 300 \text{ kOm}$ qo'shimcha qarshilikka nisbatan juda kichik bo'lgani sababli, uni inobatga olmasligimiz mumkin. O'lchanadigan kuchlanish 6.0 V ga teng, voltmetrdan o'tuvchi tok kuchi $(6.0 \text{ V}) / (3.0 \times 10^5 \text{ Om}) = 2.0 \times 10^{-5} \text{ A}$ yoki 20 mA ni tashkil etadi. Voltmetr strelkasi shkalaning beshdan bir qismiga og'adi, ya'ni kuchlanishga proporsional bo'lganligi sababli, voltmetrning shkalasini to'g'ri chiziqli bog'lanishda deb hisoblaymiz.

O'lchash asboblari ulash

94a- rasmda ko'rsatilgan zanjirdagi I tok kuchini va R_I qarshilikdagi U kuchlanish tushishini o'lchash kerak. Zanjirga voltmetr va ampermetrni qanday ulash kerak?

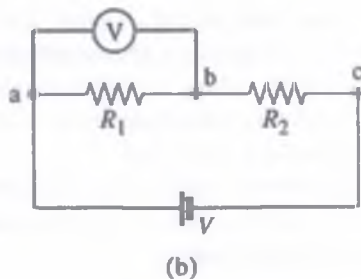
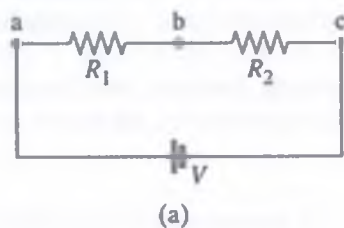
Zanjirdagi tok kuchini o'lchash uchun, ampermetr qolgan elementlar bilan zanjirga ketma-ket ulanishi kerak (94b- rasm). Ampermetrning ichki qarshiligi qancha kichkina bo'lsa, zanjirga uning ta'siri shuncha kam bo'ladi.

Voltmetr kuchlanish tushishini o'lchash zarur bo'lgan zanjirning qismiga parallel ulanadi (94c- rasm). Voltmetrning ichki qarshiligi qancha katta bo'lsa, uning o'lchayotgan zanjir parametriga ta'siri shuncha kam bo'ladi.



94 - rasm. Tok va kuchlanishni o'lchash

5.14 - masala. Elektron chizma ketma-ket ulangan $R_1 = R_2 = 15 \text{ k}\Omega$ li ikkita qarshilikdan iborat (95a- rasm). Batareyaning kuchlanishi 8.0 V ga teng, ichki qarshiligi inobatga olinmaydigan darajada juda kichik. O'lchash diapazoni 5.0 V bo'lgan voltmetrning ichki qarshiligi $50 \text{ k}\Omega$ ga teng (95b- rasm). R_1 qarshilik uchlariga ulangan voltmetr nimani ko'rsatadi va ichki qarshiligi hisobiga qanday xatolikka ega bo'ladi?



95 - rasm. Qarshiliklar ketma-ket ulangan zanjir

Yondashuv. O'lchash asbobi R_1 qarshilikka parallel ulangan qarshilik sifatida ta'sir etadi. Biz qarshiliklarni parallel va ketma-ket ulash usullarini hamda tok va kuchlanishlarni topish uchun Om qonunini qo'llaymiz.

Yechim. Voltmetrning $50\,000\,Om$ ichki qarshiligi $R_1 = 15\,kOm$ qarshilikka parallel ulanadi (*95b - rasm*). R_{ekv} umumiy qarshilik quyidagi tenglik orqali aniqlanadi:

$$1/R_{ekv} = 1/50\,kOm + 1/15\,kOm = 13/150\,kOm.$$

Bu yerda $R_{ekv} = 11.5\,kOm$. Bu qarshilik $R_2 = 15\,kOm$ qarshilikka ketma-ket ulangan va unga voltmetr ulanganidan so'ng zanjirning umumiy qarshiligi $26.5\,kOm$ ni tashkil etadi. Batareyadan oqib o'tuvchi tok kuchi quyidagiga teng:

$$I = 8.0V/26.5kOm = 3.0 \times 10^{-4}A = 0.30\,mA.$$

R_1 qarshilikdagi va voltmetrdagi kuchlanish tushishi $(3.0 \times 10^{-4}A) \times (11.5 \times 10^3Om) = 3.5V$ ni tashkil etadi. [R_2 qarshilikdagi kuchlanish tushishi $(3.0 \times 10^{-4}A) \times (15 \times 10^3Om) = 4.5V$ ga va umumiy kuchlanish tushishi $8.0V$ ga teng bo'ladi]. Voltmetr aniq bo'lsa u $3.5V$ ni ko'rsatishi kerak. Chizmada voltmetr bo'lmaganda $R_1 = R_2$ va R_1 dagi kuchlanish tushishi batareya kuchlanishining yarmiga ($4.0V$) teng bo'ladi. Voltmetrning chegaralangan qarshiligi o'lchash ko'rsatkichlarini pasayishiga olib keladi. Ushbu holda natijalar farqi $0.5V$ ni (10% dan ortiq) tashkil etadi.

Voltmetrning ichki qarshiligi foydalaniladigan shkalaga bog'liqdir.

Yuqoridagi 5.15 - masala o'lchash asbobi zanjirga ulanganda unga qanchalik ta'sir etishini va qanchalik xatolikka olib kelishini ko'rsatadi. Agarda voltmetrning ichki qarshiligi zanjirning qarshiligidan sezilarli katta bo'lsa, u holda voltmetrning ulanishining zanjir parametriga ta'siri kam bo'ladi, o'lchash natijalariga, o'lchash asbobining aniqligiga ishoncha bo'ladi. Odatdagi o'lchash asboblarining o'lchash xatoligi $3-4\%$ darajada bo'ladi. Ampermetr ham zanjirga ulanganda zanjir parametriga ta'sir etadi, ichki qarshiligi qanchalik kichik bo'lsa, uning ta'siri shunchalik kam bo'ladi. Voltmetr va ampermetr uchun, ularda ishlatiladigan galvanometrning sezgirliigi yuqori bo'lsa, ularning zanjirga ta'siri kam bo'ladi. $50000\,Om/V$ sezgirlikka ega bo'lgan o'lchash asbobi $1000\,Om/V$ sezgirlikdagi asbobdan ancha yaxshidir.

Boshqa turdagi o'lchash asboblari

Yuqorida ko'rib chiqilgan o'lchash asboblari o'zgarmas tokka mo'ljallangan asboblardir. O'zgarmas tokning o'lchash asbobi, diodlarni qo'shib ulash orqali, o'zgaruvchan tokni o'lchash asbobiga o'zgartirish mumkin. Diodlarni qo'shimcha ulash tokni bir yo'nalishda oqishiga imkon beradi. O'zgaruvchan tokning o'lchash asboblarini o'zgaruvchan tokning cho'qqi qiymatlarini aniqlash uchun sozlash mumkin.

O'lchash diapazonini kengaytirish, tanlash maqsadida voltmetr va ampermetrlar ketma-ket va parallel ulangan bir necha qarshiliklardan iborat bo'lishi mumkin.

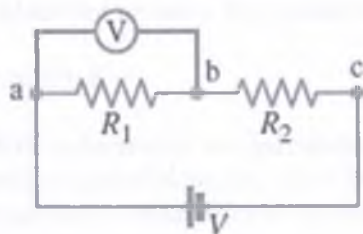
Kuchlanish, tok va qarshiliklarni o'lchashga mo'ljallangan asboblarni multimetrlar deb ataladi. Shunday kombinatsiyalashgan asboblarni voltmetr yoki ampervoltmetrlar deb ataladi.

Raqamli o'lchash asboblari

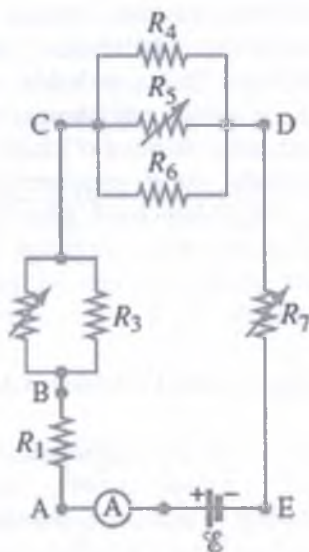
Raqamli o'lchash asboblari (96 - rasm) analogli o'lchash asboblari singari ishlatiladi: ular tokni o'lchashda zanjirga to'g'ridan-to'g'ri ketma-ket ulanadi (98 - rasm) va kuchlanishni o'lchashda chizma bilan parallel ulanadi (97 - rasm). Raqamli o'lchash asboblarning ichki tuzilishi analogli o'lchash asboblari tuzilishidan tubdan farq qiladi. Birinchidan, raqamli o'lchash asboblari galvanometr o'rniga yarim o'tkazgichli asboblardan foydalanadi. Elektron chizma va raqamli tasvir qismlarining galvanometrlarga nisbatan sezgirligi yuqoridir, shu sababli, o'lchanadigan zanjirga kam ta'sir o'tkazadi.



96 - rasm. Raqamli multimetr



97 - rasm. Raqamli voltimetrni ulash

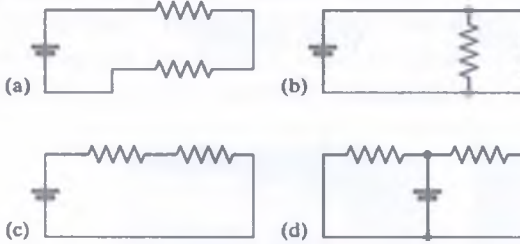


98 - rasm. Raqamli ampermetrni ulash

O'zgarmas kuchlanishni o'lchashda raqamli o'lchash asboblarning ichki qarshiligi juda katta bo'ladi, odatda $10M\Omega$ dan $100M\Omega$ ($10^7 - 10^8\Omega$) gacha oraliqda yotadi va kuchlanish shkalasini tanlashda deyarli o'zgarmaydi. Raqamli o'lchash asboblarning o'lchash aniqligi katta va (0.01%) dan yuqoridir.

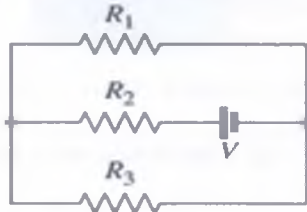
Tok kuchi, mA	Tokning ta'siri	
	50 Gers chastotali, o'zgaruvchan	doimiy
≤0,5	Sezilmaydi.	Sezilmaydi
0,6–1,5	Barmoqlarning yengil titrashi	Xuddi shunday
2–3	Barmoqlarning kuchli titrashi	Qichishish, qizishni sezish
5–10	Qo'llarning qaltirashi	Qizishning kuchayishi
12–15	Qo'llarni elektrodan ajratib olish qiyin. Kuchli og'riq	Xuddi shunday
20–25	Mushaklarning oniy qaltirashi. Nafas olishning qiyinligi	Qo'l mushaklarining qisqarishi
50–80	Nafas olish falaji – mavhum o'lim	Qo'llardagi qaltiroq, nafas olishning qiyinligi
90–100	Nafas olish falaji. 3s dan ortiq ta'sirda – yurak falaji	Nafas olish falaji

1. 99 - rasmda ko'rsatilgan qaysi chizmada qarshiliklar ketma-ket ulangan? (a), (b), (c), (d).



99 - rasm. 1 - test savoliga

2. 100 - rasmda ko'rsatilgan qaysi qarshiliklar parallel ulangan?



100 - rasm. 2 - test savoliga

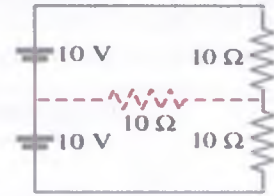
- A) Uchalasi B) R_1 va R_2
- C) R_3 va R_2 D) R_3 va R_1
- E) yuqorida keltirilganlarning hech qaysisi.

3. 10000 Omli qarshilik 100 Omli qarshilik bilan ketma-ket ulangan. 10000 Om qarshilikdan o'tuvchi tok 10Aga teng. Qarshiliklar chalkash ulanganda, 100 Omli qarshilikdan qancha tok o'tadi?

- A) $> 10A$
- B) $< 10A$
- C) 10A
- D) chizma to'g'risida ko'p ma'lumotlar kerak.

4. Bir xil ikkita 10 Voltli batareyalar va ikkita bir xil 10Omli qarshiliklar ketma-ket ulangan (101 - rasm). Agarda

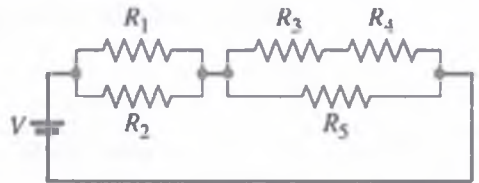
10Omli lampochka bir uchi bilan batareyalar orasiga, ikkinchi uchi bilan qarshiliklar orasiga ulangan bo'lsa, lampochka orqali qanday tok oqadi?



101 - rasm. 4 - test savoliga

- A) 0A B) 1A
- C) 2A, D) 4A.

5. 102 - rasmda ko'rsatilgan qarshiliklarning qaysi biridan eng ko'p tok oqib o'tadi? Barcha qarshiliklarni bir-biriga teng deb hisoblaymiz.

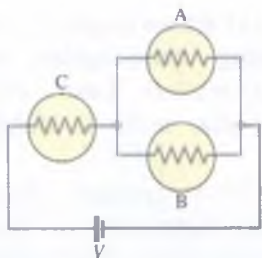


102 - rasm. 5 - test savoliga

- A) R_1 . B) R_1 va R_2 .
- C) R_3 va R_4 . D) R_5 .
- E) barchasi.

6. 103 - rasmda uchta bir xil lampalardan tashkil topgan zanjir tasvirlangan. B lampa qisqa tutashgan holda, A lampaning yoritilganligi qanday bo'ladi?

- A) A lampa yoritilganligi oshadi.
- B) A lampa xiralashadi.
- C) A lampaning yoritilganligi o'zgarmaydi.
- D) A lampa o'chadi.

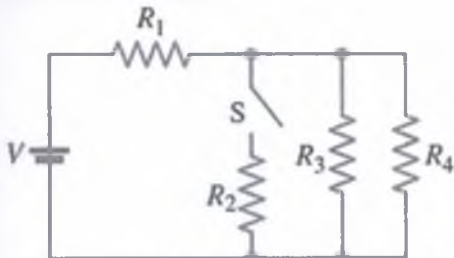


103 - rasm. 6 - test savoliga

7. Kalit yopilganda (104 - rasm), R_4 qarshilikdagi kuchlanish tushishi qanday o'zgaradi? Nima sodir bo'ladi?

- A) Ortadi B) Kamayadi
C) O'zgarmaydi.

8. 104 - rasmda ko'rsatilgan kalit yopiq bo'lganda, R_1 qarshilikdagi kuchlanish tushishi qanday o'zgaradi? Nima sodir bo'ladi:



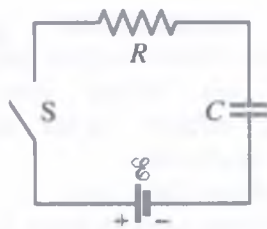
104 - rasm. 7 - va 8 - test savollariga

- A) Ortadi B) Kamayadi
C) O'zgarmaydi.

9. RC - zanjirdagi qarshilik zaryadlanishi bilan, qarshilikdan o'tuvchi tok:

- A) Ortadi B) Kamayadi
C) O'zgarmaydi, D) Nolga teng bo'ladi.

10. 105 - rasmda ko'rsatilgan chizmada, S kalit yopilganda nima sodir bo'ladi?



105 - rasm. 10 - test savoliga

A) Hech narsa. Kondensator orqali tok o'tolmaydi.

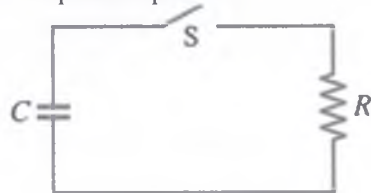
B) Kondensator batareyaning EYuK. qiymatigacha zaryadlanadi.

C) Kondensator, R va C zanjir bilan aniqlanadigan tezlikda batareyaning EYuK.gacha zaryadlanadi.

D) Kondensator R va C zanjir bilan aniqlanadigan tezlikda batareya EYuK.ning qandaydir qiymatigacha zaryadlanadi.

E) Kondensator, batareya EYuK. ning, faqat R qarshilik bilan aniqlanadigan qandaydir qiymatigacha zaryadlanadi.

11. 106 - rasmda ko'rsatilgan chizmadagi kondensator Q zaryadning boshlang'ich qiymatigacha zaryadlanadi S kalit ulanganda, kondensator R qarshilik orqali razryadlanadi. Zaryadning qiymati $Q/2$ gacha pasayish uchun 2 sekund sarflangan. Zaryad qiymatini $Q/4$ gacha pasaytirish uchun qancha vaqt talab qilinadi?



106 - rasm. 11 - test savoliga

- A) 3.0 sekund B) 4.0 sekund
C) 2.0 dan 3.0 sekundgacha
D) 3.0 dan 4.0 sekundgacha
E) 4.0 sekunddan ortiq.

12. Kondensatorlar ketma-ket ulanganda effektiv sig'im eng kichik sig'imga ega bo'ladi, ular parallel ulanganda effektiv sig'im eng katta qiymatga ega bo'ladi.

- A) Nisbatan katta; teng.
- B) Nisbatan katta; nisbatan kichik.
- C) Nisbatan kichik; nisbatan katta.
- D) Teng; nisbatan kichik.
- E) Teng; teng.

13. Ampermetr va voltmetrlar o'lchanayotgan kattaliklarga ta'sir etmasa:

A) Ampermetr va voltmetrning qarshiligi o'lchanayotgan chizmadagi element qarshiligidan katta bo'lishi kerak.

B) O'lchanayotgan chizmadagi element qarshiligidan ampermetrning qarshiligi deyarli kichik, voltmetrning qarshiligi esa, deyarli katta bo'lishi kerak.

C) O'lchanayotgan chizmadagi elementning qarshiligidan ampermetr qarshiligi sezilarli katta, voltmetrning qarshiligi esa, sezilarli kichik bo'lishi kerak.

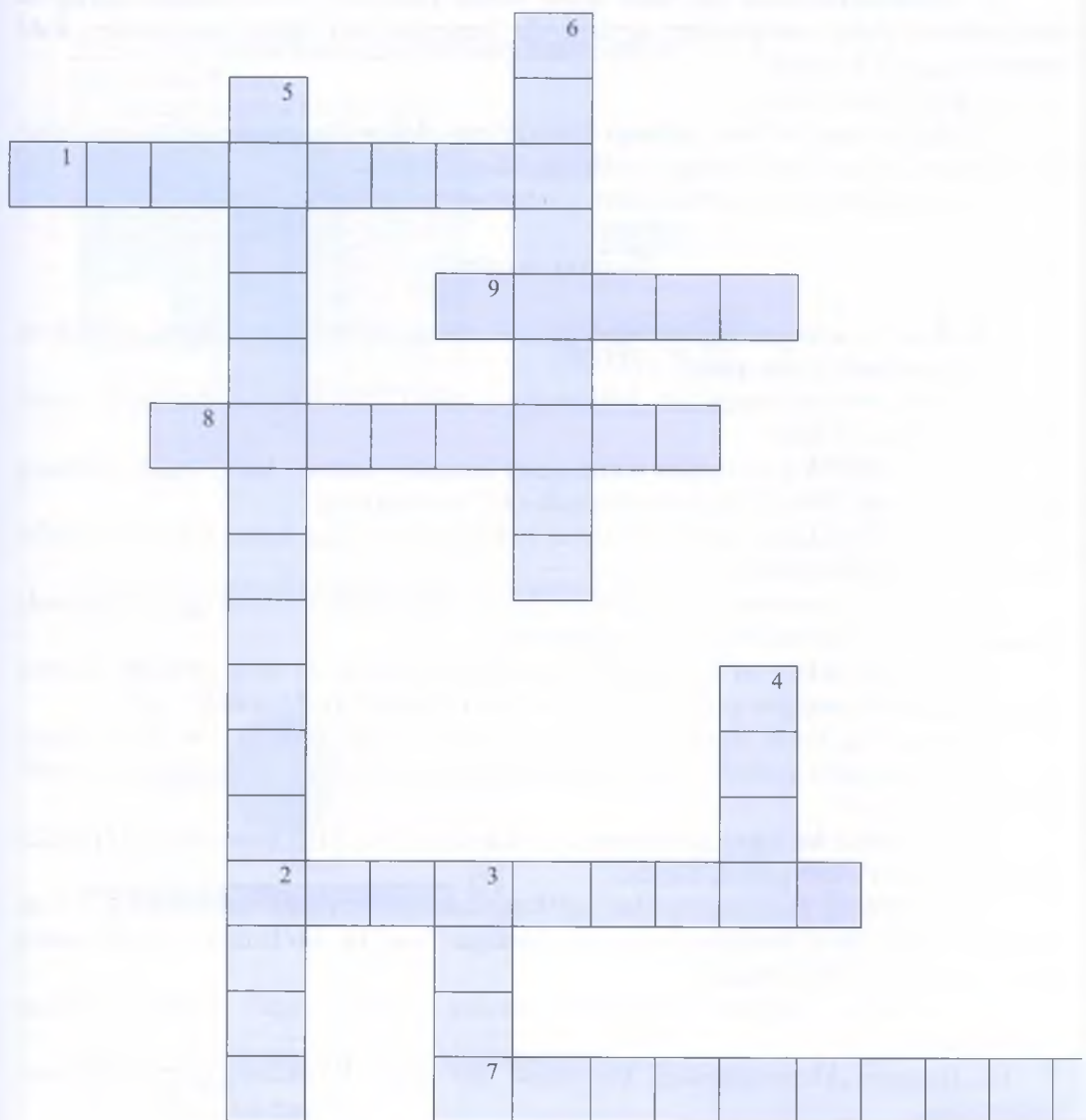
D) O'lchanayotgan chizma qarshiligidan ampermetr va voltmetrning qarshiligi sezilarli kichik bo'lishi kerak.

E) Yuqorida keltirilganlarning hech qaysisi.

14. O'tkazgich orqali o'tayotgan elektr zaryadi $q = 20 + 4t$ qonun bo'yicha o'zgaradi. 2sekundda o'tkazgichdagi tok kuchini aniqlang.

- A) 48A. B) 4A. C) 24A.
- D) 20A. E) 28A.

V bob bo'yicha krossvord



Gorizontal

1. Agarda ikkita yoki undan ortiq har xil tok kuchi oqib o'tadigan holatdagi qarshiliklar ulangan deb ataladi.
2. Tok kuchini o'lchovchi asbob.
7. Zaryad to'plovchi moslama.
8. Kuchlanishni o'lchovchi qurilma.
9. Voltmetr va ampermetrlar o'zgarmas to'kka mo'ljallangan. Ularga qanday qurilma ulansa o'zgaruvchan tokni o'lchovchiga o'zgartirilishi mumkin.


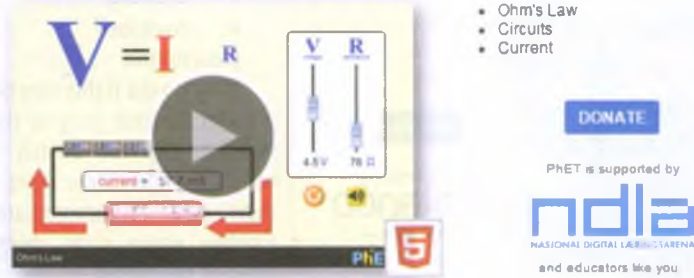

Vertikal

3. Elektr zanjirlarida tok hosil qilish uchun kimyoviy, mexanik yoki yorug'lik energiyalarini elektr energiyasiga ag'daruvchi batareya yoki elektr generatorlari kabi manbalar nima deb ataladi?
4. Kuchlanish birligi.
5. Meditsinada ko'krak qafasiga birlashtirilgan elektrodlar orqali elektr impulslari yuborib yurak to'xtashini tiklashga yordam beradigan uskuna.
6. Kuchlanish, tok va qarshiliklarni o'lchashga mo'ljallangan asboblari.

Nazorat savollari

1. Ketma - ket ulanganlarga nisbatan parallel ulangan archa chiroqlarining afzallik va kamchiliklarini muhokama qiling.
2. Bir necha 6 Voltli lampalarni, kuymaydigan qilib 120V kuchlanish tarmog'iga ulash mumkinmi? Qanday qilib?
3. R_1 va R_2 ($R_2 > R_1$) qarshilikli ikkita elektr lampalari ketma - ket ulangan. Ularning qaysi biri yoriqroq yonadi? Parallel ulanganda-chi? Tushuntiring.
4. Xo'jalik rozetkalari ko'pincha qo'sh holda bo'ladi. Ular ketma-ket yoki parallel ulanganmi? Qayerdan bilasiz?
5. Ikkita bir xil lampalar va ikkita bir xil batareyalar mavjud. Ularni qanday ulaganda maksimal quvvat olish mumkinligini tushuntiring.
6. Batareyaga ikkita bir xil qarshilik ketma - ket ulanganda bitta qarshilik ulangan holatga nisbatan olinadigan quvvat ko'p yoki kam bo'ladimi? Tushuntiring.
7. Yagona 60 Vattli cho'g'lanma lampa xonada yonib turibdi. 100 Vattli lampa qo'shimcha ulanganda xonadagi elektr zanjirining umumiy qarshiligi qanchaga o'zgaradi? Tushuntiring.
8. Batareyaga uchta bir xil kondensatorlar ulangan bo'lsin. Ular ketma-ket yoki parallel ulangan holda ko'p energiya to'playdi?
9. Kirxgoffning konturlar qoidasi qo'llanganda (82 - rasm) batareyaning EYuK ishorasi batareyadan oqadigan tok yo'nalishiga bog'liq bo'ladimi? Batareyaning klemmalaridagi kuchlanishgachi?
10. Ketma-ket ulangan batareyalar qanday yutuqqa ega? Parallel ulangan batareyalarchi?
11. Batareya klemmalaridagi kuchlanish har doim EYuKdan katta bo'ladimi? Tushuntiring.
12. Batareyaning ichki qarshiligini o'lchashni batafsil tushuntiring.
13. RC zanjirida, kondensator to'la zaryadlanguncha, batareyadan tok oqib turadi. Batareya uzatadigan to'la energiya kondensatorda to'plangan energiyaga doimo teng bo'ladimi?
14. Analogli voltmeter va analogli ampermetrlar orasidagi asosiy farq nimadan iborat?
15. Agarda voltmeter o'rniga xatoga yo'l qo'yib ampermetr ishlatganingizda nima sodir bo'lishi mumkin?
16. Ideal ampermetr nima uchun nol qarshilikka, ideal voltmeter cheksiz qarshilikka ega bo'lishini tushuntiring.
17. Qarshilik orqali ulangan voltmeter doimo amaldagi kuchlanishga nisbatan kam qiymatni ko'rsatadi. Tushuntiring.

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/circuit-construction-kit-ac Circuit Construction Kit (AC+DC)</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Circuits • Light Bulbs • Batteries 	<p>Topics</p> <ul style="list-style-type: none"> • Circuits • Light Bulbs • Batteries • Switches • Ammeter • Voltmeter • Capacitor • Inductor • AC Voltage <p>Description</p> <p>This new version of CCK adds capacitors, inductors and AC voltage sources to your toolbox! Now you can graph the current and voltage as a function of time.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/ohms-law Ohm's Law</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Ohm's Law • Circuits • Current 	<p>Topics</p> <ul style="list-style-type: none"> • Ohm's Law • Circuits • Current • Resistance • Voltage <p>Description</p> <p>See how the equation of Ohm's law relates to a simple circuit. Adjust the voltage and resistance, and watch the current change according to Ohm's law.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/battery-resistor-circuit Battery-Resistor Circuit</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Resistor • Voltage • Batteries 	<p>Topics</p> <ul style="list-style-type: none"> • Resistor • Voltage • Batteries • Electrons <p>Description</p> <p>Look inside a resistor to see how it works. Increase the battery voltage to make more electrons flow through the resistor. Increase the resistance to block the flow of electrons. Watch the current and resistor temperature change.</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/circuit-construction-kit-ac-virtual-lab>

Circuit Construction Kit (AC+DC), Virtual Lab



- Circuits
- Light Bulbs
- Batteries

DONATE

PhET is supported by



Topics

- Circuits
- Light Bulbs
- Batteries
- Switches
- Ammeter
- Voltmeter
- Capacitor
- Inductor
- AC Voltage

Description

Build circuits with capacitors, inductors, resistors and AC or DC voltage sources, and inspect them using lab instruments such as voltmeters and ammeters.

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/signal-circuit>

Signal Circuit



- Signal Circuits
- Circuits
- Switches

DONATE

PhET is supported by



Topics

- Signal Circuits
- Circuits
- Switches

Description

Why do the lights turn on in a room as soon as you flip a switch? Flip the switch and watch the electrons. Does the light turn on immediately? Explain using your observations of the model.

VI BOB. ELEKTROMAGNETIZM



MUNDARIJA

39-§.Magnit maydoni induksiyasi. Lorens kuchi

40-§.Amper qonuni

41-§.Bio-Savar-Laplas qonunining differensial va integral ko'rinishlari

42-§.Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi

43-§.Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qonuni

44-§.O'tkazgichning induktivligi

45-§.Solenoidning induktivligi

46-§.Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

47-§.Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

48-§.O'zaro induksiya

49-§.Tokning magnit maydon energiyasi

50-§.Magnetiklarda magnit maydoni

51-§.Maksvell tenglamalari

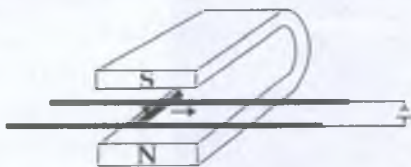
VI BOB. ELEKTROMAGNETIZM

39 - §. Magnit maydoni induksiyasi. Lorens kuchi

Magnitlarning va toklarning o'zaro ta'sirini uchta tajriba orqali ko'rib chiqamiz:

1. Tok magnit strelkasi ustida joylashgan to'g'ri o'tkazgich bo'ylab o'tayotgan bo'lsin. Bunda, magnit strelkasiga tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lgan juft kuchlar ta'sir etadi va magnit strelkasi tokli o'tkazgichga perpendikulyar holda joylashadi.

2. Tok ikkita o'tkazgichni tutashtirib, uning ustida erkin dumalay oladigan silindr orqali o'tayotgan bo'lsin (107 - rasm).



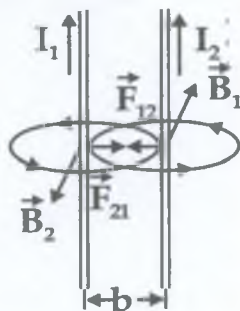
107 - rasm. Magnit maydonida erkin harakatlanadigan tokli silindrik o'tkazgich

Silindr doimiy magnit qutblari orasiga joylashtirilgan bo'lib, silindrni harakatga keltiruvchi kuch tok yo'nalishiga va magnit qutblarining joylashishiga bog'liq bo'ladi.

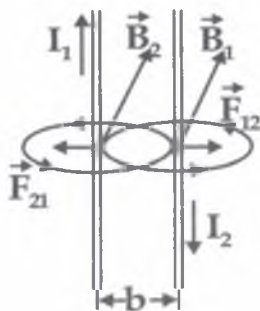
3. Tok o'tayotgan ikkita parallel o'tkazgichlar, ulardagi tok yo'nalishlari bir xil bo'lganda tortishadi, tok yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lganda itarishadi (108, 109 - rasmlar). Parallel o'tkazgichlar b masofada joylashgan, ulardan I_1 va I_2 tok o'tayotgan bo'lsa, o'tkazgichning ℓ uzunlikdagi bo'lagiga ta'sir etuvchi kuchni Xalqaro birliklar tizimida quyidagi tenglama orqali ifodalash mumkin:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b}, \quad (39.1)$$

bu yerda μ_0 – magnit doimiysidir.



108 - rasm. Tok yo'nalishlari bir xil bo'lgan o'tkazgichlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar



109 - rasm. Tok yo'nalishlari har xil bo'lgan o'tkazgichlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar

Tok kuchi XBT da Amperda o'lanadi. *Amper* miqdor jihatidan vakuumba bir-biridan 1 metr masofada joylashgan, ikkita cheksiz uzun ingichka parallel tokli o'tkazgichlarning har bir metriga $2 \cdot 10^{-7}$ Nyutonga teng o'zaro ta'sir kuchini hosil qiluvchi tok kuchiga tengdir. Ikkinchi tarafdin, tok kuchi 1 Amper bo'lganda, 1 sekund ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tayotgan zaryadlar miqdori 1 *Kulonga* teng bo'ladi.

Agar, $I_1 = I_2 = 1A$, $\ell = b = 1m$ bo'lsa, u holda,

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 I_1 I_2 \ell}{b} \quad (39.2)$$

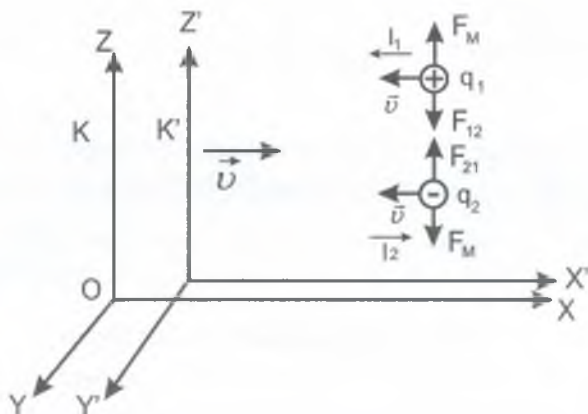
ifodadan magnit doimiysini hisoblash mumkin.

$$\mu_0 = \frac{4\pi b \cdot F}{2 I_1 I_2 \ell} = \frac{12,56 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7} N}{2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 A^2} = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2} \quad (39.3)$$

Yaqindan ta'sir nazariyasiga ko'ra, har qanday tokli o'tkazgich (yoki harakatlanuvchi zaryad) qo'shni nuqtalarda, ya'ni o'z atrofida magnit maydonini hosil qiladi. Magnit kuchlarining paydo bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin: ikkita $+q_1$ va $-q_2$ zaryadlar bir - biridan r masofada joylashgan bo'lsin (*110 - rasm*). "Qo'zg'almas" K sanoq tizimida ular orasida, Kulon qonuniga ko'ra, o'zaro tortishish kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi \epsilon_0 r^3} \quad (39.4)$$

O'ng tarafga \vec{U} tezlik bilan harakatlangan K' sanoq tizimida bu zaryadlar chap tarafga $v = -v$ tezlik bilan harakatlanayotgandek tuyuladi. Lorens almashtirishlari ifodalaridan foydalansak, bu K' tizimda Kulon kuchlari quyidagicha ifodalanadi:



110 - rasm. Harakatlanuvchi zaryadlarda magnit maydonining hosil bo'lishi

$$\vec{F}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2}. \quad (39.5)$$

Bu ifodaning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi – elektr tortishish kuchlarini, ikkinchisi esa, ancha zaif bo'lib, harakatlanuvchi zaryadlar o'rtasidagi *magnit itarish kuchini* ifodalaydi.

$$\begin{aligned} \vec{F}'_e &= \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \\ \vec{F}'_m &= - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2}. \end{aligned} \quad (39.6)$$

$v \ll c$ bo'lganda magnit kuchlarini, elektr kuchlariga nisbatan hisobga olmasa ham bo'ladi.

Agar elektronlar metall o'tkazgichda harakatlanayotgan bo'lsa, qo'shni o'tkazgichdagi elektronlar orasidagi o'zaro itarish kuchlari, elektronlar va panjaralardagi musbat ionlarning o'zaro tortishish kuchlari bilan muvozanatlashadi, harakatlanuvchi elektronlar orasidagi magnit kuchlari esa qo'shiladi. Elektronlar sonining ko'pligi natijaviy magnit kuchlarini sezilarli bo'lishiga olib keladi. Hosil bo'lgan magnit kuchi – qo'zg'almas sanoq tizimidan, zaryadlar harakatlanayotgan sanoq tizimiga o'tishdagi elektr kuchlarining Lorens almashtirishlari natijasidir.

Magnit doimiysini $\frac{1}{\epsilon_0 c^2} = \mu_0$ deb belgilab, $v^2 = (-v)^2$ ekanligini hisobga olib, magnit kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}'_m = q_1 \left[\vec{v}', - \frac{\mu_0 q [\vec{v}' \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right] = q_1 [\vec{v}', \vec{B}]. \quad (39.7)$$

bu yerda $\vec{B} = \frac{\mu_0 q [\vec{v}' \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ – magnit maydon induksiya vektoridir.

Magnit maydon induksiyasi qo'zg'almas q zaryaddan \vec{r} – radius - vektor uzoqlikdagi nuqtadan \vec{v}' tezlik bilan harakatlanuvchi q_1 zaryadning hosil qilgan magnit maydonini xarakterlovchi kattalikdir.

XBTda magnit maydon induksiyasi «Tesla» (Tl) bilan o'lchanadi va u $1 N/A \cdot m$ ga tengdir.

Elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} va magnit maydon induksiyasi \vec{B} bo'lgan nuqtada v – tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch – *Lorens kuchi* deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

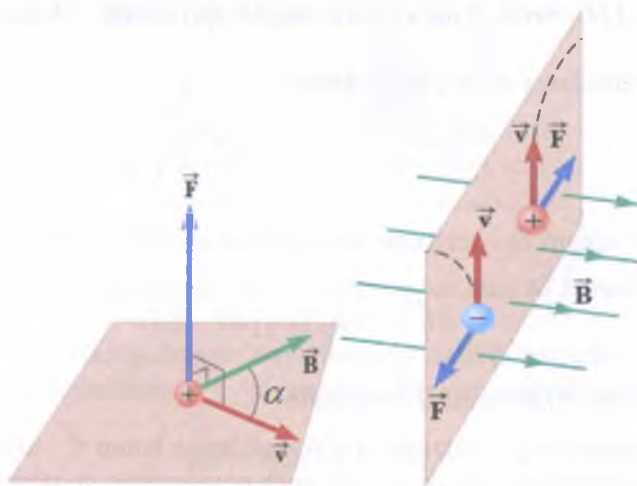
$$\vec{F}_l = q(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]). \quad (39.8)$$

Faqat magnit kuchi bo'lgan holda:

$$\vec{F}_m = q[\vec{v}, \vec{B}] \text{ ga} \quad (39.9)$$

teng bo'ladi.

111 - rasmda zaryadning harakat tezligi va magnit maydon induksiyasi vektorining yo'nalishlari yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lgan \vec{F}_n – Lorens kuchining yo'nalishi keltirilgan.



111 - rasm. Harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi Lorens kuchi

Lorens kuchining xususiyatlari:

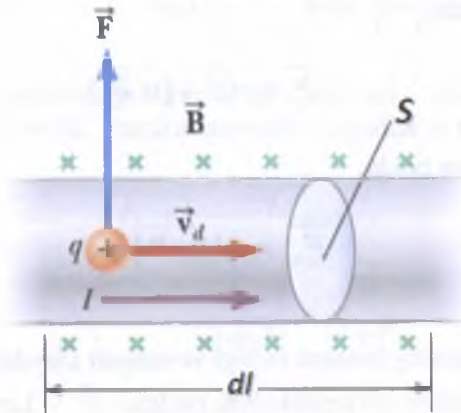
- 1) Lorens kuchi faqatgina *harakatlanayotgan* zaryadli zarrachalarga ta'sir qiladi;
- 2) $\vec{F} \perp \vec{B}$ va bir vaqtning o'zida v tezlikka ham perpendikulyardir $\vec{F} \perp \vec{v}$;
- 3) $\vec{F} \perp \vec{v}$ ekanligidan, Lorens kuchi *ish bajarmaydi*, va demak, zarrachaning energiyasini o'zgartira olmaydi.

40 - §. Amper qonuni

Induksiyasi \vec{B} bo'lgan magnit maydoniga, uzunligi dl , ko'ndalang kesim yuzasi S va I tok o'tayotgan o'tkazgich joylashtirilgan bo'lsin (112 - rasm).

O'tkazgichning birlik hajmida n_0 – zarrachalar bo'lib, ular o'rtacha v – tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, ularning har biriga shunday kuch ta'sir qiladi:

$$\vec{f} = -q[\vec{v}, \vec{B}] \quad (40.1)$$



112 - rasm. B induksiyali magnit maydonida o'tkazgich

Barcha zarrachalarga ta'sir etuvchi kuch:

$$d\vec{F} = -n_0 S \cdot d\vec{\ell} \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}] \cdot q$$

bo'ladi.

Agarda, $d\vec{\ell}$ vektori \vec{v} – tezlik yo'nalishga teskari deb hisoblasak,

$$d\vec{F} = +n_0 S v q [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad (40.2)$$

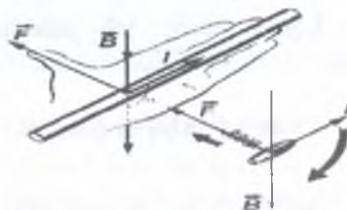
Bu Amper qonunining differensial ko'rinishidir.

Agar, o'tkazgich to'g'ri chiziqli va o'tkazgichning butun ℓ uzunligi bo'yicha $B = \text{const}$ bo'lsa, shu o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = I[\vec{\ell}, \vec{B}]. \quad (40.4)$$

Bu Amper qonunining integral ifodasidir.

Lorens kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasi yoki parma qoidasi bilan aniqlanadi (113 - rasm).



113 - rasm. Chap qo'l qoidasi

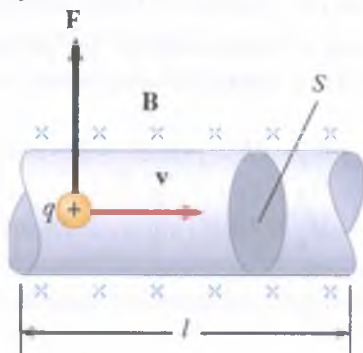
Magnit maydon induksiyasi \vec{B} chap qo'lining kaftiga tik yo'nalgan, zaryadning harakat yo'nalishi ko'rsatkich barmoq yo'nalishida bo'lsa, zaryadga ta'sir qiluvchi Lorens kuchi bosh barmoq yo'nalishida bo'ladi.

6.1- masala. Lorens kuchi. Amper kuchidan foydalangan holda Lorens kuchining ifodasini keltirib chiqaring.

\vec{B} induksiyaga ega bo'lgan magnit maydonidagi tok elementiga ta'sir qiluvchi Amper kuchi quyidagiga teng:

$$dF = IdlB \sin \alpha \text{ ga teng bo'lib,}$$

bu yerda α – o'tkazgichdagi tok yo'nalishi va \vec{B} vektori orasidagi burchak (114 - rasm).



114 - rasm. Zaryadlangan zarrachaga ta'sir etuvchi Lorens kuchi

Yechim. v – o'tkazgichdagi zaryadlarning tartibli harakati tezligi; q – tok tashuvchining zaryadi (metallarda $q = -e$) bo'lsin. Tok elementi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$Idl = nqvSdl = dNqv,$$

bu yerda $n = dN/dV$ – zaryadlar konsentratsiyasi; dN – hajm elementidagi zaryadlar soni $dV = Sdl$.

U holda magnit maydonidagi bitta zaryadga ta'sir qiluvchi kuch:

$$F_m = \frac{dF}{dN} = qvB \sin \alpha$$

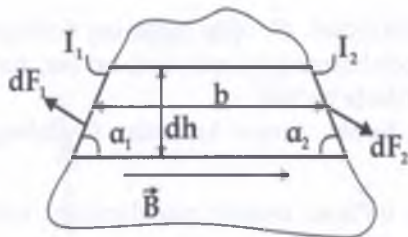
yoki vektor ko'rinishda

$$\vec{F}_m = q[\vec{v}\vec{B}] \text{ bo'ladi.}$$

Bu kuch **Lorens kuchi** deb ataladi (Lorentz H., 1853–1928).

Magnit maydonidagi tokli kontur

Induksiya vektori \vec{B} bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga I tokli yassi kontur joylashtirilgan, deb hisoblaymiz (115 - rasm).



115 - rasm. Yassi kontur tekisligiga parallel bo'lgan magnet maydonining ta'siri

1-hol. \vec{B} magnet induksiya vektori kontur tekisligiga paralleldir.

O'tkazgichning $d\ell_1$ va $d\ell_2$ kesmalar bilan ajratilgan dh qismini ajratib olaylik. Amper qonuniga binoan ularga qarama-qarshi yo'nalgan juft kuchlar ta'sir etadi. Kesmalar ta'sir etuvchi kuchlar quyidagicha aniqlanadi:

$$dF_1 = IBd\ell_1 \sin \alpha_1 = IB \cdot dh; \quad (40.5)$$

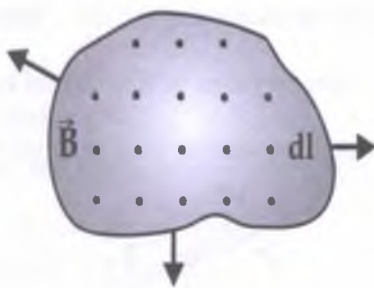
$$dF_2 = IBd\ell_2 \sin \alpha_2 = IBdh. \quad (40.6)$$

Bu kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan va aylanish momentini tashkil etuvchi juft kuchlardir:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS.$$

Bu yerda b – bo'lakning uzunligi, dS - esa uning yuzasi. Agar butun kontur yuzasini parallel bo'lakchalarga bo'lsak va ularga ta'sir etuvchi juft kuchlarning kuch momentlarini yig'ib chiqsak, butun konturga qo'yilgan natijaviy kuch momentini hosil qilamiz:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S. \quad (40.7)$$



116 - rasm. Yassi konturga uning tekisligiga perpendikulyar bo'lgan magnet maydonining ta'siri

2-hol. Magnet maydon induksiya vektori kontur tekisligiga perpendikulyar joylashgan (116 - rasm).

Konturning istalgan kichik bo'lagi ($d\vec{\ell}$) ga ta'sir etuvchi kuch quyidagiga tengdir:

$$d\vec{F} = I[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}], \quad (40.8)$$

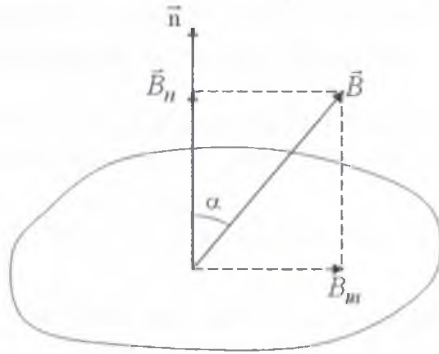
bu kuch normal bo'yicha bo'laklarga yo'nalgan bo'ladi va konturni aylantirmay, cho'zadi.

Agar tok kuchi yoki magnit maydon induksiyasi qarama-qarshi tomonga yo'nalishini o'zgartirsa, bu kuchlarning yo'nalishi o'zgarib, konturni siqadi yoki kengaytiradi.

Umumiy hol. \vec{B} induksiya vektori konturga o'tkazilgan normal bilan α burchak tashkil qilsa, \vec{B} vektorni ikkita tashkil etuvchiga ajratamiz (117 - rasm).

Induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi $\vec{B}_n = \vec{B} \cos \alpha$ konturni cho'zishi yoki siqishi mumkin.

Induksiya vektorining tangensial tashkil etuvchisi $\vec{B}_m = \vec{B} \sin \alpha$ konturga ta'sir etuvchi aylanna momentni hosil qiladi $M = I B \sin \alpha$.



117 - rasm. Istalgan yo'nalishdagi magnit maydonining yassi konturga ta'siri

Vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{M} = I \cdot S [\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}], \quad (40.9)$$

bu yerda \vec{n} normal yo'nalishdagi birlik vektor, $\vec{P}_m = IS \vec{n}$ - tokning magnit momentidir.

$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$ - umumiy hol bo'lib, undan 1- va 2- xususiy hollarni olish mumkin:

$$(\alpha = \frac{\pi}{2} \text{ va } \alpha = 0).$$

Magnit momenti \vec{P}_m bo'lgan kichik tokli konturni, muvozanat holatida ($\vec{P}_m \cdot \vec{B}$) magnit maydonidagi nuqtaga joylashtiramiz va kontur tekisligida yotuvchi ixtiyoriy o'q atrofida 90° burchakka buramiz. Bu holda unga ta'sir etuvchi aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi ($M_{max} = R_m B$) va magnit induksiyasi:

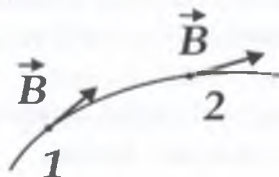
$$B = \frac{M_{max}}{P_m} \text{ ga} \quad (40.10)$$

teng bo'ladi. Muvozanat holatida B ning yo'nalishi kontur tekisligiga normal bo'yicha yo'nalgandir.

Magnit induksiya vektori \vec{B} – elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} ga o'xshash magnit maydonning asosiy xarakteristikasidir.

Magnit maydonini ham elektr maydon kuchlanganligi chiziqlariga o'xshash induksiya chiziqlari orqali grafik usulida tasvirlash mumkin.

Magnit induksiya vektori \vec{B} har bir nuqtada induksiya chiziqlariga urinma bo'ylab yo'naladi (118 - rasm).



118 - rasm. Magnit induksiya vektori

Magnit maydon kattaligi sifatida magnit induksiya oqimi tushunchasi ham kiritiladi. Elementar dS yuzadan o'tuvchi oqim quyidagi ifoda bo'yicha aniqlanadi:

$$d\Phi = B dS \cos \alpha = B_n dS = (\vec{B} \cdot d\vec{S} \cdot \vec{n}_1) \quad (40.11)$$

va S yuzadan o'tuvchi to'liq oqim esa, quyidagicha ifodalanadi:

$$\Phi = \int_{(S)} B dS \cos \alpha = \int_{(S)} B_n dS = \int_{(S)} (\vec{B} \cdot d\vec{S} \cdot \vec{n}_1) \quad (40.12)$$

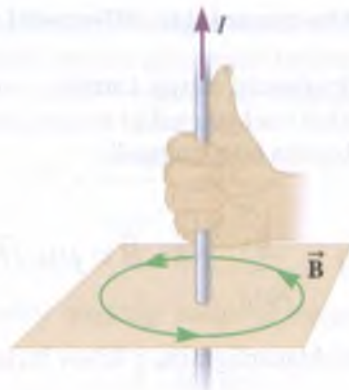
Elektr kuch chiziqlaridan farqli ravishda tabiatda magnit zaryadlari bo'lmagani uchun magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi, uning na oxiri, na boshi bo'ladi (119 - rasm).

Shu sababli ham berk sirt bo'yicha magnit induksiya oqimi doimo nolga tengdir:

$$\oint_{(S)} B_n dS = 0 \quad (40.13)$$

Bu magnit maydon induksiyasi uchun *Gauss teoremasidir*. Magnit induksiyasi oqimi XB tizimida Veberlarda o'lchanadi:

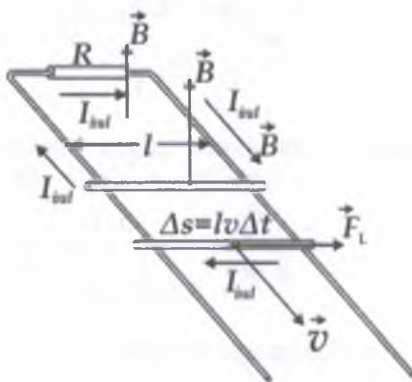
$$1 \text{ Vb} = 1 \text{ T} \cdot \text{M}^2 = 1 \frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{A}}$$



119 - rasm. Magnit induksiya chiziqlari

Silindr shaklidagi ℓ uzunlikka ega bo'lgan tokli o'tkazgich, B – magnit induksiya ga ega bo'lgan magnit maydonida ikkita parallel o'tkazgich ustida, unga ta'sir etuvchi

$$F_A = I \cdot \ell \cdot B \quad , \quad (40.14)$$



120 - rasm. Tokli silindr o'tkazgichga magnit maydoni ta'siri

Amper kuchi ta'sirida (db) masofaga siljisin (120 - rasm). Bu kuchning bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = Fdb = I \cdot \ell \cdot Bdb = I \cdot B \cdot \Delta S = I \cdot \Delta \Phi, \quad (40.15)$$

bu yerda ΔS – magnit induksiya chiziqlarini tokli o'tkazgich kesib o'tgan yuza; $\Delta \Phi$ – shu yuzani kesib o'tuvchi magnit induksiya vektori oqimining o'zgarishidir.

Bu ifoda har qanday zanjirda magnit oqimi o'zgarishi natijasida sodir bo'ladigan o'zgarishlar uchun o'rindir.

41 - §. Bio-Savar-Laplas qonunining differensial va integral ko‘rinishlari

Magnit maydonini xarakterlovchi asosiy kattalik – magnit induksiyasidan tashqari, ikkinchi kattalik – magnit maydon kuchlanganligi tushunchasi kiritiladi.

Ular bir-biri bilan quyidagicha bog‘langandir:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \text{ yoki } \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}. \quad (41.1)$$

XB tizimida magnit maydon kuchlanganligining o‘lchov birligi

$$1 \frac{N}{A \cdot m} : 1 \frac{N}{A^2} = 1 \frac{A}{m} \text{ ga}$$

tengdir.

\vec{v} – tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadning \vec{r} masofada joylashgan nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (41.2)$$

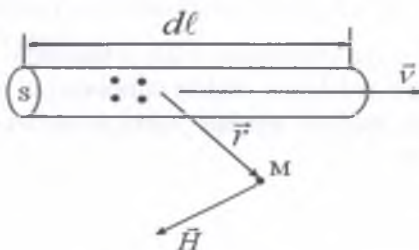
Shu zaryadning o‘sha yerda hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligini ifodalaymiz:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_2}{q} = \frac{q \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (41.3)$$

(41.3) ifodadan foydalanib quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\vec{H} = \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = [\vec{v} \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}]. \quad (41.4)$$

Endi elektromagnetizmning asosiy qonunlaridan birini ifodalashga harakat qilamiz.



121 - rasm. Tokli o‘tkazgichning M nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligi

Uzunligi $d\ell$ va ko'ndalang kesimi S bo'lgan metall o'tkazgichda bir xil tezlik bilan $nS \cdot d\ell$ zaryadlangan zarrachalar harakat qilayotgan bo'lsin (121 - rasm). Ularning har biri ye zaryadga ega bo'lib, \vec{r} radius - vektorli M nuqtada quyidagi magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

$$\vec{H} = \frac{e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (41.5)$$

Shu nuqtada barcha zaryadlar quyidagi natijaviy magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot d\ell \cdot e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (41.6)$$

Agar, \vec{v} - vektor va $d\ell$ skalyar kattaliklarni v - skalyar va $d\vec{\ell}$ vektor kattaliklarga almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

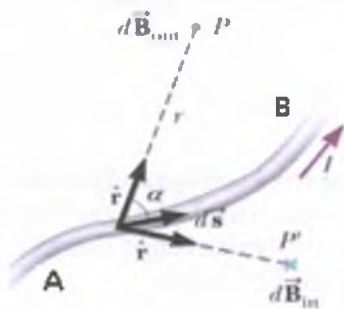
$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot v \cdot e[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Zarrachalar harakati tezligi $v \ll c$ bo'lsa va r o'rniga o'rtacha radius-vektor qiymatidan foydalansak:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1, \quad I = n \cdot S \cdot v \cdot \ell,$$

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3} \text{ ga} \quad (41.7)$$

ega bo'lamiz. Bu Bio - Savar - Laplas qonunining differensial ko'rinishidir.



122 - rasm. Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgichning magnit maydon kuchlanganligi

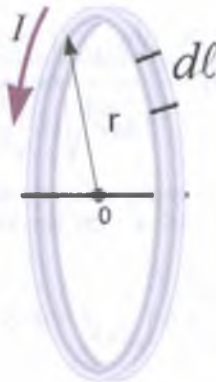
Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich kesimidan oqayotgan tokning M nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligini, kesimning A va B nuqtalari chegarasida (41.7) ifodani integrallash bilan topamiz (122 - rasm):

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{1}{r^3} [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}] \cdot \quad (41.8)$$

Bu Bio - Savar - Laplas qonunining integral ko'rinishidir. Hisoblash qulay bo'lishi uchun (41.8) - ifodani quyidagicha skalyar ko'rinishda yozish mumkin:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{d\ell \cdot \sin \alpha}{r^2} \cdot \quad (41.9)$$

6.2 - masala. Magnit maydon kuchlanganligini aniqlash. Aylana ko'rinishidagi tokli o'tkazgichning markazida hosil bo'ladigan magnit maydon kuchlanganligini aniqlab ko'ramiz (123 - rasm).

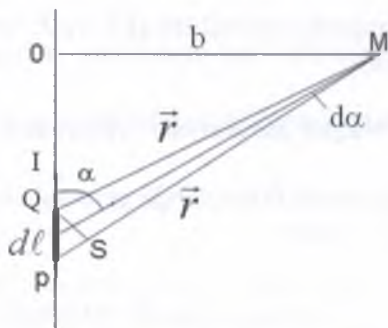


123 - rasm. Aylana shaklidagi tokli o'tkazgich

Yechim. O'tkazgich bo'laklarini hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi bir xil yo'nalishda bo'lgani sababli, ularning yig'indisini skalyar ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin, $d\vec{\ell} \perp \vec{r}$ bo'lganligi uchun $\sin \alpha = 1$ ga teng

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r} \cdot \quad (41.10)$$

6.3 - masala. Magnit maydon kuchlanganligini aniqlash. To'g'ri chiziqli, uzunligi cheksiz bo'lgan o'tkazgichdan b masofada joylashgan M nuqtada maydon kuchlanganligini hisoblab ko'ramiz (124 - rasm). Bu yerdan ham o'tkazgich elementlari hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishlari bir xildir.



124 - rasm. Uzunligi cheksiz bo'lgan tokli o'tkazgichning magnet maydon kuchlanganligi

Yechim. POM uchburchakdan $r = \frac{b}{\sin \alpha}$ ekanligini topamiz. QS kesma r radiusning

kichik yoyi deb bilsak, u QMS kichik burchak yoki $d\alpha$ burchakka yondashadi. U holda $QS = r \cdot d\alpha$ ga teng bo'ladi.

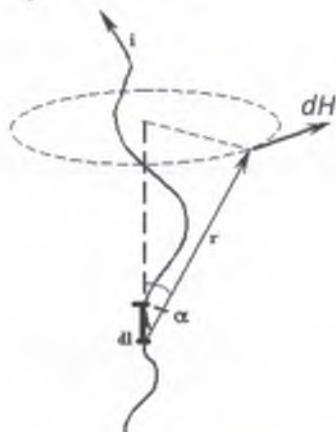
Ikkinchi tarafdin, PQS uchburchakdan dl gipotenuza QS katet bilan quyidagicha bog'langan:

$$PQ = dl; \quad QS = dl \sin \alpha;$$

$$rd\alpha = dl \cdot \sin \alpha; \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

O'tkazgich uzunligi cheksiz bo'lganligi uchun integrallash chegarasi $\alpha = 0$ dan $+\pi$ orasida bo'ladi.

$$H = \frac{I}{4\pi b} \int_0^\pi \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b} (-\cos \alpha) \Big|_0^\pi = \frac{I}{2\pi b}. \quad (41.11)$$



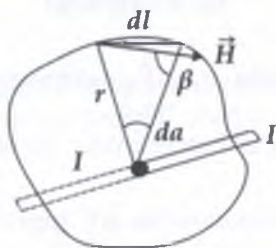
125 - rasm. Tokli o'tkazgichning magnet maydon kuchlanganligining yo'nalishi

Magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi $d\vec{\ell}$ va \vec{r} vektorlar joylashgan tekislikka perpendikulyardir (125 - rasm).

42 - §. Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi

I tokli, to'g'ri chiziqli uzun o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yopiq yassi konturni tasavvur etamiz (126 - rasm).

$$H = \frac{I}{2\pi r} ; \quad H_t = H \cos\beta.$$



126 - rasm. To'g'ri chiziqli o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yassi kontur

Konturda tokli o'tkazgichdan r masofada joylashgan dl elementar kesmani olamiz. Tokning magnit maydon kuchlanganligi $d\ell$ kesma nuqtalarida radius-vektorga perpendikulyar joylashgan bo'lib, $d\ell$ kesma bilan β burchak tashkil etadi.

\vec{H}_t – magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} ning $d\vec{\ell}$ yo'nalishga proyeksiyasidir, $d\ell_n = d\ell \cdot \cos\beta = d\ell$ kesmaning \vec{H} - yo'nalishga proyeksiyasidir. Ikkinchi tarafdin, $d\ell_n$ yoynig uzunligi $r d\alpha$ ga teng. Bu holda

$$H_t d\ell = H \cdot \cos\beta \cdot d\ell = H d\ell_H = Hr \cdot d\alpha$$

$$H \cdot r d\alpha = \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{I d\alpha}{2\pi}. \quad (42.1)$$

(42.1) ifodani yopiq kontur uzunligi bo'yicha integrallaymiz:

$$\oint H_t d\ell = \oint \frac{I \times d\alpha}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \times 2\pi = I. \quad (42.2)$$

Agar, yopiq kontur ichidan bir nechta o'tkazgichlar o'tsa, u holda, I – barcha o'tkazgichlardan o'tayotgan toklar yig'indisiga tengdir.

$$\oint H_t d\ell = \sum I_i = I, \quad (42.3)$$

Bu ifoda magnit maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi deb ataladi.

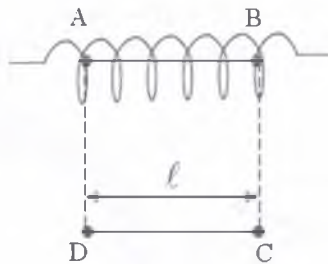
Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyatsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \mu_0 H \quad ; \quad \oint B_l dl = \mu_0 I. \quad (42.4)$$

Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng va u potensial xarakterga ega edi.

(42.3) va (42.4) ifodalardan ko'rinadiki, tokning magnit maydoni uchun kuchlanganlik va induksiya sirkulyatsiyasi nolga teng emas, shuning uchun magnit maydon uyurmali yoki solenoid ko'rinishli xarakterga egadir. Bu maydonda ma'lum bir nuqtadagi potensial har xil qiymatlarga ega bo'ladi.

Bir tekis o'ralgan o'ramali va to'g'ri chiziqli uzun solenoidning ichida magnit maydon kuch chiziqlari solenoid o'qiga parallel yo'nalgan, deb hisoblaymiz (127 - rasm).



127 - rasm. To'g'ri chiziqli solenoid

Shunday solenoid uchun magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} miqdorini topishga urinib ko'ramiz.

$ABCD$ – to'g'ri burchakli yopiq konturni olamiz. Konturning AB qismi solenoid ichida bo'lib, maydon kuch chiziqlariga paralleldir.

Magnit maydon kuchlanganligi (\vec{H}) yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasini konturning alohida bo'laklariga tegishli to'rtta integral ko'rinishda olamiz:

$$\oint H_l dl = \int_{AB} H_l dl + \int_{BC} H_l dl + \int_{CD} H_l dl + \int_{DA} H_l dl = nI\ell,$$

bu yerda ℓ – AB va CD bo'laklar uzunligi; n – o'ramlar zichligi, $n\ell$ – o'ramlar soniga tengdir.

Solenoid tashqarisidagi katta masofada maydon kuchlanganligi juda kichikdir, shuning uchun CD bo'lakda u nolga teng. BC va DA bo'laklar kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgani uchun \vec{H} ham nolga tengdir. BC va DA bo'laklarga $H\ell$ ning proyeksiyasi ham nolga tengdir. Shu sababli to'rtta integraldan faqat bittasi

$$\oint_{AB} H_t dl$$

nolga teng emas. AB bo'lakning nuqtalarida H_t o'zgarmas bo'ladi

$$H_t = H = const$$

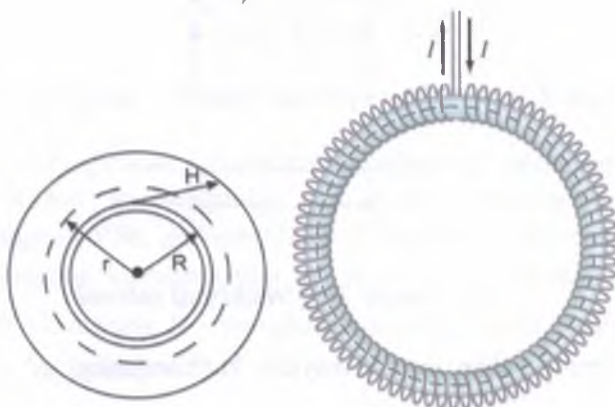
natijada,

$$\oint H_t dl = H \oint_{AB} dl + Hl + nIl. \quad (42.5)$$

N ta o'ramli solenoidni bukib, halqa shakliga keltirsak – toroid hosil bo'ladi (128 - rasm). r – toroidning o'rta chizig'ining radiusi, n – toroidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni.

Toroid magnit maydoni kuch chiziqlari aylana ko'rinishida bo'ladi. \vec{H} vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli

$$H_t = H = const.$$



128 - rasm. Toroidal solenoid

R radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'ramining soni $n \cdot 2\pi r$ ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi.

\vec{H} vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli

$$H_t = H = const.$$

R radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'ramining soni $n \cdot 2\pi r$ ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi.

Sirkulyatsiya ifodasiga asosan:

$$\oint H_t dl = H \oint dl = H 2\pi R = n 2\pi r I, \quad (42.6)$$

bu yerdan

$$H = \frac{r}{R} n \cdot I \cdot \quad (42.7)$$

Agar toroid juda tor bo'lsa,

$$\frac{r}{R} = 1 \text{ ga}$$

tengdir. U holda,

$$H = nI \text{ ga}$$

teng bo'ladi.

6.4 - masala. Magnit maydon induksiyasini hisoblash. Radiusi R bo'lgan x masofada joylashgan nuqtada magnit maydon induksiyasini toping.

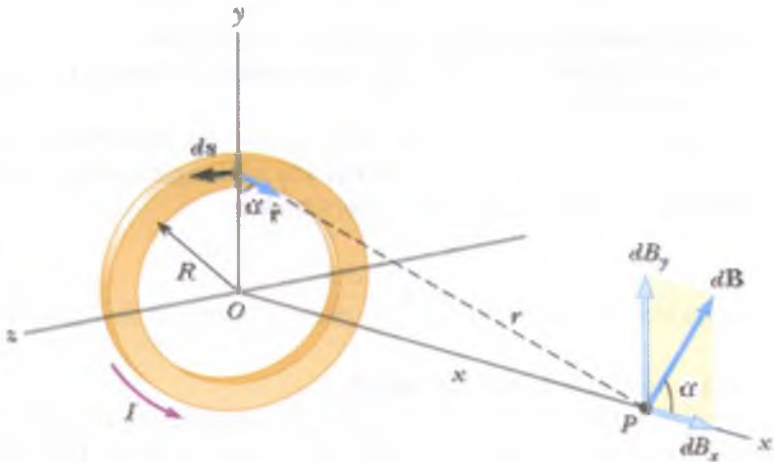
$$B_A = \oint dB \cdot \cos \alpha = \oint \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \cdot \sin 90^\circ}{r^2} \cdot \cos \alpha = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi r^2} \cdot \cos \alpha \oint dl$$

$$\oint dl = 2\pi R \text{ va } r^2 = R^2 + x^2, \text{ u holda, } \cos \alpha = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) = \sin \beta = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}$$

ekanligidan x masofada joylashgan nuqtada magnit maydon induksiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$B_A = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi r^2} \cdot \cos \alpha \oint dl = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi \cdot (R^2 + x^2)} \cdot \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}} \cdot 2\pi R =$$

$$= \frac{\mu\mu_0 I \cdot R^2}{2 \cdot (R^2 + x^2)^{1+\frac{1}{2}}} = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R^2}{2 \cdot (R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}$$



129 - rasm. Radiusi R bo'lgan x masofada joylashgan nuqtada magnit maydon induksiyasi

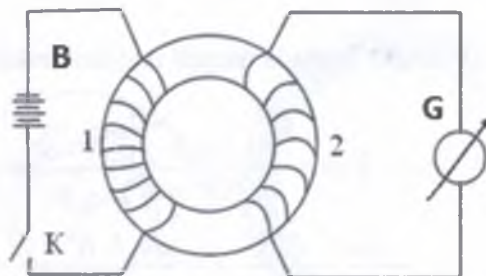
Tokli aylanma cho'g'lamning markazida esa $x = 0$

$$B_0 = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R^2}{2 \cdot (R^2 + 0^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R^2}{2 \cdot R^{2 \cdot \frac{3}{2}}} = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R^2}{2R^3} = \frac{\mu\mu_0 I}{2R} \quad [1,2]$$

43 - §. Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qonuni

Elektromagnit induksiya hodisasi hozirgi zamon fizikasi va texnikasining eng muhim hodisalaridan biri bo'lib, u Faradey tomonidan 1831-yilda ochilgan. Faradey o'tkazgan tajribalaridan birida temir halqa olib, unga ko'p o'ramlardan iborat bo'lgan ikkita mis cho'g'lam o'radi: 1-cho'g'lam uchlariga tok manbai bilan K kalit ulangan bo'lib, ikkinchisiga galvanometr ulangan (130 - rasm).

Birinchi cho'g'lamda kalit ulanib, tok hosil bo'lganda, ikkinchi cho'g'lamda tok impulsi hosil bo'lgan va galvanometr mili bir tomonga og'a boshlagan va juda tez nolga qaytgan. Birinchi cho'g'lam kaliti uzilganda ham ikkinchi cho'g'lamda tok impulsi hosil bo'lib, galvanometr mili teskari tarafdga og'ib, yana juda tez nolga qaytgan.



130 - rasm. Ikki cho'g'lamli transformator

Ko'p sonli tajribalardan quyidagi qonuniyatlar aniqlangan:

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda *elektr yurituvchi kuch* paydo bo'ladi.

Agar o'tkazgich yopiq bo'lsa, unda induksiyaviy tok hosil bo'ladi. O'tkazgichda *induksiya hisobiga* hosil bo'lgan *EYuK* kattaligi shu o'zgarishni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (43.1)$$

Bu ifoda *Faradey - Maksvell qonuni* deb ataladi.

Yopiq zanjirni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarishini, shu zanjir atrofidagi magnit maydonini o'zgartirish yoki yopiq o'tkazgichni vaqt bo'yicha o'zgarish magnit maydonida siljitish hisobiga hosil qilish mumkin.

Birinchi holda, elektr va magnit maydonlarining, Maksvell kashf etgan o'zaro ta'sirga asosan, ya'ni magnit maydonining istalgancha o'zgarishi, elektr maydonining hosil bo'lishiga olib keladi va aksincha.

Ikkinchi holda esa, o'tkazgichdagi erkin elektronlar harakatga kelib induksiyaviy elektr tokini hosil qiladi.

Elektromagnit induksiya qonunini energiyaning saqlanish qonuniga asoslanib keltirib chiqarish mumkin.

31-mavzudagi 69 - rasmga qaytamiz.

ℓ uzunlikdagi o'tkazgich qisqa vaqt ichida, magnit maydon ta'sirida, db kichik masofaga siljigan bo'lsin. Bu holda tok manbai bajargan ish

$$dA = \mathcal{E}I \cdot dt \text{ ga} \quad (43.2)$$

teng bo'ladi. Boshqa tarafdin, sarflangan energiya ikki qismdan iborat bo'ladi.

a) Joule-Lens qonuniga asosan o'tkazgichda issiqlik ajralishiga

$$I^2 R \cdot dt \text{ va} \quad (43.3)$$

b) magnit maydonida $F = I\ell B$ kuch ta'sirida o'tkazgichni siljitishda bajarilgan ishdan iborat bo'ladi.

$$F \cdot db = I\ell \cdot db \cdot B = I \cdot B \cdot dS = I \cdot d\Phi, \quad (43.4)$$

bu yerda R - zanjir qarshiligi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\mathcal{E} \cdot I \cdot dt = RI^2 \cdot dt + I \cdot d\Phi, \quad (43.5)$$

bu ifodaning ikki tarafini Idt ga bo'lsak,

$$\mathcal{E} = RI + \frac{d\Phi}{dt} \text{ ga} \quad (43.6)$$

ega bo'lamiz. Bu yerdan

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_v}{R}, \quad (43.7)$$

Manbaning \mathcal{E} EYuK dan tashqari induksiyaviy EYuK deb ataluvchi qo'shimcha EYuK ham ta'sir etadi:

$$\mathcal{E}_v = - \frac{d\Phi}{dt} \text{ va} \quad (43.8)$$

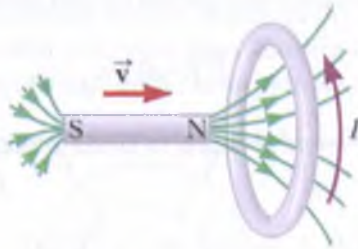
yana (43.1) - ifodaga ega bo'ldik.

Bu yerda minus ishora, yopiq zanjirni kesib o'tuvchi $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ oqim ortishi bilan

induksiyaviy E_{YuK} manba E_{YuK} ga teskari yo'nalgan bo'ladi, oqim kamayganda $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ ikkala E_{YuK} larning yo'nalishlari bir xil bo'ladi.

Lens qoidasiga asoslanib induksiyaviy E_{YuK} ning yo'nalishini aniqlash mumkin: induksiyaviy E_{YuK} va tok doimo shunday yo'nalishga ega bo'ladiki, u hosil qilgan magnit maydoni shu tokni vujudga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.

1-misol. O'tkazgichdan yasalgan halqaga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirsak (131 - rasm), halqada I induksiyaviy tok hosil bo'ladi, uning magnit maydoni magnitning shimoliy qutbini itarishga harakat qiladi, ya'ni uni yana yaqinlashishiga to'sqinlik qiladi. Natijada, bu induksiyaviy tokning magnit kuch chiziqlari halqada o'ngdan chapga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni biz tarafda pastdan yuqoriga qarab yo'nalgandir.



131 - rasm. Doimiy magnitning halqali o'tkazgichda induksiyaviy tokni hosil qilishi

2-misol. ℓ uzunlikdagi o'tkazgich, uning uzunligiga perpendikulyar yo'nalishda v tezlik bilan harakatlansin (132 - rasm). B induksiyali magnit maydon harakat yo'nalishi o'tkazgich uzunligiga perpendikulyar bo'lsin. O'tkazgichdagi e zaryadli erkin elektronlarning har biri o'tkazgich bilan v tezlikda harakatlanadi. Ularning har biriga $f = e\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$ ga teng Lorens kuchi ta'sir qiladi. Fikran, Lorens kuchini unga teng $e\mathbf{E} = e\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$ elektr kuchi bilan almashtiramiz.

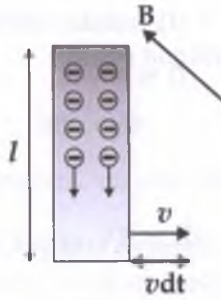
$E = v \cdot B$ kattalikni Lorens kuchi maydonining kuchlanganligi deb ataymiz. Bu kuchlanganlik xuddi o'tkazgichning ℓ uzunlikka teng kesmasiga

$$\Delta\varphi = E\ell = vB\ell$$

potensiallar farqi qo'yilganday tasavvur etamiz va u induksiyaviy elektr yurituvchi kuchga tengdir.

$$\varepsilon_v = -\frac{d\Phi}{dt} = -vB\ell.$$

Shunday qilib, o'tkazgichda harakat qilayotgan erkin elektronlarga Lorens kuchining ta'siri (39.1) ifodasiga olib keladi.

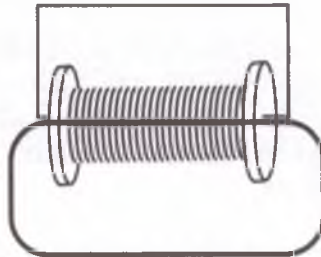


132 - rasm. Harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydonining o'tkazgich elektronlariga ta'siri

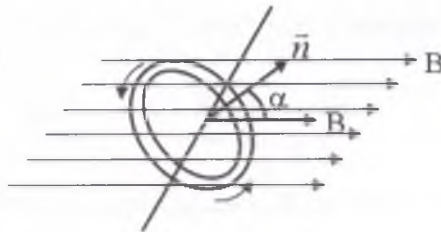
Agar yopiq zanjir N ta o'ramlardan iborat bo'lsa va magnit oqimining kuch chiziqlarining har biri shu o'ramlarni kesib o'tsa (133- rasm), u holda bu oqimning o'zgarishi, zanjirda induksiyaviy E_{YuK} ni hosil qiladi:

$$\varepsilon_U = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt}, \quad (43.9)$$

bu yerda $\psi = NF$ – oqim tutilishi deb ataladi.



133 - rasm. N ta o'ramlardan iborat yopiq zanjir



134 - rasm. B induksiyali magnit maydonida aylanayotgan N o'ramli ramka

Kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, B induksiyali bir jinsli magnit maydonida ω doimiy burchak tezlik bilan aylanayotgan, har biri S yuzaga ega bo'lgan N o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induksiyasini ko'rib chiqamiz (134- rasm).

Boshlang'ich momentda ($t = 0$), ramka tekisligi B yo'nalishga perpendikulyar bo'lsin. Bu ramkani kesib o'tuvchi magnit oqimi

$$\Phi_0 = BS$$

dan borat. t momentda esa, u

$$\Phi = BS \cdot \cos \alpha \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Ramkada magnit oqimining tutilishi

$$\psi = NBS \cdot \cos \alpha \text{ ga}$$

teng. Induksiyaviy EYuK esa, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_U = \frac{d\psi}{dt} = NBS \cdot \omega \cdot \sin \omega t = \varepsilon_0 \sin \omega t.$$

Zanjir qarshiligi R bo'lsa, ramkadagi induksiyaviy tok

$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} \sin \omega t = I_0 \cdot \sin \omega t \text{ ga} \quad (43.10)$$

teng bo'ladi. Bu yerda ε_0 va I_0 – induksiyaviy EYuK va tokning maksimal qiymatlaridir.

(43.10) ifoda bo'yicha o'zgaruvchi tok *sinusoidal o'zgaruvchan tok* deb ataladi.

Magnit oqimi tutilishi ψ_1 dan ψ_2 qiymatgacha o'zgarishi uchun ketgan vaqtda zanjir orqali oqib o'tgan Q zaryad miqdorini hisoblab ko'ramiz:

t – vaqt momentida induksiyaviy tok

$$I = \frac{\varepsilon_i}{R} = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt} \text{ ga}$$

teng. dt kichik vaqt ichida zanjir orqali dQ zaryad oqib o'tadi:

$$dQ = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt} \cdot dt = -\frac{I}{R} d\psi \quad (43.11)$$

ψ_1 dan ψ_2 gacha intervalda (36.11) ifodani integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q = -\frac{I}{R} \int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \frac{\psi_1 - \psi_2}{R} \cdot I. \quad (43.12)$$

Magnit maydonining o'zgarishi hisobiga hosil bo'lgan elektr maydon kuch chiziqlari magnit kuch chiziqlarini chirmab oladi.

B induksiya vaqt bo'yicha o'zgargani uchun

$$\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0 ,$$

\vec{B} sirkulyatsiya vektori, elektrostatik maydon induksiya vektoridan farqli ravishda nolga teng emas.

Shuning uchun bunday elektr maydoni potensial maydon emas, u uyurmali bo'ladi va bunday maydon nuqtalarida potensial bir xil qiymatga ega bo'lmaydi. Kuch chiziqlarini boshi va oxiri bo'lmay, ular yopiq chiziqlardan iborat bo'ladi.

44 - §. O'tkazgichning induktivligi

Elektr toki oqayotgan har bir o'tkazgich o'zining xususiy magnit maydoni ta'sirida bo'ladi. Tok hosil qilgan magnit oqimi yoki oqim tutilishi, barcha sharoitlarda tok kuchiga proporsionaldir:

$$\psi = LI , \quad (44.1)$$

bu yerda L – proporsionallik koeffitsiyenti – o'tkazgichning induktivligi deb ataladi. O'tkazgichning induktivligi uning shakli, o'lchami va magnit singdiruvchanlikka bog'liqdir.

O'tkazgichda magnit maydonining o'zgarishi unda induksiya elektr yurituvchi kuchini qo'zg'atadi va u o'z induksiya EYuK deb ataladi.

(44.1) ifodadan ko'rinib turibdiki, o'z induksiya EYuK ni vujudga kelishi o'tkazgichda tok kuchining yoki o'tkazgich induktivligining o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi. Bu o'zgarishlarda, konturda hosil bo'ladigan o'z induksiya EYuK $\varepsilon_{o'z}$ quyidagiga tengdir:

$$\varepsilon_{o'z} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(IL)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right), \quad (44.2)$$

Agarda tok kuchi o'zgarishida induktivlik o'zgarmasdan qolsa ($L = const$, bu hol faqat moddada ferromagnit xususiyati yo'qligida yuz berishi mumkin), u holda o'z induksiya EYuK quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_{o'z} = -L\frac{dI}{dt}, \quad (44.3)$$

Bu ifodadagi minus ishora Lens qoidasiga asosan paydo bo'lgan va induksiyaviy tok uni vujudga keltiruvchi sabablarga doimo qarshilik qilish tarafiga yo'nalganligini bildiradi.

XBT da o'tkazgich induktivligining birligi sifatida, o'tkazgichdagi tok kuchi har sekunda 1 A ga o'zgariganda 1 Vb ga teng ψ – magnit oqimi tutilishini hosil qila oladigan induktivlik qabul qilingan:

$$1Gn = 1 \frac{Vb}{A} \left(\frac{Veber}{Amper} \right), \quad (44.4)$$

(44.3) ifodadan $1Gn = 1 V\cdot s/A$ ga teng bo'ladi.

45 - §. Solenoidning induktivligi

Uzunligi diametridan katta bo'lgan solenoid induktivligini hisoblab ko'ramiz. I tok oqayotganda, solenoid ichida induksiyasi $B = \mu_0 \mu_n I$ ga teng bo'lgan bir jinsli magnit maydoni hosil bo'ladi.

Har bir o'ramdan o'tayotgan magnit oqimi $F = BS$ ga teng bo'lib, solenoid bo'yicha to'la magnit oqim tutilishi

$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S \cdot I \quad \text{ga} \quad (45.1)$$

teng bo'ladi. Bu yerda ℓ – solenoid uzunligi; S – uning ko'ndalang kesimi yuzasi; n – birlik uzunlikdagi o'ramlar soni. Solenoidning umumiy o'ramlari soni

$$N = n\ell \quad \text{dan}$$

iborat bo'lganda, (39.1) va (38.1) ifodalarni solishtirish orqali, uzun solenoid induktivligi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$L = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \cdot V, \quad (45.2)$$

bu yerda $V = \ell \cdot S$ – solenoid hajmi. Bu ifodadan μ_0 ning o'lchov birligini topishimiz mumkin:

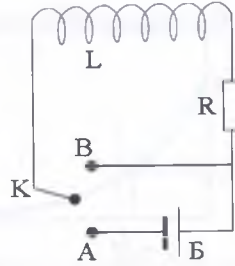
$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V}, \quad \frac{Genri}{metr} \left(\frac{Gn}{m} \right).$$

46 - §. Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

Katta induktivlikka ega bo'lgan zanjirni tok manбайдan uzishda vujudga keladigan o'zinduksiya hodisasini ko'rib chiqamiz (*135-rasm*).

K kalit A kontaktga ulanganda, zanjirdan miqdori Om qonuni bilan aniqlanadigan I_0 o'zgarmas tok oqa boshlaydi.

$t = 0$ momentda kalitni tok manбайдan uzib, B kontaktga ulaymiz va yopiq zanjir hosil qilamiz.



135 - rasm. Katta induktivli elektr zanjiri

Tok o'zgarib, kamaya boshlaydi, zanjirning induktivlik qismida o'zinduksiya $\mathcal{E}_{o'z}$ hosil bo'ladi va tokning kamayishiga qarshilik qilib, uni ma'lum vaqtgacha saqlab qolishga intiladi. Om qonuniga asosan:

$$IR = \mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$$

yoki

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I,$$

o'zgaruvchilarni alohida guruhlasak

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \quad \text{ga} \quad (46.1)$$

ega bo'lamiz.

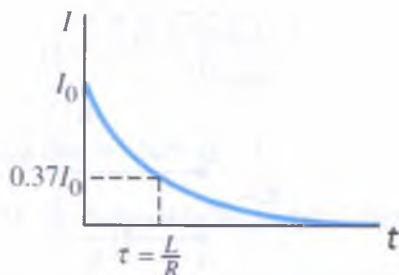
Bu differensial tenglamaning chap tarafini I_0 dan I gacha, o'ng tomonini 0 dan t gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt \quad \text{yoki} \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t.$$

Bu ifodani potentsirlasak,

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}, \quad (46.2)$$

ga ega bo'lamiz.



136 - rasm. Induktivlikka ega bo'lgan elektr zanjirida induksiyaviy tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi

Katta induktivli zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'lgan tokning vaqt bo'yicha o'zgarish grafigi 136 - rasmda keltirilgan.

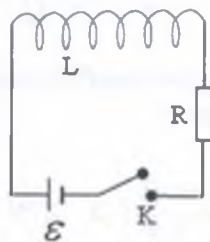
Zanjir manбайдan uzilib, yopiq zanjir hosil qilinganidan so'ng tokning vaqt bo'yicha o'zgarishi eksponenta bilan xarakterlanadi.

Tok qiymatining nolga tenglashish vaqti $\frac{R}{L}$ nisbatga bog'liq, L induktivlik qancha katta bo'lsa, u vaqt shuncha katta bo'ladi.

47 - §. Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

Boshlang'ich momentda zanjir ochiq va zanjirdagi tok qiymati nolga teng (137-rasm).

$t = 0$ vaqt momentida zanjirni manbaga ulasak, undagi tok 0 dan I_0 qiymatgacha orta boradi.



137 - rasm. Induktivlik va qarshilikdan iborat elektr zanjiri

Tokning ortishi (o'zgarishi) qo'shimcha o'zinduksiya E_{YUK} ni vujudga keltiradi. Om qonuniga asosan, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{oz} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

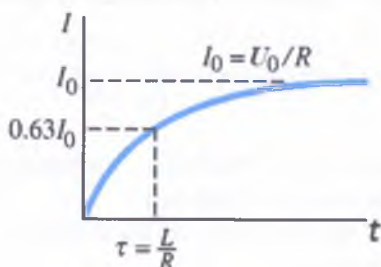
Ifodaning barcha qismlarini L ga bo'lsak,

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I - \frac{\varepsilon}{L} = 0 \text{ ga} \quad (47.1)$$

ega bo'lamiz. Bu bir jinsli bo'lmagan differensial tenglamaning yechimi ($t = 0$ da $I = I_0$ ga teng bo'lganda)

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \text{ dan} \quad (47.2)$$

iboratdir. 138-rasmda zanjir manbaga ulangandagi tokning o'zgarish grafiqi keltirilgan. Tok qiymati eksponensial ko'rinishda oshib boradi va bunga tegishli vaqt $\frac{R}{L}$ nisbatga kuchli bog'liqdir.



138 - rasm. Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'lgan induksiyaviy tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi

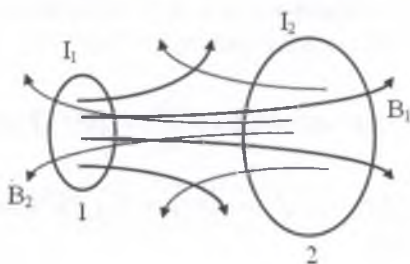
48 - §. O'zaroinduksiya

139 - rasmda bir-biriga yaqin joylashgan ikkita konturni olamiz.

1 - konturda qandaydir manba orqali I_1 tok oqadi. Bu tok $\psi_1 = L_1 I_1$ magnit oqimini hosil qiladi va uning ψ_{12} qismi 2 - konturni sizib o'tadi.

$$\psi_{12} = L_{12} \cdot I_1 \quad ,$$

dt vaqt ichida I_1 tokni dI_1 qiymatga o'zgartirsak, 2 - konturda o'zinduksiya EYuK ni hosil qilamiz



139 - rasm. Ikkita yopiq kontur orasidagi o'zaroinduksiya

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt}. \quad (48.1)$$

Endi esa, konturlar holatini o'zgartirmasdan, 2 - konturga tok manbaini ulab, unda I_2 tok hosil qilamiz. O'z navbatida I_2 tok $\psi_2 = L_{21}I_2$ magnit oqimini vujudga keltiradi. Bu oqimning $\psi_{21} = L_{21}I_2$ qismi birinchi konturni kesib o'tadi.

I_2 tok qiymatini o'zgartirsak, 1 - konturda ε_{21} - o'zinduksiya EYuK hosil bo'ladi:

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt}. \quad (48.2)$$

Agarda, konturlarning o'lchamlari va holatlari o'zgarimas saqlansa L_{12} , L_{21} ga teng bo'ladi.

$$L_{21} = L_{12} = M$$

bu yerda M - ikki konturning o'zaro induksiya koeffitsiyentidir va uning qiymati ikkita konturning o'zaro bog'lanish darajasini bildiradi.

Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya EYuK ni hosil qilish hodisasi o'zaro induksiya hodisasi deb ataladi.

L_{12} va L_{21} koeffitsiyentlar qiymatlari konturlarning shakli, o'lchamlari va o'zaro joylashishiga, bundan tashqari, atrof-muhitning magnit singdiruvchanligiga ham bog'liqdir.

Shunday qilib, ikkinchi zanjirda induksiyalangan EYuK qiymati o'zaro induksiya koeffitsiyenti va birinchi zanjirdagi tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon = -M \frac{dI}{dt}. \quad (48.3)$$

Bunday induksiya EYuKning paydo bo'lishi, odatda transformatorlarda kuzatiladi.

49 - §. Tokning magnit maydon energiyasi

135 - rasmda keltirilgan chizmani ko'rib chiqamiz. I_0 boshlang'ich tok L induktivlikli g'altakda magnit maydoni hosil qiladi. K kalitni B kontaktga ulanganda zanjirda vaqt bo'yicha so'nuvchi, $\varepsilon_{o'z}$ - o'zinduksiya EYuK ni tiklab turuvchi I tok oqa boshlaydi. dt vaqt ichida bu tokning bajargan ishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dA = \varepsilon_{o'z} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi, \quad (49.1)$$

Agarda, solenoid induktivligi I tokka bog'liq bo'lmasa ($L = const$), u holda $d\psi = L \cdot dI$ ga teng bo'ladi.

$$dA = -L \cdot I \cdot dI, \quad (49.2)$$

bu ifodani I dan 0 qiymatgacha integrallasak, magnit maydon yo'qolgunicha ketgan vaqt ichida tokning bajargan ishini baholay olamiz:

$$A = -\int_I^0 LI dI = \frac{LI^2}{2} . \quad (49.3)$$

Magnit maydoni butunlay yo'qolganda, tok oqimi to'xtaydi, bajarilgan ish zanjirda ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi:

$$W_M = \frac{LI^2}{2} , \quad (49.4)$$

bu yerda W_m – magnit maydon energiyasi bo'lib, u o'tkazgichda (induktivlikda) joylashgan bo'lib, asosan o'tkazgichdan o'tayotgan tokka bog'liqdir (L – o'tkazgich induktivligi, I – tok).

Magnit maydon energiyasini

$$I = \frac{H}{n}$$

ifoda yordamida maydon bilan bog'liq bo'lgan kattalik orqali ham ifodalashimiz mumkin:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V ; \quad H = nI ; \quad I = \frac{H}{n} .$$

Shuning uchun:

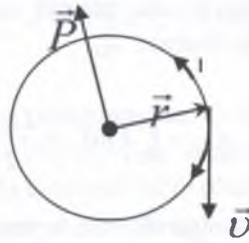
$$W_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V \text{ ga} \quad (49.5)$$

teng bo'ladi. Bu yerda μ va N – muhitning magnit sindiruvchanligi va solenoid ichidagi maydon kuchlanganligi, V – solenoid hajmi.

$\delta_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ – kattalik, magnit maydon energiyasi o'zgarmas zichlik bilan taqsimlanganligini ko'rsatadi.

50 - §. Magnetiklarda magnit maydoni

Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnit maydonini o'zgartira oladigan moddalar – magnetiklar deb ataladi.



140 - rasm. Elektronning orbital tok magnet momenti

Magnetiklarning magnitlanishini Amperning molekulyar toklar to'g'risidagi gipotezasi orqali tushunish mumkin. Klassik fizika tushunchasiga asosan, atomlardagi elektronlar aylana shaklidagi trayektoriya – orbita bo'ylab harakatlanadi va orbital tokni hosil qiladilar.

Magnit xususiyatlariga asosan, har bir atom yoki molekulani, yopiq elektron toklar tizimi – molekulyar toklar deb ataladi. Har bir elektron orbital tok P_{me} magnet momenti bilan xarakterlanadi (140-rasm).

Bu magnet momenti – elektronning orbital magnet momenti deb ataladi. Bitta elektronning orbital magnet momenti

$$P_{me} = IS \text{ ga}$$

teng. Bu yerda $I = e\nu$ – orbital tok; ye – elektron zaryadi; ν – aylanish chastotasi; $S = \pi r^2$ – orbital tok yuzasi. U holda,

$$P_{me} = e\nu\pi r^2. \quad (50.1)$$

Atom va molekuladagi har bir elektron shunday orbital magnet momentiga ega bo'lgani uchun, atom va molekulaning molekulyar toklari hosil qilgan natijaviy magnet momenti elektronlar magnet momentlarining yig'indisiga tengdir:

$$\vec{P}_{mi} = \sum \vec{P}_{me}, \quad (50.2)$$

Magnetiklarning magnitlanishini tavsiflash uchun \vec{j} – magnitlanganlik vektori deb ataladigan kattalik kiritiladi. Bu kattalik magnetikning birlik hajmidagi atom va molekularining orbital magnet momentlari yig'indisiga tengdir:

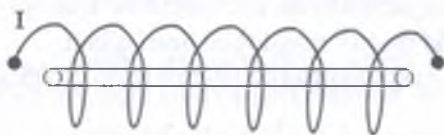
$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V}, \quad (50.3)$$

bu yerda ΔV – magnetikning mumkin bo'lgan eng kichik hajmi va unda magnet maydoni bir jinsli, deb hisoblanadi.

Induksiyasi \vec{B}_0 bo'lgan tashqi magnet maydoniga joylashtirilgan magnetikda, induksiyasi \vec{B}' bo'lgan ichki maydon hosil bo'ladi, shu sababli \vec{B} – natijaviy magnet maydoni quyidagicha teng bo'ladi:

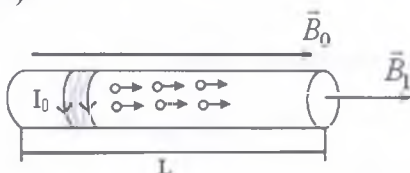
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' . \quad (50.4)$$

Magnetikning \vec{B}' vektor bilan ifodalanadigan xususiy maydoni bir yo'nalishga yo'naltirilgan molekulyar toklarning magnet momenti bilan aniqlanadi. Faraz qilaylik, \vec{B}_0 induksiyali tashqi bir jinsli magnet maydonida silindr ko'rinishda, ko'ndalang kesim yuzasi S va uzunligi L bo'lgan bir jinsli magnetik joylashgan bo'lsin (141 - rasm).



141 - rasm. Induksiyali bir jinsli magnet maydonida magnetik

Atom va molekular orbital magnet momentlari magnetikda hosil qilgan \vec{B}' induksiyali ichki magnet maydoni, tashqi magnet maydoni induksiya vektori \vec{B}_0 yo'nalishi bilan mos tushadi (142- rasm).



142 - rasm. Atomlar orbital magnet momentlari ichki maydoni induksiya vektorining yo'nalishi

Silindrik magnetik o'qiga perpendikulyar bo'lgan S ko'ndalang kesimida barcha molekulyar toklar o'zaro kompensatsiyalashadi (143- rasm).



143 - rasm. Silindrik magnetik ko'ndalang kesimidagi molekulyar toklar

Magnetikning yon sirtida, ko'ndalang kesimning perimetrida toklar noldan farqli bo'ladi (144 - rasm).



144 - rasm. Magnetikning yon sirtidagi molekulyar toklar

Natijada, silindrik magnetikni solenoidga o'xshatish mumkin va uning tashqi sirtining birlik uzunligida o'tkazgichning I_0 tokli bitta o'rami bor, deb hisoblash mumkin. Bu tok magnetikning molekulyar toklariga ekvivalent bo'lganligi uchun H' kuchlanganlikli va $B' = \mu_0 I_0$ induksiyali ichki magnit maydonini hosil qiladi.

I_0 tok kattaligini \vec{j} - magnitlanganlik vektori bilan quyidagicha bog'lash mumkin:

$$|\vec{j}| = \frac{I_0 LS}{LS} = I_0, \quad (60.5)$$

u holda,

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}. \quad (60.6)$$

Tajribalar ko'rsatishicha, magnitlanganlik vektori

$$\vec{j} = \chi \vec{H} \text{ ga} \quad (60.7)$$

tengdir. Bu yerda χ - magnetikning magnit qabul qiluvchanligi, \vec{j} va \vec{H} ning o'lchov birliklari $\left(\frac{A}{m}\right)$ bir xil bo'lgani uchun χ - o'lchovsiz kattalik hisoblanadi.

(60.6) va (60.7) tenglamalardan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\vec{B}' = \mu_0 \chi \vec{H}. \quad (60.8)$$

Natijaviy magnit induksiya ($\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$) ga teng bo'lgani uchun

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H}, \quad (60.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \quad (60.10)$$

$(1+\chi)$ ga teng bo'lgan o'lchovsiz kattalik *magnetikning magnit singdiruvchanligi* deb ataladi:

$$\mu = 1 + \chi, \quad (60.11)$$

Shunday qilib, magnetikdagi natijaviy magnit maydoni induksiyasi \vec{B} magnit maydoni kuchlanganligi \vec{H} bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{yoki} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0}, \quad (60.12)$$

51 - § Maksvell tenglamalari

Maksvell nazariyasiga asosan zaryadlarning tartibli harakati bo'lgan toklardan tashqari, o'zgaruvchan elektr maydoni ham magnit maydoni manbai bo'lishi mumkin.

Elektr maydon induksiya (siljish) vektori \vec{D} uchun Gauss teoremasini yozamiz

$$N_D = \oint D_n dS = q$$

Bu tenglikning ikki tarafini vaqt bo'yicha differensiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{dN_D}{dt} = \frac{d}{dt} \oint D_n dS = \oint \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{dq}{dt}$$

\vec{D} induksiya vektori faqat vaqtga emas, balki koordinataga ham bog'liq bo'lgani uchun $\frac{\partial D_n}{\partial t}$ xususiy hosila belgisini tanladik, q zaryadning o'zgarishi faqat zaryadlarning kelishi yoki ketishida, ya'ni tok mavjud bo'lganida, sodir bo'ladi.

Tok kuchi

$$I = \frac{dq}{dt} = \int_{(s)} j_n dS,$$

ga teng. Bu yerda

$$j_n = \frac{\partial D_n}{\partial t}.$$

Tenglikning o'ng tarafi – siljish vektorining o'zgarish tezligidir va u *siljish tokining zichligi* deb ataladi.

Maksvell faraz qilishicha, siljish toki, o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash magnit maydonining manbai hisoblanadi. U holda magnit maydoni kuchlanganligi sirkulyatsiyasi formulasini quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$\oint H_l dl = I + I_{silj} = I + \frac{dD_n}{dt}, \quad (51.1)$$

bu yerda I - o'tkazuvchanlik toki, $I_{silj} = \frac{dD_n}{dt}$ siljish toki.

Bu tenglama *Maksvellning birinchi tenglamasining* differensial ko'rinishidir.

Dielektrikda, o'tkazuvchanlik toki bo'lmagani uchun, bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\oint H_l dl = \frac{dD_n}{dt}, \quad (51.2)$$

Bu tenglama quyidagi ma'noga ega: elektr maydonining istalgan o'zgarishi magnit maydonini hosil qiladi. O'z navbatida, magnit maydonining o'zgarishi uyurmali elektr maydonini vujudga keltiradi, uning kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi, berilgan kontorni kesib o'tuvchi, ishorasi teskari bo'lgan magnit maydoni induksiya oqimining o'zgarish tezligiga tengdir.

$$\oint E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (51.3)$$

Bu *Maksvellning ikkinchi tenglamasidir*.

Elektr maydon induksiya oqimi uchun Gauss teoremasi ifodasi

$$\oint D_n dS = q, \quad (51.4)$$

Maksvellning uchinchi tenglamasi hisoblanadi.

Magnit maydoni induksiya oqimi uchun Gauss teoremasi ifodasi

$$\oint B_n dS = 0, \quad (51.5)$$

Maksvellning to'rtinchi tenglamasidir.

Elektr maydonining kuchlanganligi va induksiya vektorlarining o'zaro bog'lanishi

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}, \quad (51.6)$$

Maksvellning beshinchi tenglamasidir.

Magnit maydonining kuchlanganligi va induksiya vektorlarining o'zaro bog'liqlik tenglamasi:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \quad (51.7)$$

Maksvellning oltinchi tenglamasidir.

Elektr maydoni kuchlanganligini o'tkazuvchanlik toki zichligi bilan bog'liqlik ifodasi:

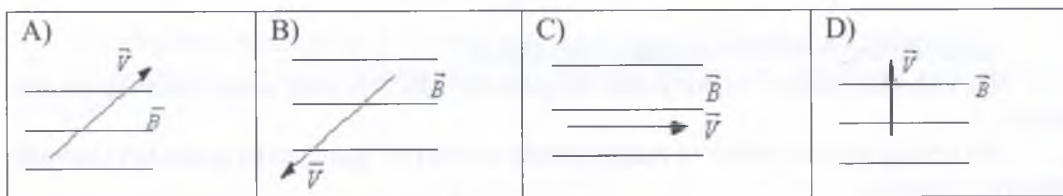
$$\vec{j} = \sigma \vec{E} , \quad (51.8)$$

Maksvellning yettinchi tenglamasi deb ataladi.

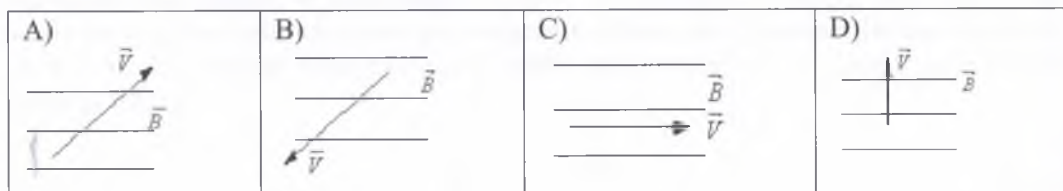
Bu yuqorida sanab o'tilgan yettita tenglamalar *Maksvellning tenglamalar tizimi* deb ataladi.

Bu tenglamalardan elektr va magnetizmدا mavjud bo'lgan barcha qonunlarni keltirib chiqarish mumkin.

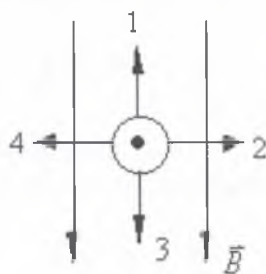
1. Keltirilgan holatlarning qaysi birida bir jinsli magnit maydoniga uchib kirgan proton to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanadi?



2. Keltirilgan holatlarning qaysi birida bir jinsli magnit maydoniga uchib kirgan proton aylana bo'ylab harakatlanadi?

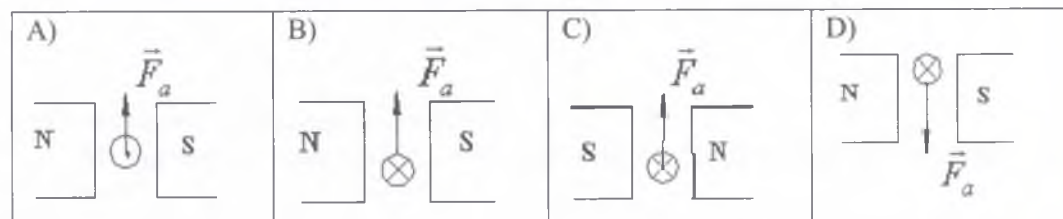


3. Rasmda, magnit maydonida joylashtirilgan, magnit induksiyasi B bo'lgan tokli o'tkazgich ko'rsatilgan. Amper kuchi yo'nalishini aniqlang.



- A) 1 va 2 B) 3 C) 4 D) 1 E) 2

4. Qaysi holatda Amper kuchining yo'nalishi noto'g'ri ko'rsatilgan?



5. $I = 5A$ tok o'tayotgan, radiusi $R = 5sm$ bo'lgan yupqa halqaning markazida magnit maydon induksiyasi B nimaga teng?

- A) $20 \mu T$. B) $0 T$.
C) $50 T$. D) $62,8 \mu T$.

6. $4s$ ichida kontur orqali magnit oqimi $10Vb$ dan $2Vb$ gacha bir tekis kamayadi. Konturdagi induksiya E_{YuK} ining qiymati nimaga teng bo'lgan?

- A) $5V$. B) $2V$.
C) $20V$. D) $12V$.
E) $15V$.

7. Agar maydon induksiyasi 2 marta kamaytirilsa, bir jinsli magnit maydonida elektron chizgan aylana radiusi qanday o'zgaradi?

- A) 2 marta ortadi
B) 2 marta kamayadi
C) 4 marta kamayadi
D) 4 marta ortadi
E) O'zgarmaydi

8. Zaryadlangan zarracha bir jinsli magnit maydon kuch chiziqlariga perpendikulyar ravishda tezlik bilan harakatlanmoqda. Agar tezlik 2 marta orttirilsa, zarrachaning aylanish davri qanday o'zgaradi?

- A) 4 marta ortadi
B) 4 marta kamayadi
C) 2 marta kamayadi
D) O'zgarmaydi
E) 2 marta ortadi

9. Tok kuchi $10A$ bo'lganda, induktivligi $0,2mGn$ li konturda qanday magnit oqimi vujudga keladi?

- A) $50Vb$ B) $2Vb$
C) $2mVb$ D) $50mVb$

E) $0,02mVb$

10. Induktivligi $2Gn$ bo'lgan konturda, tok kuchining qanday qiymatida kontur orqali magnit oqimi $4Vb$ ga teng bo'ladi?

- A) $2A$ B) $4A$
C) $8A$ D) $1A$

11. Bir jinsli magnit maydoniga α burchak ostida, o'zgaras tezlik bilan uchib kirgan proton kuch chiziqlari yo'nalishiga nisbatan qanday trayektoriya bo'yicha harakatlanadi?

- A) To'g'ri chiziq bo'ylab
B) Ellips bo'ylab
C) Aylana bo'ylab
D) Vintsimon chiziq bo'ylab
E) Yoy bo'ylab

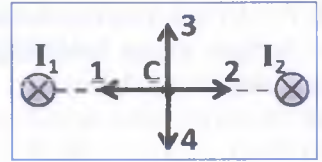
12. Bir jinsli magnit maydoniga o'zgaras tezlik bilan uchib kirgan proton kuch chizqlari yo'nalishiga perpendikulyar ravishda qanday trayektoriya bo'yicha harakatlanadi?

- A) To'g'ri chiziq bo'ylab
B) Ellips bo'ylab
C) Aylana bo'ylab
D) Vintsimon chiziq bo'ylab
E) Yoy bo'ylab

13. Bir jinsli magnit maydoniga o'zgaras tezlik bilan uchib kirgan proton kuch chizqlari yo'nalishiga parallel ravishda qanday trayektoriya bo'yicha harakatlanadi?

- A) To'g'ri chiziq bo'ylab
B) Ellips bo'ylab
C) Aylana bo'ylab
D) Vintsimon chiziq bo'ylab
E) Yoy bo'ylab

14. Agarda birinchi o'tkazgichdagi tok kuchi ikkinchisiga nisbatan 2 marta katta bo'lsa, rasmda ko'rsatilgan C nuqtadagi yo'nalishlarning qaysi biri ikkita parallel cheksiz uzun tokli o'tkazgichning magnit maydon induksiyasi vektori yo'nalishiga mos keladi?



A) 4 B) 1 C) 2 D) 3 E) $B = 0$
bo'lgani uchun, keltirilgan yo'nalishlarning hech qaysisi o'rinli emas

15. Magnit maydonining qaysi xususiyati Gauss teoremasini ifodalaydi ...

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$$

- A) Superpozitsiya prinsipi
B) Maydon manbasi bo'lgan magnit zaryadlarining yo'qligi
C) Maydonni vujudga kelishiga sababchi - toklar
D) Maydonni uyurmali va kuch karakteriga egaligi
E) Maydonning kuch xarakteri

16. Induksiya EYuK ning ifodasini ko'rsating ?

- A) $W = \frac{LI^2}{2}$
B) $\Phi = BS \cos \alpha$

C) $\varepsilon = \frac{A}{q_0}$

D) $\varepsilon = -\frac{dL}{dt}$

E) $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$

17. O'zinduksiya EYuK. ining ifodasini ko'rsating ?

A) $W = \frac{LI^2}{2}$

B) $\Phi = BS \cos \alpha$

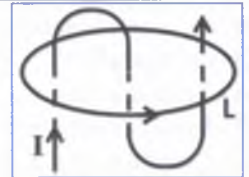
C) $\varepsilon = \frac{A}{q_0}$

D) $\varepsilon = -L \frac{dI}{dt}$

E) $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$

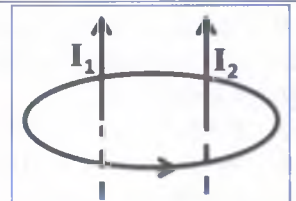
18. Rasmda ko'rsatilgan L kontur uchun elektrostatik maydon kuchlanganligi vektori sirkulyatsiyasini navbatdagi I tokli o'tkazgich konfiguratsiyasi uchun aniqlang: $\oint_L \vec{B} d\vec{l}$

- A) $2\mu_0 I$ B) $3\mu_0 I$ C) $\mu_0 I$ D) $-2\mu_0 I$



19. Rasmda ko'rsatilgan L kontur uchun elektrostatik maydon kuchlanganligi vektori sirkulyatsiyasini navbatdagi I tokli o'tkazgich konfiguratsiyasi uchun aniqlang: $\oint_L \vec{B} d\vec{l}$

- A) $\mu_0 (I_1 + I_2)$ B) $\mu_0 (I_1 - I_2)$
C) 0 D) $\mu_0 I_1 I_2$

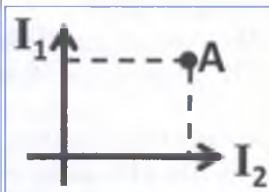


20. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan 100sm^2 yuzali kontur orqali magnit oqimi $8 \cdot 10^{-2} \text{Vb}$ ga teng. Agar kontur maydonga perpendikulyar joylashsa, magnit maydon induksiyasi nimaga teng?

- A) 807Tl B) $0,125\text{Tl}$
 C) 8007Tl D) 8Tl E) $8 \cdot 10^{-4} \text{Tl}$

21. A nuqtada ikkita cheksiz uzun tokl o'tkazgichlarning magnit maydon induksiyasi nimaga teng?

- A) $B = B_1 + B_2$ B) $B = \sqrt{B_1^2 + B_2^2}$
 C) $B = B_1 - B_2$ D) $B = \sqrt{B_1^2 - B_2^2}$
 E) $B = \sqrt{B_1^2 + B_2^2 - 2B_1B_2 \sin \alpha}$



22. Qanday magnit maydoni bir jinsli hisoblanadi?

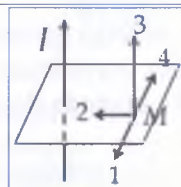
- A) Magnit maydonning har bir nuqtasida magnit induksia vektori kattaligi va yo'nalishi o'zgaras
 B) Magnit maydon induksiya vektori kattaligi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi
 C) Magnit maydon kuch chiziqlari bir-biriga parallel
 D) Maydonning magnit induksiya vektori vaqt bo'yicha o'zgaras
 E) Magnit induksiya vektorining moduli vaqt o'tishi bilan o'zgaradi

23. Induktivligi $L=IGn$ bo'lgan o'tkazgichli konturda tok $I=(4-15t)\text{A}$ qonun bo'yicha o'zgaroqda. Konturda vujudga kelgan o'zinduksiya $E\text{YuK}$. nimaga teng bo'ladi.

- A) -15V B) 4V
 C) 15V D) -4V E) 11V

24. Uzun to'g'ri o'tkazgichdan I tok oqmoqda. M nuqtada magnit maydon induksiya vektori qanday yo'nalishga ega?

- A) 4 B) 1 C) 2 D) 3



25. Transformator – bu ... qurilma.

- A) tok va kuchlanishni o'zgartiruvchi
 B) zaryadlangan zarrachalarni tezlashtiruvchi
 C) izotoplarni bo'linishini ta'minlovchi
 D) radioaktiv nurlarni aniqlovchi
 E) o'zgaruvchan tokni to'g'rilab beruvchi

kamaydi. Bu holda konturdagi induksiya $E\text{YuK}$ nimaga teng?

- A) 4V B) 18V
 C) 2V D) 3V E) 1V

27. Tokning o'zgaras qiymatida, konturdagi magnit maydon energiyasini 4 marta kamaytirish uchun kontur induktivligini qanday o'zgartirish kerak?

- A) 2 marta oshirish
 B) 2 marta kamaytirish
 C) 8 marta kamaytirish

26. Kontur bilan cheklangan magnit oqimi 3s da 9Vb dan 3Vb gacha

- D) 16 marta kamaytirish
E) 4 marta kamaytirish

28. Kontur bilan cheklangan magnet oqimi $2s$ da $2Vb$ dan $8Vb$ gacha bir tekis ortib bordi. Konturdagi induksiya E_{YuK} nimaga teng bo'lgan?

- A) $3V$ B) $5V$
C) $20V$ D) $12V$ E) $0V$

29. Kontur bilan cheklangan magnet oqimi $3s$ da $3Vb$ dan $9Vb$ gacha ortdi. Bu paytda konturda induksiya E_{YuK} nimaga teng?

- A) $6V$ B) $1V$
C) $3V$ D) $2V$ E) $18V$

30. Kontur bilan cheklangan magnet oqimi $2s$ da $8Vb$ dan $2Vb$ gacha bir tekis kamaydi. Konturdagi induksiya E_{YuK} nimaga teng bo'lgan?

- A) $2V$ B) $1V$
C) $3V$ D) $6V$ E) $18V$

31. Quyida keltirilgan kattaliklardan qaysi biri o'lchov birligiga ega emas?

- A) Moddaning magnet singdiruvchanligi
B) Tok zichligi
C) Solishtirma qarshilik
D) Elektr zaryadining sirt zichligi
E) XBT tizimida elektr doimiysi

32. G'altak induktivligi nimaga bog'liq emasligini ko'rsating:

- A) O'ramlar soniga
B) G'altak shakliga
C) O'zak materialiga
D) G'altak simining materialiga

33. Qaysi kattalik magnet maydonining kuch xarakteristikasi hisoblanadi:

- A) Amper kuchi
B) Magnet momenti
C) Magnet induksiya vektori
D) Lorens kuchi
E) Magnet oqimi

34. Modda magnet singdiruvchanligining qaysi qiymatlari ferromagnetiklarga mos keladi:

- A) $\mu \gg 1$ B) $\mu \geq 1$
C) $\mu \leq 1$ D) $\mu = 1$
E) $\mu \ll 1$

35. Qanday moddalar tashqi magnet maydonida, uning yo'nalishiga qarama-qarshi magnetlanadi?

- A) Ferrimagnetiklar
B) Ferromagnetiklar
C) Paramagnetiklar
D) Diamagnetiklar
E) Segnetoelektriklar

36. Keltirilgan ifodalar orasidan magnet maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi Amper kuchini toping.

1. $F = q \mathcal{B} \sin \alpha$ 2. $F = I \ell B \sin \alpha$

3. $F = qE$ 4. $dF = I [d\vec{\ell} \vec{B}]$

- A) 2,3 B) 1
C) 2,4 D) 3

37. Keltirilgan tenglamalar orasidan Lorens kuchini toping (magnet maydonda harakatlanayotgan zaryad uchun).

1. $F = IB \ell \sin \alpha$ 2. $F = q \mathcal{B} \sin \alpha$

3. $F = qE$ 4. $\vec{F} = q [\vec{v} \vec{B}]$

- A) 2,3 B) 1,2
C) 1,3 D) 2,4

38. Lorens kuchi ega bo'lmagan xususiyatni ko'rsating.

- A) Tezlanish beradi.
B) Ish bajaradi.
C) Tezlik vektori yo'nalishini o'zgartiradi.
D) Trayektoriyani o'zgartiradi.

39. Elektr toklari bir xil yo'nalishga ega bo'lgan ikkita parallel o'tkazgich o'zaro qanday ta'sirlashadi?

- A) O'zaro ta'sir kuchi nolga teng

- B) O'tkazgichlar tortishadi
 C) O'tkazgichlar itarishadi
 D) Ikkala o'tkazgich bir xil yo'nalishda egiladi.

40. Quyidagi ifogalardan qaysi biri *Bio-Savar - Laplas* qonunini ifodalaydi?

A) $d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{l}\vec{r}]}{r^3}$

B) $\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$

C) $B = \frac{\mu\mu_0}{2} \frac{IR^2}{(\sqrt{R^2 + r^2})^3}$

D) $\vec{B} = \left(\frac{\mu\mu_0}{4\pi} \right) \frac{q [\vec{v}\vec{r}]}{r^3}$

41. Magnit oqimining o'lchov birligini aniqlang.

- A) Tl B) H
 C) Vb D) A/m

42. Magnit induksiyasining o'lchov birligini aniqlang.

- A) Tl B) H C) Vb D) A/m

43. Quyida keltirilgan ifodalardan solenoid ichida hosil bo'ladigan magnit maydon kuchlanganligini aniqlang.

A) $H = nI$

B) $H = nI \frac{r}{R}$

C) $H = \frac{I}{2r}$

D) To'g'ri javob yo'q

44. Magnit maydoni, o'zining xusiyatlariga ko'ra, qanday maydon hisoblanadi?

- A) Uyurmali maydon
 B) Potensial maydon
 C) Nokonservativ maydon
 D) To'g'ri javob yo'q

45. *Solenoid* induktivligiga tegishli ifodani toping.

A) $L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{\ell} S$ B) $L = \varphi / J$

C) $L = \psi / J$ D) $L = \mu\mu_0 n^2 S$

46. Aylanma tok markazida hosil bo'ladigan magnit maydonning induksiyasini aniqlang.

A) $B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi R}$

B) $B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi R}$

C) $B = \frac{\mu\mu_0}{2} \frac{IR^2}{(\sqrt{R^2 + r^2})^3}$

D) $B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R}$

47. Magnit induksiya vektori uchun *Gauss* teoremasini aniqlang:

A) $\oint B_n dS = 0$ B) $\oint B_l dl = 0$

C) $\oint B_l dl = \mu_0 \sum I_i$ D) $\oint B_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i$

48. To'g'ri tasdiqni toping.

A) Tokli yopiq konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish konturdagi tok kuchining kontur bilan o'ralgan sirt orqali magnit oqimining o'zgarishiga (yoki uning oqim tutilishiga) ko'paytmasiga teng.

B) Tokli yopiq konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchning, uning ko'chirishiga ko'paytmasiga teng.

C) Tokli yopiq konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng.

D) Bajarilgan ish magnit doimiysi va toklarning algebraik yig'indisiga teng.

49. Ushbu tenglamalardan qaysilari, zanjir ulanganda va uzilgandagi ekstratoklarning ifodalari hisoblanadi?

A) $I = \frac{dq}{dt}$ B) $I = jS$

C) $I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$ $I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}$

D) $I = \frac{U}{R}$ $I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R}$

50. To'la tok qonuniga ta'rif bering.

A) Tugunda uchrashgan toklarning algebraik yig'indisi nolga teng.

B) Elektr zanjiridagi tok kuchi konturdagi EYuK ga to'g'ri proporsional, qarshilikka esa, teskari proporsional.

C) Magnit maydon kuchlanganligi vektorining ixtiyoriy yopiq kontur bo'ylab sirkulyasiyasi, kontur sirti orqali o'tuvchi toklarning yig'indisiga $\oint Hdl = \sum I_i$ teng.

D) To'g'ri javob yo'q.

51. Moddaning magnitlanganligi nima?

A) Magnitlanganlik J - modda birlik hajmining magnit momenti.

B) Magnitlanganlik, o'lchovsiz kattalik bo'lib, makrotoklar magnit maydonining (H) muhit mikrotoklari hisobiga hecha marta kuchayishini ko'rsatadi.

C) Doimiy magnitlarning magnitlanganligi – bu ularda mikrotoklar mavjudligi natijasidir.

D) Magnitlanganlik – bu atomning xysysiy magnit momentidir \vec{P}_m .

52. Qanday moddalar diamagnetiklar deyiladi?

A) Tashqi magnit maydoni bo'lmganda atom, molekula va ionlarning magnit momentlari nolga teng.

B) Tashqi magnit maydoni bo'lmganida atom, molekula va ionlarning magnit momentlari noldan farqli.

C) Bular shunday moddalarki, ularda \vec{B} ning \vec{H} ga bog'lanishi chiziqli xarakterga ega emas.

D) To'g'ri javob yo'q.

53. *Gisterezis* hodisasi qanday magnetiklar uchun xarakterli?

A) Paramagnetiklar.

B) Diamagnetiklar.

C) Ferromagnetiklar.

D) O'ta diamagnetiklar.

54. Qanday hodisa o'induksiya hodisasi deyiladi?

A) O'zgaruvchan tok zanjiri yaqinidagi o'tkazgichlarda induksiya EYuK ining hosil bo'lishi;

B) Elektr zanjirida, undagi elektr tokini o'zgarishi natijasida elektromagnit induksiya EYuK ining hosil bo'lishi;

C) Qutblangan dielektriklar qutblanishini o'zgarishi vaqtida, issiqlik yutilish yoki ajralish hodisasi;

D) Tashqi maydonni har qanday o'zgarishi natijasida induksion tokning hosil bo'lishi.

55. Elektromagnit induksiyaning elektr yurituvchi kuchi nimaga bog'liq?

A) Konturning shakli va o'lchamiga

B) Tok kuchining o'zgarish tezligiga

C) Konturga tortilgan sirt orqali magnit oqimining o'zgarish tezligiga

D) To'g'ri javob yo'q

56. Magnit maydonida harakatlanayotgan o'tkazgich uchun elektromagnit induksiya EYuK ining ifodasini ko'rsating.

A) $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}$ B) $\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt}$

C) $\mathcal{E} = Blv \sin \alpha$ D) $\mathcal{E} = IR$

57. Elektromagnit induksiya qonunini ko'rsating (Faragey qonuni):

- A) $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$ B) $\varepsilon = -L\frac{dI}{dt}$
 C) $\varepsilon = Blv\sin\alpha$ D) $\varepsilon = IR$

58. Magnit maydon energiyasi va magnit maydon energiya zichligi uchun ifodalarni aniqlang.

1. $W = qu$ 2. $W = \frac{LI^2}{2}$
 3. $W = I^2Rt$ 4. $\omega = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$
 5. $\omega = \frac{\mu\mu_0 E^2}{2}$ 6. $\omega = \frac{ED}{2}$;
 7. $W = \frac{\Phi^2}{2L}$ 8. $W = \frac{I\Phi}{2}$
 9. $\omega = \frac{HB}{2}$ 10. $\omega = \frac{D^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}$

- A) 1,2,3,4 B) 2,4,7,8
 C) 10,7,8,5 D) 3,4,9,8

59. Magnit induksiya vektori uchun Gauss teoremasini aniqlang.

- A) $\oint B_n dS = 0$ B) $\oint B_l dl = 0$
 C) $\oint B_l dl = \mu_0 \sum I_i$ D) $\oint B_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum q_i$


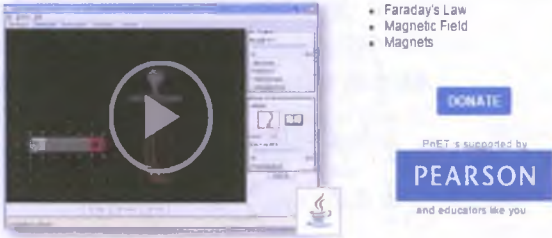

60. Quyida keltirilgan ifodalardan qaysi biri harakatlanayotgan zaryadning magnit maydonini aniqlab beradi?

- A) $d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{r}]}{r^3}$
 B) $\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$
 C) $B = \frac{\mu\mu_0}{2} \frac{IR^2}{(\sqrt{R^2 + r^2})^3}$
 D) $\vec{B} = \left(\frac{\mu\mu_0}{4\pi} \right) \frac{q [\vec{v}\vec{r}]}{r^3}$

61. Magnit induksiya vektori sirkulyatsiyasi haqidagi teoremaning ifodasini ko'rsating:

- A) $\oint B_n dS = 0$
 B) $\oint B_l dl = 0$
 C) $\oint B_l dl = \mu_0 \sum I_i$
 D) $\oint B_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum q_i$

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/radio-waves</p> <p>Radio Waves & Electromagnetic Fields</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Radio Waves 	<p>Topics</p> <p>Radio Waves</p> <p>Description</p> <p>Broadcast radio waves from KPHET. Wiggle the transmitter electron manually or have it oscillate automatically. Display the field as a curve or vectors. The strip chart shows the electron positions at the transmitter and at the receiver.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/faraday</p> <p>Faraday's Electromagnetic Lab</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Faraday's Law • Magnetic Field • Magnets 	<p>Topics</p> <p>Faraday's Law</p> <p>Magnetic Field</p> <p>Magnets</p> <p>Description</p> <p>Play with a bar magnet and coils to learn about Faraday's law. Move a bar magnet near one or two coils to make a light bulb glow. View the magnetic field lines. A meter shows the direction and magnitude of the current. View the magnetic field lines or use a meter to show the direction and magnitude of the current. You can also play with electromagnets, generators and transformers!</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/generato</p> <p>Generator</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Generator • Faraday's Law • Magnetic Field 	<p>Topics</p> <p>Generator</p> <p>Faraday's Law</p> <p>Magnetic Field</p> <p>Induction</p> <p>Description</p> <p>Generate electricity with a bar magnet! Discover the physics behind the phenomena by exploring magnets and how you can use them to make a bulb light.</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/faradays-law>

Faraday's Law



- Faraday's Law
- Magnetic Field
- Magnets

COMMIT

PhET is supported by

Theresa Neil

STRATEGY • DESIGN

and educators like you

Topics

Faraday's Law

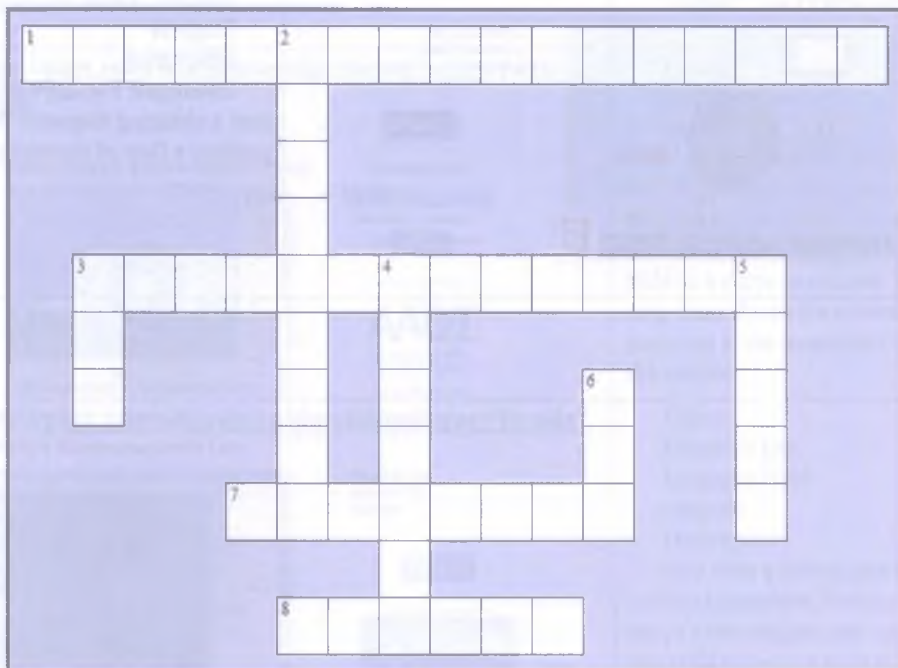
Magnetic Field

Magnets

Description

Investigate Faraday's law and how a changing magnetic flux can produce a flow of electricity!

VI bob bo'yicha krossvord



Gorizontal

1. $(1+x)$ ga teng bo'lgan o'lchovsiz kattalik magnetikning magnit ...

3. Bu ifoda magnit maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi deb ataladi.

7. Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnit maydonini o'zgartira oladigan modda.

$$8. \vec{E} = \frac{\vec{F}_2}{q} = \frac{q \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Vertikal

2. Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya EYuK ni hosil qilish hodisasi o'zaro...

$$3. I = \frac{dq}{dt} = \int_{(s)} j_n dS$$

4. Elektr maydon kuchlanganligi va magnit maydon induksiyasi bo'lgan nuqtada - tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

5. Miqdor jihatidan vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan, ikkita parallel tokli o'tkazgichlar orasida $2 \cdot 10^{-7}$ N ga teng o'zaro ta'sir kuchini hosil qiluvchi tok kuchiga teng kattalik.

6. Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda paydo bo'ladigan kuch.

Nazorat savollari

1. Magnit maydoni nima? Elektromagnit ta'sirning asosiy mohiyati nimada? Tokli o'tkazgichlar orasidagi ta'sir kuchi qanday ifoda orqali aniqlanadi?
2. Magnit maydonining kuch xarakteristikasi qanday fizik kattalik bilan aniqlanadi?
3. Qanday chiziqlar magnit induksiya chiziqlari deyiladi? Ularning yo'nalishi qanday aniqlanadi?
4. Bio-Savar-Laplas qonunini tushuntirib bering va uni har xil o'tkazgichlarga qanday tatbiq qilish mumkin?
5. To'la tok qonuni nima? Solenoid va toroidlarning maydon induksiyasi qanday topiladi?
6. Elektromagnit induksiya hodisasi nima? Elektromagnit induksiya hodisasi uchun Faradey va Lens qonunlarini tushuntiring. Induksiya va o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchlari qanday aniqlanadi?
7. Solenoidning induktivligi qanday topiladi?
8. Elektr zanjirini tok manbaiga ulash va uni manbadan uzishda hosil bo'ladigan toklarning qiymati qanday ifodalar bilan aniqlanadi?
9. Magnit maydon energiyasi qanday ifoda bilan topiladi?
10. Maksvell ifodalarini yozib, tushuntirib bering.

VII BOB. GARMONIK TEBRANISHLAR



MUNDARIJA

- 52-§. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi
- 53-§. Prujinali mayatnik
- 54-§. Fizikaviy mayatnik
- 55-§. Matematik mayatnik
- 56-§. Elektromagnit tebranishlar
- 57-§. Tebranishlarni qo‘shish
- 58-§. So‘nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar
- 59-§. Majburiy mexanik tebranishlar
- 60-§. Majburiy elektromagnit tebranishlar

VII BOB. GARMONIK TEBRANISHLAR

52 - §. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi

Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizikaviy jarayonlar *tebranishlar* deb ataladi. Tabiatda va texnikada tebranma harakatlar keng tarqalgandir. Misol uchun, soat mayatnigining tebranishi, o'zgaruvchan elektr toki va b. Shuning uchun tebranma harakatlarning fizikaviy tabiatiga qarab ularni mexanik, elektromagnit va boshqa tebranishlarga ajratish mumkin. Ammo tebranma harakat yoki jarayonlar turli bo'lishiga qaramay, ularning barchasi umumiy qonuniyatlar asosida yuzaga keladi.

Jism yoki fizikaviy jarayon muvozanat vaziyatiga ega bo'lishi zarur va uni shu holatidan chiqarish va avvalgi vaziyatiga qaytaruvchi kuchlar mavjud bo'lishi kerak. Agar jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch bo'lmagan holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib tursa, bunday tebranishlar *erkin yoki xususiy tebranishlar* deb ataladi. Ular orasida tebranishlarning eng sodda ko'rinishi *garmonik tebranishlardir*.

Garmonik tebranishlarda tebranuvchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan sinus yoki kosinus qonuniyatlariga bo'ysungan holda o'zgarishi kuzatiladi:

$$y = A \cdot \text{Sin}(\omega_0 t + \varphi), \quad (52.1)$$

bu yerda y – tebranuvchi kattalik; A – tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal siljishi); $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ – doiraviy yoki siklik chastota; φ $t = 0$ vaqtdagi tebranishning boshlang'ich fazasi, $\omega_0 t + \varphi$ – t – vaqtdagi tebranish fazasi.

Garmonik tebranuvchi tizimning ayrim holatlari *tebranish davri* deb ataluvchi – T vaqtdan so'ng takrorlanib turadi. Bu davr ichida tebranish fazasi 2π ga o'zgaradi, ya'ni:

$$\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi.$$

Bu yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

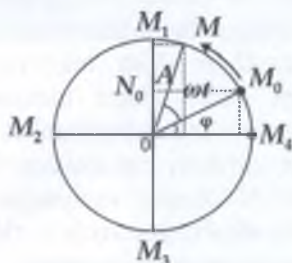
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (52.2)$$

Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar soni *tebranishlar chastotasi* deb ataladi:

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (52.3)$$

Chastota birligi Gers hisoblanadi va 1 Gers - 1 sekund davomida 1 sikl tebranish sodir bo'lishini ko'rsatadi.

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz. M nuqta A radiusli aylana bo'ylab $\omega = \frac{2\pi}{T}$ burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin (145 - rasm). Harakat boshlanishida, $t = 0$ da



145 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz. Shu nuqtaga o'tkazilgan $A = OM_0$ aylananing radiusi M nuqtaning burchak tezligiga teng tezlik bilan ko'rsatgich yo'nalishida aylanadi. Agar $t = 0$ da radius gorizontaal o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa $(\omega t + \varphi)$ qiymatga ega bo'ladi. M nuqta aylana bo'ylab ω burchak tezlik bilan harakatlanganda uning tik diametrga proyeksiyasi N aylana markazi atrofida garmonik tebranishlarni hosil qiladi.

N nuqtaning tik diametr bo'yicha siljishi yoki tebranishi sinus qonuni bilan ifodalanadi:

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad , \quad (52.4)$$

bu yerda y – M nuqtaning tik diametrga proyeksiyasi N nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va *tebranuvchi kattalik* hisoblanadi.

M nuqtaning OX o'qqa proyeksiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

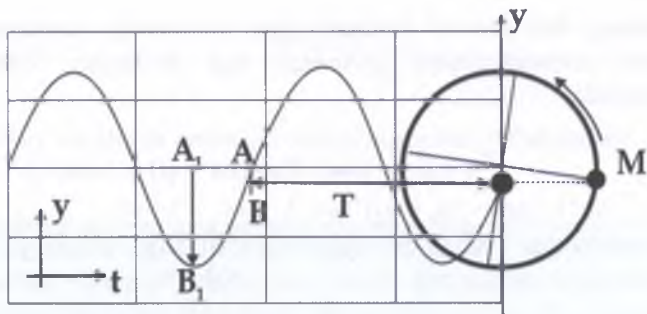
$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \cdot$$

(52.4) ifodada t ni $t + T$ bilan almashtirib, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ga tengligini hisobga olsak, M

nuqtaning tik diametrga proyeksiyasi N ni O nuqta atrofidagi tebranish qiymatiga ega bo'lamiz va x siljish kattaligining davriy ravishda o'zgarishini kuzatamiz.

Gorizontaal o'q bo'yicha vaqtning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishining o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tasavvur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (146 - rasm).

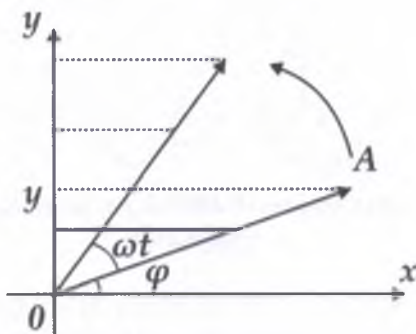
Bu yerda istalgan vertikal AB kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1B_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini ko'rsatadi.



146 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana trayektoriyasidagi holatini y o'qiga proyeksiyasining garmonik tebranishi

Garmonik tebranishlarni grafik ravishda tasvirlash usullaridan yana biri *vektor diagrammalar* usuli hisoblanadi (147 - rasm).

O nuqta atrofida ω_0 o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan o'zgarmas A amplitudaga teng bo'lgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan t vaqtdagi A vektorning vertikal o'qqa proyeksiyasi siljishga tengdir, gorizontaal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa, tebranishning fazasini bildiradi.



147 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri

N nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi) . \quad (52.5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

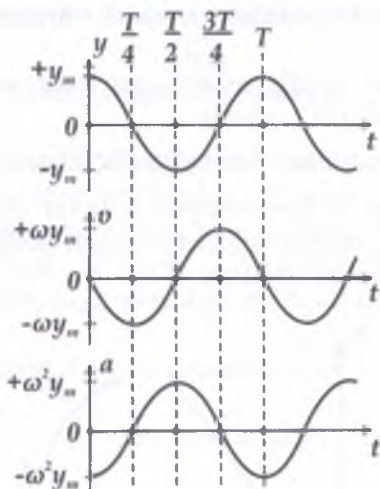
$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y . \quad (52.6)$$

Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir. (52.1) (52.5) va (52.6) ifodalar garmonik tebranishning *kinematika qonunlaridir* (148 - rasm).

(52.6) ifodaning ikki tarafini tebranayotgan nuqtaning massasiga ko'paytirsak, garmonik tebranish *dinamikasining qonuniga* ega bo'lamiz. Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y . \quad (52.7)$$

Garmonik tebranayotgan jismga qo'yilgan kuch siljishga teskari yo'nalgan bo'lib, u jismni muvozanat holatiga qaytarishga intiladi, shu sababli bu kuch – *qaytaruvchi kuch* deb ataladi.



148 - rasm. Garmonik tebranish kinetik parametrlarining vaqtga bog'liq o'zgarishlari

Kuchning siljishga bog'liqligi deformatsiya ta'siridagi elastik kuchni eslatgani uchun, u ba'zan *kvazielastik kuch* deb ham ataladi. O'z navbatida, kvazielastik kuchlar tortishish yoki elastik kuchlar kabi konservativ kuchlarga o'xshaydilar. Shu sababli, garmonik tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga amal qiladi

$$E = T + U = \text{const} . \quad (52.8)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} . \quad (52.9)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potensial energiya U nolga teng bo'ladi. U holda to'la energiya

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

teng bo'ladi. Boshqa vaqtlarda potentsial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}. \quad (52.10)$$

Dinamikaning ikkinchi qonunidan, tebranayotgan jismlar uchun quyidagi ifodani o'rinli, deb hisoblasa bo'ladi:

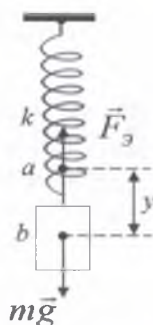
$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y; \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0. \quad (52.11)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning *differensial tenglamasi* deb ataladi. Uning yechimi $y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ dan iboratdir.

53 - §. Prujinali mayatnik

Garmonik tebranma harakat qiluvchi tizimlarga misol tariqasida turli ko'rinishdagi mayatniklarni keltirish mumkin.

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (149 - rasm).



149 - rasm. Prujinali mayatnik

Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik deb hisoblanadi. Shuning uchun uning massasi hisobga olinmaydi.

Yukcha a holatda bo'lganida, yukning og'irligi bilan cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi muvozanatda ekanligini e'tiborga olamiz.

Agar spiralli prujinani cho'zib, yukchani b nuqtaga siljitib qo'yib yuborsak, u holatda yukcha yuqori va pastga qarab tebrana boshlaydi. Demak, t vaqtda, yukcha b nuqtada bo'lganida yukchaga ta'sir etuvchi kuchni quyidagicha ifodalaymiz:

$$F = -ky, \quad (53.1)$$

bu yerda k – prujinaning elastiklik kuchi, u yukning siljishi (y) ga proporsionaldir.

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (53.1) ifodani (52.4) ifoda bilan solishtirib, quyidagi tenglikka ega bo‘lamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 \cdot A \cdot \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{y} = -k\vec{y}$$

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2} \quad (53.2)$$

Prujinali mayatnikning tebranish davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \text{ ga} \quad (53.3)$$

teng bo‘ladi.

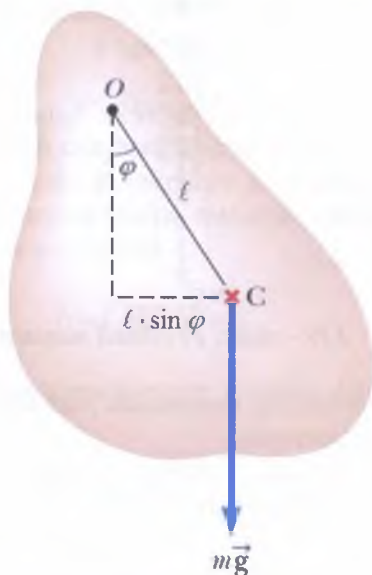
54 - §. Fizikaviy mayatnik

Fizikaviy mayatnik– bu og‘irlik markazi S nuqtadan o‘tgan, O o‘q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (150 - rasm).

Bu yerda O – tebranish o‘qi markazi, S – tebranayotgan m – massali jismning og‘irlik markazi, mg – jismning og‘irlik kuchi, ℓ – fizikaviy mayatnikning yelkasi.

Agar mayatnik kichik φ burchakka og‘dirilsa, mayatnikka qo‘yilgan kuch momenti

$$M = -mg\ell \cdot \sin \varphi \approx -mg\ell \cdot \varphi \text{ ga} \quad (54.1)$$



150 - rasm. Fizikaviy mayatnik

teng bo‘ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = I \frac{d^2 \varphi}{dt^2}. \quad (54.2)$$

(54.1) ifodaga tenglashtirasak, quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$I \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mg\ell \cdot \varphi;$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mg\ell}{I} \varphi = 0. \quad (54.3)$$

Bundan fizikaviy mayatnikning siklik chastotasi

$$\omega = \sqrt{\frac{mg\ell}{I}} \text{ ga}$$

teng bo‘linishi ko‘rinib turibdi. Fizikaviy mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}}. \quad (54.4)$$

55 - §. Matematik mayatnik

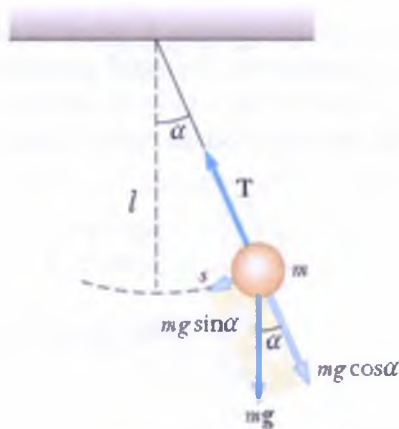
Matematik mayatnik – og‘irligi hisobga olinmaydigan, ℓ uzunlikdagi cho‘zilmaydigan ipga osilgan m massali moddiy nuqtadir (151 - rasm).

U fizikaviy mayatnikning xususiy holdir. Ip vertikal o‘qdan kichik α burchakka siljiltisa, m massali moddiy nuqtaning inersiya momenti

$$I = m\ell^2 \text{ ga}$$

teng bo‘ladi. (54.4) - ifodaga inersiya momenti qiymatini qo‘ysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega bo‘lamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}. \quad (55.1)$$



151 - rasm. Matematik mayatnik

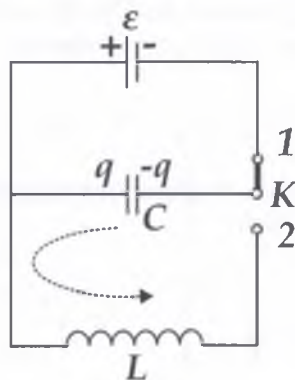
Umumiy holatda fizikaviy mayatnikning tebranish davri $\alpha = \varphi_0$ bog'liq bo'ladi:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \cdot \left(1 + \frac{1^2}{2^2} \cdot \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} + \frac{1^2 \cdot 3^2}{2^2 \cdot 4^2} \cdot \sin^4 \frac{\varphi_0}{2} + \dots \right)$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{mgd}} \cdot \left(1 + \frac{1^2}{2^2} \cdot \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} + \frac{1^2 \cdot 3^2}{2^2 \cdot 4^2} \cdot \sin^4 \frac{\varphi_0}{2} + \dots \right)$$

56 - §. Elektromagnit tebranishlar

C kondensator va L induktivlikdan tashkil topgan yopiq elektr zanjirida yuz beradigan zaryad, kuchlanish va toklarning tebranishlarini kuzatamiz. Eng sodda tebranish konturi 152 - rasmda keltirilgan.

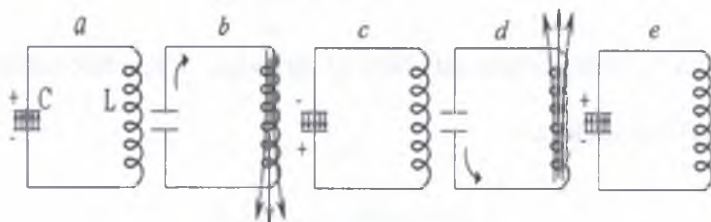


152 - rasm. Eng sodda yopiq elektr zanjiri

Berk zanjirning qarshiligini hisobga olmaymiz. K kalitni 1-holatga ulab, kondensatorni U_c potentsiallar farqigacha zaryadlaymiz. Keyin K kalitni 2 - holatga keltirib, yopiq zanjir hosil qilamiz. Boshlanishda energiyaning hammasi

$$W = \frac{CU_c^2}{2}$$

kondensatorning elektr maydonida joylashgan bo'ladi (153-a rasm).



153 - rasm. Yopiq elektr zanjirida elektromagnit tebranishlar

Keyin esa kondensator L induktivlik g'altagi orqali razryadlana boshlaydi va g'altak ichida magnit maydoni hosil bo'ladi. Kondensator to'la razryadlanganda zanjir orqali o'tayotgan tok maksimal qiymatga erishadi va barcha energiya g'altak ichidagi magnit maydoniga joylashgan bo'ladi (153-b rasm).

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{CU_c^2}{2}$$

L induktivlik g'altak qarshiligi ortishi bilan tokning qiymati kamaya boshlaydi, natijada g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi

$$\mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{dl}{dt}$$

paydo bo'ladi. Bu EYuK zanjirdan o'tayotgan tokni o'sha yo'nalishda tiklashga intiladi. Natijada, C kondensator yana zaryadlana boshlaydi (153c- rasm), ammo kondensator qoplamalarida zaryadlarning ishorasi avvalgi holatiga nisbatan teskari bo'ladi.

Zanjir bo'yicha tok yo'qolganda, C - kondensator to'la zaryadlanib bo'ladi va barcha energiya kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydoniga joylashadi.

Undan keyin teskari yo'nalishda kondensator razryadlana boshlaydi va barcha energiya g'altak ichidagi teskari yo'nalishdagi magnit maydoniga o'tadi (153-d rasm). Shunday qilib, zanjirdagi elektromagnit tebranish bitta to'la tebranish davridan o'tadi.

Kondensatordagi potentsiallar farqi

$$U_c = \frac{Q}{C} \text{ ga}$$

tengdir. Kirxgoffning 2-qoidasidan tebranish konturidagi elektromagnit tebranishning differensial tenglamasini topamiz:

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} \quad \text{yoki} \quad \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} Q = 0. \quad (56.1)$$

Bu tenglamaning yechimi siljish tenglamasi

$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi) \text{ ga}$$

o'xshashdir. Faqat "y" tebranuvchi kattalikni Q zaryadga, ω burchak tezlikni $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ bilan almashtirsak, quyidagi ifodaga:

$$Q = Q_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) \quad (56.2)$$

ega bo'lamiz. Kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$U_c = \frac{Q_0}{C} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) \quad (56.3)$$

(56.2) ifodadan vaqt bo'yicha hosila olsak, tebranish konturidagi tokning vaqt bo'yicha garmonik tebranish ifodasiga ega bo'lamiz:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (56.4)$$

(56.2), (56.3), (56.4) ifodalardan kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqi va kontur bo'yicha toklar o'zgarishi garmonik qonunlarga bo'ysunishi, ularning tebranish chastotalari bir xil qiymatga ega bo'lishi, kuchlanish va zaryadning fazalari bir xil ekanligi va tokning fazasidan $\pi/2$ qiymatga orqada qolishi ko'rinib turibdi.

Agar, siklik chastota $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ligini hisobga olsak, ideal konturning tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (56.5)$$

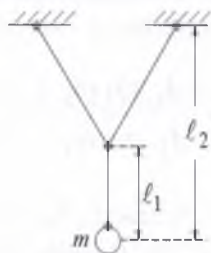
Bu ifoda *Tomson ifodasi* deb ataladi.

57- §. Tebranishlarni qo‘shish

Ayrim tebranuvchi tizimlarda jism bir vaqtning o‘zida bir necha harakatda qatnashishi mumkin. Shunday tizimlardan biri quyidagi 154 - rasmda keltirilgan.

m massali jism rasm tekisligida ℓ_1 uzunlikdagi oddiy mayatnik singari tebranadi. Shu tekislikka perpendikulyar yo‘nalishda esa, ℓ_2 uzunlikdagi mayatnik kabi tebranadi. Shu sababli, jismning natijaviy harakatini aniqlash zarur bo‘ladi.

Quyida garmonik tebranishlarni qo‘shishning ayrim hollarini ko‘rib chiqamiz.



154 - rasm. M massali jismning bir-biriga perpendikulyar tekisliklardagi tebranishi

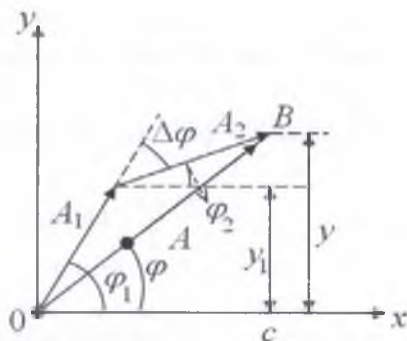
1) Bir yo‘nalishdagi tebranishlarni qo‘shish

Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farq qiladigan ikkita

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \quad y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \quad (57.1)$$

tebranishlarda ishtirok etadi, deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo‘shish qulaydir (155 - rasm). \vec{A}_1 va \vec{A}_2 vektorlar bir xil ω burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o‘zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi) . \quad (57.2)$$



155 - rasm. Bir yo‘nalishdagi tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulida qo‘shish

\vec{A} vektor \vec{A}_1 va \vec{A}_2 vektorlarning geometrik yig'indisiga teng, ya'ni $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$, l uning ustiga oldingi ω burchak tezlik bilan aylanadi.

Natijaviy tebranish amplitudasining kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (57.3)$$

φ boshlang'ich faza $\operatorname{tg} \varphi = \frac{B\vec{C}}{O\vec{C}}$ nisbat bilan aniqlanadi yoki

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \text{ ga} \quad (57.4)$$

tengdir. Shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo'nalishda sodir bo'ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o'sha chastota bilan, o'sha yo'nalishda garmonik tebranadi. (57.3) ifodadan, A amplituda $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$ bo'lganda maksimal,

$\varphi_1 - \varphi_2 = (2m - 1)\frac{\pi}{2}$ bo'lganda minimal va $A_1 = A_2$ bo'lganda nol qiymatlarga ega

bo'lishi ko'rinib turibdi. Bu yerda $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, qiymatlarni qabul qiladi. Natijaviy tebranishga o'sha yo'nalishda ω burchak tezlikli uchinchi tebranishni qo'shilishi shu chastotali yangi garmonik tebranishga olib keladi.

2) Tebranish yo'nalishi bir xil, chastota, amplituda va boshlang'ich fazalari har xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \right\}. \quad (57.5)$$

Agarda, $\omega_1 = \omega_2$ va $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ bo'lsa, ikkita tebranishlar amplitudasi bir xil bo'ladi.

Faraz qilaylik, $\omega_2 > \omega_1$ bo'lsin. Bu holda, tebranishlarni qo'shishni analitik usul bilan amalga oshirish qulaydir.

(57.5) ifodadagi ikkita tenglikni qo'shsak, natijaviy tebranish tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$y = y_1 + y_2 = 2A_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \varphi\right), \quad (57.6)$$

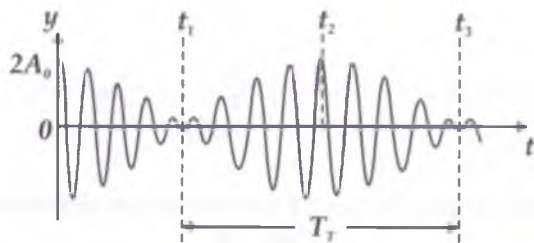
bu yerda $\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \varphi\right)$ — davriy ko'paytmadir, $A = \left| 2A_0 \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \right|$ — natijaviy tebranishning amplitudasidir.

Jism siljishi yo'nalishining ishorasi o'zgarib turganligi uchun, A amplitudaning ifodasini moduli bo'yicha olamiz. Amplituda vaqtga bog'liq bo'lib, ω_1 va ω_2 yarim farqlariga teng bo'lgan chastota bo'yicha o'zgarib turadi. Bunday tebranish 156 - rasmda keltirilgan, uzluksiz chiziq siljish o'zgarishini, amplituda o'zgarishi esa natijaviy tebranishni tasvirlaydi. Natijaviy tebranish amplitudasi goh ortib, goh kamayib turadi. Shunday davriy o'zgaradigan amplitudali tebranish *tepkilar* yoki *tepkili tebranishlar* deb ataladi.

Tebranishni tashkil etuvchilarning amplitudalari bir-biriga teng bo'lmasa, natijaviy tebranish amplitudasi nolgacha tushmaydi va fazalar farqi π ga teng bo'lganda minimumdan o'tadi. (57.6) tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$y = 2A_0 \cos \Omega t \sin \omega t,$$

bu yerda $\Omega = 2\pi\nu = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$; $\nu = \frac{\nu_1 - \nu_2}{2}$, ya'ni $\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ siklik chastota $\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ chastotaga mos keladi.



156 - rasm. Yo'nalishlari bir xil bo'lgan tebranishlarni qo'shishda tepkilarning hosil bo'lishi

Bitta to'la tebranish vaqtida tebranish amplitudasi ikki marta maksimumga erishadi, shu sababli tepkilar chastotasi qo'shiladigan tebranishlar chastotalari farqiga teng bo'ladi. Ko'pincha tepki hodisasi tovushli va elektr tebranishlarida kuzatiladi.

3) Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish

Moddiy nuqta x o'qi bo'ylab va unga perpendikulyar bo'lgan y o'qi bo'ylab tebranishi mumkin. Agarda ikki tebranishni qo'zg'atsak, moddiy nuqta tebranishni tashkil etuvchilari trayektoriyalaridan farqli bo'lgan qandaydir trayektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Nuqtaning siljish tenglamasi mos ravishda y va x o'qlari bo'ylab quyidagicha bo'lsin:

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1); \quad x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2). \quad (57.7)$$

bu yerda $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (57.7) tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat trayektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

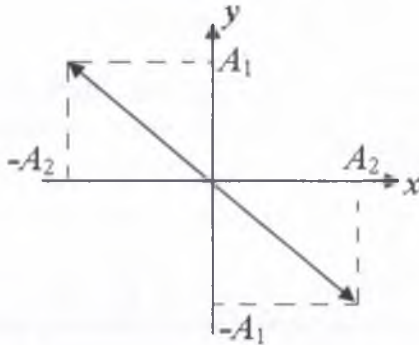
$$\frac{y}{A_1} = \sin(\omega_0 t + \varphi_1); \quad \frac{x}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \varphi_2).$$

Bu tenglamalardan t vaqtini yo'qotsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (57.8)$$

Bu tenglama, o'qlari x va y koordinata o'qlari bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi; 3\pi; \dots$$



157 - rasm. Fazalar farqi nolga teng tebranishlar qo'shilishdagi natijaviy tebranish ($\Delta\varphi = 0$)

Bir necha xususiy hollarda trayektoriya ifodalarini tekshirib ko'ramiz:

a) Fazalar farqi nolga teng bo'lsin, ya'ni $\Delta\varphi = 0$. U holda (57.8)- tenglama quyidagi ko'rinishni oladi

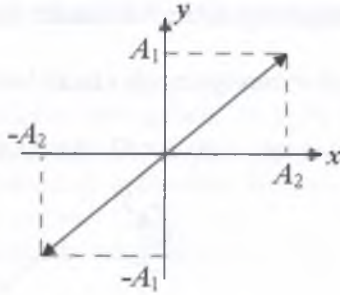
$$\left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0.$$

Bu tenglamaning yechimi $\frac{y}{A_1} = -\frac{x}{A_2}$ yoki $y = -\frac{A_1}{A_2}x$

to'g'ri chiziqdan iboratdir. Nuqta koordinatalar tizimining ikkinchi va to'rtinchi kvadrantlaridan o'tuvchi chiziq bo'ylab tebranadi (157 - rasm).

Nuqtaning siljishi $r = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega_0 t$ ga teng bo'ladi. Bu yerda $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ – uning amplitudasi, ω_0 – siklik chastotasidir.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 0; 2\pi; \dots$$



158 - rasm. Fazalar farqi π ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish ($\Delta\varphi = \pi$)

b) fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$ ga teng bo'lsin. (57.8) tenglamadan quyidagi to'g'ri chiziq tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{y}{A_1} = \frac{x}{A_2}$$

Bu to'g'ri chiziq koordinatalar tizimining birinchi va uchinchi kvadrantlaridan o'tadi (158 - rasm).

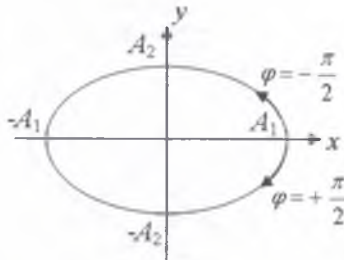
c) fazalar farqi $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lsin, u holda, (57.8) - tenglama ellips tenglamasiga o'tadi:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1.$$

Bu yerda ellipsning yarim o'qlari tebranish amplitudalariga teng bo'ladi. $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ va $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$ hollar ellips bo'yicha harakat yo'nalishlari bilan farq qiladilar (159 - rasm).

$A_1 = A_2$ bo'lganda ellips aylanaga aylanadi.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 3\pi/2; 7\pi/2\pi; \dots$$

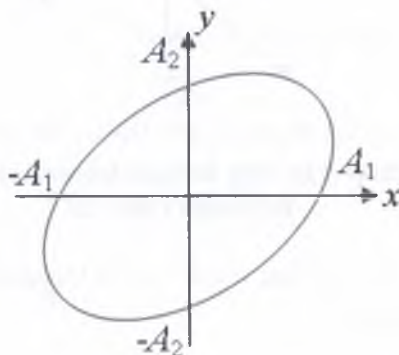


159 -rasm. Fazalar farqi $\pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy

tebranish

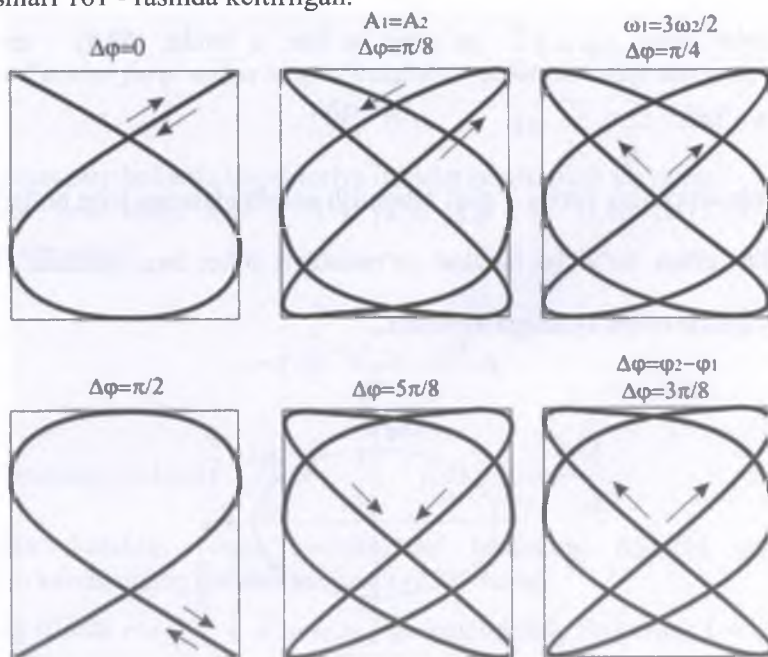
d) ikkala tebranish davrlari bir xil bo'lib, fazalar farqi $\frac{\pi}{2}$ dan farq qilsa, nuqtaning trayektoriyasi og'ishgan ellips ko'rinishga ega bo'ladi (160 - rasm).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2; 5\pi/2\pi; \dots$$



160-rasm. Og'ishgan ellips ko'rinishidagi natijaviy tebranish $\Delta\varphi \neq \frac{\pi}{2}$

e) tebranishni tashkil etuvchilar davrlari har xil bo'lganda va har xil boshlang'ich fazalarda natijaviy tebranish trayektoriyalari murakkab ko'rinishga ega bo'ladi. Ularning ayrim ko'rinishlari 161 - rasmda keltirilgan.



161 - rasm. Lissaju figuralari

Bunday egri chiziqlar *Lissaju figuralari* deb ataladi.

58 - §. So‘nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar

Vaqt o‘tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo‘qotilishiga bog‘liq tebranishlar – so‘nuvchi tebranishlar deb ataladi. Boshqacha qilib aytganda, energiya zahirasi muhitning qarshiligi, ishqalanish kuchlarini yengishga sarf bo‘ladi va tebranish so‘na boshlaydi, tebranish amplitudasi asta-sekin kamaya boradi. Bu hollarda *erkin so‘nuvchi tebranma harakatlar* kuzatiladi (162 - rasm).

Mexanik tebranma harakatlarda ishqalanish hisobiga mexanik energiya issiqlik energiyasiga o‘tib, kamaya boradi.

Elektromagnit energiya elektromagnit tebranish tizimi qarshiliklarida issiqlik ajralishiga sarf bo‘lishi hisobiga kamaya boradi.

Oddiy chiziqli tizimlarni, ya‘ni prujinali mayatnik yoki induktivlik, sig‘im va qarshilikda iborat bo‘lgan tebranish konturini ko‘rib chiqamiz.

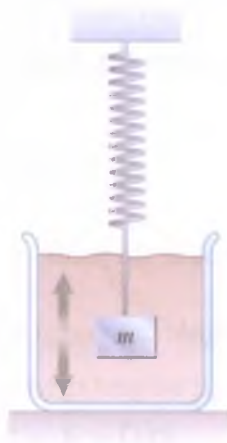
So‘nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Tebranuvchi jismga qaytaruvchi kuch va jismning harakat tezligiga proporsional bo‘lgan qarshilik kuchlarning yig‘indisi ta‘sir etadi, deb hisoblaylik.

Bu yerda $F_q = -r \frac{dy}{dt}$ qarshilik kuchi; r – qarshilik koeffitsiyenti, $\frac{dy}{dt}$ – harakat tezligi, “-“ ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo‘nalishiga teskari ekanligini bildiradi.

OY o‘q bo‘ylab to‘g‘ri chiziqli so‘nuvchi tebranish uchun Nyutonning II qonuni quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_c = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt}. \quad (58.1)$$

Bu yerda y – tebranuvchi kattalik; ω_0 – qarshilik kuchi yo‘qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chastotasidir.



162 - rasm. Erkin so‘nuvchi tebranma harakatga misol

Tenglikning hadlarini m ga bo'lsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0. \quad (58.2)$$

Bu ifoda erkin so'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasi deb ataladi.

Bu yerda $\frac{r}{m} = 2\beta$, β – so'nish koeffitsiyenti deb ataladi.

(58.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0 \quad (58.3)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi) \text{ dan} \quad (58.4)$$

iboratdir. Bu yerda $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ so'nuvchi tebranishning chastotasidir

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}. \quad (58.5)$$

Muhitning qarshiligi bo'lmagan holatda ($r = 0$) (58.5) – ifoda tizimning *xususiy chastotasiga* tenglashadi:

$$\omega' = \omega_0.$$

(58.4) funksiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi:

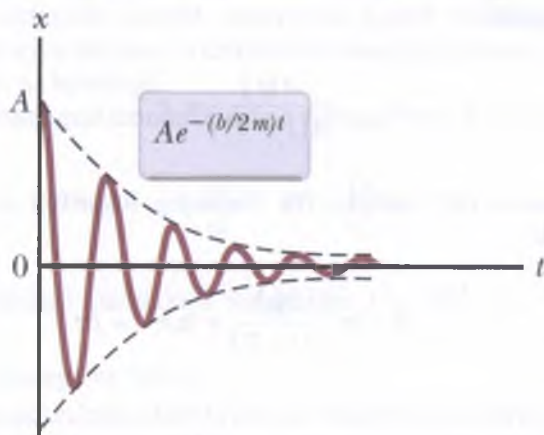
$$A(t) = A_0 e^{-\beta t}$$

so'nuvchi tebranish deb qarash mumkin. Bu yerda A_0 – vaqtning boshlang'ich holatidagi tebranish amplitudasidir.

163 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan. Egri chiziqlarning yuqorigisi

$$A(t) = A_0 e^{-\beta t}$$

funksiya grafigini belgilaydi. Bu yerda A_0 va y_0 boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.



163 - rasm. Erkin so'navchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog'liq o'zgarishi

Boshlang'ich siljish y_0 o'z vaqtida, A_0 dan tashqari, boshlang'ich fazaga ham bog'liqdir:

$$y_0 = A_0 \sin \alpha .$$

Tebranishning so'nish tezligi $\beta = \frac{r}{2m}$ bilan aniqlanadi va u *so'nish koeffitsiyenti* deb ataladi.

Amplituda "e" marta kamayishiga ketgan vaqt

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \quad \tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r} \text{ ga}$$

tengdir. So'navchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'} \tag{58.6}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Muhitning qarshiligi sezilarli ravishda kichik bo'lganda ($\beta^2 < \omega_0^2$), tebranish davri xususiy davrga teng bo'ladi:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} .$$

Soʻnish koeffitsiyenti ortishi bilan tebranish davri orta boradi.

Bitta toʻla davrning boshlangʻich va oxirgi holatlariga mos keluvchi amplitudalar nisbati quyidagiga tengdir:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta\tau} \quad (58.7)$$

va u soʻnish dekrementi deb ataladi. Bu ifodaning logarifmi soʻnishning logarifmik dekrementi deb ataladi:

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta\tau} = \beta\tau \quad (58.8)$$

Soʻnishning logarifmik dekrementi bir davr ichida amplitudaning nisbiy kamayishini xarakterlaydi, soʻnish koeffitsiyenti esa, amplitudaning birlik vaqt ichidagi nisbiy kamayishini koʻrsatadi.

Yuqorida taʼkidlanganidek, soʻnish koeffitsiyenti r qarshilik koeffitsiyentiga toʻgʻri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proporsionaldir.

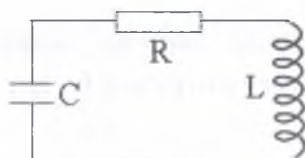
(58.5) ifodadan siklik chastota ω' xususiy chastota – ω_0 dan kichikligi koʻrinib turibdi. Agarda, muhitning qarshiligi juda katta boʻlsa $\beta > \omega_0$ dir, ildiz ostidagi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifoda manfiy, siklik chastota esa, mavhum boʻladi. Bu holatda jism davriy boʻlmagan – **aperiodik** harakat qilaboshlaydi (164 - rasm).



164 - rasm. Davriy boʻlmagan aperiodik tebranish $\beta > \omega_0$

Qarshilikli elektromagnit zanjirdagi erkin soʻnuvchi tebranishlar

Kondensator, gʻaltak va qarshilikdan iborat boʻlgan har qanday zanjirda elektromagnit soʻnuvchi tebranishlar sodir boʻladi. Shunday zanjir 165 - rasmda tasvirlangan.



165 - rasm. Qarshilikli elektromagnit zanjiri

Agar, kondensatorni zaryadlasak va zanjirni o'z holicha qoldirsak, unda so'navchi elektromagnit tebranishlar sodir bo'ladi. Chunki tok zanjir bo'yicha qarshilik qismidan o'tayotganda elektr energiyasi issiqlik energiyasi ajralib chiqishiga sarf bo'ladi. Shu sababli, konturdagi energiya zahirasi va tebranishlar amplitudasi asta - sekin kamaya boradi, natijada tebranishlar so'na boshlaydi.

So'navchi elektromagnit tebranish uchun Kirxgoffning II qoidasini yozamiz:

$$-L \frac{dI}{dt} = RI + \frac{Q}{C}, \quad (58.9)$$

bu yerda RI – qarshilikdagi kuchlanish tushishidir. I ni $\frac{dQ}{dt}$ va $\frac{dI}{dt}$ ni $\frac{d^2Q}{dt^2}$ bilan almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0. \quad (58.10)$$

Bu ifoda erkin so'navchi tebranishlarning differensial tenglamasining o'zidir. Bu vaqtda tebranuvchi kattaliklar bir-biriga quyidagicha o'xshashlikka egadirlar:

$$y \rightarrow Q, \quad r \rightarrow R, \quad m \rightarrow L \quad \text{va} \quad \omega_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Endi $\beta = \frac{R}{2L}$, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ belgilashlarni kiritsak, (58.10) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (58.11)$$

Bu differensial tenglama so'navchi mexanik tebranishlarning differensial tenglamasiga o'xshashdir. $\beta^2 < \omega_0^2$ yoki $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$ shartlar bajarilgan holda, (58.11) ifodaning yechimi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \quad (58.12)$$

bu yerda

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (58.13)$$

Bu holda ham, elektromagnit so'navchi tebranishlar chastotasi ω' xususiy chastota ω_0 dan kichikdir.

$R = 0$ bo'lganda $\omega' = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ shart bajariladi. Faza o'zgarishi nolga teng bo'lgan ($\alpha = 0$) oddiy holatni ko'ramiz.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin \omega' t . \quad (58.14)$$

Tok uchun

$$I = Q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin \omega' t + \omega' \cos \omega' t] , \quad (58.15)$$

$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ tenglamadan xususiy chastotani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega'^2 + \beta^2} .$$

Natijada, tok qiymati quyidagi ko'rinishni oladi:

$$I = \omega_0 Q e^{-\beta t} \left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \sin \omega' t + \frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \cos \omega' t \right] . \quad (58.16)$$

Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish tushishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{Q_0}{C} e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) . \quad (58.17)$$

Qarshilikli tebranish konturida kondensator qoplamalaridagi zaryad, kuchlanish tushishi va toklar bir xil so'nish koeffitsiynti bilan erkin so'nuvchi tebranish hosil qiladilar. Bu holda zaryad va kuchlanish bir xil fazada tebranadilar, tok fazasi esa doimo $\frac{\pi}{2}$ burchakda oldinda boradi [1,4].

59 - §. Majburiy mexanik tebranishlar

Doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi *majburiy tebranishlar* deb ataladi. Ta'sir etuvchi kuch *majbur etuvchi kuch* deb ataladi.

Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan o'zgaradi:

$$F = F_0 \sin \omega t ,$$

bu yerda F_0 – majbur etuvchi kuchning amplitudasi; ω – shu kuch o'zgarishining siklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi

kuch $F_q = -ky = -m\omega_0^2 y$ va muhitning qarshilik kuchi $Fq = -r\upsilon = r \frac{dy}{dt}$ ta'sir etadi. Bu kuchlarning ta'siri natijasida m massali tizim Nyutonning II qonuniga asosan a - tezlanish oladi.

$$ma = -ky - r\upsilon + F_0 \sin \omega t. \quad (59.1)$$

Bu ifodaning ikki tarafini m massaga bo'lsak, m tebranayotgan jism tezlanishining ifodasiga ega bo'lamiz:

$$a = -\frac{k}{m} y - \frac{r}{m} \upsilon + \frac{F_0}{m} \sin \omega t.$$

Quyidagi almashtirishlardan so'ng

$$a = \frac{d^2 y}{dt^2}; \quad \upsilon = \frac{dy}{dt}; \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2\beta; \quad \frac{F_0}{m} = f_0$$

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = f_0 \sin \omega t. \quad (59.2)$$

Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, bir jinsli bo'lmagan differensial tenglamadir. Tenglamaning yechimi ikki funksiyaning yig'indisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin \left(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \right) t + A \sin(\omega t + \varphi). \quad (59.3)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

siklik chastotali so'nuvchi tebranish va ω chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir.

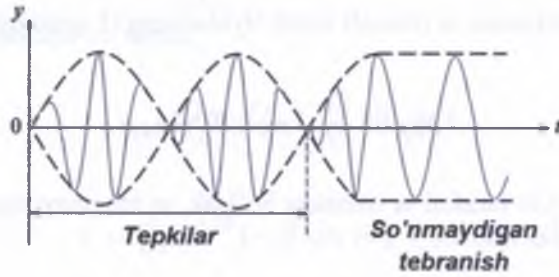
Avval, $\omega' \neq \omega$ holatda *tepkilar* hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \text{ ning} \quad (59.4)$$

o'zi qoladi (166 - rasm).

Bu yechimni (59.2) ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2. \quad (59.5)$$



166 - rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo'lishi

Bu ifodadan majburiy tebranishlar amplitudasi va boshlang'ich fazaning tangensi qiymatlarini topishimiz mumkin:

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \quad (59.6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (59.7)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning ω_0 va β parametrlariga bog'liqdir. ω_0 va β ning aniq qiymatlarida ω chastotani o'zgartirib, amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin.

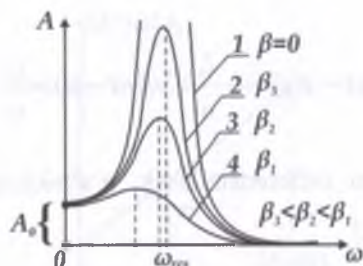
$\omega \rightarrow \omega_{\text{rez}}$ bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga ortishi hodisasi – rezonans hodisasi deb ataladi.

Rezonans hodisasi sodir bo'ladigan chastota rezonans chastotasi deb ataladi va u (59.6) ifodaning mahraji minimumga erishishi sharti orqali aniqlanadi:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\omega} \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} &= 0 \\ 4(\omega_0^2 - \omega^2) \cdot \omega + 8\beta^2 \omega &= 0 \quad (\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0 \\ \omega_{\text{rez}} &= \sqrt{\omega_0^2 + 2\beta^2} \end{aligned} \quad (59.8)$$

167 - rasmda majburiy tebranishlar amplitudasining tashqi kuch chastotasiga bog'liq egri chiziqlari – rezonans chiziqlari keltirilgan.

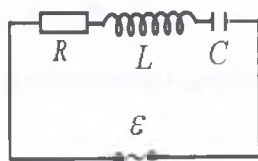
Rezonans chastotasi β – so'nish koeffitsiyentiga bog'liq va $\beta \rightarrow 0$ bo'lganda, $\omega_{\text{rez}} = \omega_0$, $A \rightarrow \infty$ ga intiladi. β qancha kichik bo'lsa, egri chiziq shuncha yuqoriga ko'tariladi va o'tkir xarakterga ega bo'ladi. Natijada, rezonans chastotasi tizimning ω_0 xususiy chastotasiga yaqinlashadi.



167 - rasm. Majburiy tebranishlar amplitudalarining rezonans chiziqlari

60 - §. Majburiy elektromagnit tebranishlar

Elektromagnit tebranishlar soʻnmasligi uchun, tebranish konturiga R – qarshilik; L – induktivlik va S – sigʻimga ketma-ket va parallel ulangan, $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ garmonik qonun boʻyicha oʻzgaradigan, majbur etuvchi tashqi EYuK kiritiladi (168- rasm).



168 - rasm. Majburiy elektromagnit tebranishni hosil qiluvchi elektr zanjiri

Kirxgoff qoidasiga asosan ε ning oniy qiymati kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining oniy qiymatlari yigʻindisiga tengdir.

$$U_L + U_R + U_C = \varepsilon, \quad (60.1)$$

bu yerda U_L – induktivlikdagi, U_R – qarshilikdagi va U_C – kondensatordagi kuchlanish tushishlaridir. (60.1) ifodada quyidagi almashtirishlarni amalga oshirsak;

$$U_L = L \frac{d^2 Q}{dt^2}; \quad U_R = R \frac{dQ}{dt}; \quad U_C = \frac{Q}{C}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

majburiy elektromagnit tebranishlarning differensial tenglamasiga ega boʻlamiz.

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = \varepsilon_0 \sin \omega t. \quad (60.2)$$

Bu tenglamaning yechimini konturdagi tok uchun quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \quad (60.3)$$

va uni integrallasak, kondensator qoplamalaridagi zaryadning oʻzgarish qonunini topishimiz mumkin:

$$Q = \int I_0 \sin(\omega t - \varphi) dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos(\omega t - \varphi) = \frac{I_0}{\omega} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right), \quad (60.4)$$

o'z navbatida bu tenglamani differensiallasak, g'altakdagi tokning o'zgarish tezligini topishimiz mumkin.

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = I_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right). \quad (60.5)$$

(60.1) va (60.4) ifodalardan foydalansak, quyidagi majburiy elektromagnit tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$L \omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + R I_0 \sin(\omega t - \varphi) + \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (60.6)$$

(60.1) va (60.6) tenglamalardan quyidagi qonuniyatlarni tasavvur qilishimiz mumkin:

1) $U_L = L \omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$; $R_L = \omega L$ konturning induktivlik qarshiligidagi kuchlanishning tebranish qonuni;

2) $U_R = R I_0 \sin(\omega t - \varphi)$ - R aktiv qarshilikdagi kuchlanishning tebranish qonuni;

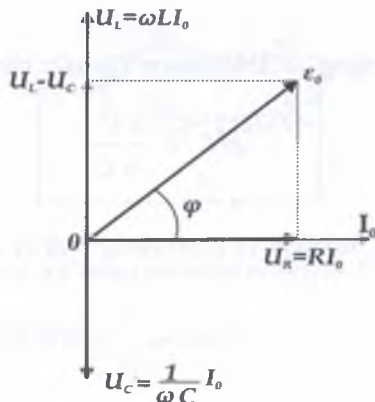
3) $U_C = \frac{1}{\omega C} I_0 \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right)$, $R_C = \frac{1}{\omega C}$ sig'im qarshiligidagi

kuchlanishning tebranish qonuni. Bu yerda $\omega L I_0 = U_{L0}$; $R I_0 = U_{R0}$; $\frac{I_0}{\omega C} = U_{C0}$ - induktivlik, qarshilik va sig'imdagi kuchlanishlarining amplituda qiymatlaridir.

U_L, U_R va U_C kuchlanishlarni taqqoslasak, U_R ga nisbatan U_L fazasi $+\frac{\pi}{2}$

oldinda, U_C fazasi esa, $-\frac{\pi}{2}$ orqada qoladi (169 - rasm).

Rasmda yuqoridagi kuchlanishlarning fazaviy holatlari kuchlanishning vektor diagrammasi ko'rinishida keltirilgan.



169 - rasm. Elektromagnit zanjirning induktivlik qarshiligi va sig'imidagi kuchlanishlarning amplitudalari

Diagrammadan

$$\epsilon_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 I_0^2 . \quad (60.7)$$

Bu yerdan

$$I_0 = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} . \quad (60.8)$$

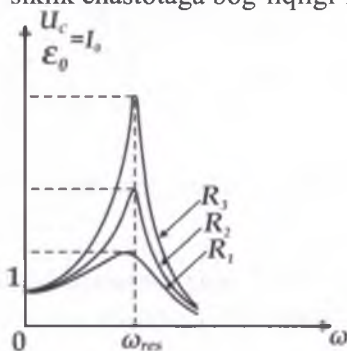
$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$ – tebranish konturining impedansi – yoki to'la qarshiligi deb ataladi.

Kuchlanishlar diagrammasidan φ boshlang'ich fazani ham topish mumkin:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} . \quad (60.9)$$

Tok kuchining amplitudasi konturning (L , R va C) parametrlaridan tashqari ϵ_0 majburlovchi EYuK va uning siklik chastotasiga bog'liq.

I_0 tok kuchi amplitudasining ω – siklik chastotaga bog'liqligi 170- rasmda keltirilgan.



170 - rasm. Tebranish konturi tok kuchi amplitudasining siklik chastotaga bog'liq o'zgarishi $R_1 < R_2 < R_3$

Majbur etuvchi EYuK ning ω chastotasi o'zgarishi bilan

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

teng bo'lish holatiga erishish mumkin va konturning reaktiv qarshiligi nolga aylanadi:

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = 0. \quad (60.10)$$

Bu shart bajarilganda zanjirdagi tok kuchining amplitudasi maksimal bo'ladi va faqat aktiv qarshilikka bog'liq bo'ladi.

$$I_{0\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}. \quad (60.11)$$

R, L, C ga majbur etuvchi EYuK ni ketma-ket ulanganda tebranish konturidagi tok kuchi amplitudasining birdan ortish hodisasi *kuchlanishning rezonansi* deb ataladi.

Rezonans sodir bo'ladigan ω_{rez} chastota *rezonans chastotasi* deb ataladi va (60.10) shart bilan aniqlanadi:

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0, \quad (60.12)$$

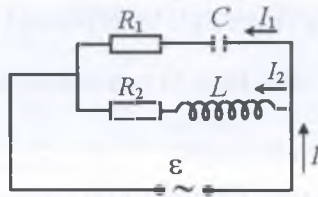
bu yerda ω_0 – tebranish konturining xususiy chastotasidir. 170- rasmda keltirilgan egri chiziqlar *rezonans egri chiziqlari* deb ataladi. Barcha egri chiziqlarning maksimumi, mexanik rezonansdan farqli ravishda, ω_{rez} chastotaga to'g'ri keladi.

Kuchlanishning rezonansida U_L va U_C o'zlarining maksimal qiymatlariga erishadilar:

$$U_{L_0} = U_{C_0} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{L}}{\sqrt{C}} R; \quad \frac{U_{C_0}}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{L}}{R} = \eta \quad (60.13)$$

nisbat *tebranish konturining aslligi* deb ataladi. Bu yerda $\frac{\sqrt{L}}{\sqrt{C}}$ konturning to'liq qarshiligidir.

Endi majbur etuvchi EYuK ning tebranish konturi induktivligi va sig'imiga parallel ulanish holatini ko'rib chiqamiz (171 - rasm).



171 - rasm. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYuK li tebranish konturi

Tarmoqlardagi aktiv qarshiliklarni juda kichik deb hisoblaymiz va ularni inobatga olmasak ham bo'ladi.

$$R_1 = R_2 = 0.$$

U holda, vaqtning istalgan momentida, o'zaro parallel bo'lgan sig'im va induktivlikdagi kuchlanishlar bir-biriga tengdir.

$$U_L = U_C = \varepsilon.$$

Zanjirning ikkala tarmog'idagi har bir tokning amplituda qiymatlari va ularning fazalarini quyidagicha hisoblash mumkin:

$$I_{01} = \frac{\varepsilon_0}{\frac{1}{\omega C}} ; (R_1 = 0, \omega L = 0) \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{-1}{0} = -\infty . \quad (60.14)$$

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} ; \left(R_2 = 0, \omega = \frac{1}{\infty} = 0 \right) \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\omega L}{0} = \infty . \quad (60.15)$$

Bu tenglamalardan $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_2 = \frac{3}{2}\pi$ ga tengdir. Tashqi zanjirda tokning amplitudasi

$$I_0 = |I_{01} - I_{02}| = \varepsilon_0 \left| \omega L - \frac{1}{\omega C} \right| \text{ ga} \quad (60.16)$$

teng.

Agarda $\omega = \omega_{rez} = \frac{1}{LC}$ bo'lsa,

$$I_0 = \varepsilon_0 \left| \frac{C}{\sqrt{LC}} - \frac{\sqrt{LC}}{L} \right| = \varepsilon_0 \left| \sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right| = 0 . \quad (60.17)$$

Kondensator va induktiv g'altakning o'zaro parallel ulangan holatida tok kuchining, $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ shart bajarilganida, nolga intilishi hodisasi *toklarning rezonansi* deb ataladi.

Bu holda kontur qarshiligi katta bo'lgan filtni eslatadi.

MEXANIK TEBRANISHLAR

1. Nuqta x o'qi bo'ylab $x = 0,1 \cos(2\pi t - \frac{\pi}{4})$ qonun bo'yicha tebranmoqda. Tebranishlar amplitudasini toping.

- A) $\frac{\pi}{4}$ B) $1m$
 C) $2\pi m$ D) πm
 E) $0,1m$

2. Amplitudasi $5sm$, davri $4s$, boshlang'ich fazasi $\frac{\pi}{4} rad$ ga teng bo'lgan garmonik tebranishlar tenglamasini yozing.

- A) $x = 0,05 \sin \frac{\pi}{2}(t + 0,5) i$
 B) $x = 5 \sin(\frac{\pi}{2}t + \frac{\pi}{4}).m$
 C) $x = 4 \sin(\frac{\pi}{4}t + 0,05) i$
 D) $x = 0,05 \sin(\frac{\pi}{4}t + \frac{\pi}{2}) i$
 E) $x = 0,05 \sin \frac{\pi}{4}(t + 1) i$

3. Moddiy nuqta $x = 0,5 \sin \pi(t + 0,2) (m)$ qonun bo'yicha tebranmoqda. Tebranishlar davrini toping ?

- A) $3,14s$ B) $0,5s$
 C) $2s$ D) $0,2s$
 E) $4s$

4. Agar yukning massasi 2 marta orttirilsa, matematik mayatnikning xususiy tebranishlar davri qanday o'zgaradi?

- A) 2 marta kamayadi
 B) 4 marta kamayadi
 C) 4 marta ortadi
 D) 2 marta ortadi
 E) o'zgarmaydi

5. Moddiy nuqta $x = 0,5 \sin \pi(t + 0,2) (m)$ qonun bo'yicha tebranmoqda. Tebranishlarning boshlang'ich fazasi topilsin?

- A) $0,2$ B) $0,5$
 C) $\frac{\pi}{5}$ D) π
 E) $\frac{\pi}{2}$

6. Tebranayotgan jismning massasi 4 marta orttirilsa, prujinali mayatnikning xususiy tebranishlari davri qanday o'zgaradi?

- A) 4 marta ortadi
 B) 2 marta ortadi
 C) 2 marta kamayadi
 D) 4 marta kamayadi
 E) O'zgarmaydi

7. Erkin tebranishlar deb qanday tebranishlarga aytiladi?

A) Agar, jism dastlab olgan energiya hisobiga tebranib, tizimiga tashqi ta'sir bo'lmagan holda, davom etadigan tebranishlar.

B) Agar, tebranishlar davriy ravishda o'zgaruvchi tashqi kuch ta'sirida amalga oshirilsa.

C) Agar, tebranayotgan fizikaviy kattalik sinus (yoki kosinus) qonuni bo'yicha o'zgarsa.

D) Agar, tebranishlar vaqt o'tishi bilan so'nuvchan bo'lsa.

8. To'g'ri tasdiqni toping:

A) Tezlik fazasi ko'chish fazasidan π ga, tezlanish fazasi esa $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi.

B) Tezlik va tezlanish fazasi ko'chish fazasidan $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi.

- C) Tezlik fazasi ko'chish fazasidan $\frac{\pi}{2}$ ga, tezlanish fazasi esa π ga farq qiladi.
 D) Tezlik va tezlanish fazasi ko'chish fazasidan π ga farq qiladi

9. Prujinali, fizikaviy va matematik mayatniklarning tebranish davrlari ifodalari ko'rsating:

1. $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$ 2. $T = \frac{l}{N}$
 3. $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{mgl}}$ 4. $T = \frac{2\pi}{\omega}$
 5. $T = \frac{1}{\nu}$ 6. $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$
 A) 1,2,4 B) 1,3,6
 C) 2,3,5 D) 2,4,6

10. So'nuvchi tebranishlarning relaksatsiya vaqtiga teskari bo'lgan fizikaviy kattalik qanday ataladi?

- A) So'nish xarakteristikasi
 B) Chastota
 C) So'nish koeffitsiyenti
 D) So'nishning logarifmik dekrementi

11. Prujinali mayatnikning erkin tebranishlar differensial tenglamasini ko'rsating

- A) $\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$
 B) $\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$
 C) $\ddot{x} + \frac{g}{l}x = 0$
 D) $\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$

12. Matematik mayatnikning erkin tebranishlar differensial tenglamasini ko'rsating

- A) $\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$

B) $\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$

C) $\ddot{x} + \frac{g}{l}x = 0$

D) $\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$

13. Prujinali mayatnikning tebranishlar differensial tenglamasini ko'rsating.

A) $\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$

B) $\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$

C) $\ddot{x} + \frac{g}{l}x = 0$

D) $\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$

14. So'nuvchi mexanik tengamasini ko'rsating

A) $x = A \cos(\omega t + \varphi)$

B) $x = e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)$

C) $x = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)$

D) $x = A \sin(\omega t + \varphi)$

15. Mexanik rezonans d... aytiladi? Rezonans bu ...

A) majbur etuvchi kuch ch... ma'lum bir qiymatida majburiy amplitudasining keskin ortib ket...

B) majburiy tebranishl... tudasining tashqi kuch amp... chastotasiga bog'liqligi

C) tok chastotasining torning garmonikasi chastotasi bilan mo...

D) majbur etuvchi kuch... tizimning xususiy chastot... qinlashganda tebranishlar amp... keskin oshib ketishi

16. Tepki tenglamasi, tepki amplitudasi va tepki siklik chastotasini ko'rsating:

$$1. x = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$2. x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$3. x = A \sin 2\pi \nu t$$

$$4. x = A \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi_0\right)$$

$$5. A_T = 2A \cos \frac{\omega_0 - \omega_1}{2}$$

$$6. \omega = \frac{\omega_0 - \omega_1}{2}$$

- A) 1,5,6 B) 2,4,5
C) 1,2,4 D) 2,3,5

18. Moddiy nuqta
 $x = 0,5 \sin \pi(t + 0,2)$ (m) qonun
bo'yicha tebranmoqda. Tebranishlarning
siklik chastotasini toping?

- A) 0,2 rad/s B) 1 rad/s
C) $\frac{\pi}{5}$ rad/s D) π rad/s
E) $\frac{\pi}{2}$ rad/s

ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

1. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos 20t$ tenglama bilan berilgan. Zaryadning tebranish amplitudasi nimaga teng?

- A) $10^{-2} C$ B) $20 C$
C) $\cos 20t C$ D) $20t C$

2. Tebranish konturida kondensatordagi zaryadning boshlang'ich qiymati o'zgartirildi. Konturda vujudga keladigan elektr tebranishlarining qaysi xarakteristikalarini o'zgarimasdan qoladi?

- A) Tok kuchining tebranishlar amplitudasi
B) Tebranishlar davri

C) Kondensatordagi kuchlanish amplitudasi

D) G'altak maydonining magnit induksiya amplitudasi

E) To'g'ri javob yo'q

3. Ideal tebranish konturida xususiy garmonik tebranishlar davrining ifodasini aniqlang.

$$A) T = 2\pi \sqrt{\frac{k}{m}} \quad B) T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{mgl}}$$

$$C) T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad D) T = 2\pi \sqrt{LC}$$

4. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos 20t$ (C) tenglama bilan berilgan. Zanjirdagi tokning amplitudasi nimaga teng?

- A) $10^{-2} A$ B) $20 A$ C) $20 \cdot 10^{-2} A$
D) $20t A$ E) $\sin 20t A$

5. O'zgaruvchan tok zanjirida kondensator zaryadi $q = 44 \cdot 10^{-4} \cos \omega t$ (C) qonun bo'yicha o'zgarimoqda. Kuchlanish $U_m = 220V$. Kondensator sig'imi nimaga teng?

- A) $2\mu F$ B) $44\mu F$
C) $20\mu F$ D) $4,4\mu F$
E) $22\mu F$

6. Zaryad $q = q_0 \cos(\omega t + \alpha)$ qonun bo'yicha o'zgarimoqda. Bu zanjirdagi tokning o'zgarish qonuni qanday bo'ladi?

- A) $I = q_0 \omega \cos(\omega t + \alpha)$
B) $I = q_0 t \cos(\omega t + \alpha)$
C) $I = -q_0 \omega \sin(\omega t + \alpha)$
D) $I = q_0 / t \cos(\omega t + \alpha)$
E) $I = q_0 \omega \sin(\omega t + \alpha)$

7. Sig'im qarshilikning ifodasini aniqlang:

A) $X_L = \omega L$

B) $X_c = \omega C$

C) $X_c = \frac{1}{\omega C}$

D) $X_c = \frac{1}{\omega L}$

E) $L = \frac{\dot{Q}}{I}$

8. Agar g'altakning induktivligi 4 marta orttirilsa, tebranish konturida erkin tebranishlar davri qanday o'zgaradi?

- A) 4 marta kamayadi
- B) 4 marta ortadi
- C) 2 marta ortadi
- D) O'zgarmaydi
- E) 2 marta kamayadi

9. Konturdagi tebranishlarning xususiy chastotasini aniqlash ifodasini toping

A) $\omega = 2\pi\sqrt{LC}$

B) $\omega = \frac{2\pi}{\sqrt{LC}}$

C) $\omega = \sqrt{LC}$

D) $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

E) $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$

10. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$ tenglama bilan berilgan. Zaryadning tebranishlari amplitudasi nimaga teng bo'ladi (C)?

A) $\frac{\pi}{2}$ B) $\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}$

C) $\frac{3\pi}{2}t$ D) 10^{-2}

E) $\cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$

11. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$ tenglama bilan berilgan. Tok kuchining tebranishlar amplitudasi nimaga teng bo'ladi (A)?

A) $\frac{\pi}{2} \cdot 10^{-2}$

B) $\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right) \cdot 10^{-2}$

C) $\frac{3\pi}{2}t \cdot 10^{-2}$

D) 10^{-2}

E) $\frac{3\pi}{2} \cdot 10^{-2}$

12. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$ tenglama bilan berilgan. Tebranishlar fazasi nimaga teng bo'ladi?

A) $\frac{\pi}{2}$

B) $\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}$

C) $\frac{3\pi}{2}t$

D) 10^{-2}

E) $\cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$

13. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$ tenglama bilan berilgan. Tebranishlar boshlang'ich fazasi nimaga teng bo'ladi?

A) $\frac{\pi}{2}$

B) $\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}$

C) $\frac{3\pi}{2}t$

D) 10^{-2}

E) $\cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$

14. Tebranish konturida elektr tebranishlari $q = 10^{-2} \cos\left(\frac{3\pi}{2}t + \frac{\pi}{2}\right)$ tenglama

bilan berilgan. Tebranishlar davri nimaga teng bo'ladi (s)?

- A) $\frac{4}{3}$ B) $\frac{3\pi}{2}$
 C) $\frac{3\pi}{4}$ D) $\frac{2\pi}{3}$ E) $\frac{3}{2}$

15. Majburiy elektromagnit tebranishlarning differensial tenglamasini ko'rsating:

- A) $\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$
 B) $\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t$
 C) $\ddot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$
 D) $\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = \frac{U_m}{L}$

16. So'nuvchi elektromagnit tebranishlarning tenglamasini ko'rsating:

- A) $q = q_m \cos(\omega t + \varphi)$
 B) $q = e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)$
 C) $q = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)$
 D) $q = q_m \sin(\omega t + \varphi)$

17. Rezonans holati uchun amplituda va chastota ifodasini ko'rsating:

- A) $A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}}$
 $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$
 B) $A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}}$
 $\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}}$
 C) $A = \frac{f_0}{2\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$
 $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$

$$D) A = \frac{f_0}{2\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

18. Tebranuvchi tizim asilligi uchun to'g'ri keluvchi ifodalarni aniqlang $Q = \dots$

1. $= 2\pi \frac{W(t)}{W(t) - W(t+T)}$ 2. $= \frac{\omega_0}{2\delta}$
 3. $= \frac{A(t)}{A(t+T)}$ 4. $= \sqrt{\frac{km}{r}}$
 5. $= \frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}}$
 6. $= \frac{2\pi}{1 - e^{-2\delta T}}$ 7. $= e^{\delta T}$
 A) 1,3,5,7 B) 2,3,4,5
 C) 1,2,4,6 D) 2,3,5,7

19. So'nuvchi tebranishlar amplitudasi qanchalik bo'lsa, shunchalik tez kamayadi.

- A) tebranishlar chastotasi katta
 B) boshlang'ich amplituda kichik
 C) so'nish koeffitsiyenti katta
 D) logarifmik dekrement kichik

20. Qaysi fizikaviy kattalik ushbu formula bilan aniqlanadi.

$$\frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

- A) Konturdagi tokning amplitudaviy qiymati
 B) Kondensator qoplamlaridagi kuchlanishning amplitudaviy qiymati
 C) Kondensator zaryadining amplitudaviy qiymati
 D) Tashqi EYuK ning amplitudaviy qiymati

21. Yorug'likning vakuumdagi tezligi nimaga teng:

- A) $3 \cdot 10^8 \text{ km/h}$ B) $3 \cdot 10^6 \text{ km/s}$
 C) $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ D) $3 \cdot 10^8 \text{ km/s}$

23. Faqat induktiv g'altakka ega bo'lgan zanjir uchun, o'zgaruvchan tok kuchi amplitudasining formulasini ko'rsating.

- A) $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$
 B) $I_m = \omega U_m C$

C)
$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

D) $I_m = \frac{U_m}{R_m}$

24. Faqat kondensator, induktiv g'altak va aktiv qarshilikka ega bo'lgan zanjir uchun, o'zgaruvchan tok kuchi amplitudasining ifodasini ko'rsating.

A) $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$

B) $I_m = \omega U_m C$

C)
$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

D) $I_m = \frac{U_m}{R_m}$

24. Kondensatorga ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjirida...

A) kuchlanish tushishi U_C faza bo'yicha kondensator orqali o'tayotgan I tokdan $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qoladi

B) kuchlanish tushishi U_C faza bo'yicha kondensator orqali o'tayotgan I tokdan π ga oldinda bo'ladi

C) kuchlanish tushishi U_C faza bo'yicha kondensator orqali o'tayotgan I tokdan π ga orqada qoladi

D) kuchlanish tushishi U_C faza bo'yicha kondensator orqali o'tayotgan I tokdan $\frac{\pi}{2}$ ga oldinda bo'ladi

25. Reaktiv qarshilikka ega bo'lmagan o'zgaruvchan tok zanjirida...

A) tok tebranishi faza bo'yicha kuchlanish tebranishidan $\frac{\pi}{2}$ ga oldinda bo'ladi.

B) tok tebranishi kuchlanish bilan bir xil fazada kechadi.

C) tok tebranishi faza bo'yicha kuchlanish tebranishidan $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qoladi.

D) tok tebranishi faza bo'yicha kuchlanish tebranishidan π ga oldinda bo'ladi.

26. Quyida keltirilgan ifodalar orasidan tebranish konturi uchun ($R=0$ da) differensial tenglama, siklik chastota va Tomson ifodasini toping :

1. $L \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{C} q = 0$

2. $m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0$

3. $\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0$

4. $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

5. $T = 2\pi\sqrt{LC}$

6. $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$

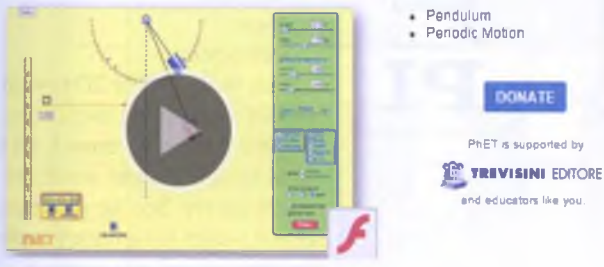
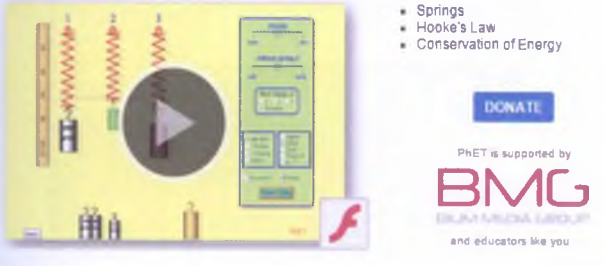

A) 1,2,4,5

B) 1,3,4,5

C) 2,3,5,6

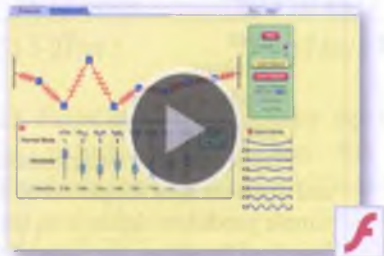
D) 1,2,3,5

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/pendulum-lab Pendulum Lab</p> 	<p>Topics Pendulum Periodic Motion Description Play with one or two pendulums and discover how the period of a simple pendulum depends on the length of the string, the mass of the pendulum bob, and the amplitude of the swing. It's easy to measure the period using the photogate timer. You can vary friction and the strength of gravity. Use the pendulum to find the value of g on planet X. Notice the anharmonic behavior at large amplitude.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/mass-spring-lab Masses & Springs</p> 	<p>Topics Springs Hooke's Law Conservation of Energy Measurement Description A realistic mass and spring laboratory. Hang masses from springs and adjust the spring stiffness and damping. You can even slow time. Transport the lab to different planets. A chart shows the kinetic, potential, and thermal energy for each spring.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/resonance Resonance</p> 	<p>Topics Resonance Harmonic Motion Oscillator Description For advanced undergraduate students: Observe resonance in a collection of driven, damped harmonic oscillators. Vary the driving frequency and amplitude, the damping constant, and the mass and spring constant of each resonator. Notice the long-lived transients when damping is small, and observe the phase change for resonators above and below resonance.</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/normal-modes>

Normal Modes



- Oscillator
- Normal Modes
- Polarization

DONATE

PhET is supported by

PI

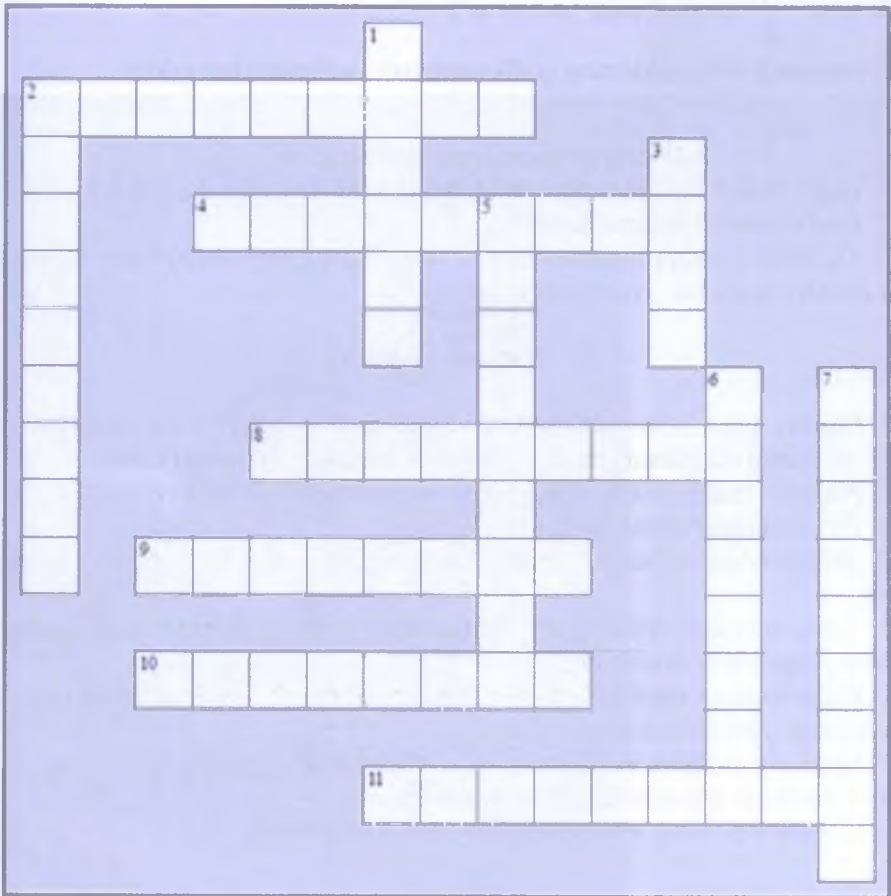
PIEZO NANO POSITIONING

Topics

- Oscillator
- Normal Modes
- Polarization
- Mass Spring System
- Frequency
- Amplitude
- Phase
- Description

Play with a 1D or 2D system of coupled mass-spring oscillators. Vary the number of masses, set the initial conditions, and watch the system evolve. See the spectrum of normal modes for arbitrary motion. See longitudinal or transverse modes in the 1D system.

VII bob bo'yicha krossvord



Gorizontaal

2. $\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta t} = \beta t$

4. Tebranuvchi kattalikning maksimal siljishi.

8. $a = \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$

9. Doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi ... tebranishlar deyiladi.

10. Vaqt o'tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo'qotilishiga bog'liq tebranishlar bu ... tebranishlar.

11. Yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m massali yukchadan iborat mayatnik.

Vertikal

1. $v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi)$

2. Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan biri vektor ...

3. $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$ ifoda davri prujinali mayatnikning...i.

5. vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizikaviy jarayon.

6. Davrga teskari bo'lgan kattalik

7. Og'irligi hisobga olinmaydigan, l uzunlikdagi cho'zilmaydigan ipga osilgan m massali moddiy nuqta bu ... mayatnik.

Nazorat savollari

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deb ataladi? Ularning asosiy xarakteristikalarini (amplituda, faza, davri, chastota, siklik chastota) tushuntiring.

2. Prujinali, matematik, fizikaviy mayatniklarning tebranish davrlari qanday topiladi?

3. Elektromagnit tebranishlar nima?

4. Bir tomonga yo'nalgan yoki o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki tebranishlarni qo'shing.

5. Erkin mexanik tebranishlar tenglamasini yozing. So'nish koeffitsiyenti nima? So'nishning logarifmik dekrementi nima?

6. Elektromagnit zanjirdagi erkin so'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasining yechimini toping.

7. Majburiy mexanik va elektromagnit tebranishlar. Ularning tenglamasi, amplituda qiymati va majburiy tebranishlar chastotalarini yozing.

8. Kuchlanish va tok rezonansi hodisasini tushuntiring.

VIII BOB. TO‘LQIN HODISALARI



MUNDARIJA

- 61-§. To‘lqin hodisalari
- 62-§. To‘lqin superpozitsiyasi
- 63-§. Turg‘un to‘lqinlar
- 64-§. Gyuygens prinsipi

VIII BOB. TO‘LQIN HODISALARI

61 - §. To‘lqin hodisalari

Fazoda modda yoki maydonlarning turli ko‘rinishdagi g‘alayonlanishining tarqalishi – to‘lqin deb ataladi. To‘lqin hodisasi g‘alayonlanish energiyasining ko‘chishida namoyon bo‘ladi.

Mexanik to‘lqin – bu g‘alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir. Bu to‘lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism to‘lqin manbai deb ataladi.

Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmagani ajratuvchi sirt to‘lqin fronti deb ataladi.

Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o‘tuvchi sirt to‘lqin sirti deb ataladi. O‘z navbatida to‘lqin fronti to‘lqin sirtlarining biridir. To‘lqin sirtlarining shakli manbalarning joylashishi va muhitning xususiyati bilan aniqlanadi. Quyidagi to‘lqinlar mavjuddir:

- *Yassi to‘lqinlar*, ular faqat bir xil yo‘nalishda tarqaladilar (ularning to‘lqin sirti tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyardir);

- *Sferik to‘lqinlar* – manbadan barcha yo‘nalishlarda tarqaladilar (to‘lqin sirtlari konsentrik sferalardan iborat bo‘ladi);

- *Silindrik to‘lqinlar*.

To‘lqin tarqalish yo‘nalishini ko‘rsatuvchi chiziq to‘lqin nuri deb ataladi. Izotrop muhitlarda to‘lqin nurlari to‘lqin sirtlariga normaldir.

Muhitda hosil bo‘ladigan elastik deformatsiyalarning xarakteriga qarab ularni ko‘ndalang va bo‘ylama to‘lqinlarga ajratish mumkin.

Bo‘ylama to‘lqinlarda muhitning zarrachalari to‘lqin tarqalish yo‘nalishi bo‘ylab tebranadilar. Bo‘ylama to‘lqinlarning tarqalishi elastik muhitning siqilish va cho‘zilish deformatsiyalariga bog‘liqdir va barcha muhitlarda: suyuqlik, qattiq jism va gazlarda sodir bo‘ladi.

Bo‘ylama to‘lqinlarning tarqalish tezligi

$$v_b = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \text{ dan} \quad (61.1)$$

iborat. Bu yerda E – Yung moduli; ρ – elastik muhitning zichligi.

Ko‘ndalang to‘lqinlarda muhit zarrachalari to‘lqin tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar yo‘nalishlarda tebranadilar. Ko‘ndalang to‘lqinning tarqalishi siljish deformatsiyasiga bog‘liq bo‘ladi va u faqat qattiq jismlarda kuzatiladi.

Ko‘ndalang to‘lqinning tarqalish tezligi quyidagidan iborat:

$$v_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (61.2)$$

bu yerda G – siljish moduli. Yung moduli siljish modulidan katta bo‘lgani uchun ($E > G$), bo‘ylama to‘lqin tezligi ko‘ndalang to‘lqin tezligidan kattadir.

$$v_b > v_k.$$

Muhitdagi elastik to'liqlarning istalgan boshqa tartibli muhit zarrachalarini harakatidan sezilarli farqi – to'liqin tarqalishi modda ko'chishi bilan bog'liq bo'lmaganligidandir. Zarrachalar faqat o'zlarining muvozanat holatlari atrofida tebranadilar.

To'liqin jarayonining xarakteristikasi deb muhit zarrachalarining muvozanat holatlaridan siljishiga aytiladi. Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi *to'liqin tenglamasi* deb ataladi.

Misol uchun, to'liqin manbai koordinatasi boshi 0 nuqta bo'lsin va

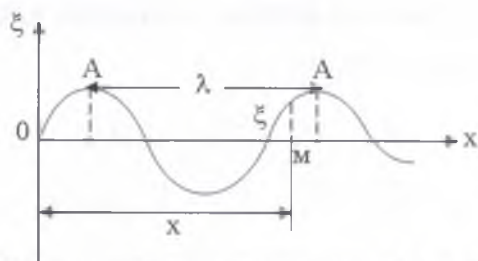
$$\xi = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (61.3)$$

qonun bo'yicha garmonik tebranish hosil qilsin. Bu yerda A, ω, φ – tebranishning amplitudasi, siklik chastotasi va boshlang'ich fazasidir. U holda OX o'qidagi M nuqtada ξ kattalikning tebranishi ξ_0 tebranishdan faza bo'yicha orqada qoladi:

$$\xi = A \sin[(\omega t - \tau) + \varphi] = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{v}x + \varphi\right) = A \sin(\omega t - kx + \varphi) \quad (61.4)$$

Bu yerda $\tau = \frac{X}{v}$ – to'liqinning $OM = X$ masofaga yetib kelishi uchun zarur bo'lgan vaqt

(172 - rasm), $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{Tv} = \frac{2\pi}{\lambda}$ – to'liqin soni, $\lambda = vT$ – to'liqin uzunligidir.



172 - rasm. Garmonik tebranuvchi to'liqin

To'liqin uzunligi deb to'liqin frontining T bir davrga teng vaqtda ko'chgan masofasiga aytiladi. Nuqta ko'chishining masofaga bog'liq grafidida bir-biriga yaqin ikkita maksimum orasidagi masofa to'liqin uzunligiga tengdir.

To'liqin soni deb, 2π masofadagi uzunlik birligida joylashadigan to'liqin uzunliklari soniga aytiladi. (61.4) tenglama yassi to'liqinning tenglamasini eslatadi. Yassi to'liqinning amplitudasi barcha tebranayotgan nuqtalar amplitudasi bir xil ekanligini bildiradi, chunki yassi to'liqin tarqalganda, har birlik vaqtda, tebranma harakatga muhitning bir xil hajmi jalb qilinadi.

Sferik to‘lqin tarqalganda, manbadan to‘lqin fronti uzoqlashganda, bir xil vaqtda, tebranma harakatga oshib boruvchi miqdorda muhit hajmi jalb qilinadi. Shu sababli vaqt o‘tishi bilan amplituda kamayib boradi:

$$\xi = \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \varphi) , \quad (61.5)$$

bu yerda A – muhitning r – masofadagi nuqtalarida to‘lqin amplitudasidir.

Istalgan to‘lqinning funksiyasi to‘lqin deb ataluvchi differensial tenglamaning yechimidir.

OX yo‘nalishda tarqalayotgan yassi to‘lqin uchun to‘lqin tenglamasini topib ko‘ramiz.

ξ dan t va x bo‘yicha ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni olamiz:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi , \quad (61.6)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -k^2 \xi .$$

Ikki tenglamaning o‘ng taraflarini taqqoslasak,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (61.7)$$

0X o‘qi bo‘yicha tarqalayotgan yassi to‘lqinning to‘lqin tenglamasiga ega bo‘lamiz

Bu yerda $\frac{k^2}{\omega^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{T}{2\pi}\right)^2$, $\frac{\lambda}{T} = v$.

Umumiy holda, istalgan yo‘nalishlarda tarqaladigan to‘lqin uchun, ξ x , y , z kordinatalar va t vaqtga bog‘liq bo‘ladi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} . \quad (61.8)$$

Sinusoidal to‘lqinlarning tarqalish tezligi fazaviy tezlik deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan to‘lqin sirtlarining ko‘chish tezligini bildiradi

$$\omega t - kx + \varphi = \text{const}$$

bu yerda $x = \frac{\omega}{k} t = \text{const}$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = v . \quad (61.9)$$

Amalda doimo to'liqlar guruhiga duch kelamiz, ya'ni real to'liqin, yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'liqlarning ustma-ust tushgan *to'liqin paketidan* iborat bo'ladi. Bu to'liqin paketining tarqalish tezligi – *guruhli tezlik* deb ataladi.

Umumiy holda u fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$U = v - \lambda \frac{d\nu}{dt}. \quad (61.10)$$

X o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab tarqalayotgan, bir –biriga yaqin $d\omega$ chastota va dk to'liqin soniga ega ikkita garmonik to'liqinning qo'shilishi natijasida hosil bo'ladigan to'liqlarning oddiy guruhini qarab chiqamiz. Bu holda,

$$\begin{aligned} \xi &= A_0 \cos(\omega t - kx) + A_0 \cos[(\omega + d\omega)t - (k + dk)x] = \\ &= A_0 [\cos(\omega t - kx) + \cos[(\omega + d\omega)t - (k + dk)x]] = \\ &= A_0 \cdot 2 \cos \frac{\omega t - kx + (\omega + d\omega)t - (k + dk)x}{2} \cdot \cos \frac{\omega t - kx - (\omega + d\omega)t + (k + dk)x}{2} = \\ &= A_0 \cdot 2 \cos \frac{\omega t - kx + \omega t + d\omega \cdot t - kx - dk \cdot x}{2} \cdot \cos \frac{\omega t - kx - \omega t - d\omega \cdot t + kx + dk \cdot x}{2} = \\ &= A_0 \cdot 2 \cos \frac{2\omega t - 2kx + d\omega \cdot t - dk \cdot x}{2} \cdot \cos \frac{-d\omega \cdot t + dk \cdot x}{2} = \\ &= A_0 \cdot 2 \cos \frac{2\omega t - 2kx}{2} \cdot \cos \left[\frac{d\omega \cdot t - dk \cdot x}{2} \right] = \\ &= 2A_0 \cos \left[\frac{td\omega - xdk}{2} \right] \cdot \cos(\omega t - kx) \end{aligned}$$

Bu to'liqin o'zining amplitudasi bilan garmonik to'liqindan farqlanadi:

$$A = \left| 2A_0 \cos \left[\frac{td\omega - xdk}{2} \right] \right|.$$

$td\omega - xdk = \text{const}$ shart bajarilganida ($dx = \frac{td\omega - \text{const}}{dk}$ ni hisobga olgan holda) quyidagiga ega bo'lamiz:

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{td\omega - \text{const}}{dk} \right) = \frac{d}{dt} \frac{td\omega}{dk} - \frac{d}{dt} \frac{\text{const}}{dk} = \frac{dt}{dt} \frac{d\omega}{dk} - 0 = \frac{d\omega}{dk}$$

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{d\omega}{dk}$$

Guruhli $u = \frac{dx}{dt} = \frac{d\omega}{dk}$ va fazaviy $v = \frac{\omega}{k}$ tezliklar orasidagi bog'lanishni ko'rib chiqamiz.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ekanligini hisobga olsak:

$$\begin{aligned} u &= \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = \frac{dv}{dk}k + v \frac{dk}{dk} = v + k \left[\frac{dv}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dk} \right] = \\ &= v + k \left[\frac{dv}{d\lambda} : \frac{dk}{d\lambda} \right] = v + k \left[\frac{dv}{d\lambda} : \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \right] = \\ &= v + k \left[\frac{dv}{d\lambda} : \left(-\frac{2\pi}{\lambda^2} \right) \right] = v - k \left[\frac{dv}{d\lambda} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \right] = \\ &= v - \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{kdv}{d\lambda} = v - \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dv}{d\lambda} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \end{aligned}$$

$$\boxed{u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}}$$

Agarda, har xil uzunlikdagi to'liqlar bir xil tezlik bilan tarqalsa,

$$\frac{dv}{d\lambda} = 0$$

teng bo'ladi, ya'ni guruhli tezlik fazaviy tezlik bilan mos tushadi.

To'liq jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatilishi bilan bog'liqdir. Agarda dV hajm elementida m massali n ta tebranayotgan zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi

$$\frac{m\omega^2}{2} A^2 \text{ dan}$$

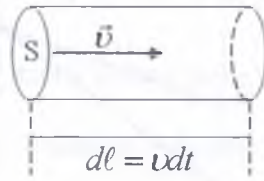
iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn \omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho, \quad (61.11)$$

bu yerda $\rho = mn$ – muhit zichligidir.

Birlik vaqtda to'liq tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya – *energiya oqimining zichligi* deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi dS va $d\ell = v dt$ bo'lgan kichik silindr bo'ylab (173 - rasm)



173 - rasm. To'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan ko'chiriladigan energiya oqimi

to'liqin v fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu silindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi:

$$dE = w dV = w v dt ds$$

Energiya oqimi zichligi esa,

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot v \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot v = \frac{S w^2 A^2 v}{2} \quad \text{ga} \quad (61.12)$$

teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin:

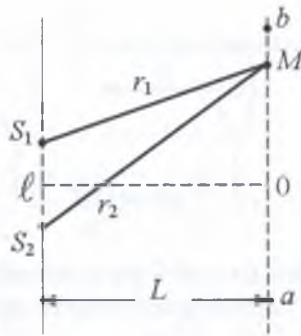
$$\vec{j} = w \vec{v}.$$

Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor *energiya oqimi zichligining vektori* yoki *Umov vektori* deb ataladi.

62 - §. To'liqin superpozitsiyasi

Agarda, muhitda bir vaqtda bir nechta to'liqinlar tarqalayotgan bo'lsa, u holda, muhit zarrachalarining natijaviy tebranishi har bir to'liqinning alohida tarqalishiga bog'liq zarrachalar tebranishlarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi. Shu sababli, to'liqinlar bir-birini qo'zg'atmay, oddiygina bir-birining ustiga tushadi.

Tajribalardan olingan bu tasdiq to'liqinlarning *superpozitsiya prinsipi* deb ataladi. Zarrachalarning natijaviy harakati tashkil etuvchi tebranishlarning chastota, amplituda va fazalariga bog'liqdir. Bir xil yo'nalishga ega bo'lgan manbadan chiqayotgan ikkita to'liqinning qo'shilishi alohida qiziqish tug'diradi. Masalan, bu to'liqinlar S_1 va S_2 nuqtaviy manbalardan qo'zg'atilgan bo'lib ularning chastotalari ω_1 va ω_2 , boshlang'ich fazalari bir xil va nolga teng bo'lsin (174- rasm).



174 - rasm. Ikkita nuqtaviy manbadan bir xil yo'nalishda tarqalayotgan to'lqinlarning qo'shilishi

Ixtiyoriy M nuqtada hosil bo'lgan tebranishlar quyidagi tenglamalarni qanoatlantiradilar:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 \right) \\ \xi_2 &= A_2 \sin \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 \right) \end{aligned} \right\} \quad (62.1)$$

Tebranishlar bir xil yo'nalishda sodir bo'lganligi uchun M nuqtada natijaviy tebranish amplitudasi

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2)} \quad \text{ga} \quad (62.2)$$

teng bo'ladi va u tebranishlar fazalari farqining qiymatiga bog'liq bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 \right) - \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 \right).$$

Agarda, tebranishlar chastotasi bir-biriga teng bo'lmasa,

$$\omega \neq \omega_2,$$

u holda, fazalar farqi vaqt o'tishi bilan o'zgarib boradi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\omega_1 - \omega_2)t - 2\pi \left(\frac{r_1}{\lambda_1} - \frac{r_2}{\lambda_2} \right).$$

Bunday to'lqinlar *kogerent bo'lmagan to'lqinlar* deb ataladi, chunki vaqt o'tishi bilan natijaviy tebranish amplitudasi ham o'zgarib boradi. Kogerent bo'lmagan to'lqinlar bir-birining ustiga tushganda natijaviy to'lqin amplitudasi kvadratining o'rtacha qiymati qo'shiladigan to'lqinlar amplitudalarining kvadratlari yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\langle A^2 \rangle = A_1^2 + A_2^2.$$

Bu holda fazalar farqining o'rtacha qiymati nolga teng bo'lishi kerak:

$$\langle \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle = 0.$$

Yuqoridagi qonuniyatlar shunday xulosaga olib keladi: har bir nuqtadagi natijaviy tebranish energiyasi barcha nokogerent to'lqinlar energiyalarining yig'indisiga tengdir.

Agarda, manbalar to'lqinlarining chastotalari teng bo'lsa,

$$\omega_1 = \omega_2,$$

u holda, fazalar farqi, vaqtga bog'liq bo'lmagan, o'zgarmas kattalik bo'ladi.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2).$$

Chastotalari bir xil va tebranishlari o'zgarmas fazalar farqiga ega bo'lgan to'lqinlar *kogerent to'lqinlar* deb ataladi.

Kogerent to'lqinlar uchun, qo'shiladigan tebranishlar fazalari farqi faqat

$$\Delta = r_1 - r_2$$

kattalikka bog'liq bo'ladi va bu *yo'lining geometrik farqi* deb ataladi. (62.2) ifodadan kogerent to'lqinlar uchun

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$$

bo'lgan nuqtalarda amplituda maksimal qiymatga erishadi:

$$A_{\max} = A_1 + A_2.$$

$\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ qiymati quyidagi hollarda birga teng bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = 2m\pi,$$

bu yerda $m = 0, 1, 2, \dots$, hamma nuqtalar uchun, yo'l farqi kattaligi to'lqin uzunligining butun sonlariga teng bo'lganda bajariladi

$$\Delta = m\lambda. \tag{62.3}$$

Bu shart to'liqlar qo'shilishida *tebranishlarning kuchayish sharti* deb ataladi.

Kogerent to'liqlar uchun,

$$\text{Cos}(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$$

bo'lgan nuqtalarda tebranish amplitudasi minimal qiymatga ega bo'ladi:

$$A_{\min} = A_1 - A_2.$$

$\text{Cos}(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$ shart quyidagi hollarda bajariladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = (2m + 1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (62.4)$$

Bu tenglik *tebranishlarning susayish sharti* deb ataladi.

Agarda, qo'shiladigan tebranishlar amplitudalari bir-biriga teng bo'lsa,

$$A_1 = A_2,$$

u holda, to'liqlar kuchayadigan nuqtalarda

$$A = 2A_1 \text{ ga}$$

teng bo'ladi, to'liqlar susayadigan nuqtalarda $A = 0$ ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, kogerent to'liqlarning bir-birining ustiga tushishi fazaning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladi. Bu hodisa *tebranishlarning interferensiyasi* deb ataladi. (62.3) va (62.4) tengliklardagi m kattalik *interferensiya maksimumi* yoki *minimumining tartibi* deb ataladi.

174 - rasmdagi S_1, S_2 manbalar chizig'iga parallel bo'lgan va undan L masofada joylashgan ab to'g'ri chiziqda nol tartibli markaziy maksimum, S_1 va S_2 manbalardan barobar masofada bo'lgan 0 nuqtada kuzatiladi.

Agarda manbalar orasidagi masofa $\ell \ll L$ bo'lsa, ab chiziqda, 0 nuqtadan y masofada joylashgan M nuqta uchun yo'llar farqi

$$\Delta = \frac{ly}{L} \text{ ga} \quad (62.5)$$

teng bo'ladi.

m va $m + 1$ tartibli maksimumlar quyidagi masofalarda kuzatiladi:

$$y_m = \frac{m\lambda L}{l}; \quad y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l}. \quad (62.6)$$

Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa *interferensiya yo'llari kengligi* deb ataladi. (62.6) ifodadan interferensiya yo'llari kengligi quyidagiga tengdir:

$$\Delta y = y_{m-1} - y_m = \frac{h}{l} \lambda. \quad (62.7)$$

To'lqinlar interferensiyasida energiyalar yig'indisi murakkab ko'rinishga ega. To'lqinlar interferensiyasi muhitning qo'shni sohalari orasida tebranishlar energiyasining qayta taqsimlanishiga olib keladi. Ammo energiyaning umumiy miqdori o'zgarmay qoladi.

63- §. Turg'un to'lqinlar

Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishida juda muhim bo'lgan interferensiya hodisasi kuzatiladi. Natijada paydo bo'lgan tebranma jarayon *turg'un to'lqin* deb ataladi. Amalda turg'un to'lqinlar to'lqinlarni to'siqlardan qaytishida hosil bo'ladi. x - o'qi bo'ylab, qarama - qarshi yo'nalishlarda tarqalayotgan, amplituda va chastotalari bir xil bo'lgan ikkita yassi to'lqinning tenglamasini yozamiz.

$$\begin{aligned} \xi_1 &= A \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \\ \xi_2 &= A \sin \left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \end{aligned} \quad (63.1)$$

Bu ikki tenglamani qo'shsak, natijaviy to'lqin tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \omega t. \quad (63.2)$$

Bu tenglamadan, turg'un to'lqinning har bir nuqtasida uchrashayotgan, to'lqinlar chastotasiga teng chastotali tebranishlar kuzatilishi ko'rinib turibdi va uning amplitudasi x ga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$A_{tur} = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x.$$

Koordinatalari quyidagi shartlarni:

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (63.3)$$

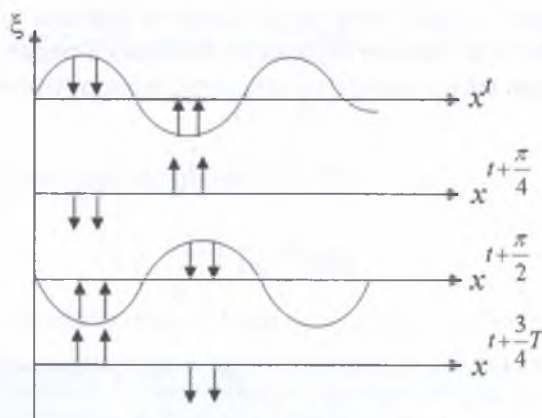
qanoatlantiradigan nuqtalarda amplituda o'zining $2A$ maksimal qiymatiga erishadi. Bu nuqtalar *turg'un to'lqinning do'ngliklari* deb ataladi. Koordinatalari

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm(2m + 1)\frac{\pi}{2} \quad (63.4)$$

shartni qanoatlantiradigan nuqtalarda to'liqin amplitudasi nolga aylanadi va bu nuqtalar *turg'un to'liqinning tugunlari* deb ataladi. Qo'shni tugunlar yoki do'ngliklar orasidagi masofa turg'un to'liqinning to'liqin uzunligi deb ataladi va u (63.3) va (63.4) ifodadan, chopar to'liqinning to'liqin uzunligining yarmiga teng bo'ladi:

$$\lambda_{tur} = \frac{\lambda_{yug}}{2}$$

$2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$ – ko'paytma, nol qiymatni kesib o'tganda o'zining ishorasini o'zgartiradi, shu sababli, tugunning har xil tomonlaridagi tebranishlar fazasi π ga farq qiladi, ya'ni ikki tomondagi zarrachalar qarama - qarshi fazalarda tebranadilar.



175 - rasm. Turg'un to'liqinlar

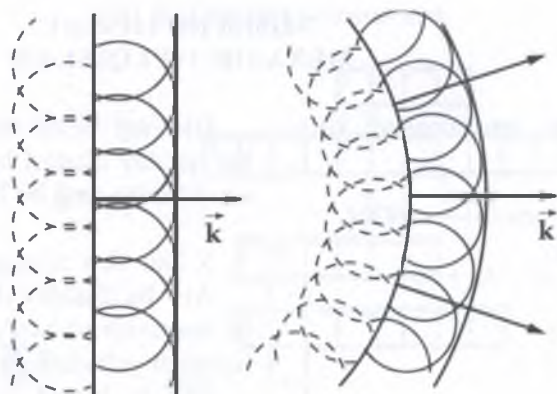
175 - rasmda muhit zarrachalarining 1/4 davrga teng vaqt momentlaridagi holatlari keltirilgan. Ko'rsatkichlar bilan zarrachalar tezligi ko'rsatilgan. Yugurayotgan to'liqindan farqli ravishda turg'un to'liqinda energiya uzatilishi kuzatilmaydi.

Energiya davriy ravishda, muhitni elastik deformatsiyalab, kinetik energiyadan potensial energiyaga va teskariga o'tib turadi. Qaytish nuqtalarida, tushayotgan va qaytayotgan to'liqinlar tebranishi bir xil fazada sodir bo'ladi, shuning uchun bu tebranishlar qo'shilganda amplitudalar kuchayadi.

64 - §. Gyuygens prinsipi

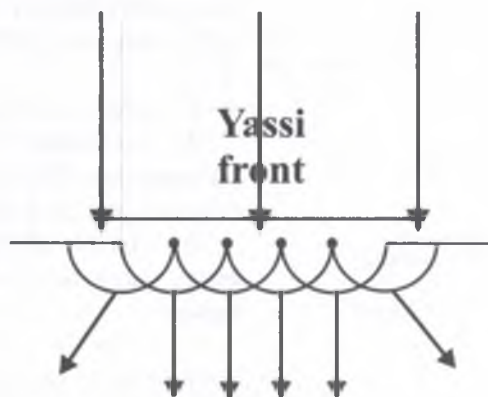
Gyuygens prinsipi yordamida to'liqinlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu prinsipga asosan, to'liqin harakati yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqinlar manbaiga aylanadi: bu to'liqinlarni o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'liqinlar frontining holatini beradi (176 - rasm).

Gyuygens prinsipidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'liqinlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.



176 - rasm. Ikkilamchi to‘lqinlarning hosil bo‘lish markazlari

To‘lqinlarning burchak ostida tushganidagi sinishi ularning har xil muhitda, har xil tezliklarga ega bo‘lishi bilan tushuntiriladi.



177 - rasm. Ikkilamchi to‘lqinlar frontining hosil bo‘lishi

Gyuygens prinsipi, to‘lqinlarga xos bo‘lgan, ularning to‘g‘ri chiziqli tarqalishidan og‘ishini tushuntirib bera oladi.

Agarda to‘lqinlar chegaralanmagan fazoda tarqalsalar, ular o‘zlarining to‘g‘ri chiziqli yo‘nalishini saqlab qoladilar. O‘z yo‘lida to‘siqlarga duch kelsa, uni o‘rab o‘tishga intilishadi. Bu hodisa *difraksiya hodisasi* deb ataladi.

Masalan, ko‘p teshikli yassi to‘siqqa unga parallel bo‘lgan to‘lqin fronti tushayotgan bo‘lsin (177 - rasm).

Gyuygens prinsipiga asosan, yassi to‘lqinning har bir teshigiga to‘g‘ri kelgan nuqtalar ikkilamchi to‘lqinlar markaziga aylanadilar. Bu ikkilamchi to‘lqinlarni o‘rab oluvchi egri chiziqni chizsak, u ikkilamchi to‘lqin fronti geometrik soya sohasini ham egallay boshlaydi.

1. Turg'un to'liqin tenglamasini ko'rsating.

A) $\xi(x, t) = 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cos \omega t$

B) $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$

C) $\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$

D) $\xi(r, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$

2. Yassi chopar to'liqin tenglamasini ko'rsating.

A) $\xi(x, t) = 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cos \omega t$

B) $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$

C) $\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$

D) $\xi(r, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$

3. To'liqin tenglamasini ko'rsating.

A) $\xi(x, t) = 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cos \omega t$

B) $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$

C) $\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$

D) $\xi(r, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$

4. To'liqin fronti nima?

A) – bu shunday chiziq bo'lib, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma to'liqinning tarqalish yo'nalishiga mos keladi.

B) – bu bir xil fazada tebranuvchi bir-biriga yaqin bo'lgan zarrachalar orasidagi masofa.

C) – bu bir xil fazada tebranuvchi, ma'lum bir t vaqt momentida tebranishlar yetib borgan nuqtalarning geometrik o'rni.

D) Vaqt birligi ichida to'liqin sirtining har qanday nuqtasi bosib o'tgan masofaga son jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalik.

5. Nur deb nimaga aytiladi?

A) – bu shunday chiziq bo'lib, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma to'liqinning tarqalish yo'nalishiga mos keladi.

B) – bu bir xil fazada tebranuvchi bir-biriga yaqin bo'lgan zarrachalar orasidagi masofa.

C) – bu bir xil fazada tebranuvchi, ma'lum bir t vaqt momentida tebranishlar yetib borgan nuqtalarning geometrik o'rni.

D) Vaqt birligi ichida to'liqin sirtining har qanday nuqtasi bosib o'tgan masofaga son jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalik

6. To'liqin uzunligi nima?

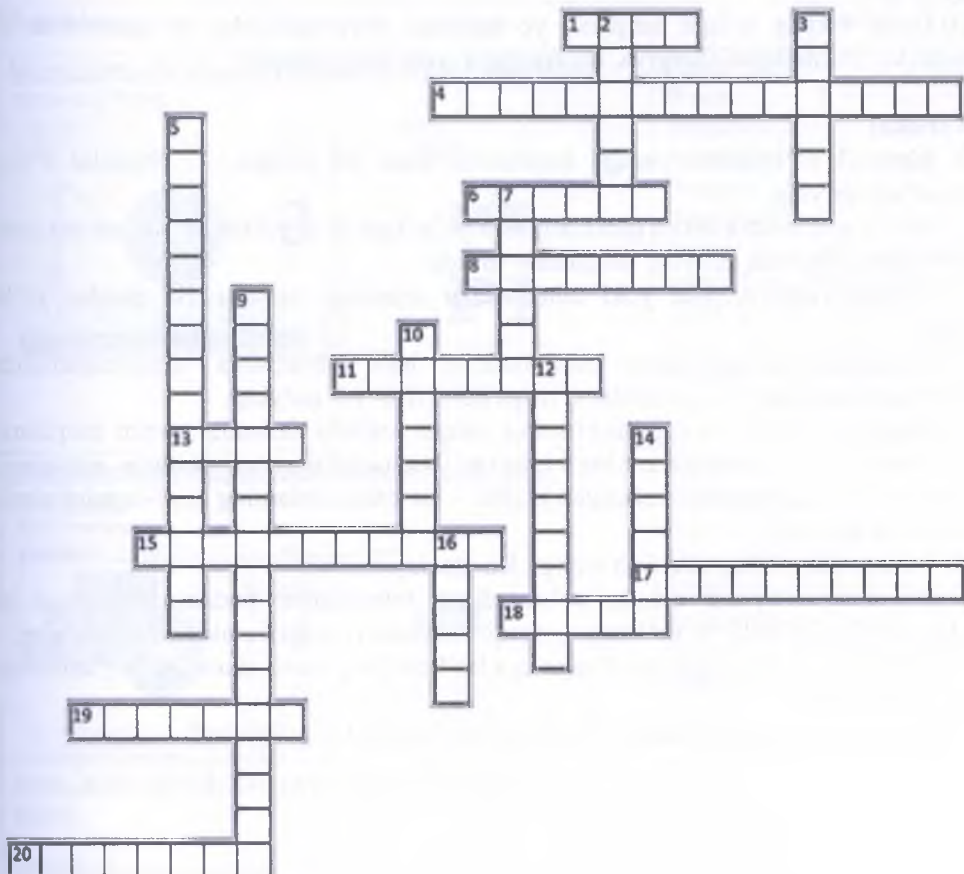
A) – bu shunday chiziq bo'lib, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma to'liqinning tarqalish yo'nalishiga mos keladi.

B) – bu bir xil fazada tebranuvchi bir-biriga yaqin bo'lgan zarrachalar orasidagi masofa

C) – bu bir xil fazada tebranuvchi, ma'lum bir t vaqt momentida tebranishlar yetib borgan nuqtalarning geometrik o'rni

D) Vaqt birligi ichida to'liqin sirtining har qanday nuqtasi bosib o'tgan masofaga son jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalik

VIII bob bo'yicha krossvord



Gorizontaal

1. Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan vektor. Bu qanday vektor?
4. Hamma nuqtalar uchun, yo'l farqi kattaligi to'liqin uzunligining butun sonlariga teng bo'lganda bajariladigan shart. Bu nimaning kuchayish sharti?
6. Manbadan barcha yo'nalishlarda tarqaladilar. Bu qanday to'liqinlar?
8. Chastotalari bir xil va tebranishlari o'zgarimas fazalar farqiga ega bo'lgan to'liqinlar. Bu qanday to'liqinlar?
11. To'liqin frontining T bir davrga teng vaqtda ko'chgan masofasiga aytiladi, bu to'liqin Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.
13. To'liqin tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziq, bu to'liqin Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.
15. Tarqalsalar, ular o'zlarining to'g'ri chizikli yo'nalishini saqlab qoladilar. O'z yo'lida to'siqlarga duch kelsa, uni o'rab o'tishga intilishadigan hodisa. Bu qanday hodisa?
17. Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi, bu to'liqin Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.
18. Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o'tuvchi sirt, bu to'liqin Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

19. Bu g'alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir. Bu qanday to'lqin?

20. Birlik vaqtda to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya. Bu energiya oqimining nimasi?

Vertikal

2. Mexanik to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism, bu to'lqin Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

3. Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishi natijasida paydo bo'lgan tebranma jarayon. Bu qanday to'lqin?

5. Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa. Bu qanday yo'llar kengligi?

7. Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlaridan ajratuvchi sirt, bu to'lqin Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

9. Kogerent to'lqinlarning bir-birining ustiga tushishi fazoning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladigan hodisa – bu tebranishlarning Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

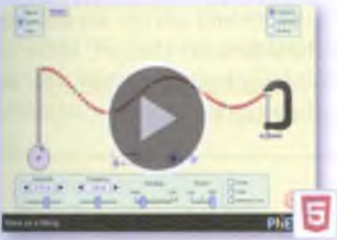


10. To'lqin paketining tarqalish tezligi. Bu qanday tezlik?

12. Kogerent to'lqinlar uchun, qo'shiladigan tebranishlar fazalar farqi faqat shu kattalikka bog'liq bo'ladi, bu yo'lning farqi. Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

14. To'lqin - bu yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'lqinlarning ustma-ust tushgani.

16. Ular faqat bir xil yo'nalishda tarqaladilar. Bu qanday to'lqinlar?

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/wave-on-a-string Wave on a String</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Waves • Frequency • Amplitude <p style="text-align: center;">DONATE</p> <p style="text-align: center;">PhET is supported by</p> <p style="text-align: center;">PI PIEZO HAND POSITIONING</p>	<p>Topics Waves Frequency Amplitude Damping Description Explore the wonderful world of waves! Even observe a string vibrate in slow motion. Wiggle the end of the string and make waves, or adjust the frequency and amplitude of an oscillator.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/wave-interference Wave Interference</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Waves • Sound <p style="text-align: center;">DONATE</p> <p style="text-align: center;">PhET is supported by</p> <p style="text-align: center;">ndia National Defense Science and Engineering Graduate Fellowship and educators like you.</p>	<p>Topics Waves Sound Description Make waves with a dripping faucet, audio speaker, or laser! Add a second source or a pair of slits to create an interference pattern.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/normal-modes Normal Modes</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Oscillator • Normal Modes • Polarization <p style="text-align: center;">DONATE</p> <p style="text-align: center;">PhET is supported by</p> <p style="text-align: center;">LANCO Laser Applications Corporation</p>	<p>Topics Oscillator Normal Modes Polarization Mass Spring System Frequency Amplitude Phase Description Play with a 1D or 2D system of coupled mass-spring oscillators. Vary the number of masses, set the initial conditions, and watch the system evolve. See the spectrum of normal modes for arbitrary motion. See longitudinal or transverse modes in the 1D system.</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/sound>

Sound



- Sound
- Waves

DONATE

PhET is supported by



and educators like you.

Topics

Sound

Waves

Description

This simulation lets you see sound waves. Adjust the frequency or volume and you can see and hear how the wave changes. Move the listener around and hear what she hears.

Nazorat savollari

1. To'liqin nima? Qanday to'liqinlarni bilasiz? To'liqinlarning tarqalish tezligi qanday fizikaviy kattaliklarga bog'liq? To'liqin siljish tenglamasining differensial ko'rinishini yozing. To'liqinlarning fazaviy va guruhli tezligini tushuntirib bering.

2. To'liqinlarni qo'shing. Superpozitsiya prinsipi qanday bo'ladi? Turg'un to'liqinlar va ularning tenglamasi qanday ko'rinishda?

3. Elektromagnit to'liqinlarni hosil bo'lishi va differensial tenglamasi qanday ko'rinishda? Ularni tarqalish tezligini hisoblang? Umov-Poyting vektorini tushuntirib bering.

IX BOB. AKUSTIKA

MUNDARIJA

65-§. Akustika



IX BOB. AKUSTIKA

65 - §. Akustika

Tovush to'g'risidagi ta'limot *akustika* deb ataladi. Inson va hayvonlarning tovushni sezishining sababi havo yoki boshqa elastik muhitda tarqalayotgan elastik to'lqinlarning eshitish organlariga ta'siridir. Bu elastik to'lqinlar manbai tebranayotgan jismlardir. Tebranayotgan jism o'z atrofida tebranayotgan muhit zarrachalarining siyraklashishi yoki quyuqlashishini hosil qiladi. Zarrachalarning siyraklashishi va quyuqlashishi, muhitning elastikligi sababli, unda tarqalib, tovush to'lqinlarini hosil qiladi.

Tovush to'lqinlari, odatdagi mexanik to'lqinlarga o'xshab, sferik yoki yassi frontga ega bo'lishi mumkin. Tovush to'lqinlari gazli, suyuqlik va qattiq muhitlarda tarqalishi mumkin. Gaz va suyuqliklarda ular bo'ylama to'lqin shaklida bo'ladi, qattiq jismlarda bo'ylama va ko'ndalang to'lqin shaklida bo'ladi.

Tovush deganda quloqlarimizga ta'sir qiluvchi fizikaviy hodisa, ya'ni ko'ndalang to'lqinlarni tushunamiz.

Tovushni o'rganayotganda asosiy uchta aspektni ko'rish mumkin. Birinchidan, tovush manbai mavjud bo'lishi kerak; boshqa to'lqinlarga o'xshash tovush to'lqinlarining manbai jismlarning tebranishi hisoblanadi. Ikkinchidan, tovush manbaidan energiya ko'ndalang to'lqinlar ko'rinishida uzatiladi. Uchinchidan, tovush bizning qulog'imiz yoki asboblardan orqali qayd qilinadi.

Childirma, dutor, rubob va boshqa musiqa asboblari tortilgan teri tebranishi natijasida havoda tovush to'lqinlarini hosil qiladi. Haqiqatda, tovush havoda tarqaladi, havo qulog'imizning havo pardalari bilan kontaktda bo'ladi va ularni tebratadi. Ammo tovush to'lqinlari boshqa moddalarda ham tarqalishi mumkin. Suv ostida ikkita tosh bir-biriga urilganda, tebranish suv orqali tarqalib bizning qulog'imizga etib keladi. Haqiqatda, istalgan moddiy muhitda tarqalayotgan ko'ndalang to'lqinlarni, ko'pinchalik tovushlar deb atashadi. Moddiy muhit yo'qligida tovush to'lqini tarqalmaydi. Masalan, havosi so'rilgan idishdagi qo'ng'iroq ovozi eshitib bo'lmaydi.

Tovush tezligi har xil moddalarda har xil qiymatlarga ega bo'ladi. 0°C temperaturada, 1atm bosimda havoda tovush 331.3m/s tezlik bilan tarqaladi. Tezlik elastiklik moduli va modda zichligiga bog'liq bo'ladi. Havo va boshqa gaz va suyuq muhitlarda tovush tezligi quyidagicha ifodalanadi:

$$v = \sqrt{B / \rho},$$

bu yerda B – elastik kuch yoki har tomonlama siqilish moduli; ρ – muhit zichligi. Zichligi havoga nisbatan sezilarli kichik bo'lgan geliyda, har tomonlama siqilish moduli bir xil bo'lishiga qaramay, tovush tezligi deyarli uch marta kattadir.

Tovush o'zining kuchi, balandligi va tembri bilan tavsiflanadi. Tovushning kuchi yoki jadalligi to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzasidan uzatilayotgan to'lqin energiyasi miqdori bilan aniqlanadi. To'lqin uzatayotgan energiya to'lqin amplitudasining va chastotasining kvadratlariga proporsional bo'lgani uchun, tovush kuchi ham shu kattaliklarga proporsionaldir.

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho v, \quad (65.1)$$

bu yerda A – to‘lqin amplitudasi; ω – to‘lqinning siklik chastotasi, ρ – muhit zichligi; v – to‘lqin tarqalishining fazaviy tezligidir.

Misol uchun, chastota o‘zgarmas bo‘lganda, amplituda ikki marotaba kuchayadi, tovush jadalligi esa, bir marotaba oshadi. XBT da tovush jadalligi birligi Vt/m^2 da o‘lchanadi, SGS tizimida esa $\frac{Erg}{sm^2s}$ da o‘lchanadi.

Elastik muhitda bo‘ylama tovush to‘lqinlarining tarqalishi muhitning hajmiy deformatsiyalanishi bilan bog‘liqdir. Shuning uchun muhitning har bir nuqtasidagi bosim uzluksiz tebranib turadi va u muhit bosimining muvozanatdagi qiymati va ΔP qo‘shimcha bosim yig‘indisiga tengdir. ΔP qo‘shimcha bosim muhitning tovush bosimi deb ataladigan deformatsiyasi ta‘sirida vujudga keladi.

Sinusoidal to‘lqin *tovush bosimi* muhitning to‘lqin qarshiligini (ρv) zarrachalarning tebranish tezligiga $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)$ ko‘paytmasiga tengdir.

$$\Delta P = \rho v \frac{\partial S}{\partial t}. \quad (65.2)$$

Tovush bosimi balandligining birligi qilib «Bell» olingan. «Bell» katta o‘lchov birligi bo‘lgani uchun uning o‘ndan bir qismi detsibell (dB) olinadi.

Fiziologik akustikada tovush sezishining tavsifi sifatida tovushning balandligi, tembri va qattiqligi qabul qilinadi. *Tovush balandligi* deb, tebranish chastotasi va eshitish qobiliyatiga bog‘liq bo‘lgan, deyarli davriy tovushning sifatiga aytiladi. Chastota pasayishi bilan tovushning balandligi pasayadi.

Tovushning kuchi va jadalligidan farqli, *tovush qattiqligi* eshitish sezgirligi kuchining sub‘yektiv bahosidir, u muhitning zichligi va quloqning sezgirligiga bog‘liqdir.

Tovush qattiqligi birligi sifatida «fon» qabul qilinadi va uni chastotasi $10^3 Hz$ bo‘lgan tovushning hosil qilgan bosimi $1dB$ ga tengligini bildiradi.

Inson qulog‘i tovushning ayrim jadalligini qabul qiladi. Past yoki sust tovushlarni inson qabul qila olmaydi. Tovushning har bir chastotasi uchun *eshitish chegarasi* deb ataladigan ayrim tovush jadalligi mavjud, ya‘ni bundan past holatlarda shu chastotali tovush eshitilmaydi. Kuchli tovushlarni ham, inson qulog‘i eshitmasligi mumkin, chunki u faqat quloqda og‘riq qo‘zg‘atishi mumkin.

Inson qulog‘i $10^{-12} Vt/m^2$ (eshitishning eng quyi chegarasi)dan $1 Vt/m^2$ (og‘riq seziladigan chegara)gacha jadallikdagi tovushlarni qabul qilishi mumkin. Inson yanada jadalligi yuqori bo‘lgan tovushni eshitishi mumkin, ammo bu holda quloqda og‘riqni seza boshlaydi. Eshitish mumkin bo‘lgan tovush jadalligi diapazoni juda katta bo‘lganligi sababli (10^{12} marta), tovush balandligi to‘g‘ridan-to‘g‘ri jadallikka proporsional emas. Jadallik ortishi bilan tovush balandligi kuchayishi kuzatiladi, ammo tovush balandligini ikki marta oshirish uchun tovush to‘lqini jadalligini kamida 10 dan ortiq marta orttirish zarur bo‘ladi. Masalan, o‘rtacha inson $10^{-9} Vt/m^2$ jadallikdagi tovush to‘lqinini $10^{-10} Vt/m^2$ jadallikdagi to‘lqinga nisbatan bor-yo‘g‘i ikki marta balandroq eshitadi. $10^{-2} Vt/m^2$

jadallikdagi tovush to'liqini, 10^{-3} Vt/m^2 jadallikdagiga nisbatan ikki marta, 10^{-4} Vt/m^2 jadallikdagiga nisbatan to'rt marta baland bo'ladi.

Inson qulog'i ayrim chastotali tovushlarni qabul qilishi mumkin va u har xil odamlarda har xildir, ammo inson o'rtacha 20Hz dan 20000Hz gacha bo'lgan chastotadagi tovushlarni qabul qiladi.

Chastotasi 20Hz dan past tovushlar – *infratovushlar*, 20000Hz dan yuqorisi – *ultratovushlar* deb ataladi.

Odatda, ultratovush to'liqlarini generatsiya qilish uchun, asosan pyezoelektrik va magnitostriksiyaviy nurlatgichlar ishlatiladi.

Ultratovushli to'liqlar bir qator o'ziga xos xususiyatlarga ega. Ulardan eng muhimi, yorug'likka o'xshab tor yo'nalgan dastalar – ultratovushli nurlar kabi nurlanishi mumkin.

Ultratovushli nurlarning ikki muhit chegarasida qaytishi va sinishi geometriyaviy optika qonunlariga asosan sodir bo'ladi. Shuning uchun ultratovush nurlari tarqalish yo'nalishini o'zgartirish va fokuslashda har xil shakldagi oynalar, tovushli linzalar, prizmalar va boshqa qurilmalar qo'llaniladi.

Tovushli linzalar, tovush tarqaladigan muhitdagi tezligidan farq qiluvchi tezlikka ega bo'lgan materiallardan foydalaniladi. Masalan, suyuqlikdan iborat bo'lgan muhitga mo'ljallangan tovushli linzalar plastmassalardan tayyorlanadi.

Optikadagiga o'xshash, tovushli oyna va linzalarga bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan talablar qo'yiladi.

Tovushli oynalar ultratovushli to'liqlarni iloji boricha to'la qaytarish xususiyatiga ega bo'lishlari kerak.

Shuning uchun oynaga mo'ljallangan moddaning to'liqin qarshiligi $\ll \rho_1 v_1 \gg$ muhitning to'liqin qarshiligidan $\ll \rho_2 v_2 \gg$ juda ko'p marta katta bo'lishi zarur.

$$\gamma = \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} \gg 1.$$

Aksincha, tovushli linzalar ultratovush to'liqlari uchun juda ham tiniq bo'lishi kerak. Shu sababli, linzalar uchun ishlatiladigan moddalarning to'liqin qarshiligi muhit qarshiligiga iloji boricha teng bo'lishi kerak, ya'ni $\gamma = 1$.

Ultratovushlarning to'g'ri chiziqli tarqalishi qonuniga asosan, ulardan defektoskopiya va ultratovushli lokatsiyada qo'llaniladi.

Kuchli ultratovushlar hosil qiladigan tovush bosimining amplitudasi katta bo'lgani tufayli, suyuqlikda *kavitatsiya* hodisasi paydo bo'ladi, ya'ni uzluksiz ichki uzilishlar hosil bo'ladi va yo'qolib turadi. Natijada, suyuqlikda makroorganizmlar, qattiq jismlar parchalanishiga olib keladi.

Gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda ultratovushlarning tarqalishi va yutilishiga bog'liq tajribalarni kuzatish orqali moddalarning tuzilishi, termodinamik xususiyatlarini, molekulyar jarayonlar kinetikasi, o'zaro ta'siri, moddaning issiqlik sig'imi elastikligi va b.ga tegishli qonuniyatlarni o'rganish mumkin.

Yopiq xonalarda, devorlar orasidagi masofa kichik bo'lgani uchun, devordagi qaytgan tovush (exo), asosiy tovush bilan qo'shilishi mumkin.

Ikkita muhit chegarasida tovush faqat qaytishi emas, balki yutilishi ham mumkin, chunki to'liq bosimi energiyasining bir qismi qaytishi, qolgan qismi muhitga o'tib molekular tartibsiz harakati energiyasiga aylanishi mumkin.

Jismlarning tebranishiga bog'liq ayrim sodda tovush manbalarini, xususan musiqa asboblari ko'rib chiqamiz. Musiqa asboblari zarba berish, torlarni tanlash, kamonlarni tor bo'yicha siljitish yoki havoni puflash orqali tovush manbalari tebranish holatiga keltiriladi. Bu holda turg'un to'liqlar paydo bo'ladi va jism o'zining xususiy rezonans chastotasi bilan tebranadi. Baraban yoki doirada, odatda teridan ishlangan, tortilgan membrana tebranadi. Eng ko'p tarqalgan musiqa asboblari tebranadigan torlardan foydalaniladi. Bularga skripka, gitara, chang, rubob, g'ijjak va fortopiano kabilar kiradi. Ularga o'xshash keng tarqalgan asboblarda havo ustunlari tebranishi vujudga keladi, masalan, karnay, surnay, fleyta, truba va organlar.

Tovush balandligi, odatda torlarning chetlaridagi mavjud bo'lgan tugunlarga mos keluvchi eng kichkina rezonans, asosiy chastotalar bilan aniqlanadi. To'liq tebranishi asosiy chastotasining uzunligi torning ikkita uzunligiga teng. Demak, asosiy chastota quyidagicha ifodalanadi: $f = v/\lambda = v/2L$, bu yerda v – to'liqning tor bo'yicha tarqalish tezligi. Musiqachi o'zining barmoqlari bilan gitara yoki dutordagi torlarga tekkanda, torning effektiv uzunligi o'zgaradi; natijada tovush paydo bo'ladi. Gitaraning barcha torlari bir xil uzunlikda tayyorlanadi. Ular birlik uzunlikka to'g'ri keladigan (chiziqli zichlik) har xil μ massalarga ega bo'lganlari uchun (ular tovush tarqalish tezligini belgilaydi $v = \sqrt{F/\mu}$) har xil balandlikdagi tonlar bilan ovoz chiqaradi. Shunday qilib, to'liqning tarqalish tezligi massivroq bo'lgan torda kichik bo'ladi yoki kichik chastotada tovush chiqaradi.

9.1 - masala. Yuqori sifatli radiopriyomnik karnayi chastotalari 30 - 18000Hz kenglikda, balandligi maksimal darajada bo'lgan tovushlarni chiqaradi. Tovush balandligi darajasi 3dBga o'zgarganda tovush jadalligi necha marta o'zgaradi?

Yechim. O'rtacha jadallikni I_1 va o'rtacha tovush balandligini esa β_1 bilan belgilaymiz. Bu holda I_2 maksimal jadallik $\beta_2 = \beta_1 + 3dB$ tovush balandligiga mos keladi. Shunday qilib,

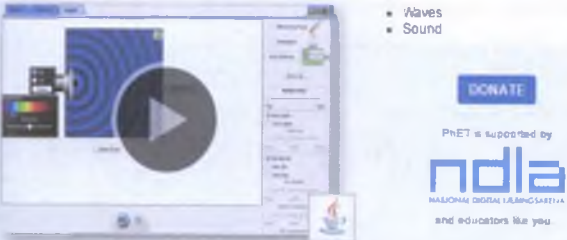

$$\beta_2 - \beta_1 = 10 \lg(I_2/I_0) - 10 \lg(I_1/I_0),$$

$$3dB = 10[\lg(I_2/I_0) - \lg(I_1/I_0)] = 10 \lg(I_2/I_1),$$

$$10 \lg(I_2/I_1) = 0,30.$$

Natural logarifm jadvali orqali quyidagiga ega bo'lamiz $I_2/I_1 = 0,20$, yoki I_2 jadallik I_1 ga nisbatan ikki marta katta bo'ladi[1].

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/wave-interference Wave Interference</p> 	<p>Topics Waves Sound</p> <p>Description Make waves with a dripping faucet, audio speaker, or laser! Add a second source or a pair of slits to create an interference pattern.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/sound Sound</p> 	<p>Topics Sound Waves</p> <p>Description This simulation lets you see sound waves. Adjust the frequency or volume and you can see and hear how the wave changes. Move the listener around and hear what she hears.</p>

Nazorat savollari

1. Tovushning kuchi, balandligi va tembrini tavsiflab bering.
2. Tovush jadalligi nima?
3. Tovushli linzalar va oynalar qaysi maqsadlarda ishlatiladi?
4. Ultratovushlarni har xil muhitlarda tarqalishi va yutilishini tushuntirib bering.

X BOB. ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLAR



MUNDARIJA

66-§. Elektromagnit to‘lqinlar

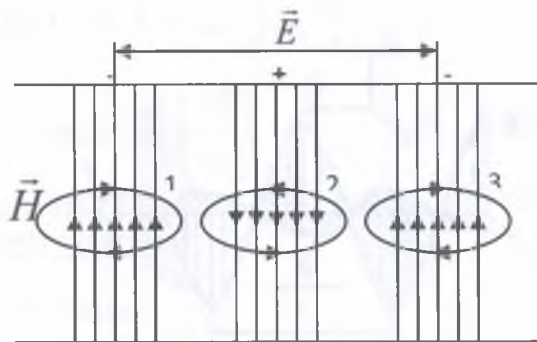
67-§. Elektromagnit to‘lqinlar shkalasi

X BOB. ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLAR

66 - §. Elektromagnit to‘lqinlar

Dielektrik uchun Maksvellning (1) - va (2) - tenglamalaridan quyidagi fikr kelib chiqadi, ya'ni elektr va magnit maydonlarning o‘zaro bog‘liqligi, bu maydonlardan birining o‘zgarishi qo‘shni nuqtalarda boshqasining paydo bo‘lishini eslatadi. Bu esa fazoda *elektromagnit to‘lqinlarni* paydo bo‘lishi va tarqalishiga olib keladi.

Faraz qilaylik, fazoning qandaydir joyida (178 - rasm, 1-nuqtada) kuchlanganligi \vec{E} bo‘lgan elektr maydoni hosil qilingan.



178 - rasm. Elektromagnit to‘lqin tarqalishida elektr va magnit maydonlarning taqsimlanishi

Maydon kuchlanganligini 0 dan E gacha o‘zgarishi Maksvellning 1- tenglamasiga asosan,

$$\oint H_t dl = \frac{\partial D_n}{\partial t}$$

elektr maydon kuch chiziqlarini o‘rab oluvchi magnit maydonining hosil bo‘lishiga olib keladi.

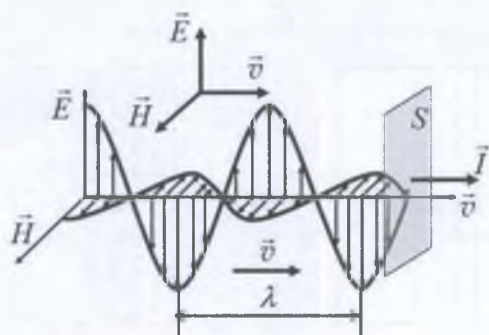
Kuchlanganligi \vec{H} bo‘lgan magnit maydonining paydo bo‘lishi, Maksvellning 2 - tenglamasiga asosan,

$$\oint E_t dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

yana elektr maydonini hosil qiladi. Elektr maydoni uyurmali va yopiq bo‘lib, 2 - nuqtada pastga, 1 - nuqtada yuqoriga yo‘nalgan bo‘ladi.

Shunday qilib, qandaydir nuqtada paydo bo'lgan elektr (yoki magnit) maydoni barcha yo'nalishlarda bir vaqtda tarqaladigan elektr va magnit to'liqlarning manbai bo'lib qoladi. Elektr va magnit to'liqlarining majmuasi *elektromagnit to'liq* deb ataladi.

Bu holda, elektromagnit to'liq o'tuvchi har bir nuqtada \vec{E} va \vec{H} kuchlanganliklarning har biri maksimumgacha o'sib, nolgacha kamayishga intiladi. Agarda boshlang'ich nuqtada maydon kuchlanganligi uzoq vaqt $E = E_0 \sin \omega t$ qonuniyat bilan tebranib tursa, u holda to'liq o'tadigan har bir nuqtada \vec{E} va \vec{H} maydon kuchlanganliklari ham shu qonuniyat bilan tebranadilar. Bu ikkala vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lib, to'liq tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyardir, ya'ni elektromagnit to'liq *ko'ndalang to'liq*dir.



179 - rasm. Elektromagnit to'liqning elektr va magnit kuchlanganlik vektorlari yo'nalishlari

Ikki maydon kuchlanganliklari vektorlarining vaqtning bir onida har xil nuqtalarda yo'nalganliklari 179 - rasmda keltirilgan.

Maksvell tenglamalaridan to'liqning differensial tenglamasini keltirib chiqaramiz.

Vakuumdagi yoki bir jinsli dielektrik muhitdagi, erkin zaryadlar va o'tkazuvchanlik toklari bo'lmagan holatdagi elektromagnit maydonni ko'rib chiqamiz: $\rho=0, \vec{j}=0$. Bunday holat uchun Maksvell tenglamalar tizimini yozamiz:

$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1)$	<p>Quyidagi formuladan foydalanamiz</p> $[\vec{a}, [\vec{b}, \vec{c}]] = \vec{b} \cdot (\vec{a}, \vec{c}) - \vec{c} \cdot (\vec{a}, \vec{b}),$ $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{A}) = [\nabla, [\nabla, \vec{A}]] = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - (\nabla \cdot \nabla) \cdot \vec{A}$ $\nabla \cdot \vec{E} = \operatorname{div} \vec{E} = 0$ $[\nabla, [\nabla, \vec{A}]] = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{A}) - (\nabla \cdot \nabla) \cdot \vec{A} = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{A}) - \Delta \cdot \vec{A}$ $\Delta = \nabla \cdot \nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$
$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2)$	
$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad (3)$	
$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (4)$	

Endi biz davom ettirishga tayyormiz, (1) tenglamaning ikkala qismiga rot operatori bilan ta'sir qildiramiz (2) va (3) tenglamalardan foydalanamiz:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{E}) = \text{rot}\left(-\mu\mu_0 \frac{\partial\vec{H}}{\partial t}\right)$$

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{E}]] = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}\vec{H} \quad (3) \text{ va } (2) \text{ larni}$$

hisobga olib: $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \text{div}\vec{E} = 0$

$$\underbrace{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})}_0 - \underbrace{(\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{E}}_{\Delta} = -\Delta \cdot \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \right)$$

$$-\Delta\vec{E} = -\mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \right)$$

Bu o'zgartirishlar natijasida to'liq tenglamasini olamiz

$$\Delta\vec{E} = \mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$$

(2) tenglamaning ikkala qismiga rot operatori bilan ta'sir qildiramiz (1) va (4) tenglamalardan foydalanamiz:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{H}) = \text{rot}\left(\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$$

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{H}]] = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}\vec{E} \quad (4) \text{ va}$$

(1) larni hisobga olib:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \text{div}\vec{H} = 0$$

$$\underbrace{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H})}_0 - \underbrace{(\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{H}}_{\Delta} = -\Delta \cdot \vec{H} = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\mu\mu_0 \frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \right)$$

$$-\Delta\vec{H} = -\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \right)$$

Bu o'zgartirishlar natijasida to'liq tenglamasini olamiz

$$\Delta\vec{H} = \mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}$$

Maksvell tenglamalaridan quyidagi differensial tenglamalarni keltirib chiqarish mumkinligini ko'rdik:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} &= \epsilon\epsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial z^2} &= \epsilon\epsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (66.1)$$

Bu elektr va magnit to'liqlarining mos ravishda to'liq tenglamalaridir. Bu tenglamalarni to'liqning differensial tenglamasi

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} = \frac{1}{U^2} \frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$$

bilan solishtirsak, elektr va magnit to'liqlarning fazali tezliklari bir xil ekanligi ko'rinib turibdi

$$U = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}$$

ya'ni faqat to'liq tarqaladigan muhitning dielektrik va magnit singdiruvchangliklariga bog'liq ekan.

Vakuumdagi $\epsilon = \mu = 1$ ga teng bo'lgani uchun to'liqlarning fazali tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligiga tengdir.

$$v = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299729 \text{ km / s.}$$

Agar $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ ekanligini hisobga olsak, elektromagnit to'liqining istalgan muhitdagi tarqalish tezligi uchun Maksvell formulasini keltirib chiqaramiz:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (66.2)$$

X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'liq uchun, elektromagnit to'liqning ko'ndalang ekanligini hisobga olgan holda, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E_x = H_x = 0.$$

$E_z = H_z = 0$ ekanligini hisobga olsak, Maksvell tenglamasidan X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'liqning differensial tenglamalarini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (66.3)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy yechimlari quyidagi funksiyalardan iboratdir:

$$E_y = E_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_1); \quad H_z = H_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_2) \quad (66.4)$$

Bu yerda ω – to'liqin chastotasi; $k = 2\pi/\lambda = \omega/v$ to'liqin sonidir, α_1 va α_2 $x = 0$ nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazalaridir.

Elektromagnit to'liq uchun, quyidagi tenglik:

$$\epsilon \epsilon_0 E_0^2 = \mu \mu_0 H_0^2, \quad (66.5)$$

o'rinlidir. Bu tenglikdan elektr va magnit maydon kuchlanganliklari vektorlarining tebranishlari bir xil fazada ($\alpha_1 = \alpha_2$) sodir bo'lishi ko'rinib turibdi va bu vektorlarning amplitudalari bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir:

$$E_0 \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu\mu_0}. \quad (66.6)$$

Yassi elektromagnit to'liqin tenglamasining vektor ko'rinishi quyidagichadir:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kx); \quad \vec{H} = H_0 \sin(\omega t - kx), \quad (66.7)$$

bu yerda fazalar farqi nolga tengdir $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$.

Elektromagnit to'liqinlar, har qanday to'liqinlarga o'xshash, energiyani ko'chirish xususiyatiga egadirlar.

Elektromagnit maydon energiyasi zichligi W elektr va magnit maydonlar energiyalari zichliklari yig'indisidan iborat.

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}. \quad (66.8)$$

Fazoning berilgan nuqtasida \vec{E} va \vec{H} vektorlar bir xil fazada o'zgaradilar. Shu sababli, E_0 va H_0 larning amplituda qiymatlari orasidagi (66.6) - nisbat ularning boshqa oniy qiymatlari uchun ham o'rinalidir. Bundan, to'liqinning elektr va magnit maydonlari energiyalari zichligi vaqtning har bir momenti uchun bir xildir degan fikr tug'iladi, ya'ni:

$$w_E = w_H.$$

Shuning uchun

$$w = 2w_E = \varepsilon\varepsilon_0 E^2. \quad (66.9)$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ tenglikdan foydalanib, (66.9) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0} EH = \frac{1}{v} EH,$$

bu yerda v – elektromagnit to'liqin tarqalish tezligi. Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektori quyidagiga tengdir:

$$S = w \cdot v = EH. \quad (66.10)$$

\vec{E} va \vec{H} vektorlar o'zaro bir - biriga perpendikulyar va to'liqin tarqalishi yo'nalishi bilan o'ng burama tizimini tashkil etadi. Shu sababli, $[\vec{E}\vec{H}]$ vektor yo'nalishi energiyaning ko'chishi yo'nalishiga mos keladi.

Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektorini \vec{E} va \vec{H} vektorlarning ko'paytmasi sifatida tasavvur qilish mumkin:

$$\vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{H}] \quad (66.11)$$

va bu \vec{S} – vektor *Umov - Poynting vektori* deb ataladi.

67 - §. Elektromagnit to‘lqinlar shkalasi

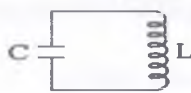
Amalda elektromagnit to‘lqinlar manbai bo‘lib istalgan elektr tebranish konturi yoki o‘zgaruvchan elektr toki oqayotgan o‘tkazgich bo‘lishi mumkin. Elektromagnit to‘lqinlarni qo‘zg‘atish uchun fazoda o‘zgaruvchan elektr maydonini (siljish tokini) yoki mos ravishda o‘zgaruvchan magnit maydonini hosil qilish zarurdir. Manbaning nurlanish qobiliyati uning shakli, o‘lchamlari va tebranish chastotasi bilan aniqlanadi.

Nurlanish sezilarli bo‘lishi uchun, o‘zgaruvchan elektr maydoni hosil bo‘ladigan fazoning hajmi katta bo‘lishi kerak. Shu sababli elektromagnit to‘lqinlarni hosil qilish uchun yopiq tebranish konturlarini ishlatib bo‘lmaydi, chunki kondensator qoplamalari orasida elektr maydoni, induktivlik g‘altagi ichida magnit maydoni joylashgan bo‘ladi. yopiq tebranish konturida (180 - rasm) sig‘im va induktivlik katta qiymatga ega bo‘lgani uchun tebranish davri va elektromagnit to‘lqin uzunligi katta bo‘ladi:

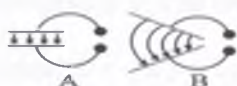
$$\lambda = \nu T = 2\pi\nu\sqrt{LC} . \quad (67.1)$$

To‘lqin uzunligini qisqartirish uchun induktivlik va sig‘im qiymatini qisqartirish kerak. Shu sababli Gers o‘z tajribalarida g‘altak o‘rami va kondensator qoplamalari yuzasini kamaytirib, qoplamalar orasini kengaytirish hisobiga yopiq tebranish konturidan ochiq tebranish konturiga o‘tish usulini topdi (181 - rasm, A, B).

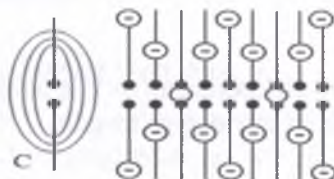
Natijada, chaqnash oralig‘i bilan ajralgan ikkita sterjenli (simli) tebranish konturini hosil qildi (181 - rasm, C). Agarda, yopiq tebranish konturida o‘zgaruvchan elektr maydoni kondensator qoplamalari orasiga joylashgan bo‘lsa (181 - rasm, A), ochiq tebranish konturida esa, o‘zgaruvchan elektr maydoni kontur atrofidagi fazoni egallaydi (181 - rasm, B) va elektromagnit nurlanish jadalligini kuchaytiradi.



180 - rasm.
Elektromagnit to‘lqining eng oddiy manbai



181- rasm.
Ochiq tebranish konturi



182- rasm.
Dipolli elektr maydon tebranishi

Ikkita sterjenli tebranish konturining uchlari qarama-qarshi zaryadlar kiritilsa, sterjen atrofida elektr maydoni kuch chiziqlari hosil bo‘ladi. Qarama-qarshi zaryadlar bir-

biri bilan tortishib o'tkazgichda tok hosil qiladilar, bu tok o'z navbatida o'tkazgich atrofida elektr maydonini hosil qiladi.

182- rasmda butun davrning $1/8$ qismiga tegishli zaryadlarning joylashishi keltirilgan. Rasmdan ko'rinishcha, bu o'z navbatida, dipol elektr maydoni tebranishini tasavvur etadi.

Vibratorning o'rtasida qarama-qarshi zaryadlar duch kelsa, ular bir-birini neytrallaydi va elektr kuch chiziqlarining uchlari zaryadlardan uziladi. Ajralgan elektr maydon kuch chiziqlari vibratorning barcha taraflariga tarqala boshlaydi.

Gers shunday vibrator orqali 100MHz chastotali elektromagnit to'lqinlarni hosil qila oldi. Bu to'lqinlarning to'lqin uzunligi taxminan 3m ga tengdir.

Sterjenlarning qalinligi va uzunligini yanada kamaytirish hisobiga P.N.Lebedov $\lambda = 6 \div 4\text{mm}$ li elektromagnit to'lqinlarini hosil qildi.

Elektromagnit to'lqinlar keng chastota spektri yoki to'lqin uzunligiga ($\lambda = C/v$) ega bo'lib, bir-biridan generatsiya va qayd qilish usullari hamda o'zining xususiyatlari bilan farq qiladi.

Tolqin uzunligi $0,1 \div 10^3\text{m}$ kenglikdagi elektromagnit to'lqinlar radioaloqa va tasvirni uzatishda (uzun, o'rta, qisqa, ultraqisqa va detsimetrli radioto'lqinlar) ishlatiladi.

Elektromagnit to'lqinlar uzoq masofaga axborotlarni yetkazib berish imkoniyatini beradi. 1890-yilda Guleymo Markoni simsiz aloqa vositasini ixtiro qilgan. Birinchi signallar faqat uzun va qisqa pulslar bo'lgan va bu signallarni kodlar orqali so'zlarga aylantirsa bo'lardi. Signallar "nuqta" va "tire" Morze kodlari bo'lib, xoh ishonang, xoh ishonmang, simsiz nomerli bo'lgan.

1895-yilda Markoni simsiz signallarni Italiyada 1 yoki 2 kilometr gacha yuborgan. 1901 yilda u okean bo'ylab Nyufaundland, Kanada, Kornvel, Angliyaga 3000km uzoqlikka sinov signallarini yuborgan.

1903-yilda u Massachutesdan Angliyaga birinchi amaliy tijorat xabarlarini yubordi: London TIMES gazetasi Nyu Yorklik hamkori xabarlarini chop etdi. Hozirgi zamonning ajralib turadigan – simsiz aloqa qisman o'sha davrda amalga oshirilgan. Bizning zamonaviy hayotimizdagi simsiz aloqa vositalari, radio, televideniye, simsiz telefonlar, uyali aloqalar, Bluetooth, wi-fi, sun'iy yo'ldoshlar orqali aloqalar Markonining pionerlik ishiga asoslangandir.

Keyinchalik vakuumli diod va triodlarning yaratilishi radio va televideniyaning rivojlanishiga olib keldi.

Radiostansiyalar orqali xabar (so'zlar va musiqa)larni yuborish uchun audio (tovush) signallar elektr signallarga kerakli chastotada o'giriladi. Bu elektrik signal audiochastota signali deb ataladi, audio signalning chastotasi oraligi ($20\text{-}20000\text{Hz}$) ga teng. Elektr kuchaytiruvchi va radio chastota bilan qo'shilgan signal tashuvchi chastota deb ataladi. Amplituda modulyatsiyali (AM) radiostansiya tashuvchi chastotalari 530kHz dan 1700kHz gacha diapazonda yotadi. Masalan, sizning priyomningizdagi "710" soni tashuvchi chastotani 710kHz dan iboratligini bildiradi. Chastotali modulyatsiyali (FM) radiostansiyalari tashuvchi chastotalari ancha yuqoridir, 88MHz bilan 108MHz orasida. Qo'shma shtatlarning televideniye ko'rsatuv stansiyalarining tashuvchi chastotalari: 54MHz va 72MHz , 76MHz va 88MHz , 174MHz va 216MHz , 470MHz va 698MHz orasida. Bugungi raqamli teleeshittirishlar 2009 yilda ishlatilgan analog eshittirishdagi tashuvchi chastotalar bilan bir xil [1].

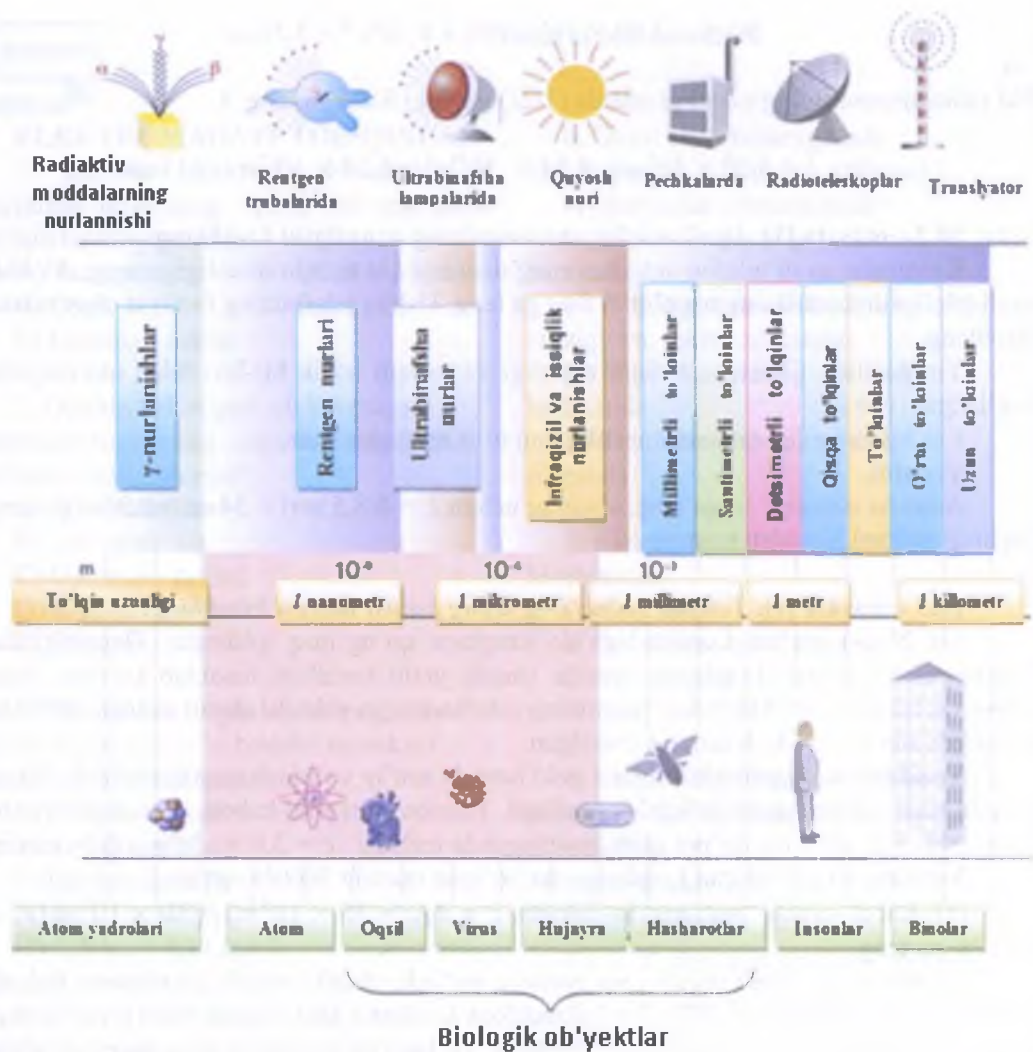
Elektromagnit to'liqlar shkalasi

1-jadval

Nurlanish turlari	To'liqin uzunligi, m	To'liqin chastotasi, Hz	Nurlanish manbalari
Radioto'liqlar	$10^{-4} - 10^3$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Tebranish konturi. Gerts vibratori, lampali generator
Yorug'lik to'liqlari:	$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{17}$	
Infraqizil nurlar	$8 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10$	$8 \cdot 10^{11} - 3,75 \cdot 10^{14}$	Lampalar
Ko'zga ko'rinadigan nurlar	$8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$3,75 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	Lazerlar
Ultrabinafsha nurlar	$10^{-9} - 4 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17}$	Lazerlar
Rentgen nurlari	$6 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$	Rentgen trubalari
γ -nurlanish	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Radioaktiv parchalanish, yadro jarayonlari, kosmik nurlanish

To'liqin uzunligi $10^{-8} \div 10^{-4} m$ kenglikda bo'lgan elektromagnit to'liqlar, uchta guruhdagi optik to'liqlardan iboratdir: infraqizil, ko'zga ko'rinadigan ($7,6 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-4} m$) va ultrabinafsha nurlardir.

Nihoyatda qisqa to'liqinli nurlar modda ichiga kirish xususiyatiga ega bo'lgan rentgen va gamma - nurlardan iborat.



183 - rasm. Elektromagnit to'liqlar shkalasi

10.1 - masala [1]. EM to'liqlarning to'liq uzunliklari. (a) 60-Hz EM to'liqini, (b) 93,3-MHz FM radio to'liqini va (c) 4.74×10^{14} Hz chastotadagi lazerning qizil rangli, ko'z ilg'aydigan nurning to'liq uzunliklarini hisoblang.

Yondashuv. Bu to'liqlarning hammasi elektromagnit to'liqlardir, shuning uchun ularning tezliklari $c = 3.00 \times 10^8$ m/s ga teng. λ ni topish uchun quyidagi $\lambda = c/f$ ifodadan foydalanamiz.

Yechim.

$$(a) \lambda = c/f = 3,00 \times 10^8 \text{ m/s} / 60 \text{ s}^{-1} = 5.0 \times 10^6 \text{ m}$$

yoki 5000km. Bu Qo'shma Shtatlardagi o'zgaruvchan tokning chastotasi 60 Hz bo'lib, bir to'liq uzunligi AQSH kontinentini aylanib chiqishga yetadi.

$$(b) \lambda = 3.00 \times 10^8 \text{ m/s} / 93.3 \times 10^6 \text{ s}^{-1} = 3.22 \text{ m}.$$

FM radio antenasining uzunligi odatda $(1/2\lambda)$ ga yoki $3/2m$ ga teng. λ

$$(c) \lambda = 3.00 \times 10^8 \text{ m/s} / 4.74 \times 10^{14} \text{ s}^{-1} = 6.33 \times 10^{-7} \text{ m} = 633 \text{ nm}.$$

10.2 - masala [1]. *Uyali telefon antenasining uzunligini hisoblang.*

Ko'pincha uyali telefon antenasining uzunligi $1/4$ to'liq uzunligiga teng. Alohida uyali telefon antenasining uzunligi 8.5 m ga teng. Ushbu telefonning faoliyat chastotasini hisoblang.

Yondashuv. Chastota, to'liq uzunligi va to'liq tezlik bir-biri bilan quyidagicha bog'langan: $c = \lambda f$.

λ to'liq uzunligi antenna uzunligidan to'rt marta kattadir.

Yechim.

Antenna uzunligi $\lambda/4$ ga teng, shuning uchun $\lambda = 4(8.5 \text{ m}) = 34 \text{ m} = 0.34 \text{ m}$ ga teng, keyin chastotani hisoblab topamiz.

10.3 - masala [1]. *Telefon qo'ng'irog'ining kutish vaqtini hisoblang.*

Siz Nyu-Yorkdan Londondagi do'stingizga qo'ng'iroq qildingiz. Ovozingsizdan chiqqan elektr signali Londonga qancha vaqtda yetib borishini hisoblab ko'ring, faraz qiling: (a) telefon simi Atlantika Okeanining ostidan o'tgan yoki (b) okean ustidan 36000 km uzoqlikda sun'iy yo'ldosh orqali yuborilgan.

Yondashuv. Signal telefon simi yoki havoda sun'iy yo'ldosh orqali uzatiladi. Ikkala holatda ham elektromagnit to'liqlar uzatiladi. Telefon simi yoki kabeli, uzatish jarayonini sekinlashtiradi, lekin biz qo'pol qilib hisoblaganda tezlikni $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ deb olamiz.

Yechim. Nyu-Yorkdan Londongacha bo'lgan masofa 5000 km ga teng.

(a) Kabel orqali vaqtning kechikishi $t = d/c \approx (5 \times 10^6 \text{ m}) / (3.0 \times 10^8 \text{ m/s}) = 0.017 \text{ s}$ ga teng.

(b) Sun'iy yo'ldosh orqali vaqt uzoqroq bo'ladi, chunki odatda geosinxron holatda bo'lgan aloqa yo'ldoshlari 36000 km balandlikda harakat qiladi. Signal sun'iy yo'ldoshga chiqadi va tushadi yoki taxminan 72000 km yo'lni o'tadi. Signalning haqiqiy o'tish masofasi, diagonal bo'yicha yuqoriga chiqib tushishidan ozgina ko'proq bo'ladi (Nyu-Yorkdan Londongacha 5000 km , sun'iy yo'ldoshgacha bo'lgan masofaga nisbatan kichik). Shuning uchun $t = d/c \approx (7.2 \times 10^7 \text{ m}) / (3 \times 10^8 \text{ m/s}) \approx 0.24 \text{ s}$ bir tomonga. Ikkala tomonga esa 0.5 s ga teng [1].

ELEKTROMAGNIT TOL'QINLAR

1. Quyida keltirilgan elektromagnit nurlanish turlarining qaysi biri eng katta to'liq uzunligiga ega:

- A) Rentgen B) Ultrabinafsha
C) Qizil D) Infraqizil
E) Gamma - nurlar

2. Quyida keltirilgan elektromagnit nurlanish turlarining qaysi biri eng kichik to'liq uzunligiga ega?

- A) Ultrabinafsha
B) Infraqizil
C) Gamma – nurlar
D) Radioto'liqlar
E) Rentgen

3. Quyida keltirilgan nurlarning qaysi birida difraksiya ro'y berishi mumkin?

- 1) Ko'rinuvchi nurlar;
2) Radioto'liqlar;
3) Rentgen nurlari;
4) Infraqizil nurlar
A) 1 B) 1,2 C) 1,2,3.
D) 1,3,4. E) 1,2,3,4.

4. Quyida keltirilganlarning qaysi birida elektromagnit to'liqlar to'liq uzunliklari kamayadigan tartibda berilgan?

- A) Ultrabinafsha, yorug'lik, radioto'liqlar
B) Rentgen, radioto'liqlar, yorug'lik
C) Gamma-nurlanish, yorug'lik, rentgen
D) Yorug'lik, gamma-nurlanish, rentgen.

5. Chastotasi $3 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$ bo'lgan elektromagnit to'liqning vakuumdagi to'liq uzunligi qanday bo'ladi?

- A) 10^{-8} m . B) $9 \cdot 10^{13} \text{ m}$.
C) $0,01 \text{ m}$. D) 10^{-3} m .
E) $0,01 \text{ mm}$.

6. Qaysi shart bajarilganida elektromagnit to'liqlar nurlanadi?

- A) Zaryadlar tebranganida
B) Elektronning to'g'ri chiziqli va tekis harakatida
C) O'tkazgichda elektronning to'g'ri chiziqli va tekis harakatida.
D) Neytral atomning tezlashgan harakatida
E) Zanjir bo'ylab o'zgarmas tok o'tganda.

7. Elektromagnit to'liqlar ... to'liqlar hisoblanadi.

- A) bo'ylama
B) bo'ylama va ko'ndalang
C) ko'ndalang
D) turg'un

8. Elektromagnit to'liqning tarqalish yo'nalishi qanday aniqlanadi? Agar parma ... aylansa.

- A) ... \vec{E} dan \vec{B} ga..
B) ... \vec{B} dan \vec{E} ga..
C) ... \vec{E} dan soat strelkasi bo'ylab ...
D) ... \vec{E} dan soat strelkasiga teskari ...
E) ... \vec{B} dan soat strelkasi bo'ylab ...
... u holda parmaning ilgari nima harakati to'liqning tarqalish yo'nalishini ko'rsatadi.

9. Agar radiolokator tomonidan jo'natilgan signal $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ keyin qaytsa, ob'yekt qanday masofada (km) joylashgan?

- A) 45 .
B) 90
C) 180
D) 270
E) 450

10. Tok kuchining amplitudasi o'zgaras bo'lgan holatda, elektromagnit tebranishlar chastotasi 2 marta oshirilsa, ochiq tebranish konturining nurlanish quvvati qanday o'zgaradi?

- A) O'zgarmaydi
 B) 2 marta ortadi.
 C) 2 marta kamayadi.
 D) 4 marta ortadi.
 E) 16 marta ortadi

11. Agar vakuumda elektromagnit to'liq uzunligi $\lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ bo'lsa, elektromagnit tebranishlar chastotasi (Hz) qanday bo'ladi?

- A) $6 \cdot 10^5$ B) $5 \cdot 10^5$ C) $18 \cdot 10^5$
 D) $5 \cdot 10^{14}$ E) $6 \cdot 10^7$

12. Agar radiopriyomnik tebranish konturidagi kondensator zaryadi $q = 500 \cos 2 \cdot 10^6 \pi t$ (nC) qonuni bo'yicha o'zgarsa, radiopriyomnik qanday to'liq uzunlikka (m) sozlangan bo'ladi?

- A) 100 B) 250
 C) 300 D) 500.
 E) 1500.

13. Radiopriyomnik tebranish konturida tok kuchining o'zgarish qonuni $i = 10^{-3} \cos 5 \cdot 10^5 \pi t$ (A) ko'rinishga ega. Radiopriyomnik qabul qiluvchi signalning to'liq uzunligini (m) aniqlang.

- A) 300 B) 450 C) 1000
 D) 1200 E) 1800

14. Kondensator sig'imi 200 pF va g'altak induktivligi $L = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$ bo'lgan tebranish konturi qanday to'liq uzunligiga (m) sozlangan bo'ladi?

- A) 288 B) 300 C) 314
 D) 377 E) 628.

15. Uyali telefon 100 MHz chastotada ishlaydi. Uning ishlovchi to'liq uzunligini (m) aniqlang.

- A) 1 B) 3 C) 10
 D) 30 E) 100.

16. Vakuumda 10 MHz chastotali elektromagnit to'liqning uzunligini (m) aniqlang.

- A) 3 B) 5 C) 10
 D) 30 E) 100.

17. Chastotasi $8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ va to'liq uzunligi 200 nm bo'lgan elektromagnit to'liqning tezligini (m/C) aniqlang.

- A) $4 \cdot 10^7$ B) $1,6 \cdot 10^8$
 C) $2,5 \cdot 10^7$ D) $2 \cdot 10^8$
 E) $2,5 \cdot 10^8$

18. Agar elektromagnit to'liqning elektrostatik maydon kuchlanganligining tebranishlar chastotasi 10^6 Hz bo'lsa, ushbu to'liqning magnit induksiya tebranishlar davri (μC) qanday bo'ladi?

- A) 10 B) 6 C) 5
 D) 2 E) 1.

19. Maksvell tenglamalaridan qaysi biri elektromagnit induksiya qonunini ifodalaydi?

A) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$

B) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \oint_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) d\vec{S}$

C) $\oint_L B dl = \mu_0 \oint_S \left(j + \frac{dD}{dt} \right) dS$

D) $\oint_S E dS = \frac{1}{\mu_0 \epsilon} \oint_V p dV$

20. Maksvell tenglamalaridan qaysi biri elektr maydonlar uchun Ostrogradskiy - Gauss teoremasini ifodalaydi?

A) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$

B) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\oint_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) d\vec{S}$

C) $\oint_L B dl = \mu_0 \oint_S \left(j + \frac{dD}{dt} \right) dS$

D) $\oint_S E dS = \frac{1}{\mu_0 \nu} \oint pdV$

21. Maksvell tenglamalaridan qaysi biri magnit maydonlar uchun Ostrogradskiy - Gauss teoremasini ifodalaydi?

A) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$

B) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\oint_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) d\vec{S}$

C) $\oint_L B dl = \mu_0 \oint_S \left(j + \frac{dD}{dt} \right) dS$

D) $\oint_S E dS = \frac{1}{\mu_0 \nu} \oint pdV$

22. Maksvell tenglamalaridan qaysi biri magnit induksiya vektori sirkulyatsiyasi to'g'risidagi qonunni ifodalaydi (to'la tok qonuni)?

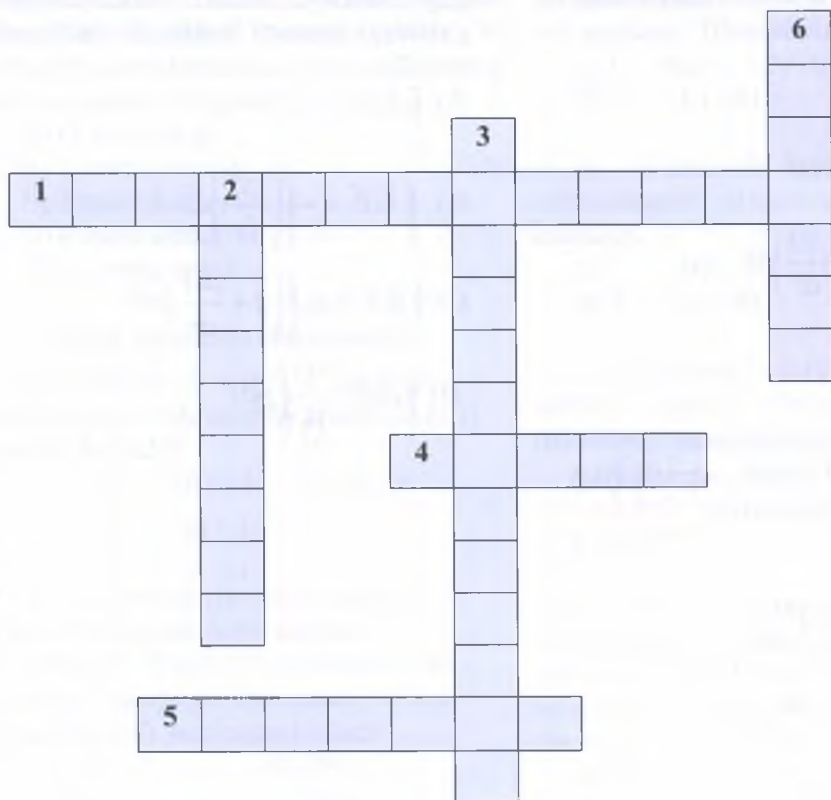
A) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$

B) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\oint_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) d\vec{S}$

C) $\oint_L B dl = \mu_0 \oint_S \left(j + \frac{dD}{dt} \right) dS$

D) $\oint_S E dS = \frac{1}{\mu_0 \nu} \oint pdV$

X bob bo'yicha krossvord



Gorizontal

1. Elektr va magnit to'qlinlarning majmuasi ... to'qlin deyiladi?
2. "Tire" va "nuqta" orqali yoziladigan alifbo qanday nomlanadi?
3. 1890- yilda ilk simsiz aloqa vositasini ixtiro qilgan olim?

Vertikal

2. E va H vektorlar bir-biriga perpendikulyar ya'ni, to'qlin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lsa, elektromagnit to'qlin ... to'qlin hisoblanadi.
3. Elektromagnit to'qlin energiyasi oqimi zichligi vektorini E va H vektorlarning ko'paytmasi sifatida tasavvur qilish mumkin va bu vektor ... deb ataladi.
6. To'qlin uzunligi shkalasida $6 \cdot 10^{-12}$ - $2 \cdot 10^{-9}$ m oraliqdagi to'qlinlar qanday to'qlinlar?

Nazorat savollari

1. Elektr va magnit maydonlarining o'zaro bog'liqligini tushuntiring. Elektromagnit to'qlin nima?
2. Elektr va magnit to'qlinlarning fazali tezliklari ifodasini keltiring.
3. Yassi elektromagnit to'qlinning differensial tenglamsini keltiring. Umov-Poynting vektorini tushuntiring.
4. Elektromagnit to'qlinlar shkalasi nima?

XI BOB. OPTIKA. NURLANISHNING KVANT TABIATI



MUNDARIJA

- 68-§.Optikaning asosiy qonunlari
- 69-§.Geometriyaviy optika elementlari
- 70-§.Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari
- 71-§.Plyonkali va raqamli fotokameralar
- 72-§.Yorug'lik nurining tabiati
- 73-§.Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi
- 74-§.Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi
- 75-§.Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini kuzatish usullari
- 76-§.Yorug'lik difraksiyasi
- 77-§.Frenel sohalari
- 78-§.Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishida kuzatiladigan difraksiya hodisalari
- 79-§.Bitta tirqishli to'siqdagi Fraungoufer difraksiyasi
- 80-§.Difraksiyaviy panjara
- 81-§.Yorug'lik dispersiyasi
- 82-§.Yorug'likning yutilishi va sochilishi
- 83-§.Yorug'likning qutblanishi
- 84-§.Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi
- 85-§.Qo'sh nur sinishi
- 86-§.Qutblanish tekisligining aylanishi
- 87-§.Suyuq kristallik displeylar (LCD)
- 88-§.Issiqlik nurlanishi
- 89-§.Fotoeffekt
- 90-§.Yorug'lik bosimi
- 91-§.Kompton effekti
- 92-§.Modda zarrachalarining korpuskulyar-to'lqin dualizmi

XI BOB. OPTIKA. NURLANISHNING KVANT TABIATI

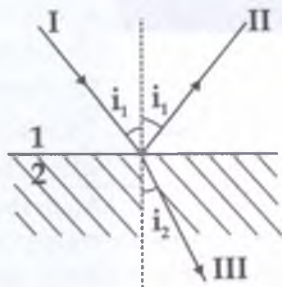
68 - §. Optikaning asosiy qonunlari

Yorug'lik nurining tabiati o'rnatilishidan oldin optikaning quyidagi asosiy qonunlari ma'lum edi:

Yorug'lik nurining optik bir jinsli muhitda to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni; yorug'lik nuri dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni; yorug'likning qaytish va sinish qonunlari.

Yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni. Optikaviy bir jinsli muhitda yorug'lik nuri to'g'ri chiziqli tarqaladi, chunki nuqtaviy yorug'lik manbai bilan shaffof bo'lmagan buyumlar yoritilganda, buyumlar shaklida aniq soya hosil bo'ladi. Yorug'lik nurlari to'liq uzunligiga yaqin bo'lgan o'lchamli buyumlar yoritilganda, bu qonundan chetlashish kuzatiladi.

Yorug'lik nurlari dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni. Alohida yorug'lik nuri dastasida kuzatiladigan hodisalar boshqa dastalar bir vaqtda mavjud bo'lish yoki bo'lmasligiga bog'liq bo'lmaydi. Yorug'lik oqimini alohida yorug'lik dastalariga ajratib, tanlangan yorug'lik dastasi ta'siri boshqa dastalarga bog'liq emasligini oson isbotlash mumkin.



184-rasm. Ikki muhit chegarasida yorug'likning sinishi va qaytishi

Agarda, yorug'lik nuri ikki muhit chegarasiga tushsa (184 - rasm), I tushuvchi nur II qaytgan va III singan nurlarga ajraladi, ularning tarqalish yo'nalishlari qaytish va sinish qonunlari bilan belgilanadi.

Qaytish qonuni. Qaytgan nur tushuvchi nur va tushish chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi:

$$i_1' = i_1. \quad (68.1)$$

Sinish qonuni. Tushuvchi nur singan nur va tushish nuqtasida ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, tushish burchagining sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan muhitlar uchun o'zgarmas kattalik hisoblanadi:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}, \quad (68.2)$$

bu yerda n_{21} – ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichidir. Ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichlari ularning absolyut sindirish ko'rsatkichlarining nisbatiga tengdir:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (68.3)$$

Muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi elektromagnit to'lqinning vakuumdagi tezligining muhitdagi fazaviy tezligiga nisbatiga tengdir:

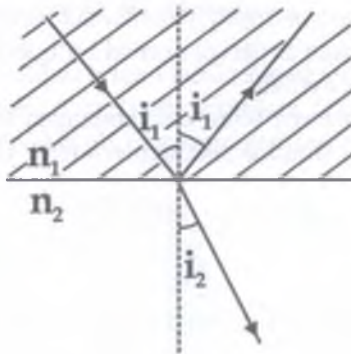
$$n = \frac{c}{v}, \quad (68.4)$$

bu yerda $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ga teng, ϵ va μ – muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligidir. Sinish qonunini quyidagicha qayta ifodalash mumkin:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (68.5)$$

Agar, yorug'lik katta sindirish ko'rsatkichli n_1 muhitdan o'tib kichik sindirish ko'rsatkichli n_2 muhitda, misol uchun, shishadan suvga o'tib tarqalsa, u holda,

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$



185 - rasm. Har xil sindirish ko'rsatkichli muhitlar chegarasida sinish hodisasi

bo‘lib, sinan nur normaldan uzoqlashadi va i_2 sinish burchagi i_1 tushish burchagidan katta bo‘ladi (185 - rasm).

Tushish burchagi ortishi bilan sinish burchagi asta-sekin orta boradi va qandaydir chegaraviy tushish burchagi qiymatida ($i_1 = i_{cheg}$, chegaraviy burchakda) sinish burchagi $\frac{\pi}{2}$

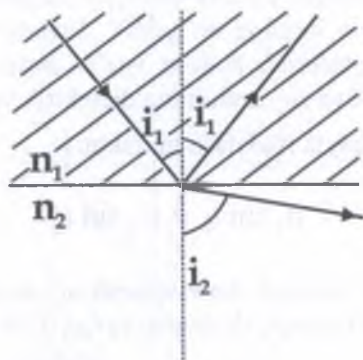
ga tenglashadi. $i_1 = i_{cheg}$ holatda tushayotgan nur to‘liq qaytadi (3 - rasm).

Demak, tushish burchagining i_{cheg} qiymatlarida to‘la qaytish hodisasi kuzatiladi.

Chegaraviy tushish burchagi $i_2 = \frac{\pi}{2}$ shartdan topiladi.

$$n_1 \sin i_{cheg} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}; \quad \sin i_{cheg} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (68.6)$$

To‘la qaytish hodisasi, yorug‘lik optikaviy zich muhitdan zich bo‘lmagan muhitga o‘tganda kuzatiladi.



186 - rasm. Ikki muhit chegarasida nurning to‘la qaytishi

69 - §. Geometriyaviy optika elementlari

Yorug‘likning tarqalish qonunlarini yorug‘lik nurlari tushunchalari orqali o‘rganiladigan optika bo‘limi *geometriyaviy optika* deb ataladi.

Yorug‘lik nurlari deb, to‘lqin sirtlariga normal bo‘lgan chiziqlar bo‘yicha tarqaladigan yorug‘lik energiyalari oqimiga aytiladi.

Linzalar deyilganda, ikkita sirt bilan chegaralangan tiniq jismlar tushuniladi. Ikkita sirdan biri, odatda, sferik yoki silindrik, ikkinchisi – sferik yoki yassi bo‘lishi mumkin. Bu



187 - rasm Linzalarning turlari

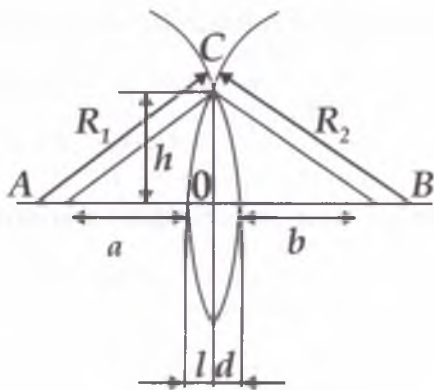
sirtlar yorug'lik nurini sindirib, buyumlarning optik tasvirini shakllantirishi mumkin. Odatda, linzalar shisha, kvars, kristall va plastmassa moddalaridan tayyorlanadi.

Tashqi ko'rinishiga qarab linzalar: ikki tarafi qavariqli, yassi qavariqli, ikki tarafi botiqli, yassi botiqli, bir tarafi qavariq, ikkinchisi botiqli, bir tarafi botiq ikkinchisi qavariqli bo'lishi mumkin (187 - rasm).

Optik xususiyatlariga qarab linzalar yig'uvchi va sochuvchi linzalarga bo'linadilar.

Sirt radiuslariga nisbatan qalinligi kichik bo'lgan linzalar yupqa linzalar deb ataladi. Linzalarning sirtlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq *linzaning bosh optik o'qi* deb ataladi. Bosh optik o'qda yotuvchi va undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta *linzaning optik markazi* deb ataladi.

Linza sirtlari egrilik radiuslarini (R_1 va R_2), linzadan buyumgacha (a) va uning tasvirigacha (b) bo'lgan masofalar bilan bog'liqligini ko'rsatuvchi nisbat – *yupqa linzaning ifodasi* deb ataladi. Bu ifodani keltirib chiqarish uchun eng qisqa vaqt talab qilinadigan usuldan foydalaniladi, ya'ni yorug'lik nuri trayektoriyasini bosib o'tish uchun eng minimal vaqt talab qilinadigan trayektoriya olinadi.



188 - rasm. Yorug'lik nurining linza orqali o'tishi

Yorug'lik nurining linza orqali o'tgan ikkita trayektoriyasini ko'rib chiqamiz (188 - rasm). Bosh optik o'qdan o'tuvchi, A va B nuqtalarni tutashtiruvchi AOB va linzaning yuqori qirrasidan o'tuvchi ASB nurlarni ko'rib chiqamiz. OB trayektoriyani nur t_1 vaqtda bosib o'tadi:

$$t_1 = \frac{a + N(l + d) + b}{c}$$

bu yerda $N = \frac{n}{n_1}$ – nisbiy sindirish ko'rsatkichidir. Nur AOB trayektoriyani bosib o'tish

uchun t_2 vaqt sarflaydi.

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$ ga teng bo'lgani uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$a + N(l+d) + b = \sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}, \quad (69.1)$$

agarda yupqa linza uchun $h \ll (a+l)$, $h \ll (b+d)$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifodalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\sqrt{(a+l)^2 + h^2} = a+l + \frac{h^2}{2(a+l)},$$

$$\sqrt{(b+d)^2 + h^2} = (b+d) + \frac{h^2}{2(b+d)}.$$

Bu tengliklarni (69.1) ifodaga qo'ysak, *linzalarning umumiy ifodasiga* ega bo'lamiz:

$$(N-1)(l+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a+l} + \frac{1}{b+d} \right). \quad (69.2)$$

Yupqa linzalar uchun $l \ll a$, $d \ll b$ bo'lgan holda quyidagi linza ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$(N-1)(l+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

bu yerda $l = \frac{h^2}{2R_2}$ va $d = \frac{h^2}{2R_1}$ ga tengdir.

U holda

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \quad (69.3)$$

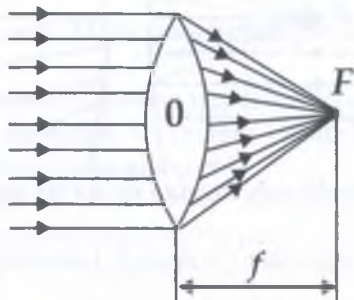
yupqa linzaning ifodasiga ega bo'lamiz.

Linzaning qavariq sirti egriligi radiusi musbat, botiq sirt egriligi radiusi manfiy hisoblanadi. Agarda, buyumdan linzaning optik markazigacha masofa cheksiz bo'lsa, linzaga tushayotgan nurlarni parallel deb hisoblash mumkin (*189 - rasm*), u holda,

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{b}$$

va bu holatga mos masofa $b = OF = f$ linzaning fokus masofasi deb ataladi:

$$f = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$$

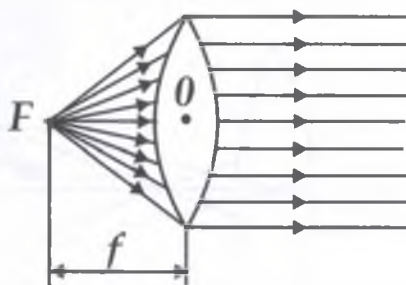


189- rasm. Buyum linzadan cheksizlikda bo'lganda nurlarning tarqalishi

Fokus masofa linzaning nisbiy sindirish ko'rsatkichi va egriliklar radiuslariga bog'liqdir. Agarda, $b = \infty$ bo'lsa, ya'ni tasvir cheksizlikda bo'lsa, linzadan chiqayotgan nur bir-biriga parallel bo'lib tarqaladi (190 - rasm) va $a = f$ ga tenglashadi.

$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f} = \Phi, \quad (69.4)$$

kattalik linzaning optik kuchi deb ataladi va uning o'lchov birligi – dioptriy hisoblanadi.



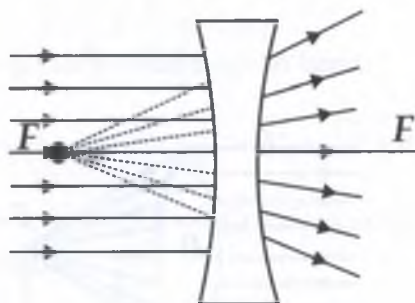
190-rasm. Tasvir linzadan cheksizlikda bo'lganda nurlarning tarqalishi

1–dioptriy – fokus masofasi 1m ga teng bo'lgan linzaning optik kuchidir: $1 \text{ dioptriy} = 1/m$.

Musbat optik kuchga ega bo'lgan linzalar *yig'uvchi*, manfiy optik kuchga ega bo'lganlari esa *sochuvchi linzalar* deb ataladi.

Linzaning fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislik – linzaning *fokal tekisligi* deb ataladi.

Odatda, yig'uvchi linzadan farqli, sochuvchi linzalarda mavhum fokuslar mavjud bo'ladi (191 - rasm).



191- rasm. Sochuvchi linzada yorug'lik nurining tarqalishi

Linzaning optik kuchi ifodasidan foydalanib linzaning ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

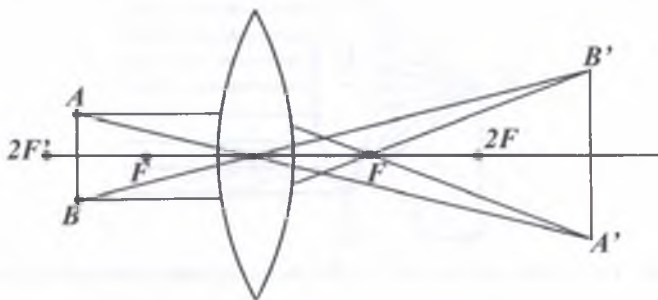
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Sochuvchi linzalar uchun f va b masofalar manfiy hisoblanadi.

Linzalarda buyumning tasviri quyidagi nurlar orqali amalga oshiriladi:

- linzaning optik markazidan o'tuvchi nur;
- bosh optik o'qqa parallel yo'nalgan nur (bu nur linzadan singanda linzaning ikkinchi fokusi orqali o'tadi);
- linzaning birinchi fokusi orqali o'tadigan nur (bu nur linzada singanidan so'ng, linzaning bosh optik o'qiga parallel bo'lib chiqadi).

192 - rasmda yig'uvchi linza orqali tasvirni tuzish usuli keltirilgan. Tasvir va buyumning chiziqli o'lchamlari nisbati *linzaning chiziqli kattalashtirishi* deb ataladi.



192 - rasm. Yig'uvchi linzada tasvirni hosil qilish

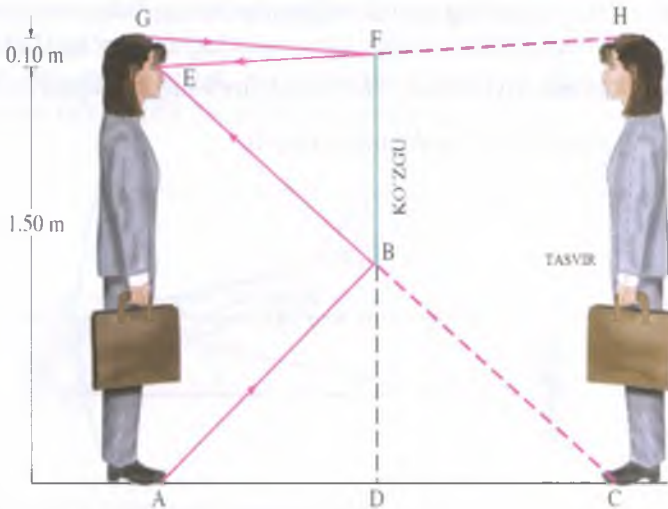
11.1 - masala [1]. Yassi ko'zgudan qaytish. Ikki ko'zgu bir-biriga nisbatan perpendikular joylashtirilgan. 193a- rasmda ko'rsatilganidek, yorug'lik birinchi ko'zgu sirtiga 15° burchak ostida tushadi. Ikkinchi ko'zgu sirtidan yorug'lik qanday burchak ostida chiqadi?



193 - rasm. Ikkita perpendikulyar ko'zgular

Yondashuv. Ikki ko'zgudan nurlarning qaytishini chizib olamiz va ikki ko'zgudagi nurlarning qaytish nuqtalariga normallar tushiramiz. Geometrik qoidalar va yorug'likning qaytish qonunini qo'llab, turli burchaklarni topamiz.

Yechim. 193b - rasmda $\theta_1 + 15^\circ = 90^\circ$ bo'lganligi uchun, $\theta_1 = 75^\circ$, qaytish qonuniga asosan qaytish burchagi ham shunday bo'ladi ($\theta_2 = \theta_1 = 75^\circ$). Uchburchak ichki burchaklari yig'indisi hamisha 180° ekanligini qo'llab, hamda ikki ko'zguga tushirilgan normallar bir-biriga perpendikulyar ekanligini hisobga olgan holda biz quyidagilarga ega bo'lamiz: $\theta_2 + \theta_3 + 90^\circ = 180^\circ$ Shu tarzda $\theta_3 = 180^\circ - 90^\circ - 75^\circ = 15^\circ$ ekanligini hosil qilamiz. Qaytish qonuniga asosan $\theta_4 = \theta_3 = 15^\circ$, shunday qilib, nur ikkinchi ko'zgu sirtidan $\theta_5 = 75^\circ$ burchak ostida chiqadi.



194 - rasm. Ko'zguda o'z aksini ko'rish

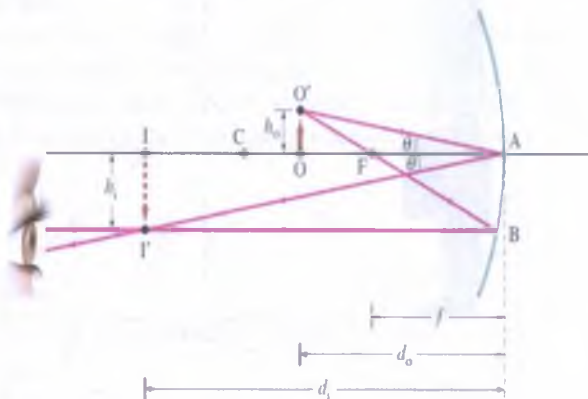
11.2 - masala [1]. O'zining to'liq aksini ko'rish uchun ko'zguning balandligi qancha bo'lishi kerak? Vertikal osilgan yassi ko'zgu oldida bo'yi $1.60m$ bo'lgan ayol turibdi. Uning butun gavdasi ko'rinishi uchun ko'zguning balandligi qanday bo'lishi va ko'zguning pastki (B) nuqtasi poldan qancha balandda joylashishi kerak? Uning ko'zlari boshining yuqori nuqtasidan $10sm$ pastda deb hisoblang.

Yondashuv. 194 - rasmda ayol boshining yuqori nuqtasidan (G nuqta) to oyoqning pastki nuqtasigacha (A nuqta) butun gavdasini ko'radi. Tasvir yasashimiz uchun ob'jektning har bir nuqtasidan ikkitadan nurlar chiqarmaymiz. Bizga ma'lumki, yassi ko'zgu orqasida hosil bo'lgan tasvirdan ko'zgu gacha qancha masofa bo'lsa, ko'zgu oldida turgan ob'jekt ham ko'zguidan shuncha masofada turibdi. Biz faqat G nuqtadan (boshining yuqori nuqtasi) bitta va A nuqtadan (oyoq barmoqlari joylashgan nuqta) bitta nur chiqaramiz va keyin geometrik qoidalarni qo'llaymiz.

Yechim. Oyoqlarining A nuqtasidan chiqayotgan birinchi nur B nuqtadan qaytib, E nuqtada ko'zlariga tushadi. Ko'zguning pastki nuqtasi B nuqtadan pastroqda joylashmasligi kerak. Qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi, demak, BD ning balandligi AE ning balandligini yarmiga teng. Chunki, $AE = 1.60m - 0.10m = 1.50m$, shundan $BD = 0.75m$ ligi kelib chiqadi. Xuddi shunday, agar ayol boshining yuqori nuqtasini ko'rayotgan bo'lsa, unda ko'zguning yuqori cheti F nuqtasigacha bo'lishi kerak, qaysiki ayol boshining yuqori nuqtasidan $5m$ pastdagi nuqtada $GE = 10sm$ ning yarmiga teng bo'ladi. Shunday qilib, $DF = 1.55m$ va ko'zguning vertikal balandligi bor-yo'g'i $1.55m - 0.75m = 0.80m$ ga teng. Ko'zguning pastki cheti esa, poldan $0.75m$ balandda joylashtirilishi kerak.

11.3 - masala [1]. Botiq ko'zguda tasvir hosil qilish. Balandligi $1.5sm$ bo'lgan ob'jekt egrilik radiusi $30.0sm$ bo'lgan botiq ko'zgudan $20.0sm$ masofaga joylashtirildi. Tasvirning (a) joylashgan nuqtasini va (b) uning bo'yini aniqlang.

Yondashuv. Biz ko'zguning egrilik radiusidan uning fokus masofasini aniqlaymiz, $f=r/2= 15.0 sm$. Nur diagrammasi xuddi 195- rasmdagidek bo'ladi, ob'jekt ham xuddi shundagidek F va C orasida joylashgan. Tasvirning joylashgan nuqtasi va bo'yi $\frac{1}{d_o} + \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f}$ va $m = \frac{h_i}{h_o} = -\frac{d_i}{d_o}$ - ifodalardan foydalanib topiladi.



195 - rasm. Ko'zgu tenglamasini keltirib chiqarish diagrammasi. Bunda, biz ko'zguning o'lchami uning egrilik radiusidan kichik deb hisoblaymiz

Yechim. 195- rasimga asosan, biz quyidagilarga ega bo'lamiz: $CA = 30.0 sm$, $FA = f = 15.0 sm$, va $OA = d_o = 20.0 sm$.

(a) Ko'zguning $\frac{1}{d_o} + \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f}$ ifodasini o'zgartirib, ya'ni har ikki tarafidan $(1/d_o)$ chiqarib olamiz:

$$\frac{1}{d_i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d_o} = \frac{1}{15.0 \text{ sm}} - \frac{1}{20.0 \text{ sm}} = 0.0167 \text{ sm}^{-1}.$$

Bunda $d_i = 1/(0.0167 \text{ sm}^{-1}) = 60.0 \text{ sm}$. Tasvir ko'zguning oldida ob'yekt bilan bir tomonda joylashganligi uchun d_i qiymati musbat bo'ladi.

(b) $3 \text{ m} = \frac{h_i}{h_o} = -\frac{d_i}{d_o}$ ifodadan kattalashtirish qiymatini keltirib chiqaramiz:

$$m = -\frac{d_i}{d_o} = -\frac{60.0 \text{ sm}}{20.0 \text{ sm}} = -3.00$$

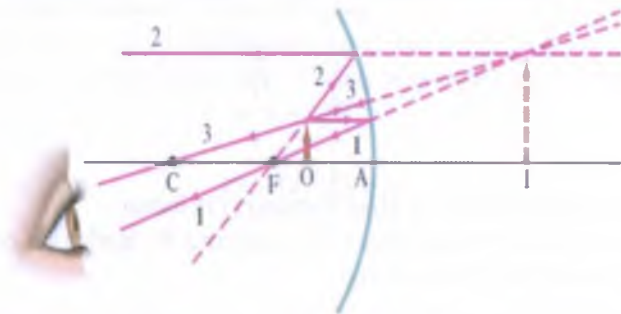
Tasvirning o'lchami va balandligi ob'yektga qaraganda 3 marta kattaroq bo'lishini bildiradi.

$$h_i = mh_o = (-3.00)(1.5 \text{ sm}) = -4.5 \text{ sm}.$$

195 - rasmda ko'rsatilganidek, minus ishora tasvir to'ntarilganini bildiradi.

11.4 - masala [1]. Ob'yekt botiq ko'zguning fokus nuqtasi va ko'zguning optik o'qi orasida joylashgan. Balandligi 1 sm bo'lgan ob'yekt egrilik radiusi 30.0 sm bo'lgan botiq ko'zguning A nuqtasidan 10.0 sm masofaga qo'yilgan. (a) Tasvir joylashuvini aniqlash uchun nur diagrammasini chizing. (b) Analitik usulda tasvirning joylashgan nuqtasini va kattalashtirishini aniqlang.

Yondashuv: 196- rasmdagidek nurlardan foydalanib nur diagrammasini chizamiz. Analitik yechim uchun (69.1), (69.2) va (69.3) ifodalarni qo'llaymiz.



196- rasm. Ob'yekt F fokus nuqtaga qo'yilgan. Tasvir ko'zguning orqa tomonida hosil bo'ladi

Yechim: (a) Shunday qilib, $f = r/2 = 15.0 \text{ sm}$, ob'yekt esa ko'zgu va fokus nuqta orasida joylashgan. 13 - rasmda ko'rsatilgan ob'yektning uchidan uchta nur chiqaramiz. 1 - nur ob'yektimizning yuqori qismidan chiqib, bosh optik o'qqa parallel ravishda ko'zguna tomon yo'naltiriladi va qaytib F nuqtadan o'tadi. 2 - nur F nuqtadan o'tmaydi; u ko'zguna ham ixtiyoriy tushmaydi, balki 2- nurning boshi F nuqtadan boshlanib (13- rasmdagi shtrixli nur), ob'yektning yuqorisidan ko'zguna tushadi va bosh optik o'qqa parallel qaytadi. 3- nur ko'zgu sirtiga perpendikular tushib, xuddi shu yo'nalishda qaytadi. Nurlar ko'zguan qaytib yo'yilib ketadi va hech qachon bitta nuqtada uchrashmaydi. Nurlarning davomlari

ko'zguning orqasidagi bitta nuqtada uchrashadi (shtrix chiziqlar). Bu nuqta strelka tasvirining uchida joylashadi. Shunday qilib, tasvir ko'zguning orqasida hosil bo'ladi va mavhum bo'ladi.

(b) Biz $d_o = 10.0 \text{ sm}$ ekanligini bilgan holda, d_i ni topamiz:

$$\frac{1}{d_i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d_o} = \frac{1}{15.0 \text{ sm}} - \frac{1}{10.0 \text{ sm}} = \frac{2-3}{30.0 \text{ sm}} = -\frac{1}{30.0 \text{ sm}}$$

Demak, $d_i = 30.0 \text{ sm}$. Minus ishora diagrammada ko'rganimizdek, tasvir ko'zguning orqa tomonida ekanligini bildiradi. Kattalashtirish esa $m = -d_i/d_o = -\frac{30.0 \text{ sm}}{10.0 \text{ sm}} = +3.00$ ga teng bo'ladi. Demak, tasvir ob'yektga qaraganda 3.00 marta kattaroq ekan. Musbat ishora nur diagrammasiga muvofiq, tasvir (xuddi ob'yekt kabi) tog'ri ko'rinishini bildiradi[1].

70 - §. Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari

Yorug'lik nuri va uning manbalari jadalligini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi – fotometriya deb ataladi. Fotometriyada quyidagi kattaliklar ishlatiladi:

- energetik kattaliklar – optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydilar;
- yorug'lik kattaliklari – yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar.

Energetik kattaliklar

1. Φ_e – nurlanish oqimi, nurlanish energiyasining (W) nurlanish vaqtiga (t) nisbatiga aytiladi:

$$\Phi_e = \frac{W}{t}$$

Nurlanish oqimining o'lchov birligi Vatt dan (Vt) iborat.

2. Yoritish yoki nurlanish qobiliyati R_e – sirtning Φ_e nurlanish oqimini shu sirtning ko'ndalang kesimi yuzasiga nisbatiga teng:

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S}$$

ya'ni sirtning nurlanish oqimi zichligini bildiradi. Nurlanishning birligi Vt/m^2 dan iborat.

3. Yorug'likning energetik kuchi I_e - nuqtaviy nurlanish oqimi Φ_e ni, shu nurlanish tarqalayotgan teles (fazoviy) burchakka (ω) nisbatiga tengdir:

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}$$

Yorug'likning energetik kuchi birligi bir *steradian* burchakka to'g'ri kelgan bir Vattli nurlanish oqimini bildiradi (Vt/sr).

4. *Energetik ravshanlik* B_e – nurlayotgan sirt elementi yorug'ligi energetik kuchini ΔI_e , nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan tekislikdagi element yuzasi proyeksiyasiga nisbatiga teng kattalik bilan o'lchanadi:

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S}$$

Energetik ravshanlik birligi $Vt/sr.m^2$ ga tengdir.

5. *Energetik yoritilganlik* E_e - yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattalikdir. Uning birligi Vt/m^2 dir.

Yorug'lik kattaliklari

Optikaviy o'lchashlarda har xil nurlanish qabul qilgichlari ishlatiladi (ko'z, fotoelementlar va fotokuchaytirgichlar). Ular har xil to'lqin uzunlikdagi yorug'likka o'ziga xos sezgirlikka ega bo'ladilar.

Yorug'lik o'lchashlari sub'yektiv bo'lgani uchun, yorug'lik birliklari faqat ko'rinadigan yorug'lik spektri sohasi uchun keltiriladi.

1. *Yorug'lik kuchining* birligi XB tizimida – bir kandelaga tengdir. Kandela – yorug'likning energetik kuchi $1/683$ Vt/sr bo'lgan $540 \cdot 10^{12}$ Gts chastotali elektromagnit nurlanish chiqarayotgan manbaning berilgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchidir.

2. *Yorug'lik oqimi* Φ qabul qilgich sezgirligiga to'g'ri keladigan optikaviy nurlanish quvvatidir, uning birligi *lyumen* – $1kd/sr$ ga teng.

3. *Ravshanlik* B_φ – φ yo'nalishdagi yorug'lik kuchini I nurlatayotgan yuzaning nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proyeksiyasiga nisbatiga teng kattalikka aytiladi:

$$B_\varphi = I / S \cos \varphi$$

uning birligi kd/m^2 dir.

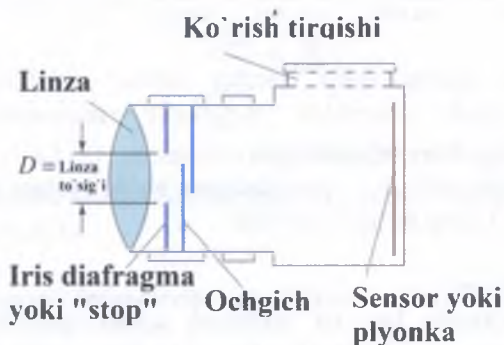
4. *Yoritilganlik* E – yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimini (Φ) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi.

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

uning birligi *lyuks* – $1lm/m^2$ dir.

71 - §. Plyonkali va raqamli fotokameralar [1].

Fotokameralarning asosiy elementlari – linza, yorug‘lik nuridan saqlaydigan quti, yorug‘likni qisqa vaqt ichida linza orqali o‘tkazuvchi–ochgich va raqamli fotokameralarda elektron sensor yoki odatiy fotokameralardagi fotoplyonkalardan iborat [1] (197 - rasm).



197- rasm. Oddiy fotokameraning tuzilishi

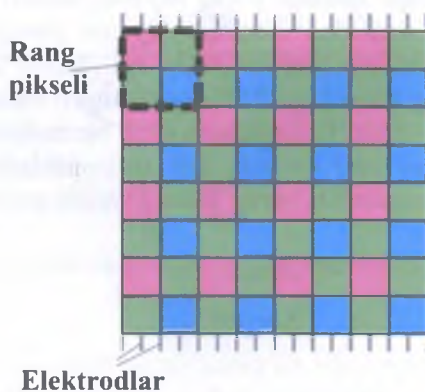
Ochgich qisqa muddatga ochilganda “ekspozitsiya”, ko‘rish sohasidagi tashqi ob‘yektдан kelayotgan yorug‘lik nurlari linza vositasida sensor yoki plyonkada fokuslanadi (tasvir hosil qilinadi). Fotokameraning orqa tomonida joylashgan qismini olib tashlab, ochgichni ochgan holda ushlab turib, plyonka o‘rniga papiros qog‘ozi bo‘lagini, (tasvir hosil bo‘ladigan joyga qo‘yib), siz o‘zingiz suratga olinadigan buyumni ko‘rishingiz mumkin.

Plyonka yorug‘likka ta’sirchan yupqa qatlamli kimyoviy modda qatlamidan iborat bo‘lib, unga yorug‘lik tushganida, qatlamning tarkibi o‘zgaradi. Suvda aralashtirilgan kimyoviy eritmaga plyonka tushirilib, qayta ishlanganda, plyonka sirti umuman o‘zgarib, yorqin rang noshaffof holatga o‘tadi, ya’ni plyonkada tasvir hosil bo‘ladi. Raqamli elektron tasvir bilan solishtirib, plyonkani kimyoviy fotosurat deb atashimiz mumkin.

Raqamli fotokamera (CCD, CMOC)da plyonka o‘rniga yarim o‘tkazgichli fotosezgir sensorlar matritsasi o‘rnatilgan bo‘ladi. Fotosezgir sensorlar matritsasi umuman olganda ikki turli bo‘ladi: ZUQ (zaryadni uzatuvchi qurilmasi, inglizchadan tarjima CCD (*charge-coupled device*)) va O‘MOY (o‘zaro ta’sirlashuvchi metall-oksidi yarim o‘tkazgich, inglizchadan tarjima CMOS (*complementary metal oxide semiconductor*)). ZUQ sensor milliondan ortiq fotosezgir yarim o‘tkazgichli piksellardan (surat elementlaridan) iborat. 12-MP (12 - megapikselli) sensorli matritsa gorizontaal 4000 piksel atrofida, vertikal 3000 piksellardan iborat bo‘lib, $16 \times 12\text{mm}$ yoki undan kattaroq yuzada, xuddi 35 mm li plyonka sirtidek, $5 \times 24\text{mm}$ yuzada joylashishi mumkin. Yorug‘lik tushgan pikselga, yarim o‘tkazgichdagi local energetik sathlardagi elektronlar tok tashuvchi energetik sohaga o‘tadilar va bu pikseldagi potensial o‘ralarda zaryadlar to‘planadi. Qisqa vaqtli yorug‘lik tushishida (ekspozitsiya) yorug‘lik intensivligi qancha katta bo‘lsa, shuncha ko‘p elektronlar to‘planadi. Ekspozitsiyadan keyin har bir pikseldagi zaryadlar “o‘qiladi” (o‘lchanadi) va saqlanadi. O‘qish sxemasi eng avval o‘ziga yaqin piksel sig‘imidagi zaryadlarni o‘qiydi. Undan keyin birdaniga har pikseldagi zaryadlarni, elektronlarni o‘qish uchun qo‘shni pikselga uzatiladi va matritsaning oxirgi pikseligacha uzatishda davom etadi. Sensorning “ZUQ” deb nomlanishiga ham shu jarayon sababchi. Bu ma’lumotlarning

barchasi (har bir pikselning yorqinligi) saqlanish va qayta ishlanib, fotokamera ekranida, kompyuter ekranida yoki printerda tasvir hosil bo'lishi uchun markaziy protsessorga boradi. Keyin piksellarning zaryadli ma'lumotlari xotirada saqlash qurilmasiga yuboriladi va yangi suratni olish mumkin bo'ladi. O'MOY (CMOC) sensorida ham kremniyli yarim o'tkazgichdan foydalaniladi, ya'ni parallel hisoblash imkonini beruvchi, har bir pikselda MOY-tranzistor kabi bir nechta elektron tranzistordan foydalaniladi. Sensor o'lchamlari odatda, 4 : 3 yoki 3 : 2 nisbatda bo'ladi. Katta sensor yaxshiroqdir, chunki u kam yoritilganlik sharoitlarida ham keng diapazondagi ravshanlikni, yuqori aniqlikdagi ranglarni, yuqori sezuvchanlikni ta'minlashi uchun ko'p sensorlardan iborat bo'ladi va har bir piksel kengroq bo'ladi va ko'proq zaryadlar (erkin elektronlar) to'playdi.

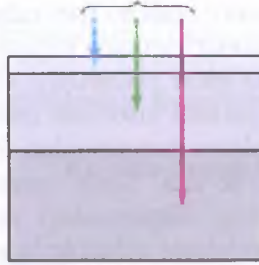
Umuman olganda, fotosezgir piksellar matritsasi ko'proq Bayer mozaikasini eslatadi, ranglar xuddi SKE (suyuq kristalli ekran, inglizchada LCD bo'lib, kengaytmasi "liquid crystal display" bo'ladi) va ENT (elektron nurli trubka, inglizchada CRT bo'lib, kengaytmasi, "Cathode Ray Tube" bo'ladi) lardagi kabi qizil, yashil va ko'k filtrlardan o'tadigan bo'lib, 198- rasmdagidek ketma-ketlikda joylashadi. 198 - rasmdagi sensorning suratida ko'rsatilishicha, yashil rangli piksellar qizil yoki ko'kka nisbatan deyarli ikki marta ko'p (chunki yashil nurlar inson ko'ziga kuchliroq ta'sir ko'rsatadi). Kompyuter tahlillarida xotirani tejash maqsadida ko'p pikseli ranglar ko'pincha qo'shni ranglarga yaqinroq bo'ladi (siqish jarayoni).



198 - rasm. Bayerning matritsali sensorining bir qismi. To'rtburchak ichidagi to'rt pikselarni $\begin{matrix} R & G \\ G & B \end{matrix}$ "rang" pikseli ham deyishadi

Bundan farqli ravishda SKE (LCD) ekranlarda boshqacharoq hisoblanadi, ya'ni uchta piksellar guruhi bitta rang pikseli deb hisoblanadi. "Foveon" deb nomlangan qo'shimcha (alternative) texnologiyada yarim o'tkazgichli qatlam tizimidan foydalaniladi. 16 - rasmda ko'rsatilganidek, har xil rangli nurlar kremniyga har xil chuqurlikda kiradi: ko'k rangli nurlar yuqori qatlamlarda yutiladi, yashil va qizil nurlarni o'tib ketishiga imkon beradi. Uzunroq to'lqinlar (yashil) ikkinchi qatlamda yutiladi va quyi qatlam eng uzun to'lqinlarni (qizil) qayd qiladi.

Oq yorug'lik



199 - rasm. Yorug'lik vertikal joylashtirilgan ko'p qatlamli yoki "Foveon" uch-pikselli hamma subpiksellardan o'tkazilganda uch xil rangni hosil qiladi

72 - §. Yorug'lik nurining tabiati

Yorug'lik nuri tabiati to'g'risidagi birinchi tasavvurlar qadimgi greklar va misrliklarda paydo bo'lgan. XVII asr oxiriga kelib yorug'likning ikkita nazariyasi: I.Nyuton tomonidan *korpuskulyar nazariya* hamda R.Guk va X.Gyuygens tomonidan *to'lqin nazariyasi* shakllana boshladi.

Korpuskulyar nazariyaga asosan, yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Nyuton yorug'lik zarrachalari harakati mexanika qonunlariga bo'ysunadi, degan fikrda edi. Misol uchun, yorug'likning aks qaytishini elastik sharchaning tekislikdan urilib qaytishiga o'xshatgan edi.

Yorug'likning sinishi yorug'lik zarrachalarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, tezligini o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi, deb tushuntiriladi. Korpuskulyar nazariya bo'yicha, vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'ysunadi:

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \frac{v}{c} = n, \quad (72.1)$$

bu yerda c – yorug'likning vakuumdagi tezligi; v – yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligini bildiradi. Korpuskulyar nazariyaga asosan, $n > 1$ bo'lgan holda, yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi v vakuumdagi tarqalish tezligi C dan katta bo'lishi kerak. Nyuton interferensiya manzarasining hosil bo'lishini yorug'lik chiqishi va tarqalishi bilan bog'liq jarayonlarda qandaydir davriylik bor degan taxminlarga asosan tushuntirishga harakat qildi.

Shunday qilib, Nyutonning korpuskulyar nazariyasi to'lqin elementlariga o'xshash tasavvurlarni o'z ichiga ola boshladi.

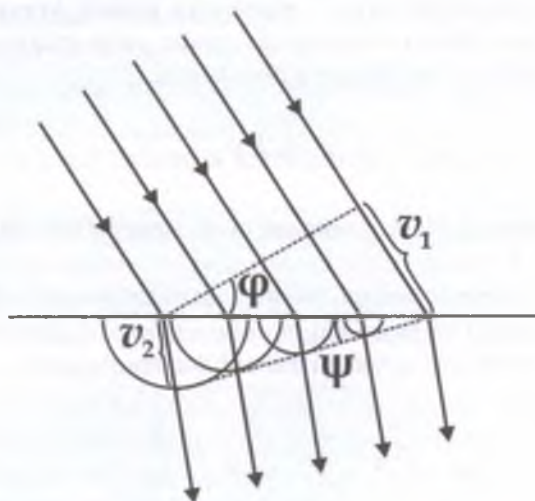
Korpuskulyar nazariyadan farqli ravishda, yorug'likning to'lqin nazariyasi yorug'likning mexanik to'lqinlarga o'xshash, to'lqin jarayonidan iborat, deb hisoblaydi.

To'lqin nazariyasi asosida *Gyuygens prinsipi* yotadi. Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanadi, manbani o'rab oluvchi egri chiziq keyingi ondagi to'lqin fronti holatini belgilaydi. Gyuygens prinsipiga asoslanib yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini osongina isbotlash mumkin.

200- rasmda ikkita tiniq muhit chegarasida singan to‘lqinlar tarqalish yo‘nalishlarini aniqlovchi Gyuygens chizmalari tasvirlangan. To‘lqin nazariyasi vakuum-muhit chegarasida yorug‘likning sinishini quyidagi ifoda bilan ta’riflaydi:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n, \quad (72.2)$$

To‘lqin nazariyasi asosida olingan sinish qonuni Nyutonning sinish qonuniga qarama-qarshidir. To‘lqin nazariyasi yorug‘likning muhitdagi tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan kichik ekanligini isbotlaydi: $v < c$.



200 - rasm. Ikkita tiniq muhit chegarasida ikkilamchi to‘lqinlar manbalarining hosil bo‘lishi

Shunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug‘lik tabiatini tushuntirishda bir-biriga zid bo‘lgan ikkita yondoshish: Nyutonning korpuskulyar va Gyuygensning to‘lqin nazariyalari mavjud bo‘la boshladi. Bu ikkala nazariyalar yorug‘lik nurining to‘g‘ri chiziqli tarqalishini, sinish va qaytish qonunlarini tushuntirib bera oldi.

XVIII asrni bu ikkita nazariyalar o‘rtasidagi kurash asri deb atasa bo‘ladi. XIX asr boshlarida bu holat tubdan o‘zgardi.

To‘lqin nazariyasi korpuskulyar nazariyadan ustun bo‘la boshladi. Bunga ingliz fizigi T. Yung va fransuz fizigi O. Frenel tomonidan interferensiya va difraksiya hodisalarini ilmiy izlashda olingan natijalar sabab bo‘ldi.

1851-yilda J. Fuko muhim ahamiyatga ega bo‘lgan to‘lqin nazariyasining tajribaviy tasdig‘ini oldi, suvda yorug‘likning tarqalish tezligini o‘lchab, $v < c$ ekanligini isbotladi.

1865-yilda Maksvell yorug‘likning elektromagnit nazariyasini yaratdi: unda yorug‘lik har xil muhitlarda

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

tezlik bilan tarqaluvchi, juda qisqa elektromagnit to'liqlardan iborat deb hisoblandi, yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \text{ ga}$$

teng ekanligini isbotladi.

Maksvell nazariyasi yorug'likning nurlanish va yutilish jarayonini, fotoelektrik effektini va Kompton sochilishini tushuntira olmadi. Xuddi shunga o'xshash, Lorens nazariyasi ham, yorug'likni moddalar bilan o'zaro ta'sirini, xususan, qora jismning issiqlik nurlanishidagi to'liq uzunligiga bog'liq energiya taqsimotini tushuntira olmadi.

M. Plank tomonidan taklif etilgan gipotezaga asosan, yorug'likning nurlanishi va yutilishi uzluksiz bo'lmay, **diskret** xususiyatga egadir, ya'ni aniq porsiyadan (kvantlardan) iboratdir. Bu kvant energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\epsilon_0 = h\nu, \quad (72.3)$$

bu yerda h – Plank doimiysi. Plank gipotezasi qora jismning issiqlik nurlanishini ham oson tushuntira oldi.

1905-yilda A.Eynshteyn *yorug'likning kvant nazariyasini* kashf etdi. Bu nazariyaga asosan, yorug'lik nurlanishi va tarqalishi *fotonlar– yorug'lik kvantlari oqimi* ko'rinishida sodir bo'lib, ularning energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$m_\phi = \frac{\epsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}, \quad (72.4)$$

yorug'likning tarqalish qonunlari, yorug'likning moddalar bilan o'zaro ta'siri to'g'risidagi nazariyalar yorug'lik murakkab xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi. (72.3) – va (72.4) – ifodalardan ko'rinib turibdiki, yorug'lik harakatidagi korpuskulyar va elektromagnit to'liq xarakterlari umumiylikka ega ekanligini ko'rsatib turibdi. Demak, yorug'lik tabiati *korpuskulyar - to'liq dualizmi* tasavvuridan iboratdir.

73 - §. Yorug'lik to'liqlarining kogerentligi va monoxromatikligi

To'liq interferensiyasi kuzatilishi sharti ularning *kogerentligidadir*, ya'ni bir necha tebranma va to'liq jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir:

$$E = A \cos(\omega t - kx)$$

Amalda biron-bir yorug'lik manbai qat'iy monoxromatik yorug'lik to'liqlari chiqarmasligi sababli, istalgan bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalari nurlatayotgan yorug'lik to'liqlari doimo nokogerentdir. Shu sababli, tajribada bir - biriga bog'liq bo'lmagan manbalardan chiqqan yorug'liq to'liqlari bir - birini ustiga tushsa ham interferentiya hodisasi kuzatilmaydi.

Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'liq manbalaridan chiqadigan yorug'lik to'liqlarining nokogerentligi va nomonoxromatikligining fizikaviy sababi, atomlarning yorug'lik chiqarish mexanizmidadir.

Ikkita alohida yorug'lik manbaida, nurlanish vaqtida, atomlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda chiqadilar. Har bir atomda yorug'lik nurlanish jarayoni chegaralangan va qisqa vaqt (10^{-8}sek) davom etadi. Bu vaqtda energetik qo'zg'atilgan atom o'zining asl holiga qaytadi va u yorug'lik chiqarishini to'xtatadi. Atom qayta qo'zg'alib, yana yangi boshlang'ich faza bilan yorug'lik to'liqlarini chiqara boshlaydi.

Har bir yangi nur chiqarish jarayonida ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan atom nurlanishlari orasidagi fazalar farqi o'zgargani uchun atomlardan o'z holicha chiqqan yorug'lik to'liqlari nokogerent bo'ladilar.

Atomlarning $\sim 10^{-8} \text{sek}$ vaqt oralig'ida chiqaradigan yorug'lik to'liqlari taxminan o'zgarmas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'ladilar. Aksincha, katta vaqt intervalida to'liqlarning amplitudalari va fazalari o'zgarib turadi.

Atomlarning alohida qisqa impulsga o'xshash uzuq - uzuq yorug'lik nurlanishi – to'liq tizmasi deb ataladi.

Bitta atomning ketma-ket chiqargan tizmalarining boshlang'ich fazalari bir-biridan farq qiladilar.

Istalgan nomonoxromatik yorug'lik to'liqlarini bir - birini o'rnini oladigan, bir - biriga bog'liq bo'lmagan garmonik tizimlar majmuasidan iborat, deb hisoblash mumkin. Bir tizimning o'rtacha davom etadigan vaqti τ_{kog} – kogerentlik vaqti deb ataladi.

Demak, kogerentlik faqat bitta tizma davomida saqlanib, kogerentlik vaqti nurlanish vaqtidan ortiq bo'la olmaydi $\tau_{kog} \approx \tau_n$.

Agarda yorug'lik to'liqini bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'liq fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'liqini $\ell_{kog} = c\tau_{kog}$ masofagacha tarqaladi, bu masofa kogerentlik uzunligi (yoki tizma uzunligi) deb ataladi.

Shunday qilib, kogerentlik uzunligiga teng masofada bir necha to'liqlar kogerentligini yo'qotishga ulgura olmaydilar.

Demak, yorug'lik to'liqlari interferensiyasini kuzatish uchun optik yo'llar farqlari kogerentlik uzunligidan kichik bo'lishi zarur.

Agarda to'liqlar monoxromatik bo'lsalar, chastota spektri kengligi kichik bo'lib, kogerentlik vaqti τ_{kog} – katta bo'ladi, ℓ_{kog} – kogerentlik uzunligi esa uzun bo'ladi. Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi – vaqtli kogerentlik deb ataladi.

Interferensiya hodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug'lik manbaining o'lchamlari va o'zaro joylashishi fazoviy kogerentlik deb ataladi.

Fazoviy kogerentlik uzunligi (yoki kogerentlik radiusi) deb, ko'ndalang yo'nalishda to'liq tarqalishining maksimal masofasiga aytiladi.

$$\tau_{kog} \sim \lambda/\varphi,$$

bu yerda λ – yorug'lik to'liqlari uzunligi; φ – manbaning burchakli o'lchami.

Quyosh nurlarining mumkin bo'lgan eng kichik kogerentlik radiusi (Yerdan Quyoshning burchak o'lchami $\varphi \approx 10^{-2} \text{radian}$ va $\lambda \approx 0.5 \text{mkm}$) $\approx 0,05 \text{mm}$ tashkil etadi.

Bunday kichik kogerentlik radiusida, inson ko'zining aniqlash imkoniyati taxminan $0,1\text{mm}$ tashkil etganligi uchun, to'g'ridan - to'g'ri Quyosh nurlarining interferensiyasini kuzatish mumkin emas.

74 - § Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi

Faraz qilaylik, ikkita monoxromatik yorug'lik to'lqinlari bir-birining ustiga tushib, fazoning belgilangan nuqtasida bir xil chastotali to'lqinlarni qo'zg'atsin:

$$X_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{va} \quad X_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

X - deganda to'lqinlarning E elektr va H magnit maydonlari kuchlanganliklarini tasavvur etamiz. E va H vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda tebranadilar, elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklari esa, superpozitsiya prinsipiga bo'ysunadilar. Berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga tengdir:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

To'lqinlar kogerent bo'lgani uchun, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ vaqt bo'yicha o'zgarmas qiymatga ega bo'ladi, shu sababli natijaviy to'lqin jadalligi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (74.1)$$

bu yerda $I \sim A^2$. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ bo'lgan nuqtalarda to'lqin jadalligi $I > I_1 + I_2$ ga teng. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, bo'lgan nuqtalarda to'lqin jadalligi $I < I_1 + I_2$ ga teng.

Demak, ikkita kogerent yorug'lik to'lqinlari biri-birining ustiga tushganida yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatilib, ayrim nuqtalarda to'lqin jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladi. Bu hodisa *yorug'lik to'lqinining interferensiyasi* deb ataladi.

Nokogerent to'lqinlar uchun fazalar farqi $\varphi_2 - \varphi_1$ uzluksiz o'zgarib turadi, vaqt bo'yicha $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, natijaviy to'lqin jadalligi barcha yerda bir xil bo'ladi, $I_1 = I_2$ bo'lganda $2I_1$ ga teng bo'ladi.

Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik to'lqinlariga ega bo'lish kerak. Kogerent yorug'lik to'lqinlarini olish uchun bir manbadan chiqqan to'lqinni ikkita to'lqinga ajratish usulidan foydalaniladi. Bu ikki to'lqin har xil optik yo'l bosib, biri - birining ustiga tushganida interferensiya manzarasi kuzatiladi.

Masalan, belgilangan O nuqtada to'lqin ikkita kogerent to'lqinlarga ajralgan bo'lsin. Interferensiya manzarasi kuzatiladigan M nuqtagacha birinchi to'lqin n_1 sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_1 yo'l bosadi, ikkinchi to'lqin esa, n_2 sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_2 yo'l bosadi.

Agarda, O nuqtada tebranish fazasi αt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'lqin $A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$ tebranish, ikkinchi to'lqin esa $A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$ tebranish hosil qiladilar.

Bu yerda $v_1 = \frac{C_1}{n_1}$, $v_2 = \frac{C_2}{n_2}$ mos ravishda birinchi va ikkinchi to‘lqinlarning fazaviy tezliklaridir.

M nuqtada to‘lqinlar hosil qilgan tebranishlar fazalari farqi

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \text{ ga}$$

teng bo‘ladi. Berilgan muhitda $Sn = L$ yorug‘likning *optik yo‘l uzunligi* deb ataladi, $\Delta = L_2 - L_1$ esa, *optik yo‘l farqi* deb ataladi.

Agarda optik yo‘llar farqi vakuumda butun to‘lqin sonlariga teng bo‘lsa,

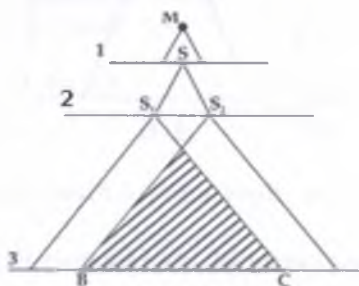
$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (74.2)$$

fazalar farqi $\pm 2m\pi$ ga teng bo‘ladi va M nuqtada ikkala to‘lqin hosil qilgan to‘lqin bir xil fazada bo‘ladi. Bu esa *interferensiya maksimumini kuzatish shartini* bildiradi. Agarda, optik yo‘l farqi:

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (74.3)$$

bo‘lsa, u holda, $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ ga teng bo‘ladi va M nuqtada ikkala to‘lqin hosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo‘ladi. Bu ifoda interferensiyaning *minimumini kuzatish sharti* bo‘lib xizmat qiladi.

75 - §. Yorug‘lik to‘lqinlarining interferensiyasini kuzatish usullari



201 - rasm. Yorug‘lik to‘lqinlari interferensiyasini kuzatishning Yung usuli

Yung usuli

M manbadan chiqqan monoxromatik yorug‘lik to‘lqini S tor tirqishli 1-ekranga tushadi (201 - rasm) va undan o‘tib S_1 va S_2 tirqishli 2-ekranga o‘tadi. Bu ikki tirqish ikkita kogerent to‘lqinlar manbai hisoblanadi. S_1 va S_2 tirqishdan chiqqan kogerent to‘lqinlar 3-

ekranda bir-birini ustiga tushib BC sohada interferentsiya manzarasini hosil qiladi. BC sohadagi yoritilganlik taqsimoti 202- rasmda keltirilgan.

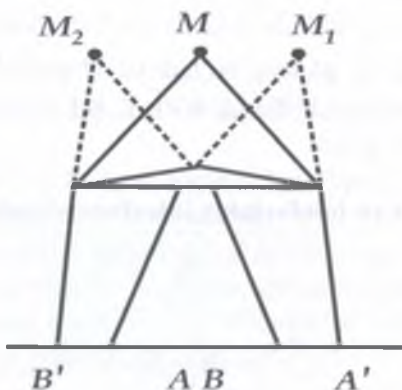


202 - rasm. Yung usulidagi interferentsiya manzarasi

Biprizmadagi Frenel tajribasi

Biprizma – uch tomonli shisha prizmadan iborat bo‘lib, uning tomonlari orasidagi bitta burchagi 180° ga yaqin bo‘ladi (203 - rasm).

M manbadan yorug‘lik to‘lqinlari biprizmaga tushganida, biprizmaning chap tarafidan yorug‘lik to‘lqinlari o‘ng tomonga og‘ib ekranning AA' nuqtalari orasiga yo‘naladi. Biprizmaning o‘ng tarafi yorug‘lik to‘lqinlarini chap tarafga og‘dirib, ekranning BB' nuqtalari orasiga yo‘naltiradi. Yorug‘lik nurlarining orqaga qaytganlari M_1 va M_2 mavhum tasvirlarni hosil qiladi va ekranda yorug‘lik to‘lqinlarining interferentsiyasi manzarasi kuzatiladi.



203 -rasm. Biprizmadagi Frenel tajribasi

Yupqa tiniq plastinkada yorug‘lik interferentsiyasi

Parallel yorug‘lik to‘lqinlari dastasi α - burchak ostida d qalin-likdagi yupqa plastinkaning MN yuqori qirrasiga tushsin (204 - rasm). AM nur β - burchak ostida sinib, past qirraning C nuqtasidan qaytib, N nuqtada yana sinib, NP yo‘nalishda tashqariga chiqadi.

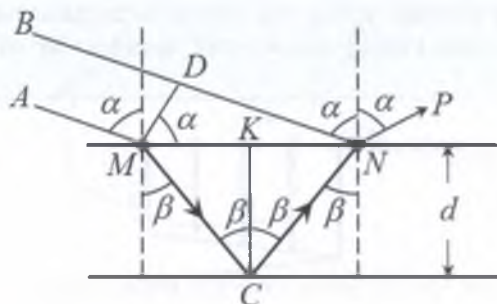
Ikkinchi DN nur N nuqtaga tushib, α burchak ostida qaytib, u ham NP yo‘nalishda tarqaladi. Ikkala nur kogerent bo‘lib, optik yo‘llar farqiga ega bo‘ladidir, shu sababli ular interferentsiya manzarasini hosil qiladilar.

Bu ikkala nur orasidagi geometrik yo‘l farqi

$$\delta = 2MC - DN \text{ ga teng.}$$

O'z navbatida $MS = \frac{d}{\cos \beta}$ ga teng, DN esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$DN = 2MK \sin \alpha = 2d \tan \beta \sin \alpha$$



204 - rasm. Yupqa tiniq plastinkadagi yorug'lik interferensiyasi

chunki, $MK = d \tan \beta$ dir. $\sin \alpha = n \sin \beta$ ekanligini hisobga olsak,

$$\delta = 2 \frac{d}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} = \frac{2d(1 - n \sin^2 \beta)}{\cos \beta}$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Interferensiya manzarasi faqat geometrik yo'llar farqiga bog'liq bo'lmay, to'liqlarning fazalar farqi va muhitning xususiyatiga ham bog'liqdir. Birinchi nur S nuqtada kichik zichlikli muhitdan (havo yoki vakuumdan), N nuqtada esa zichligi katta bo'lgan muhitdan qaytadi, nur fazasi sakrab o'zgarib, yo'llar farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga ortadi. U holda optik yo'llar farqi

$$\delta = 2 \frac{dn}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Optik yo'llar farqi $m\lambda$ ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari kuchayadi va kuchayish sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad \text{yoki} \quad 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

Optik yo'llar farqi $(2m-1) \frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari susayadi va susayish sharti quyidagicha bo'ladi:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m-1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{yoki} \quad 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda$$

205 - rasmda oralarida ponaga o'xshash yupqa o'xshash yupqa havo qatlami bor bo'lgan shisha plastinka keltirilgan. Plastinkalar yuqoridan yoritilganda yorug'lik nurlari ponaning ikki sirtidan qaytadi, natijada parallel yorug' va qorong'i tasmalardan iborat interferensiya manzarasi kuzatiladi. Bu yerda kuzatiladigan yorug' tasmalar *bir xil qalinlik chiziqlari* deb ataladi.



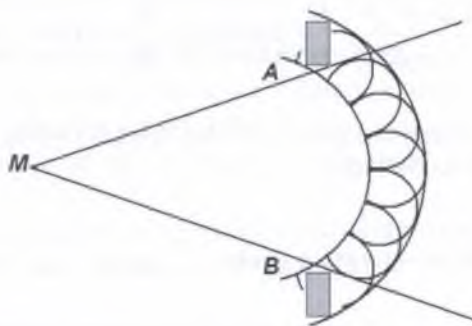
205 - rasm. *Bir xil qalinlik ko'rinishdagi interferensiya manzarasini kuzatish*

76 - §. Yorug'lik difraksiyasi

Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi *yorug'likning difraksiyasi* deb ataladi. Optikada, bu hodisa yorug'likning geometrik soya sohalariga kirishini bildiradi.

Yorug'lik difraksiyasini o'rganish mohiyati faqat yorug'lik va soya oralaridagi o'tkinchi (oraliq) sohani o'rganish bilan cheklanmaydi. Difraksiya nazariyasi to'lqin nazariyasini geometrik optika qoidalari bilan muvofiqlashtirish imkonini beradi.

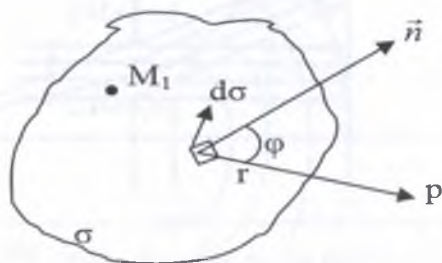
Gyuygens - Frenel prinsipi. Difraksiyaning aniq nazariyasi juda murakkabdir. Shu sababli, Gyuygens-Frenel prinsipiga asoslangan taqribiy usullar katta ahamiyatga ega bo'ladi.



206 - rasm. *Ikkilamchi sferik to'lqinlar manbalarining hosil bo'lishi*

Gyuygens prinsipiga asosan, AB to‘lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi sferik to‘lqinlar manbai deb hisoblash mumkin (206 - rasm).

Frenel esa, bu prinsipga, ikkilamchi to‘lqinlar o‘zaro ta’sirlashib interferensiya manzarasini hosil qilishi mumkin, degan fikrni qo‘shimcha qildi.



207 - rasm. $d\sigma$ sirtli yorug‘lik manbai

M_1 yorug‘lik manbaini ixtiyoriy yopiq σ sirt bilan o‘raymiz (207 - rasm). $d\sigma$ sirt elementining hosil qilgan tebranishining R nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0), \quad (76.1)$$

bu yerda A_0 – $d\sigma$ elementdagi tebranish amplitudasi; r – $d\sigma$ elementdan R nuqtagacha bo‘lgan masofa; $k(\varphi)$ – og‘ish koeffitsiyenti, R yo‘nalish bilan $d\sigma$ yuzaga o‘tkazilgan \vec{n} normal orasidagi φ burchakka bog‘liq kattalik. $\varphi = \frac{\pi}{2}$ bo‘lganda $k(\varphi) = 0$ dir. R nuqtadagi natijaviy tebranish superpozitsiya prinsipiga asosan

$$\xi = \int_{(\sigma)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) d\sigma \text{ ga} \quad (76.2)$$

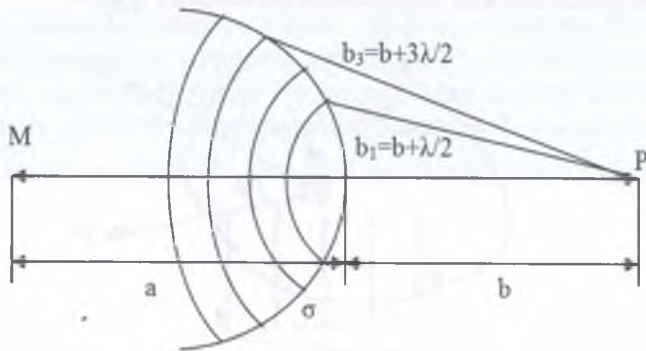
teng. Bu ifoda Gyuygens-Frenel prinsipining analitik ifodasidir. Bu ifoda orqali hisoblar bajarish katta qiyinchilik tug‘diradi. Shu sababli Frenel tomonidan taklif etilgan, soddalashgan usullarni ko‘rib chiqamiz.

77 - §. Frenel sohalari

M nuqtaviy yorug‘lik manbaining sferik to‘lqin frontiga mos tushadigan σ sirtini olamiz va bu sirtning markazi nuqtaviy manbada yotadi, deb hisoblaymiz (208 - rasm).

To‘lqin frontining barcha nuqtalari bir xil chastota va fazada tebranadi, natijada kogerent manbalar majmuasini ifodalaydi. σ sirtini, istalgan ikkita qo‘shni soha to‘lqinlari R nuqtaga qarama-qarshi fazada keladigan, halqali sohalarga ajratamiz:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$



208 - rasm. Sferik to‘lqin frontini Frenel sohalariga ajratish

Frenel sohaları yuzasi bir-biriga tengdir. Sohalaridagi tebranishlar amplitudalari m – ortishi bilan monoton ravishda kamayib boradi:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}$$

Istalgan sohadagi tebranishlar amplitudasi qo‘shni sohalar amplitudalarining o‘rtacha yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \quad (77.1)$$

Juft sohalar amplitudalari bir xil ishorada bo‘lsa, toq sohalar amplitudalari boshqa ishorada bo‘ladi. Natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{A_1}{2} \quad (77.2)$$

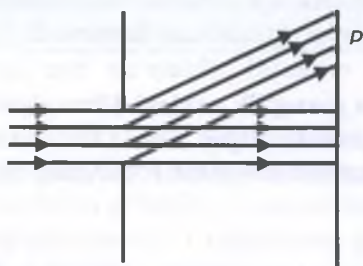
Shunday qilib, R nuqtadagi barcha to‘lqinlar frontining ta’siri markaziy soha ta’sirining yarmiga ekvivalentdir.

78 - §. Yorug‘likning har xil to‘siqlardan o‘tishida kuzatiladigan difraksiya hodisalari

Oddiy to‘siqlardagi Frenel difraksiyasi

Agarda, manba va P kuzatuv nuqtasi to‘siqdan katta masofada joylashsa, u holda to‘siqqa tushayotgan va P nuqtaga yo‘nalgan yorug‘lik nurlari deyarli parallel bo‘ladilar.

Bu holda kuzatiladigan difraksiya – Fraungoufer difraksiyasi yoki parallel nurlar difraksiyasi deb ataladi (209 - rasm).



209 - rasm. Parallel nurlar difraksiyasi

Dumaloq teshikdan o'tgan nurlar difraksiyasi

Nuqtaviy M yorug'lik manbai va P kuzatuv nuqtasi orasiga dumaloq tirqishli tiniq bo'lmagan ekranni joylashtiramiz (210 - rasm).

Frenel prinsipiga asosan, ekran to'liqin frontining bir qismini to'sadi. Yorug'lik oqimining ekrandagi taqsimlanishi teshikka nechta Frenel sohalari sig'ishiga bog'liq.

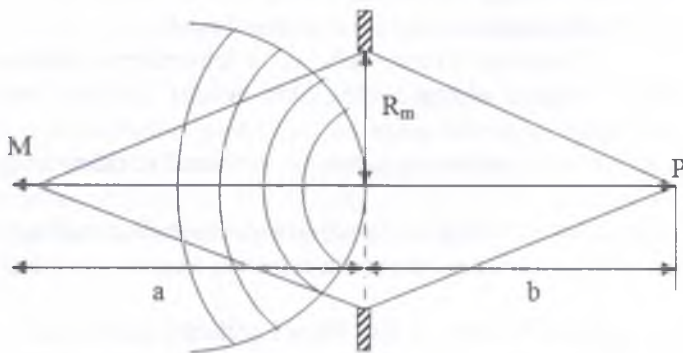
Agarda, 1-Frenel sohasi ochiq bo'lsa, 3.2 - ifodaga asosan, P nuqtadagi yorug'likning amplitudasi, yorug'likning erkin tarqalishiga nisbatan, ikki marta (jadalligi esa 4 marta) katta bo'ladi.

Agarda, teshikka 2 ta Frenel sohasi joylashsa, interferensiya hisobiga P nuqtada to'liqlar bir-birini yo'qqa chiqaradi.

Teshikka joylashadigan Frenel soharining soni R_m – tashqi radiusi bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

yoki

$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \quad (78.1)$$



210 - rasm. Dumaloq teshikli ekrandagi difraksiya

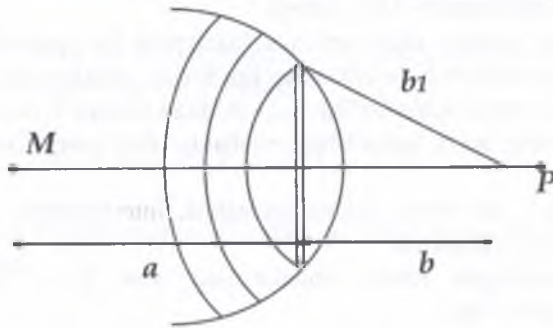
Demak, Frenel sohasining radiusi to'liq bilan kuzatuv nuqtasi orasidagi masofa va to'liq uzunligiga bog'liq ekan. P kuzatuv nuqtasida yorug'lik jadalligini, barcha juft yoki toq Frenel sohaslarini to'sish bilan, ko'p marta kuchaytirish mumkin. Kuzatiladigan difraksiya *parallel bo'lmagan nurlar difraksiyasi* deb ataladi.

Dumaloq diskdan o'tgan yorug'lik nurlari difraksiyasi

To'liq dumaloq diskdan iborat bo'lgan holda (211 - rasm) sferik to'liq frontining yopilgan qismini, ekran chegarasidan boshlab Frenelning halqaviy sohaslariga ajratamiz.

P nuqtadagi yorug'likning amplitudasi 1 - Frenel sohasining shu nuqtada hosil qila oladigan amplitudasining yarmiga teng bo'ladi. Diskning diametri qanday bo'lishiga qaramay, uning geometrik soyasi markazida yorug' dog' kuzatiladi. Geometrik soyadan tashqarida interferensiya hisobiga konsentrik qorong'i va yorug' xalqalar tizimi kuzatiladi.

Agarda, disk ko'p Frenel sohaslarini to'sadigan bo'lsa, yorug' va soyalarning tor sohasida yorug'lik jadalligi sust bo'lgan yorug' va qorong'i halqalar kuzatiladi.



211 - rasm. Dumaloq diskli to'siqdagi difraksiya

Yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalishi

Frenel sohalari usuli yorug'lik to'liqlarining to'g'ri chiziqli tarqalishi to'g'risidagi tushunchaning qo'llash chegarasini baholash imkonini beradi.

Agarda, ekran o'lchamlari Frenel sohalari o'lchamlariga nisbatan katta bo'lsa, difraksiya hodisasini inobatga olmay, yorug'likni to'g'ri chiziqli nur, deb hisoblash mumkin. To'liq uzunligi λ qancha qisqa bo'lsa, Frenel sohaslarining o'lchami shuncha kichik bo'ladi va geometrik optikaning taxminiy tushunchalaridan aniqroq foydalanish mumkin.

(78.1) ifodadan ko'rinib turibdiki, Frenel sohasining radiusi nafaqat ekran va manba orasidagi masofaga bog'liq bo'lmay, ekran va kuzatish nuqtasi orasidagi masofaga ham bog'liqdir.

Bu masofalar qanchalik katta bo'lsa, Frenel sohalari radiusi ham katta bo'ladi va yuqori darajada geometrik optika tushunchalaridan chetlashish kuzatiladi.

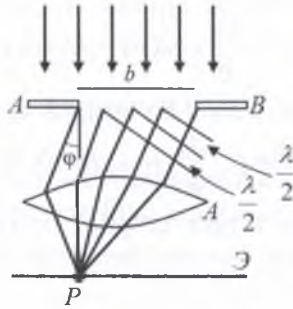
79 - §. Bitta tirqishli to'siqdagi Fraungoufer difraksiyasi

Cheksiz uzunlikdagi b tor tirqishli AB ekranga perpendikulyar ravishda parallel nurlar oqimi tushayotgan bo'lsin (212 - rasm).

Tirqishga tushayotgan nur yo'nalishi bilan φ burchak ostidagi yo'nalishda tarqalayotgan nurlarni ko'ramiz.

Difraksiya hodisasini kuzatish uchun nurlar qarshisiga linza qo'yamiz. Uning optik o'qi AB ekranga perpendikulyardir. U holda parallel nurlar singanidan so'ng linzadan o'tib, uning fokal tekisligidagi P nuqtada yig'iladilar. Linza nurlarning qo'shimcha yo'llar farqini hosil qilmaydi.

To'lqinning tekis fronti tirqishga yetib borib AB holatni egallaganida, tirqishning barcha nuqtalarini Gyuygens prinsipiga asosan, yangi kogerent to'lqinlar manbai deb, hisoblash bo'ladi.



212 - rasm. Bitta tirqishli to'siqdagi difraksiya

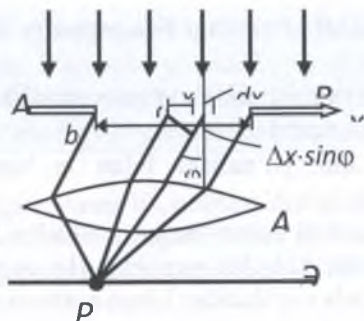
Frenel sohalari usuli yordamida to'lqin sirtining ochiq qismi chegaralarida yo'l farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lgan parallel yo'lakchalarga ajratamiz. Bu yo'lakchalarni Frenel sohalari deb hisoblaymiz. Ikkita qo'shni Frenel sohalaridan chiquvchi to'lqinlar P nuqtaga qarama-qarshi fazalarda yetib keladilar.

Bu tuzilishda sohalari soni juft bo'lsa, P nuqtadagi natijaviy amplituda nolga teng bo'ladi.

Berilgan φ burchakda toq Frenel sohalari joylashsa, u holda bitta soha ta'siri kompensatsiyalashmay qoladi va P nuqtada yoritilganlikning maksimumi kuzatiladi. Maksimum va minimum kuzatiladigan shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$b \sin \varphi_{\min} = 2m \frac{\lambda}{2} ; \quad b \sin \varphi_{\max} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

φ burchak bilan aniqlanadigan yo'nalishdagi ikkilamchi to'lqinlarning interferensiyasini hisoblash uchun AB to'lqin frontining ochiq qismini elementar dx yo'lakchalarga bo'lamiz (213 - rasm).



213 - rasm. Toq Frenel sohali tirqishdagi difraksiya

U holda, x koordinatali dx yo'lakchanning P nuqtada hosil qiladigan tebranishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d\xi = \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx, \quad (79.1)$$

bu yerda $kx \sin \varphi$ – koordinatalari 0 va x bo'lgan, dx elementar yo'lakchadan P nuqtaga kelgan tebranishlarning fazalari farqi, $\frac{A_0}{b} dx = dA$ dx bo'lakning hosil qilgan tebranishi amplitudasidir. (79.1) – ifodani tirqish kengligi bo'yicha integrallasak, P nuqtadagi natijaviy maydonni topish mumkin. Quyidagi belgilashni kiritamiz:

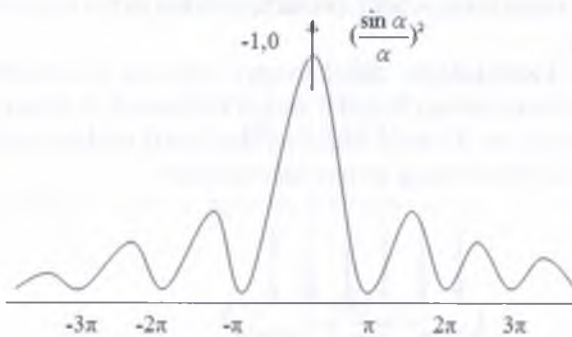
$$\alpha = \frac{\kappa b}{2} \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi; \quad (79.2)$$

$$\xi = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} d\xi = A_0 \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} \cos(\omega t - \alpha), \quad (79.3)$$

Istalgan P nuqtadagi nurlanish jadalligi amplitudaning kvadratiga proporsionaldir:

$$I_\varphi = CA_0^2 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)^2}, \quad (79.4)$$

Ma'lumki, $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) = 1$ ga teng. Shu sababli, (79.4) funksiya $\alpha = 0$ da maksimumga ega bo'ladi (31 - rasm). (79.2) ifodadan, $\varphi = 0$ va $\alpha = m\pi$ bo'lganda minimum kuzatiladi, bu yerda $m = \pm 1, \pm 2$ va h.k.



214 - rasm. $\left(\frac{\sin \alpha}{\alpha}\right)^2$ funksiyaning chizmasi

Demak, bitta tirqishda yorug'lik jadalligi minimumi kuzatish sharti quyidagidan iborat:

$$b \sin \varphi = m \lambda, \quad (79.5)$$

bu yerda m – *minimum tartibi* deb ataladi. Minimumlar orasida yoritilganlik maksimumlari joylashgan, ularning holati quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (79.6)$$

φ burchak qiymati ortishi bilan maksimum jadalligi kamaya boradi. Yorug'lik oqimining katta qismi bosh (~90%), birinchi (~5%) va ikkinchi (~2%) maksimumlar atrofida yig'iladi.

Kuzatilishi mumkin bo'lgan minimumning eng katta tartibi

$$\sin \varphi \leq 1, \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

ga teng. (79.4) ifodadan $I_0 = I_f$ ekanligi ko'rinib turibdi, ya'ni difraksiyaviy manzara laningan markaziga nisbatan simmetrikdir.

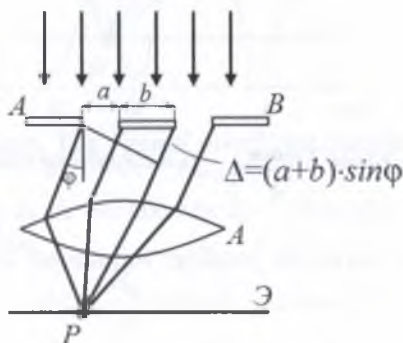
Tirqishga monoxromatik bo'lmagan yorug'lik nurlari tushsa, difraksiya manzarasi maksimumlari har xil rangli nurlar uchun ekranning har xil nuqtalariga joylashadi va difraksiyaviy spektr hosil qiladi. Markaziy maksimum oq nurdan tashkil topadi. O'ng va chap taraflarda markazga yaqinroqda binafsha nurlar difraksiya spektrlari kuzatiladi.

80 - §. Difraksiyaviy panjara

Kengligi a bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil b kenglikdagi parallel tirqishlar qatori – difraksiyaviy panjara deb ataladi. Bu yerda $d = a + b$ kattalik *difraksiyaviy panjara davri* yoki *doimiysi* deb ataladi.

Parallel nurlar dastasi tushayotgan, ikkita tirqishdan iborat eng sodda panjarani ko'rib chiqaylik (215 - rasm).

Ikkita tirqishda kuzatiladigan diffraksiyaviy manzara minimum va maksimumlari holatlari bir tirqishli diffraksiyadagi holatlar ustiga tushmaydi. Chunki ikki tirqishli holda, nurlarning birinchi tirqish va ikkinchi tirqishlaridan hosil bo'lgan interferensiyasi tufayli diffraksiyaviy manzaralar bir-birining ustiga tushmaydilar.



215 - rasm. Eng sodda diffraksiyaviy panjara

Maksimum va minimum kuzatilishi shartlari quyidagichadir:

$$(a + b) \sin \varphi = m \lambda, \quad (80.1)$$

$$(a + b) \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (80.2)$$

Istalgan P nuqtada uchta imkoniyat bo'lishi mumkin:

- a) (1)- va (2)- diffraksiyaviy manzaralar maksimumlari bir - birini ustiga tushadi;
 - b) bitta manzara maksimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi;
 - g) bitta manzara minimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi.
- a) va b) holatlar manzarasi bir - birini ustiga tushganda P nuqtada maksimum va minimum kuzatiladi. b) holatda faqat minimum kuzatiladi.

Shunday qilib, ikkita tirqishdagi diffraksiya manzarasida, bitta tirqishdagiga nisbatan maksimumlar ko'proq kuzatiladi. Tirqishlar soni ortishi minimumlar sonining ortishiga olib keladi.

$$D_* = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{va} \quad D_{chiz} = \frac{d\ell}{d\lambda}$$

kattaliklar, mos ravishda, *burchakli* va *chiziqli dispersiya* deb ataladi.

Bu yerda $d\varphi$ va $d\ell$, $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ to'liq uzunligi bilan farq qiladigan spektral chiziqlar orasidagi burchakli va chiziqli masofalardir.

Diffraksiyaviy panjaraning burchakli dispersiyasini topishga harakat qilamiz. Buning uchun bosh maksimum kuzatilishi shartini $(a + b) \sin \varphi = m \lambda$ differensiallaymiz:

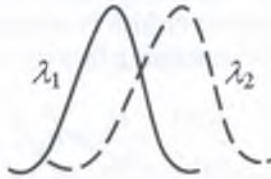
$$d \cos \varphi d\varphi = m d\lambda$$

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

φ ning kichik qiymatlarida, $\cos \varphi \approx 1$ ga teng. Shuning uchun

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d} \text{ ga}$$

teng bo'ladi.



216 - rasm. Difraksiyaviy panjaraning aniqlash kuchi

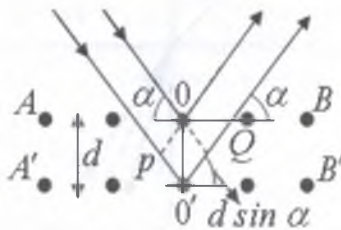
Difraksiyaviy panjaraning aniqlash kuchi deb $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ o'lchovsiz kattalikka aytiladi. Bu kattalik ikkita yonma-yon turgan spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyatini ko'rsatadi (216 - rasm).

Agarda, bitta maksimum markazi, ikkinchisining markazidan taxminan $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, eng kichik to'lqin uzunligi masofasida joylashsa, bu holda spektral chiziqlar alohida aniqlangan hisoblanadilar.

Difraksiyaviy panjara uchun aniqlash kuchi $R = mN$ ga tengdir. Bu yerda N tirqishlar soni, m – maksimumni kuzatilish tartibi.

Hozirgi zamon difraksiyaviy panjaralar 200000 dan ortiq chiziqlardan iborat bo'ladi va spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyati 400000 dan ortiqdir.

Difraksiyaviy panjara sifatida fazoviy davrlikka ega bo'lgan istalgan tuzilmani tushunish mumkin. To'lqin uzunligi $0,1 \cdot 10^{-9}m$ ga teng bo'lgan rentgen nurlari difraksiyasini olish uchun atom va ionlardan tashkil topgan, fazoviy davrlikka ega bo'lgan kristall panjaradan foydalanish mumkin (217 - rasm).



217 - rasm. Fazoviy davrlikka ega bo'lgan difraksiyaviy panjara

AB va A_1B_1 tekisliklardagi qo'shni atomlardan qaytgan nurlar orasidagi $P0'$ φ yo'l farqi $2d \sin \alpha$ ga teng. Interferensiya kuchayishi Bregg - Vulf shartiga binoan bajariladi:

$$2d \sin \alpha = m \lambda ,$$

bu yerda $m = 0, \pm 1, \pm 2, + \dots$

Hozirgi davrda, fizikada rentgen nurlari difraksiyasiga asoslangan ikkita yo'nalish paydo bo'ldi: rentgen spektroskopiyasi va rentgen strukturaviy analizi.

81 - §. Yorug'lik dispersiyasi

Monoxromatik yorug'lik to'lqinlarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, sinish qonuniga asosan, yorug'lik nurlari yo'nalishi shunday o'zgaradiki, bunda tushish burchagi sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi.

Bu nisbat, ikkala muhitdagi to'lqinlarning fazaviy tezliklari nisbatiga tengdir

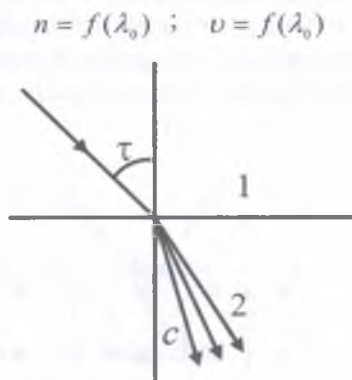
$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} , \quad (81.1)$$

n_{21} – kattalik ikkita muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi deb ataladi. Agarda, birinchi muhit vakuum bo'lsa, undagi yorug'lik tezligi c ga teng bo'ladi, bu holda:

$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{v} = n , \quad (81.2)$$

n – ikkinchi muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi bo'ladi.

Agarda, vakuumdan iborat muhit sirtiga har xil to'lqin uzunligidagi parallel nurlar dastasi tushsa, ikkinchi muhitda ular har xil yo'nalishda tarqalib, "yelpig'ich" hosil qiladilar (218 - rasm). Bu hodisa har xil uzunlikdagi yorug'lik to'lqinlarining moddiy muhitdagi tarqalish tezliklari har xil bo'lishi bilan tushuntiriladi. Demak, bu to'lqinlar uchun muhitni sinish ko'rsatkichi – yorug'likning vakuumdagi to'lqin uzunligi funksiyasidir.



218 - rasm. Yorug'lik nuri "yelpig'ich"ining hosil bo'lishi

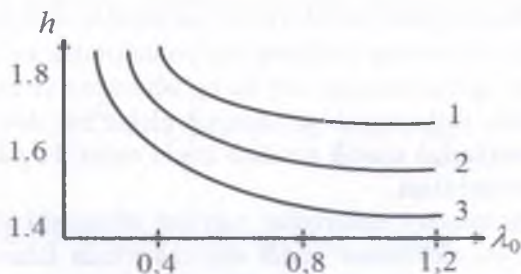
Bu moddanning optik xususiyatini yorug'likning to'liq uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi *yorug'likning dispersiyasi* deb ataladi.

Har bir moddada uning o'lchov birligi sifatida, moddanning dispersiyasi, ya'ni vakuumdagi sindirish ko'rsatkichidan yorug'likning to'liq uzunligi bo'yicha olingan hosila $dn/d\lambda$ ishlatiladi. Ko'p hollarda bu hosila qiymati manfiydir, λ_0 oshishi bilan sindirish ko'rsatkichi qiymati kamayadi.

219 - rasmda shisha, kvarts va flyuorit kabi tiniq moddalarning dispersiyasi $n = f(\lambda_0)$ keltirilgan. Bu holdagi dispersiya – normal dispersiya deb ataladi.

Agarda, $\frac{dn}{d\lambda}$ hosila musbat bo'lsa, dispersiya-*anomal* deb ataladi.

Anomal dispersiya berilgan muhitda, ayrim to'liq uzunlikdagi yorug'likning utilishi hisobiga kuzatiladi.



219- rasm. Shisha (1), kvarts (2) va flyuoritning (3) dispersiyasi

Normal dispersiyada sindirish ko'rsatkichining to'liq uzunligiga bog'liqligi Koshi tenglamasi bilan ifodalanadi:

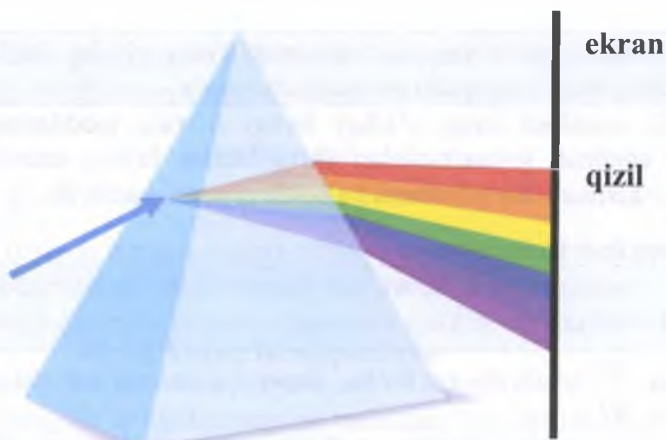
$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2}, \quad (81.3)$$

bu yerda n_0 – juda katta to'liq uzunligidagi sindirish ko'rsatkichidir. n_0 va a berilgan muhit uchun doimiy kattaliklardir.

Agarda, uchburchakli prizmaning chap qirrasiga har xil to'liq uzunlikdagi oq yorug'likning parallel nurlari tushsa, ular har xil sinib, har xil yo'nalishda tarqaladilar (220 - rasm).

Bu tarqalish ikkinchi qirradan o'tganda kuchayadi. Prizmaning o'ng tarafiga qo'yilgan yassi ekranning har xil joylariga har xil rangli nurlar tushib, spektr hosil qiladi.

Uzunroq to'liqlik nurlar (qizil nurlar) prizmadan kamroq og'adi, qisqa to'liqlik nurlar (havo rangli) ko'proq og'adi.



220 - rasm. Uchburchakli prizmadagi yorug'lik dispersiyasi

Prizma orqali olingan spektr difraksiyaviy panjaradan olingan spektrdan farq qiladi. Difraksiyaviy panjarada nurlarning boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi λ_0 ga proporsional bo'ladi, prizmada esa to'lqin uzunligiga bog'liq og'ish teskari va murakkabdir.

Normal dispersiya, tushayotgan to'lqinning elektr maydoni tebranishini, berilgan muhitning atomlari yadrolariga elastik tortilish kuchi orqali bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'siri orqali tushuntiriladi.

Maydon ta'sirida bunday elektronlar maydon tebranishi chastotasi bilan tebrana boshlaydilar. Natijada, bu elektronlar xuddi shu chastotada fazasi boshlang'ich fazadan farqli bo'lgan, ikkilamchi to'lqinlarni nurlatadilar.

Muhit ichida, tushayotgan to'lqinlar ikkilamchi to'lqinlar bilan qo'shilib, tushayotgan to'lqinlar fazasidan farq qiladigan fazaga ega bo'lgan natijaviy to'lqinlarni hosil qiladi. Bu fazadan qolishlar, muhitdan to'lqin o'tishi bilan yig'ila borib to'lqin tezligining kamayish samarasini beradi. Tebranish chastotasi katta bo'lganda, muhitda birlik uzunlikda fazadan orqada qolish katta bo'ladi, natijaviy to'lqin tezligi ko'proq kamayadi, sinish ko'rsatkichi orta boradi. Normal dispersiya shundan iboratdir.

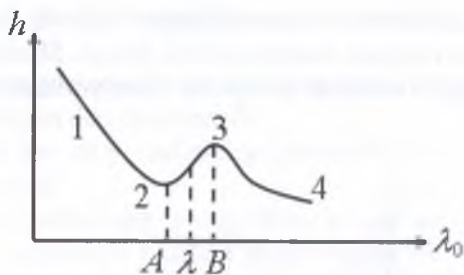
82 - §. Yorug'likning yutilishi va sochilishi

Jismga oq nur tushganida, u alohida uzunlikdagi to'lqinlarni yutib, shu to'lqin uzunligi atrofida sinish ko'rsatkichini to'lqin uzunligiga bog'liq ravishda o'sishini va anomal dispersiyani kuzatilishini ta'minlaydi (221 - rasm).

Yorug'likni yutuvchi jismdan o'tgan nurlarni spektrga ajratsak, har xil rangli fonda qora chiziqlar va yutilgan nurlar to'lqin uzunligiga tegishli kengroq sohalar kuzatiladi. Bunday chiziqlar majmuasi jismning *yutilish spektrini* beradi.

I jadallikdagi monoxromatik yorug'lik dx qalinlikdagi yutuvchi qatlam sirtiga perpendikulyar ravishda tushayotgan bo'lsin va qatlamning boshqa tarafidan yorug'lik $I - dI$ jadallik bilan chiqsin. Juda yupqa qatlam uchun jadallik kamayishi qatlam qalinligi va boshlang'ich jadallikka to'g'ri proporsionaldir:

$$dI = -\mu I dx$$



221 - rasm. Jismning yutilish spektri

bu yerda $\frac{dI}{I} = -\mu dx$. Agarda, qatlam qalinligi d katta bo'lsa, uni yupqa qatlamlar majmuasi deb hisoblab, jadallik o'zgarishni I_0 dan I gacha, qalinlikni esa, 0 dan d gacha integrallaymiz:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^d dx ; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

Natural logarifmdan oddiy sonlarga o'tsak, quyidagi ifodaga

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d} \quad \text{yoki} \quad I = I_0 e^{-\mu d}$$

ega bo'lamiz. Bu ifoda *Buger-Lambert qonunini* tavsiflaydi. Bu yerda μ - berilgan moddaning yorug'likni yutilish koeffitsiyentidir va u to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi:

$$\mu = \mu_0(\lambda_0).$$

Bo'yalgan qorishmalar uchun μ qorishmalar konsentratsiyasiga proporsionaldir:

$$\mu = kc$$

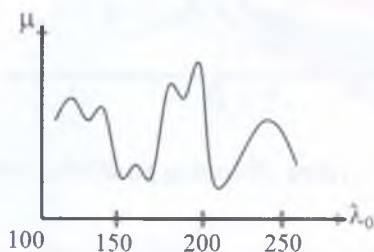
va bu holda Buger-Lambert qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$I = I_0 e^{-kcd}, \quad (82.1)$$

yutilish koeffitsiyentini to'lqin uzunligiga bog'liqligi grafik ko'rinishda 222 - rasmda xlorli seziy moddasi uchun tasvirlangan. Bu rasmda spektrning ultrabinafsha qismi tasvirlangan. Egri chiziq cho'qqilari yutilish sohalariga tegishlidir.

Tiniq jismlarda, spektrning ko'zga ko'rinadigan qismida, yutilish sohalari bo'lmaydi, ultrabinafsha va infraqizil sohalarida yutilish kuzatiladi. Yorug'lik spektrining ko'zga

ko‘rinadigan qismida yutilish sohalari jismning rangini bildiradi. Masalan, qizil shisha qizil nurlarni deyarli yutmaydi va qolgan nurlarni yaxshi yutadi. Shuning uchun, qizil shishani oq nur bilan yoritsak, qizilga o‘xshaydi, yashil nur bilan yoritsak qora, ya‘ni yashil nurga tiniqmasligini ko‘rsatadi.



222 - rasm. Xlorli seziiy moddasining yutilish spektri

Metallar, ko‘p erkin elektronlarga ega bo‘lgani uchun, yorug‘likni kuchli yutadi, elektronlar esa yorug‘lik to‘lqinining o‘zgaruvchan elektr maydoni ta‘sirida, amplitudasi katta bo‘lgan tebranma harakatga keladilar. Elektronlarni tebranma harakatga keltirish uchun zarur bo‘lgan energiya, yorug‘lik to‘lqinining energiya zahirasidan sarflanadi. Ammo tebranayotgan elektronlar ham shu chastotalarda to‘lqin nurlatadi, bu esa yorug‘likning qaytishiga sabab bo‘ladi.

Shunday qilib, metallar yorug‘likni kuchli yutadi va kuchli sochadi. Yarim o‘tkazgichlar yorug‘likni kamroq yutadilar, dielektriklar esa undan ham kam yutadilar.

Yorug‘lik to‘lqinlarining, muhit atomlari elektronlari bilan o‘zaro ta‘sirlashuvida, elektronlar tebranma harakatga kelib yorug‘lik chiqaradilar. Tabiiy nurlarda tebranishlarning barcha yo‘nalishlari teng ehtimolli bo‘lganligi uchun, atomlar chiqarayotgan yorug‘lik barcha yo‘nalishlarda sochilishi mumkin. Agarda, muhit atomlari bir tekis taqsimlangan bo‘lsa, sochilgan nurlar kogerent bo‘ladilar va interferensiya tufayli bir-birini yo‘qqa chiqaradilar. Bu holda muhit optik jihatdan bir jinsli bo‘lib, nurlarni sochmaydi.

Agarda, muhitda zarrachalar tartibsiz taqsimlansalar, u holda, ular sochgan yorug‘lik nokogerentdir va sochilish barcha taraflarda o‘rinli bo‘ladi. Ammo amalda kimyoviy bir jinsli bo‘lgan muhit molekullari ham, issiqlik harakati va betartib hosil bo‘lgan quyuqlik yoki siyrakliklar hisobiga nur sochadilar.

Agarda, bir jinsli bo‘lmagan quyuqlik yoki siyrakliklar o‘lchamlari to‘lqin uzunligiga nisbatan kichik bo‘lsa, u holda istalgan yo‘nalishdagi sochilgan yorug‘lik jadalligi tushayotgan to‘lqin uzunligiga quyidagicha bog‘langan bo‘ladi (Reley qonuni):

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (82.2)$$

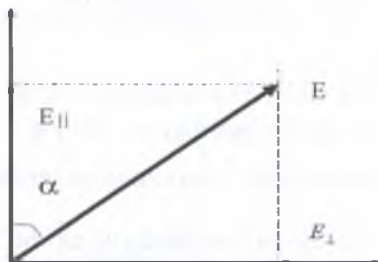
Atmosfera havosi zarrachalarining o‘lchamlari kichik bo‘lganda quyosh nurining qisqa to‘lqinlarini (binafsha, ko‘k va yashil) jadal sochadi va nurning katta to‘lqinlarini (qizil, sariq) yomon sochadi. Shu sababli havoning rangi yuqori qatlamda, yashil yoki ko‘k rangda (havo rangda) bo‘ladi.

83 - §. Yorug'likning qutblanishi

Yorug'lik vektorining tebranish yo'nalishlari qandaydir usul bilan tartibli holatda bo'lsa, u yorug'lik qutblangan deb hisoblanadi.

Tabiiy yorug'likda har xil yo'nalishdagi tebranishlar tez va tartibsiz ravishda bir-biriga o'rnini bo'shatib turadi.

Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni – *yorug'likning qutblanishi*, uni amalga oshiruvchi qurilma – *qutblantirgich (polarizator)* deb ataladi. Bunday qurilmalar qutblanish tekisligiga parallel tekislikda bo'lgan tebranishlarni erkin o'tkazadi va qutblanish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni to'la yoki qisman ushlab qoladi.



223 - rasm. Tabiiy yorug'likni ikki xil yo'nalishdagi tebranishlarga ajratish

Qutblantirgich orqali tabiiy yorug'lik o'tayotganda \vec{E} yorug'lik vektorini ikkita tashkil etuvchiga \vec{E}_{\parallel} va \vec{E}_{\perp} ga ajratish mumkin (223 - rasm).

E_{\parallel} – tashkil etuvchisi polarizator orqali erkin o'tadi, E_{\perp} tashkil etuvchisi esa unda yutiladi. O'tgan to'liq jadalligi

$$E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \alpha \text{ ga}$$

proporsionaldir. Shu sababli, ideal polarizator orqali yorug'likning o'tgan qismi quyidagi o'rtacha qiymatga tengdir:

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha, \quad E_{\perp} = E \sin \alpha, \quad (83.1)$$

$$\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}.$$

Shunga asosan, tabiiy yorug'likni, bir xil jadallikka ega bo'lgan va bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, ikkita elektromagnit to'liqlarning bir-birini ustiga tushishi, deb tasavvur qilish mumkin. Agarda, polarizatorga $I_0 \sim E^2$ jadallikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (83.2)$$

bu ifoda *Malyus qonuni* deb ataladi. Agarda, yorug'lik tekisliklari α burchak hosil qilgan ikkita polarizatoridan o'tsa, u holda, birinchi polarizatoridan jadalligi

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab}$$

bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik chiqadi va ikkinchisidan Malyus qonuniga asosan,

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab} \cos^2 \alpha \quad (83.3)$$

jadallikdagi yorug'lik chiqadi.

Ikkinchi polarizator yorug'likka mos keladigan o'q atrofida aylanganda, α burchak $0 \div 2\pi$ qiymatlarda o'zgaradi, yorug'lik jadalligi $\alpha = 0$ va $\alpha = \pi$ (ikkala polarizatorlar bir - biriga parallel bo'lganda) qiymatlarda maksimumga erishadi va $\alpha = \frac{\pi}{2}$ va $\alpha = \frac{3}{2}\pi$ qiymatlarda (polarizatorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lganda) ikki marta nolga aylanadi. Bu yorug'lik jadalligi tebranishlariga qarab, uning qutblanganligini va tebranish tekisligi yo'nalishini aniqlash mumkin. Shu sababli, ikkinchi polarizator analizator vazifasini o'tashi mumkin.

Bir yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustun bo'ladigan yorug'lik, qisman qutblangan hisoblanadi. Polarizator nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik jadalligi I_{max} dan I_{min} gacha o'zgaradi.

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (83.4)$$

Bu ifoda polarizatorning tartibi yoki yorug'likning qutblanish darajasi deb ataladi.

Yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_{min} = 0$ bo'lgan holda, $R = 1$ ga teng bo'ladi, tabiiy yorug'lik uchun esa $I_{min} = I_{max}$ bo'lganda, $R = 0$ ga teng bo'ladi.

84 - §. Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi

Ikki muhit chegarasiga yorug'lik tushganida, yorug'lik to'liqini qisman aks etib qaytadi va qisman sinadi.

Dielektriklarda, qaytgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'liqin qutblanishi, i tushish burchagi va r sinish burchagiga bog'liqligini Frenel ko'rsatgan.

\vec{E} vektor tebranishi tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun yorug'lik jadalligi

$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)} \text{ ga} \quad (84.1)$$

teng bo'ladi.

\vec{E} vektor tebranishi tushish tekisligida bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun yorug'lik jadalligi

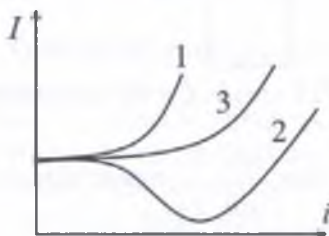
$$I_{\parallel} = I_0 \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \text{ ga} \quad (84.2)$$

teng bo'ladi.

Tabiiy yorug'lik uchun qaytgan to'liqin jadalligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right]. \quad (84.3)$$

Qaytgan yorug'lik jadalligini tushish burchagiga bog'liqlik xarakteri grafik ravishda 224 - rasmda tasvirlangan.



224 - rasm. Qaytgan yorug'lik nuri jadalligining tushish burchagiga bog'liqligi

1 - chiziq (84.1) ifodaga, 2 - chiziq (84.2) ifodaga va 3 - chiziq (84.3) ifodaga mos keladi.

Yorug'lik qutblanishi har xil usullar bilan amalga oshirilgan bo'lsa, u sirt chegarasidan har xil jadallikda aks etadi, u holda, aks etgan yorug'lik qisman qutblangan bo'ladi.

Qutblanish tartibi tushish burchagiga bog'liq bo'ladi. Agarda tushish burchagi $i+r = \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, u holda $\operatorname{tg}(i+r) = \infty$ va $I_{\parallel} = 0$ bo'ladi, ya'ni qaytgan yorug'likda, tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlar kuzatiladi. Qaytgan to'liqin esa butunlay qutblangan bo'ladi.

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} \text{ va } i+r = \frac{\pi}{2} \text{ nisbatlardan quyidagiga ega bo'lamiz:}$$

$$\operatorname{tg} i = n_{21}, \quad (84.4)$$

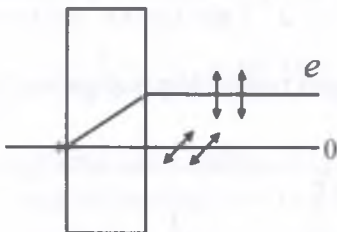
Bu ifoda *Bryuster qonunini* ifodalaydi va shu shartni qanoatlantiruvchi tushish burchagi *Bryuster burchagi* deb ataladi.

Singan yorug'lik, doimo tushish tekisligida tebranishlari ustun keladigan qisman qutblangan bo'ladi. Bryuster burchagida tushadigan yorug'likda bu ustunlik yaqqol ko'rinadi.

Tekis qutblangan yorug'lik nurini olish usullaridan biri – yorug'likni dielektrik chegarasiga Bryuster burchagida tushirishdan iborat bo'ladi.

85 - §. Qo'sh nur sinishi

Yorug'lik qandaydir kristalldan o'tganda, yorug'lik nuri ikkita nurga ajraladi. Qo'sh nur sinishida bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlantiradi, tushayotgan nur normal tekisligida yotadi. Bu nur *odatdagi nur* deb ataladi (225 - rasm).



225 - rasm. Qo'sh nur sinishi

e – yo'nalishdagi ikkinchi nur uchun $\frac{\sin i}{\sin r}$ nisbat tushish burchagi o'zgarganda doimiy saqlanmaydi. Bu nur *odatdan tashqari nur* deb ataladi.

Nur normal bo'lib tushganida ham, odatdan tashqari nur boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi mumkin, burchak ostida tushganida esa, tushayotgan va og'ayotgan nur sinish sirtiga normal tekisliklarda yotmaydi. Bu esa odatdagi va odatdan tashqari bo'lgan nurlarning sinish ko'rsatkichlari har xil ekanligini bildiradi yoki kristallda har xil tezliklar bilan tarqaladilar. Qo'sh nur sinish hodisasi, kubik kristallardan tashqari, barcha tiniq kristallarda kuzatiladi.

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarni tekshirish, ular bir-biriga o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda to'la qutblanganliklarini aniqlash imkonini beradi. Ikkala nur kristalldan chiqayotganida faqat qutblanish yo'nalishlari bilan farqlanadilar.

Ayrim kristallarda nurlardan biri boshqasiga nisbatan kuchli yutiladi. Bu hodisa – *yorug'likning dixroizmi* deb ataladi.

Qo'sh nur sinishi, kristall ichida har xil yo'nalishlarda kristallning tuzilishi va xususiyati har xilligi bilan tushuntiriladi. Bu holda kristall *anizotrop muhit* ko'rinishida bo'ladi.

Kubik bo'lmagan kristallarda ε dielektrik singdiruvchanlik kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi. $n = \sqrt{\varepsilon}$ bo'lgani uchun sindirish ko'rsatkichi ham kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.

Qo'sh nur sinishi hodisasi tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik nurini olish imkonini beradi. Buning uchun tabiiy nur qo'sh nur sinishini hosil qiladigan kristall yordamida odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajratiladi. Undan so'ng nurlardan birini chetga og'diriladi yoki yutilishiga majbur qilinadi, ikkinchisidan esa, qutblangan nur sifatida foydalaniladi. Qo'sh nur sinishi tiniq izotrop moddalarda, har xil tashqi ta'sir ostida kuzatilishi mumkin. Bu vaqtda sun'iy anizotrop modda paydo bo'ladi.

Sun'iy anizotrop modda mexanik deformatsiya yoki elektr maydoni (Kerr effekti) ta'sirida hosil bo'lishi mumkin.

Qutblangan nur normal holda kristallga tushganida nur dastasi yana odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajraladi, ular bir yo'nalishda, turli tezliklarda tarqaladilar. Ular orasida δ optik yo'l farqi va $\Delta\varphi$ fazalar farqi hosil bo'ladi:

$$\delta = (n_0 - n_e)d; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e)d, \quad (85.1)$$

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarda tebranishlar o'zaro perpendikulyar bo'lgani uchun, ularni qo'shganda elliptik ko'rinishdagi tebranishlar hosil bo'ladilar va \vec{E} vektor uchi ellipsni chizadi. Bunday yorug'lik elliptik ko'rinishda qutblangan deb ataladi. Agarda, fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$ bo'lsa, qo'shilgan tebranishlar to'g'ri chiziqqa aylanadi.

86 - §. Qutblanish tekisligining aylanishi

Yorug'lik ayrim moddalardan o'tganida, yorug'lik vektoru tebranishi tekisligining aylanishi kuzatiladi. Bunday imkoniyatga ega bo'lgan moddalar, optik aktiv moddalar deb ataladi. Bular – kvars, shakar eritmasi va boshqalardan iboratdir.

Optik aktiv moddalarda, qutblanish tekisligining burilish burchagi nur bosib o'tgan l yo'lga to'g'ri proporsionaldir. Kristallarda:

$$\varphi = \alpha l. \quad (86.1)$$

Eritmalarda esa, qutblanish tekisligining aylanish burchagi eritma konsentratsiyasiga ham bog'liq bo'ladi:

$$\varphi = \alpha c l. \quad (86.2)$$

α – koeffitsiyent qutblanish tekisligining *solishtirma aylanish ko'rsatkichi* deb ataladi va u tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqdir.

87 - §. Suyuq kristallik displeylar (LCD) [1]

Suyuq kristallik ekranlar qutblanish hodisasiga asoslanib tayyorlanadilar (LCD). LCDlar uyali aloqa apparatlari displeyida, boshqa qo'lda ko'tarib yuriladigan elektron jihozlarda, yupqa panelli kompyuter va televizor ekranlarida ishlatiladi [1].

Suyuq kristallik displey ko'plab kichik to'rtburchakchalardan, ya'ni piksellardan yoki, boshqacha qilib aytganda, "surat elementlari" dan iborat. Siz ko'radigan surat ayrim piksellar yorug', ayrimlari qorong'i va qanday ranglardaligiga bog'liq, 226 - rasmda keltirilgan oddiy qora va oq surat uchun yasalgan.



226- rasm. Kichik piksellardan yoki kvadratlardan qilingan tasvir namunasi



227- rasm. Suyuq kristall molekulari bir yo'nalishda turishga harakat qilishadi (birlariga parallel ko'rinishda), lekin tartibsiz holatga ega (chap - o'ng, tepa - past)

“Suyuq” kristallar organik material bo‘lib, xona temperaturasida shunday holatda uchraydiki, ular na to‘liq qattiq holatda, na to‘liq suyuq holatda bo‘ladi. Ular yopishqoq bo‘lib, ularning molekulari suyuqlikka xos tartibsiz harakatda bo‘ladi. Ularni qattiq kristallari ba’zida, bir o‘lchamda (1D) tartibli harakatni namoyon qiladi

Suyuq kristallar tayoqchasimon qattiq molekullardan tashkil topgan bo‘lib, bir - birlari bilan sust bog‘langan bo‘ladi va bir - birlariga nisbatan bir yo‘nalishda parallel turishga harakat qilishadi (227 - rasm).

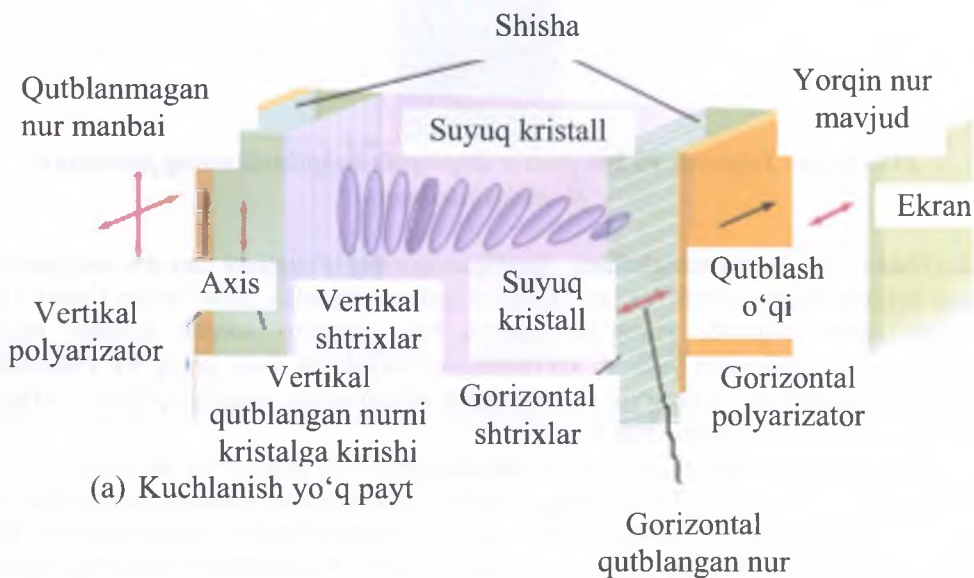
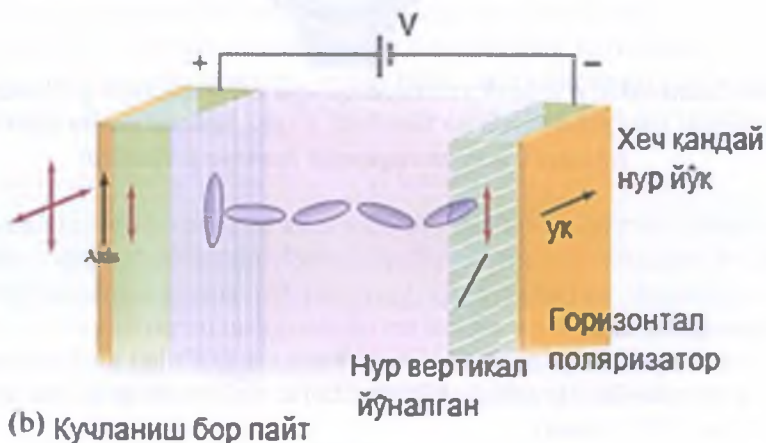
Oddiy LCD da har bir piksel (surat elementi) suyuq kristall materialdan tashkil topgan bo‘lib, ikki shisha plastinkalar orasida joylashgan bo‘ladi va ushbu shisha plastinkalarning ichki qismi nanometr kengligidagi parallel shtrixlardan tashkil topgan bo‘ladi. Tayoqchasimon suyuqlik kristall molekulari ushbu shtrixlar bilan aloqada bo‘lib, bir chiziq bo‘ylab saflanadi. Ikki shisha plastinkalar odatda bir-birlariga nisbatan 90° ostida shtrixlarni tashkil qiladi va tayoqchasimon suyuq kristall molekulari kuchsiz elektr kuchlari orqali bog‘lanib turadilar.

Shisha plastinkalari tashqi yuzalarining har biri ingichka qutblantiruvchi (qutblashni bajaradigan jihoz) plyonkalariga ega, ular ham bir - birlariga nisbatan 90° li burchak ostida bo‘ladilar. Chapdan tushayotgan qutblanmagan nur chiziqli qutblanadi va suyuq kristall molekulari ushbu qutblanishni tayoqchasimon shaklda saqlab qoladi. Suyuq kristall ichidan nurning o‘tishi vaqtida nurning qutblanish tekisligi molekular bilan birgalikda aylanadilar. Nurning qutblanish tekisligi 90° ga aylangan vaqtda ikkinchi polyarizator orasidan o‘tadi (228a- rasm). Kichik LCD piksellari ushbu holatda yorqin tus oladi.

Endi faraz qiling, pikselning har bir shisha plastinkasidagi shaffof elektrodlariga kuchlanish qo‘yildi. Tayoqchasimon molekular qutbli (yoki elektr maydon ta’sirida ichki

zaryadga ega) bo'lad. Tashqi kuchlanish molekullarni ketma-ket rostdashga ishlatiladi va 228a- rasmdagi kabi o'ralgan holatda boshqa bo'lmaydi. Tashqi kuchlanish molekullarni ketma-ket va chapdan o'ngga (shisha plastinkalariga perpendikulyar) rostdashga harakat qiladi, 228b- rasm, va ular boshqa yorug'lik qutblanishiga katta ta'sir qilmaydi.

Kirayotgan chiziqli qutblangan nur suyuq kristall orasidan o'tishi bilan qutblanish tekisligiga ega bo'lmaydi, hech qanday nur ikkinchi (gorizontal) polyarizator orasidan chiqa olmaydi (228-b rasm). Kuchlanish paydo bo'lishi bilan piksellar qora tusga kiradi (ba'zi displeylar teskari sistemani qo'llaydi).



228 - rasm. (a) Suyuq kristallning "o'ralgan" shakti. Nurning qutblanish tekisligi 90° ga aylantirilgan va gorizontall polyarizatorga yuborilgan. Faqatgina bir qator molekullar tasvirlangan. (b) Molekullar elektr maydoni ta'sirida tartibsizlanadi. Qutblanish tekisligi o'zgarmadi, shuning uchun nur gorizontall polyarizator orasidan o'tmadi

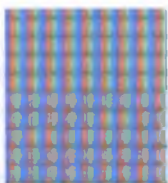
Oddiy displey ekranlari (soatdagi va kalkulyatordagi kabilar), tashqi yorug'likni manba sifatida ishlatishadi (siz qorong'ida displeyini ko'ra olmaysiz), LCD ning orqasidagi oyna yorug'likni qaytarib, aks ettiradi. Juda kam piksellardan tashkil topgan bo'lib, faqatgina 0 dan 9 gacha bo'lgan raqamlarni paydo qilish uchun kerak bo'ladi. (229-rasm).



229 - rasm. Balandlikni o'lchash xususiyatiga ega LCD displeyli qo'l soati. Kuchlanish qora segmentlar yoki piksellarda qo'llaniladi. 8 soni hamma yettita segmentni (piksel) ishlatadi; qolgan raqamlar kamroq ishlatiladi

Kuchlanish qo'yilgan istalgan pikselar qora tusga kiradi va raqamning bir qismini tasvirlaydi. Kuchlanish bo'lmasa, pikselar polarizatorlar orqali oynaga yorug'lik o'tkazadi va qaytaradi, natijada orqa fon yorishadi. Oq raqamli displeylar qora fonda teskari kuchlanishga ega bo'ladi.

Televizor, uyali aloqa apparatlari va kompyuter LCD lari ancha-muncha murakkab tuzilgan. Rangli pikselar 3ta subpiksellardan iborat va har biri qizil, yashil va ko'k filtrlar bilan qoplangan (230 - rasm).



230 - rasm. Televizor va kompyuter displeyida subpiksellarning joylashuvi (kattalashtirilgan)

Ushbu uch asosiy ranglarning yoritilganligining o'zgarishi deyarli istalgan tabiiy rangni keltirib chiqara oladi. Yaxshi sifatli ekranlar millionlab piksellardan iborat. Ushbu pikselar qatori orqasida yorug'lik manbai bor, diametri somon xasidek ingichka fluorestsent (nurlatilganda yaltirab ko'rinadigan) naychalar yoki yorug'lik chiqaradigan diodlar (LED) deyiladi. Yorug'lik suyuq kristall subpiksellari orasidan o'tishi - o'tmasligi har biriga qo'yilgan kuchlanishga bog'liq.

Kul rang yoki turli yorqin ranglar diapazonini olish uchun, har bir subpiksel oddiy tarzda yonib o'chmaydi. LCD tuzilishiga qarab bir qancha asbob-uskunalar ishlatiladi. Agar tashqi kuchlanish kichik bo'lsa (228b- rasm), molekullarning tartibsizlanishi kichik bo'ladi, qutblanish vektorini ozgina aylanishiga sabab bo'lib biroq yorug'lik nuri o'tib ketadi. Muqobil holatda, har bir subpiksel pulslanishi mumkin - yoqilgan paytdagi vaqt uzunligi yarqirashga ta'sir qiladi. Kuchli va kuchsiz yarqirash effektlari o'sha rangdagi yonadigan va o'chadigan subpiksellar tomonidan ta'minlanishi mumkin; bu uchinchi sistema tasvirning o'tkirligini kamaytiradi.

88 - §. Issiqlik nurlanishi

Tabiatda nur chiqish hodisalari juda ko'pdir. Nurlanish kimyoviy reaksiya natijasida, gazlardan elektr toki o'tishi jarayonida, qattiq jismlar tezlatilgan elektronlar dastasi bilan bombardimon qilinganida, va nihoyat, jismlar temperaturasini ko'targanimizda hosil bo'ladi.

Nurlanishning eng ko'p tarqalgan turi – jismlarni qizdirishda paydo bo'ladigan nurlanishdir. Bu *issiqlik nurlanishi* deb ataladi. Issiqlik nurlanishi ixtiyoriy temperaturada vujudga kelib, past temperaturalarda infraqizil nur ko'rinishida, yuqori temperaturalarda qizg'ish, zarg'aldoq va oq yorug'lik nurlar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi jarayoni jismning temperaturasi bilan muvozanat holatida sodir bo'ladi. Bu holda, jismning temperaturasi ortishi bilan, uning nurlanish jadalligi ham ortib boradi. Muvozanatda bo'lgan holat va jarayonlarga termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin.

Issiqlik nurlanishini tavsiflash uchun ba'zi kattaliklarni aniqlab olamiz.

Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan ($S = 1m^2$) barcha yo'nalishlar bo'ylab ($\Omega = 2\pi$ fazoviy burchak) chiqayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi R_e deb ataladi.

Biror sirtga nurlanish oqimi tushganda bu nurlanishning bir qismi sirtidan qaytadi, bir qismi sinib o'tib ketadi va qolgan qismi jismda yutiladi.

Demak, tushuvchi nurlanish oqimi har uchala oqimlar yig'indisidan iboratdir:

$$\Phi_o = \Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_s.$$

Oddiy o'zgarishlarni bajarsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$1 = \frac{\Phi_q}{\Phi_o} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_o} + \frac{\Phi_s}{\Phi_o}.$$

Bu yerda $\rho = \frac{\Phi_q}{\Phi_o}$ – jismning nur qaytarish koeffitsiyenti, $a = \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_o}$ – nur yutish koeffitsiyenti va $D = \frac{\Phi_s}{\Phi_o}$ – nur o'tkazish koeffitsiyenti deb ataladi.

Shaffof jismlarda, bu koeffitsiyentlarning yig'indisi 1 ga teng bo'ladi:

$$\rho + a + D = 1. \quad (88.1)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa, $D = 0$,

$$\rho + a = 1 \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Agarda, jismning yutish koeffitsiyenti ham nolga teng bo'lsa, ya'ni $a = 0$, u holda,

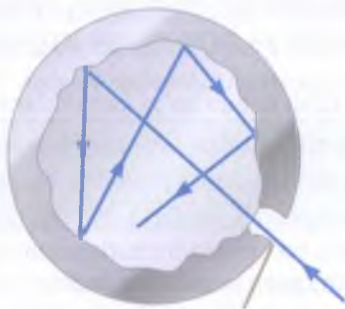
$$\rho = 1$$

teng bo'lib, jism *absolyut oq jism* deb ataladi va tushuvchi nurlanishning barchasini qaytaradi (231 - rasm).

Agarda, $a = 1$ shart bajarilsa, bunday jism *absolyut qora jism* deb ataladi.

Agarda, ρ birdan kichik bo'lib, uning nur yutish qobiliyati hamma chastotalar uchun bir xil bo'lsa ($a = \text{const}$), bunday jism *kul rang jism* deb ataladi.

Tajribadan ma'lum bo'lishicha, jismlarning nur chiqarish qobiliyati (r) jismning temperaturasi va nurlanish chastotasiga bog'liqdir.



231 - rasm. Absolyut qora jism modeli

Nur chiqarish qobiliyati ma'lum bo'lgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_{et} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega . \quad (88.2)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari o'rtasida aniq bog'lanish Kirxgoff qonuni deb ataladi: nur chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota va temperaturaning universal funksiyasidir

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T) . \quad (88.3)$$

Absolyut qora jismda $a_{\omega T} = 1$ bo'lgani uchun

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Demak, Kirxgoffning universal funksiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zidir.

$f(\omega, T)$ funksiyaning ko'rinishini nazariy keltirib chiqarish juda murakkab masaladir.

Stefan (1879-y.) tajriba natijalarini tahlil qilib, istalgan jismning energiyaviy yorituvchanligi absolyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional, degan xulosaga keldi.

Bolsman bu ishlarni davom ettirib, termodinamik mulohazalarga tayanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani keltirib chiqardi:

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4. \quad (88.4)$$

Bu ifoda Stefan-Bolsman qonuni, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2 \text{ grad}^4$ esa, Stefan-Bolsman doimiysi deb ataladi.

Stefan-Bolsman qonuni energiyaviy yorituvchanlikning temperaturaga bog'liqligini ko'rsatish bilan, spektral taqsimot funksiyasini ham aniqlash imkonini beradi.

O'z navbatida, Vin elektromagnit nazariya qonunlaridan foydalanib, taqsimot funksiyasi uchun quyidagi ifodani taklif etdi:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (88.5)$$

Bu yerda $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ – chastotaning temperaturaga nisbatining noma'lum funksiyasidir.

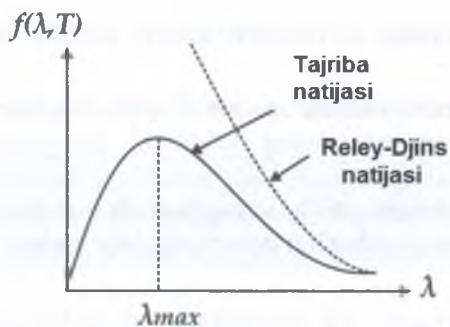
Nurlanish spektri maksimumining to'liq uzunligining absolyut temperaturaga ko'paytmasi doimiy kattalikdir.

$$\lambda_m \cdot T = b \quad (88.6)$$

va bu ifoda *Vinning siljish qonuni* deb ataladi. Bu yerda $b = 2,9 \cdot 10^7 \text{ A}^0 \text{ grad} = 2,9 \cdot 10^3 \mu \cdot \text{grad}$.

Reley va Jins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishini hisobga olib $f(\omega, T)$ funksiyaning aniq ko'rinishini keltirib chiqardilar.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \text{ yoki } f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (88.7)$$



232 - rasm. Absolyut qora jismning nurlanish spektri

Reley - Jins ifodasi faqat katta to'liq uzunliklarida tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'liq uzunliklar uchun mutlaqo zid natijaga olib keladi (232 - rasm).

Uzluksiz chiziqlar absolyut qora jismning tajribada olingan nurlanish spektri natijalarini, uzoq-uzoq chiziqlar Reley - Jins ifodasining hisob natijalarini bildiradi:

$$R_e = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$ ifodani ω bo'yicha yechib, 0 dan ∞ oraliqda integrallaganda energiyaviy yorituvchanlik qiymatini baholash mumkin.

M. Plank $f(\omega, T)$ funksiyaning tajriba natijalariga mos keluvchi ifodasini keltirib chiqardi. U o'z nazariyasida klassik fizika qonunlariga mos kelmaydigan ba'zi o'zgartirishlarni kiritdi, ya'ni elektromagnit nurlanish energiyasi porsiya (kvant) miqdorida tarqaladi va energiya kvanti quyidagiga teng, deb hisobladi:

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega, \quad (88.8)$$

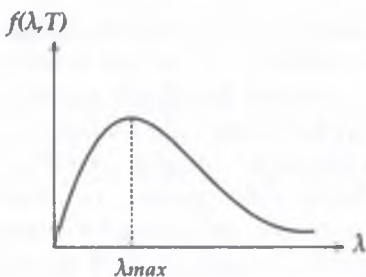
bu yerda \hbar – Plank doimiysi deb ataladi.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34}}{6,28} \approx 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Absolyut qora jismning nurlanishi uchun, Plank ifodasi chastota yoki to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, quyidagi tenglik bilan ifodalanadi:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \text{ yoki } \varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (88.9)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (233 - rasm).



233 - rasm. Absolyut qora jism nurlanish spektrining Plank ifodasi

(21.9) ifodadan Stefan-Bolsman va Vin ifodalarini oson keltirib chiqarish mumkin.

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4, \quad (88.10)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^4.$$

Shunday qilib, Plank muvozanatli issiqlik nurlanishining tugallangan ifodasini nazariy keltirib chiqardi va bu kvant nazariyasining asoslaridan biri deb hisoblanadi.

Olisdan nur tarqatayotgan jismlarning yoki yuqori temperaturali, qizigan jismlarning temperaturasi oddiy usullar bilan o'lchab bo'lmaydi.

Bunday hollarda temperaturani ularning nurlanish spektriga qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning temperaturasi aniqlovchi usullarning barchasi optik pirometriya va o'lchash asboblari esa, optik pirometrlar deb ataladi.

Ular ikki xil – radiatsiyaviy va optik pirometrlarga bo'linadi. Radiatsiyaviy pirometrlarda qizdirilgan jismning 0 dan ∞ bo'lgan chastota kengligida tarqalayotgan to'la issiqlik nurlanishi jamlanadi. Optik pirometrlarda nurlanish spektrining tegishli kichik qismini qabul qilish orqali jism temperaturasi aniqlanadi.

89 - §. Fotoeffekt

Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishini yorqin tushuntirgan Plank gipotezasi, fotoeffekt hodisasini ham tushunib berishda o'z ifodasini topdi va u kvant nazariyasini shakllantirishda katta ahamiyatga ega bo'ldi.

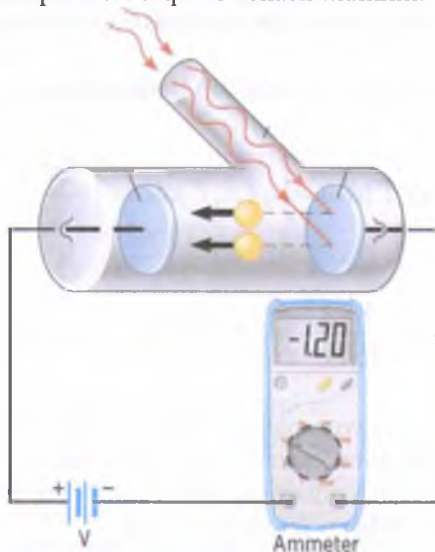
Fotoeffekt – tashqi, ichki va ventilli bo'lishi mumkin.

Elektromagnit nurlanish ta'sirida moddalardagi elektronlarning tashqariga chiqish hodisasi *tashqi fotoelektrik effekt (fotoeffekt)* deb ataladi. Tashqi fotoeffekt asosan qattiq jismlarda (metallar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklar) hamda gazlardagi alohida atom va molekullarda (fotoionlashish) kuzatiladi.

Fotoeffekt Gers tomonidan 1887-yilda birinchi marta kuzatilgan. U, gazlarni uchqun chiqish davrida ultrabinafsha nurlanish bilan nurlatganda razryad jarayonining kuchayishini kuzatgan.

Fotoeffekt hodisasini birinchi marta Stoletov mukammal o'rgangan. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma tuzilishi 234 - rasmda keltirilgan.

Vakuum trubkadagi K – elektrod katod deb ataladi va u tekshirilayotgan har xil metallardan tayyorlanadi. A – elektrod anod deb ataladi va metall to'rdan iborat bo'ladi. Ikkala elektrod tashqi kuchlanishga ulangan bo'lib, R o'zgaruvchan qarshilik (potensiometr) yordamida kuchlanish qiymati va ishorasini o'zgartirish mumkin. O'rganiladigan metall (katod) monoxromatik yorug'lik bilan yoritilganda hosil bo'ladigan tokni zanjirga ulangan milliampermetr orqali o'lchash mumkin.



234 - rasm. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma

O'tkazilgan tajribalar natijalariga asoslanib, Stoletov quyidagi qonuniyatlarni o'rnatdi:

- 1) metallardagi fotoeffekt hodisasiga ultrabinafsha nurlar ko'proq ta'sir ko'rsatadi;
- 2) yorug'lik ta'sirida moddalar asosan manfiy zaryadlarni yo'qotadi;
- 3) yorug'lik ta'sirida hosil bo'ladigan tok kuchi uning jadalligiga to'g'ri proporsionaldir.

Tomson 1898-yilda yorug'lik ta'sirida chiqadigan zarrachalarning solishtirma zaryadini o'lchadi va ular elektronlardan iborat ekanligini isbotladi.

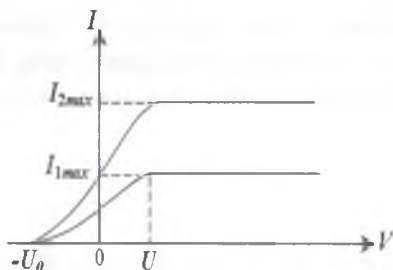
Yarim o'tkazgich yoki dielektriklarning energetik spektridagi bog'langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta'sirida elektronlarning o'tishi – *ichki fotoeffekt* deb ataladi, chunki elektronlar bir energetik holatdan yuqorigi energetik holatlariga o'tib, moddadan tashqariga chiqmaydilar.

Ikkita yarim o'tkazgich yoki metall – yarim o'tkazgich kontaktlarini yorug'lik bilan yoritilganda foto elektr yurituvchi kuch ($EYuK$) hosil bo'lishi jarayoniga ventilli fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisa quyosh energiyasini to'g'ridan - to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish imkonini yaratib beradi.

234 - rasmdagi qurilmadan foydalanib, yorug'lik ta'sirida katod chiqaradigan elektronlar oqimi hosil qiladigan I fototokning elektrodlar orasidagi kuchlanish tushishiga bog'liqligini, ya'ni *fotoeffektning volt-amper xarakteristikasini (VAX)* o'rganish mumkin.

Chastotalari bir xil, jadalliklari ikki xil yoritilganlik uchun fototokning VAX 233 - rasmda keltirilgan.

Ikkita elektrod orasidagi kuchlanish tushishi U ortishi bilan, boshlanishda fototok asta-sekin ortaboradi, ya'ni katoddan chiqib, anodga yetib boradigan fotoelektronlar soni ortib boradi. Egri chiziqlarning qiyalik qiyofasi katoddan elektronlar har xil tezlikda otilib chiqishini ko'rsatadi.



233 - rasm. Fotoeffektning volt – amper xarakteristikasi

Fototokning maksimal qiymati $I_{max} = I_{to'y}$, ya'ni to'yinish fototokining boshlanishi shunday U kuchlanish tushishi bilan aniqlanadiki, bunday kuchlanish tushishida katoddan chiqayotgan elektronlar anodga yetib kelishga ulguradilar:

$$I_t = en, \quad (89.1)$$

bu yerda n – katoddan 1 sekunda chiqqan elektronlar soni.

Volt-amper xarakteristikadan $U = 0$ bo'lganda fototok nolga aylanmasligi ko'rinib turibdi, chunki katoddan chiqayotgan ayrim elektronlar noldan farqli v boshlang'ich tezlikka ega bo'lib, ma'lum kinetik energiyaga ega bo'lganlari uchun, tashqi maydonsiz anodga yetib kela oladilar.

Fototok nolga teng bo'lishi uchun, elektronlarga ishorasi manfiy bo'lgan, elektronlarni to'xtatib qoluvchi ($-U_0$) kuchlanish qo'yish kerak. demak, $U = -U_0$ bo'lganda, hattoki U_{max} – maksimal tezlikka ega bo'lgan elektronlar ham to'xtatib qoluvchi kuchlanishni yenga olmaydilar va anodga yetib kela olmaydilar, natijada fototok nolga aylanadi.

Berilgan katod moddasi va yorug'lik nuri chastotasi uchun to'xtatib qoluvchi $-U_0$ kuchlanishni o'lchash, katoddan chiqayotgan fotoelektronlarning tezligi va kinetik energiyasi qiymatlarini aniqlash imkonini beradi:

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_0, \quad (89.2)$$

Katodning turli materiallari uchun, katodga tushayotgan yorug'likning chastotasi va har xil yoritilganlik jadalliklarida olingan fotoeffekt VAX natijalariga asosan quyidagi uchta fotoeffekt qonunlari o'rnatildi:

1. Stoletov qonuni. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, katoddan birlik vaqtda ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir.

2. Fotoelektronlar boshlang'ich tezligining maksimal qiymati katodga tushayotgan yorug'lik jadalligiga bog'liq bo'lmay, faqat ν chastotaga bog'liq bo'lib, uning ortishi bilan chiziqli o'sib boradi.

3. Har bir modda uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» mavjud, ya'ni yorug'likning ν_0 – minimal chastotasi mavjud bo'lib, bu chastotada yorug'likning istalgan jadalligida fotoeffekt kuzatiladi.

Bu qonunlarni tushuntirish uchun Eynshteyn 1905-yilda fotoeffektning kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada, ν chastotali yorug'lik nurlanishda, tarqalishda ham hamda moddalarda yutilishda ham alohida energiya porsiyalari

$$\varepsilon_0 = h\nu$$

orqali namoyon bo'ladi.

Shunday qilib, yorug'lik tarqalishini uzluksiz to'liq jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug'lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa c tarqalish tezligi bilan harakatlanadi, deb hisoblash kerak. Bu elektromagnit nurlanish kvantlari fotonlar deb ataladi.

Kvant nazariyasiga asosan, har bir kvantni faqat bitta elektron yutishi mumkin. Shu sababli yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqqan fotoelektronlar yorug'lik jadalligiga proporsionaldir (fotoeffektning I- qonuni).

Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metallardan chiqish ishini (A) yengishga va chiqayotgan fotoelektroniga $m\nu_{\max}^2 / 2$ kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}, \quad (89.3)$$

Bu ifoda tashqi *fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi* deb ataladi va fotoeffektning II va III qonunlarini tushuntira oladi.

Eynshteyn tenglamasidan, fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi tushayotgan nurlanish chastotasi ortishi bilan chiziqli o'sib borishi va nurlanish jadalligiga bog'liq emasligi ko'rinib turibdi.

Yorug'lik chastotasi kamayishi bilan fotoelektronning kinetik energiyasi pasayib, qandaydir kichik chastotada $\nu = \nu_0$ fotoeffekt kuzatilmaydi:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (89.4)$$

Ana shu ν_0 chastota berilgan metall uchun *fotoeffektning «qizil chegarasi»* bo'ladi va faqat elektronning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi.

(89.2), (89.3) va (89.4) ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0). \quad (89.5)$$

90 - §. Yorug'lik bosimi

Eynshteynning yorug'lik kvantlari to'g'risidagi gipotezasiga asosan, yorug'lik diskret energiya porsiyalari – *fotonlar* sifatida nurlanadi, yutiladi va fazoda tarqaladi.

Foton energiyasi $\varepsilon_0 = h\nu$ ga teng. Foton massasini uning energiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (90.1)$$

Fotonni elementar zarracha deb hisoblasak, c yorug'lik tezligi bilan tarqalishi sababli, turg'un massasini nolga teng, deb hisoblash mumkin.

Fotonning impulsi

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \text{ ga} \quad (90.2)$$

teng.

Fotonning massasi, impulsi va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi, ν – chastotasi esa, yorug'likning to'liq xususiyatini belgilaydi.

Foton agarda, impulsga ega bo'lsa, u holda, jismga tushayotgan yorug'lik unga bosim ta'sirini o'tkazadi, chunki foton sirtga urilganda, unga o'z impulsini uzatadi.

Jism sirtiga ν chastotali monoxromatik yorug'lik nuri tushayotgan bo'lsin. Agarda birlik sirt yuzasiga birlik vaqtda N ta foton tushsa, jism sirtining ρ - qaytarish ko'effitsiyentiga asosan ρN fotonlar qaytadi, $(1 - \rho) N$ fotonlar esa, jismda yutiladi.

Har bir yutilgan foton sirtga $P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$ impuls uzatadi, qaytgan foton esa,

$$2P_\gamma = \frac{2h\nu}{c}$$

impuls uzatadi. U holda sirtga ta'sir etuvchi bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N$$

$$P = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N$$

bu yerda $h\nu$ bitta fotonning energiyasi bo'lgani uchun

$$Nh\nu = E$$

barcha fotonlarning energiyasi bo'ladi yoki sirtga tushayotgan yoritilganlik energiyasi bo'ladi.

Bu yerda $\frac{E}{c} = W$ – nurlanish energiyasining *hajmiy zichligi* deb ataladi.

Shuning uchun, yorug'lik sirtga normal tushishida hosil qilgan bosimi

$$P = \frac{E_{\gamma}}{c}(1 + \rho) = W(1 + \rho) \text{ ga} \quad (90.3)$$

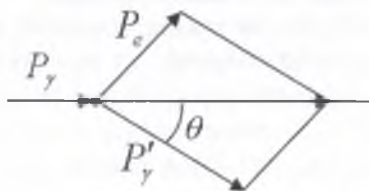
teng bo'ladi.

91 - §. Kompton effekti

1923-yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'lqin uzunligi tushayotgan nurlar to'lqin uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (91.1)$$

bu yerda λ – tushayotgan rentgen nurining to'lqin uzunligi; λ' – sochilgan nurlar to'lqin uzunligi; θ – sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (236- rasm) $\lambda_0=0,0242 \text{ \AA}$ nurning tabiati va to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalikdir.



236 - rasm. Fotolni moddaning erkin elektroni bilan to'qnashishi

Ultraqisqa to'lqinli elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'lqin uzunligi ortishi bilan bog'liq elastik sochilishi – *Kompton effekti* deb ataladi.

Korpuskulyar xususiyatiga ega bo'lgan fotonlar moddalarning erkin elektronlari bilan elastik to'qnashishida, foton elektronga, energiya va impulsning saqlanish qonuniga asosan, o'zining energiya va impulsining bir qismini uzatadi.

Moddaga tushayotgan fotonning energiya va impuls

$$\varepsilon_{\gamma} = h\nu \quad , \quad P_{\gamma} = \frac{h\nu}{c} \text{ ga}$$

teng. Tinch holatda turgan elektronning energiyasi $W_0 = mc^2$ ga teng.

Foton elektron bilan to'qnashganda energiya va impulsining bir qismini berib θ burchak ostida sochiladi. Sochilayotganning foton energiya va impulsu quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon'_{\gamma} = h\nu' \quad , \quad P'_{\gamma} = \frac{h\nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi ε' va ν' chastotasi kamaygani uchun, uning to'liq uzunligi λ ortadi. Tinch holatda turgan elektron $p_e = m\nu$ impuls va $W = mc^2$ energiyaga ega bo'lib, elastik to'qnashish hisobiga harakatga keladi.

Egriyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h\nu = mc'^2 + h\nu' \text{ ga} \quad (91.2)$$

ega bo'lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan,

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta \text{ ga}$$

ega bo'lamiz. $\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ va $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ekanligini hisobga olib

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2} \quad (91.3)$$

to'liq uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0c} = 0,0242 \text{ \AA}$$

ga tengdir.

92 - §. Modda zarrachalarining korpuskulyar - to'liq dualizmi

Fransuz olimi Lui de Broyl 1923 yilda yorug'likning ikkiyoqlama tabiatini hisobga olib, korpuskulyar - to'liq dualizmining universalligi gipotezasini ilgari surdi.

De Broyl korpuskulyar xususiyat bilan bir qatorda to'liq xususiyatiga faqat fotonlar emas, balki elektronlar va istalgan boshqa zarrachalar ham ega ekanligini ta'kidladi. Bu gipotezaga asosan, mikrozzarrachalarga, bir tarafdan energiya va impuls - korpuskulyar xususiyat biriktirilishi bilan, ikkinchi tarafdan ν chastota va λ to'liq uzunligi - to'liq xususiyati ham biriktiriladi.



Lui de Broyl
1892- 1987

Fotonlar uchun korpuskulyar va to'liq xususiyatlari quyidagi miqdoriy bog'lanishga egadirlar:

$$E = h\nu; \quad p = \frac{h}{\lambda}, \quad (92.1)$$

Bu ifoda, faqat tinch holatda massaga ega bo'lmagan foton uchun emas, balki tinch holatda massaga ega bo'lgan boshqa zarrachalar uchun ham o'rinlidir.

Shunday qilib impulsiga ega bo'gan istalgan zarrachalar

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (92.2)$$

de Broyl tenglamasi bilan aniqlanadigan to'liq uzunlikdagi to'liq jarayoni bilan taqqoslanadi. Bu nisbat r impulsiga ega bo'lgan istalgan zarracha uchun o'rinlidir. De Broyl gipotezasi tez orada tajribada o'z tasdig'ini topdi.

1927-yilda Devison va Djeremerlar tabiiy difraksiyaviy panjara - nikel kristall panjarasidan elektronlar dastasi sochilganida aniq difraksiyaviy manzarani kuzatdilar, ya'ni elektronlar to'liq xususiyatiga ega ekanligini isbotladilar. Difraksiya maksimumlari Vulf-Bregg ifodasiga

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin\theta, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (92.3)$$

mos kelib, Bregg to'liq uzunligi de Broyl ifodasidagi $\lambda = \frac{h}{p}$ to'liq uzunligiga juda katta aniqlikda teng keldi.

Keyinchalik tezltilgan elektronlar dastasi (energiyasi $\approx 50 \text{ keV}$) qalinligi $\sim 1 \text{ mkm}$ bo'lgan metall qog'ozdan o'tganda ham difraksiyaviy manzara kuzatiladi.

Bu tajribalar elektronlar oqimi yordamida o'tkazilgani uchun, to'liq xususiyati faqat elektronlar oqimiga taalluqlimi, yoki yakka elektronlarga ham tegishlimi?, degan savollar tug'ildi.

1948-yilda Fabrikant juda kuchsiz elektronlar dastasi bilan tajriba o'tkazganda, ya'ni kuzatuvchi asbobdan har bir elektron alohida o'tganda ham, difraksiyaviy manzarani kuzatdi. Demak, to'liq xususiyati faqat zarrachalar to'plamiga emas, balki yakka zarrachalar uchun ham taalluqli ekan.

Keyinchalik, difraksiyaviy hodisalar neytronlar, protonlar, atom va molekulyar dastalar uchun ham kuzatildi.

Zarrachalar to'liq xususiyatining tajribada tasdiqlanishi, uni moddaning umumiy xususiyatidir, degan fikrga olib keldi. U holda to'liq xususiyati makroskopik jismlar uchun ham o'rinlimi? Nima uchun tajribada kuzatilmaydi?, degan savollar tug'ildi.

Misol uchun massasi 10^{-3} kg bo'lgan zarracha 1 m/s tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (84.3) – ifodaga asosan, de Broyl to'liq uzunligi $\lambda = 6,66 \cdot 10^{-32} \text{ m}$ bo'lish kerak. Bunday to'liq uzunlikka ega bo'lgan to'liqlar difraksiya hodisasini kuzatish uchun, doimiyligi $d \cong 10^{-31} \text{ m}$ bo'lgan kristall panjara bo'lishi kerak. Shunday kristall panjara tabiatda bo'lmagani uchun, bunday makroskopik zarracha difraksiyasini kuzatib bo'lmaydi. Shu sababli, makroskopik jismlar faqat korpuskulyar xususiyatini namoyon etadilar.

Modda zarrachalarining ikkiyoqlama korpuskulyar – to'liq tabiatini tasavvur etish, zarracha energiyasi va chastotasining o'zaro bog'liqligi

$$\varepsilon = h\nu \quad (92.4)$$

bilan yanada mustahkamlanadi.



V. Fabrikant
1907-1991

Nazorat test savollari



TO'LQIN OPTIKASI

1. Interferensiyaga berilgan ta'rifning qaysi biri xato?

A) Yorug'lik to'lqinlari qo'shilganda ularning jadalliklari qo'shilmaydigan hodisa.

B) Ikkita yoki bir necha kogerent yorug'lik to'lqinlarining qo'shilishida yorug'lik oqimining fazoda qayta taqsimlanishida ro'y beradigan hodisa.

C) Bir xil chastotali, fazalar farqi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan kogerent to'lqinlarning superpozitsiyasi natijasida ro'y beradigan hodisa, tebranishlar bir tekislikda amalga oshadi.

D) Kogerent to'lqinlarning qo'shilishi hodisasi bo'lib, unda tebranishlarning kuchayishi va susayishi muhitning ma'lum nuqtalarida amalga oshadi

E) Bir-biriga nisbatan φ burchak ostida yo'nalgan ikkita kogerent to'lqinlarning tarqalishi natijasida to'g'ri chiziqli parallel qora va yorug' yo'laklarning paydo bo'lishi.

2. Qanday to'lqinlar kogerent deyiladi?

A) Bir xil amplitudali .

B) Bir xil chastotali.

C) Bir xil uzunlikdagi .

D) Bir xil uzunlikdagi va fazalar farqi o'zgarmas bo'lgan.

E) Garmonik tebranayotgan to'lqinlar.

3. Yorug'lik interferensiyasi hosil bo'lishi uchun zarur bo'lgan shartni belgilang.

A) $\omega_1 = \omega_2, A_1 = A_2$

B) $\omega_1 = \omega_2, \varphi_1 = \varphi_2$

C) $\omega_1 = \omega_2, \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$

D) $\omega_1 \neq \omega_2, A_1 = A_2$

E) $\omega_1 = \omega_2, \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = const$

4. Yorug'lik interferensiyasi yordamida qaysi hodisalarni tushuntirish mumkin ?

1. Nyuton halqalari ko'rinishidagi tasvirning paydo bo'lishi

2. Shaffof bo'lmagan kichik diskning soyasi markazida yorug' dog'ning paydo bo'lishi

3. Nurlarning geometrik soya tomon siljishi

4. Oq yorug'likning prizmadan o'tganida ranglarga ajralishi

5. Sovun va yog'ning yupqa plyonkalaridagi kamalaksimon ranglar

A) 1, 5 B) 2, 3

C) 3, 4 D) 3, 5 E) 1, 2

5. Interferensiyalanayotgan ikkita monoxromatik to'lqinning yo'llar farqi $\lambda/6$ ga teng. Tebranishlarning fazalar farqi nimaga teng?

A) $\pi/6$

B) $\pi/4$

C) $\pi/3$.

D) $\pi/2$

E) π .

6. Interferensiyalanayotgan ikkita monoxromatik to'lqinning yo'llar farqi $\lambda/4$ ga teng. Tebranishlarning fazalar farqi nimaga teng?

A) π

B) $\pi/2$

C) $\pi/3$

D) $\pi/4$

E) $\pi/6$.

7. To'qin uzunligi λ , fazalar farqi $\pi/4$ bo'lganda, interferensiyalanayotgan ikkita kogerent nurning yo'llar farqini toping.

A) λ

B) $\lambda/2$

C) $\lambda/4$

D) $\lambda/8$

E) $\lambda/16$

8. Agar har qaysi to'lqinning amplitudasi A ga teng bo'lib, nuqtaga qarama - qarshi fazada kelsa, natijaviy amplituda nimaga teng bo'ladi?

A) A

B) 2A

C) 0

D) $A\sqrt{2}$

E) $\sqrt{A^2 + A^2 + 2A^2}$

9. Agar har qaysi to'liqning amplitudasi A ga teng bo'lib, nuqtaga bir xil fazada kelsa, natijaviy amplituda nimaga teng bo'ladi?

- A) A B) $2A$ C) 0
 D) $A\sqrt{2}$ E) $\sqrt{A^2 + A^2 + 2A^2}$

10. Ikki kogerent manbalar to'liqlari belgilangan nuqtaga bir xil fazada keladi. Agar har bir tebranish amplitudasi a ga teng bo'lganda, shu nuqtadagi tebranishlarning natijaviy amplitudasi A ni toping

- A) $A = 0$ B) $A = a$ C) $A = 2a$
 D) $0 < A < a$ E) $a < A < 2a$

11. Har xil to'liqin uzunligiga ega bo'lgan ikkita yorug'lik dastasining interferensiyasi qaysi holatda kuzatilishi mumkin?

- A) Yo'l farqi doimiy bo'lganida.
 B) Tebranishlar amplitudasi bir xil bo'lganida.
 C) Boshlang'ich fazasi bir xil bo'lganida.
 D) Tebranishlar amplitudalari va boshlang'ich fazalari bir xil bo'lganida.
 E) Hech qaysi holatda kuzatilmaydi.

12. Keltirilgan hodisalarning qaysi birlari yorug'lik difraksiyasi bilan tushuntiriladi?

- 1) Sovun va yupqa plyonkalaridagi kamalaksimon ranglar;
 2) Nyuton halqalari;
 3) Shaffof bo'lmagan kichik diskning soyasi markazida yorug' dog'ning paydo bo'lishi;
 4) Nurlarning geometrik soya sohasiga o'tishi;
 A) 1 B) 1,2 C) 3,4
 D) 1,2,3 E) 4.

13. Tebranishlarning boshlang'ich fazalari bir xil bo'lganida, ikkita manbadan kelayotgan tebranishlar interferensiyasi

natijasida paydo bo'ladigan maksimumlarning umumiy shartini ko'rsating. Bu yerda Δ - yo'llar farqi, λ - to'liqin uzunligi, m - 1,2,3:

- A) $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ B) $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$
 C) $\Delta = (2m-1) \frac{\lambda}{2}$ D) $\Delta = 0$
 E) $\Delta = m \frac{\lambda}{2}$

14. Tebranishlarning boshlang'ich fazalari bir xil bo'lganida, ikkita manbadan kelayotgan tebranishlar interferensiyasi natijasida paydo bo'ladigan minimumlarning umumiy shartini ko'rsating. Bu yerda Δ - yo'llar farqi, λ - to'liqin uzunligi, m - 1,2,3:

- A) $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ B) $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$
 C) $\Delta = (2m-1) \frac{\lambda}{2}$ D) $\Delta = 0$
 E) $\Delta = m \frac{\lambda}{2}$

15. To'liqin uzunligi λ bo'lgan yorug'lik difraksiyasining r radiusli diskning geometrik soyasida paydo bo'lishi shartini ko'rsating

- A) $r < \frac{\lambda}{2}$ B) $r < \lambda$ C) $r > 2\lambda$
 D) $r \approx \lambda$ E) har qanday r larda

16. Difraksiya qanday shartlar bajarilganda kuzatiladi?

- A) To'siq yo'q
 B) To'siqning o'lchamlari to'liqin uzunligiga yaqin bo'lganda
 C) To'siqning o'chamlari to'liqin uzunligidan juda katta bo'lganda
 D) To'siqning o'lchamlari to'liqin uzunligidan juda kichik bo'lganda
 E) To'siqning o'lchamlari to'liqin uzunligidan kichik bo'lganda

17. Yorug'lik difraksiyasi deb nimaga aytiladi?

A) Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tishi

B) To'lqin sirti butunligining buzilishi natijasida kelib chiqadigan hodisa

C) Yorug'likning tarqalishida geometrik optika qonunlaridan har qanday og'ish

D) A, B, C javoblar orasida to'g'ri javob yo'q

E) A, B, C javoblar to'g'ri

18. Tushayotgan monoxromatik yorug'likning to'lqin uzunligi ortganda difraksion manzara qanday o'zgaradi?

A) Maksimumlar orasidagi masofa kamayadi

B) Maksimumlar orasidagi masofa ortadi

C) O'zgarmaydi

D) Maksimumlar soni kamayadi

E) Maksimumlar soni ortadi

19. Tirqishdagi difraksiyada minimumlar holatini ko'rsating (b – tirqish kengligi, d – difraksiyaviy panjara doimiysi)

A) $d \sin \varphi = \pm m \lambda$

B) $b \sin \varphi = \pm m \lambda$

C) $d \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$

D) $b \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$

E) $r^2 m = (2m-1) \frac{\lambda}{2}$

20. Tirqishdagi difraksiyada maksimumlar holatini ko'rsating (b – tirqish kengligi, d – difraksiyaviy panjara doimiysi)

A) $d \sin \varphi = \pm m \lambda$ B) $b \sin \varphi = \pm m \lambda$

C) $d \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$

D) $b \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$

E) $r^2 m = (2m-1) \frac{\lambda}{2}$

21. Javobni to'g'ri to'ldiruvchi jumlani tanlang. Yorug'lik to'lqinlarining vakuumba tarqalish tezligi...

A) Chastotaga bog'liq

B) Barcha yorug'lik to'lqinlari uchun bir xil

C) Energiyaga bog'liq

D) Chastota va amplitudaga bog'liq

E) Ixtiyoriy bo'lishi mumkin.

22. Agar difraksiyaviy panjarani davri kattaroq bo'lgan boshqasi bilan almashtirilsa, ekrandagi maksimumlar orasidagi masofa va maksimumlar soni qanday o'zgaradi?

A) Ortadi, kamayadi.

B) Ortadi, ortadi.

C) O'zgarmaydi, kamayadi.

D) Kamayadi, kamayadi.

E) Kamayadi, ortadi.

23. Davri $0,001 \text{ mm}$ bo'lgan difraksiyaviy panjara yordamida olingan birinchi tartibli spektrda yashil chiziq ($\lambda = 0,5 \mu\text{m}$) qanday burchak ostida kuzatiladi?

A) 0°

B) 30°

C) 45°

D) 60°

E) 75°

24. Davri $3,4 \mu\text{m}$ bo'lgan difraksiyaviy panjaraga to'lqin uzunligi $0,5 \mu\text{m}$ bo'lgan monoxromatik yorug'lik perpendikulyar ravishda tushmoqda. Ekranda nechta bosh maksimumlar kuzatiladi?

A) 6 B) 7 C) 12

D) 14 E) 13.

25. Davri $2,9 \mu\text{m}$ bo'lgan difraksiyaviy panjaraga to'lqin uzunligi $0,5 \mu\text{m}$ bo'lgan monoxromatik yorug'lik perpendikulyar ravishda tushmoqda. Ekranda nechta bosh maksimumlar kuzatiladi?

A) 5 B) 6 C) 10 D) 11 E) 12.

26. Davri $100\mu\text{m}$ bo'lgan difraksiyaviy panjara yashil yorug'lik ($\lambda = 0,5\mu\text{m}$) bilan yoritilganda nechta difraksiyaviy maksimum hosil qilishi mumkin?

- A) 500 B) 401 C) 200
D) 50 E) 10.

27. Difraksiyaviy panjara 1mm da 500 ta shtrixga ega. Agar ikkinchi maksimum 30° burchak ostida kuzatilayotgan bo'lsa, panjaraga tushayotgan monoxromatik yorug'likning to'liq uzunligi nimaga teng (μm)?

- A) 0,5 B) 0,6 C) 0,7
D) 0,8 E) 0,9.

28. Yorug'likning to'liq xususiyati namoyon bo'ladigan hodisalarni ko'rsating.

1. Issiqlik nurlanishi
 2. Interferensiya
 3. Difraksiya
 4. Kompton effekti
 5. Fotoeffekt
 6. Yorug'lik bosimi
- A) 2,4,6 B) 1, 2, 3, C) 1,4,5,6
D) 2,3 E) 2,5,6

29. Bryuster qonunining ifodasini ko'rsating.

A) $tg i_B = n_{21}$ B) $I = I_0 \cos^2 \varphi$

C) $I = I_0 e^{-\alpha x}$

D) $I_{\parallel} = I_0 \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)}$

E) $I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$

30. Malyus qonunining ifodasini ko'rsating.

A) $tg i_B = n_{21}$ B) $I = I_0 \cos^2 \varphi$

C) $I = I_0 e^{-\alpha x}$ D) $I_{\parallel} = I_0 \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)}$

E) $I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$

31. Monoromatik yorug'lik dastasi vakuumdan absolyut sindirish ko'rsatkichi $n = 1.5$ bo'lgan shaffof muhitga o'tganida rangi qanday o'zgaradi?

A) Spektarning qizil rangi tomon o'zgaradi

B) Spektarning binafsha rangi tomon o'zgaradi

C) O'zgarmaydi

D) O'zgarishi tushish burchagiga bog'liq

E) A, B, C, D javoblar ichida to'g'risi yo'q

32. Quyida keltirilgan hodisalarning qaysi biri, yorug'lik keskin bir jinsli bo'lmagan muhitda tarqalayotganda kuzatiladi va geometrik optika qonunlaridan chetga chiqish bilan bog'liq?

A) Dispersiya B) Qutblanish

C) Interferensiya D) Fotoeffekt

E) Difraksiya

33. Dispersiya anomal deyiladi, agar ...

A) To'liq uzunligi kamayishi bilan, muhitning sindirish ko'rsatkichi ortsa

B) To'liq uzunligi kamayishi bilan, muhitning sindirish ko'rsatkichi kamaysa

C) To'siqning o'lchamlari tushayotgan yorug'lik to'liq uzunligi bilan o'lchamli bo'lsa

D) Berilgan vaqt momentida, to'liq fronti yetib borgan sirtning har bir nuqtasi ikkilamchi to'liqlar man'bai hisoblansa

E) To'liq uzunligi o'zgarishi bilan muhitning sindirish ko'rsatkichi o'zgarmasa

34. Dispersiya normal deyiladi, agar ...

A) to'liq uzunligi kamayishi bilan, muhitning sindirish ko'rsatkichi ortsa

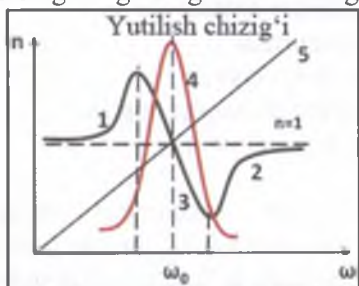
B) to'liq uzunligi kamayishi bilan, muhitning sindirish ko'rsatkichi kamaysa

C) to'siqlarning o'lchamlari tushayotgan yorug'lik to'liqining uzunligi bilan o'lchamli bo'lsa

D) berilgan vaqt momentida, to'liqin fronti yetib borgan sirtning har bir nuqtasi ikkilamchi to'liqlar man'bai hisoblansa

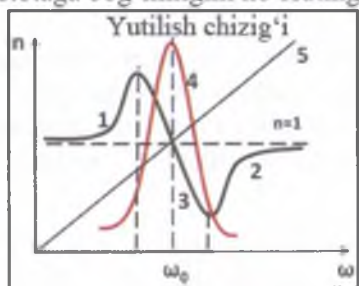
E) to'liqin uzunligi o'zgarishi bilan muhitning sindirish ko'rsatkichi o'zgarmasa

35. Grafikda normal dispersiyaga mos keladigan sindirish ko'rsatkichining chastotaga bog'likligini ko'rsating.



- A) 1, 2 B) 3, 4 C) 5
D) 4, 5 E) 3

36. Grafikda anomal dispersiyaga mos keladigan sindirish ko'rsatkichining chastotaga bog'likligini ko'rsating



- A) 1, 2 B) 3, 4 C) 5
D) 4, 5 E) 3

37. Qo'sh nur sinishining sababi:

- A) Dixroizm
B) Kristallarning optik anizotropiyasi
C) Qutblanish tekisligining aylanishi
D) Kristallarning optik faolligi
E) Oddiy va oddiy bo'lmagan to'liqlarning tarqalish tezliklaridagi farq.

38. Suyuqlik va amorf moddalarda elektr maydoni ta'siri ostida ikkiyoqlama nursinshning paydo bo'lishi ... deb ataladi.

- A) Fotoelastik effekt
B) Vavilov-Cherenkov effekti
C) Faradey effekti
D) Kerr effekti
E) Xoll effekti

39. Moddalar optik faol deyiladi agar ...

- A) Ulardan tabiiy yorug'lik o'tayotganida chizikli qutblangan bo'lib qolsa
B) Tashqi ta'sirlar bo'lmaganda qutblanish tekisligini aylantirish qobiliyatiga ega bo'lsa
C) Qo'sh nur sinishda nurlardan birini yutish qobiliyatiga ega bo'lsa
D) Tabiiy uorug'likni hech qanday o'zgarishsiz o'tkaza olsa
E) Magnit maydoni ta'siri ostida qutblanish tekisligini aylantira olsa

40. Yorug'lik to'liqining ko'ndalang ekanligini qaysi hodisa ko'rsatadi?

- A) Interferensiya hodisasi
B) Difraksiya hodisasi
C) Dispersiya hodisasi
D) Qutblanish hodisasi
E) Sochilish hodisasi.

41. Yassi qutblangan nur nima?

- A) Elektr vektori bitta tekislikda tebranadigan yorug'lik nuri
B) Difraksion panjara yordamida oq yorug'likdan olinadigan yorug'lik nuri
C) Elektr vektorining uchi yo'nalish vektori atrofida aylanishlarni amalga oshiradigan yorug'lik nuri
D) Elektr vektori tebranishning yo'nalishi nur yo'nalishi bilan mos keluvchi yorug'lik nuri
E) Elektr vektori tebranishning yo'nalishi nur yo'nalishi bilan mos kelmaydigan yorug'lik nuri

42. Agar bosh tekisliklar orasidagi burchak $\varphi = 60^\circ$ bo'lsa, polarizator va analizatoridan o'tgan tabiiy yorug'likning jadalligi necha marta kamayadi

- A) 2 marta
- B) 4 marta
- C) 8 marta
- D) 6 marta.

43. Polarizatoridan o'tgan tabiiy yorug'likning jadalligi necha marta kamayadi

- A) 2 marta
- B) 4 marta
- C) 8 marta
- D) 6 marta.

44. Yorug'likning yutilish qonunini ko'rsating

- A) $M = \frac{1}{x} \ln \frac{I_0}{I}$
- B) $I = I_0 \cos^2 \alpha$
- C) $I = I_0 e^{-\alpha x}$
- D) $I = \frac{I_0}{2} \cos^2 \alpha$
- E) $I_{\max} = N^2 I_y$

45. Sindirish ko'satkichining yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqligini tushuntirishda qaysi ta'kidlashlar o'rinli?

A) Elektromagnit to'lqinlarning modda tarkibiga kiruvchi zaryadlangan zarralar bilan o'zaro ta'siri

B) Yorug'likning qutblanishini keltirib chiqaruvchi o'zgaruvchi elektromagnit maydon kuchlanganligiga \mathcal{E} va Y ning bog'liqligi

C) Atomlarning bog'langan elektronlariga, ularning tormozlanishini hisobga olgan holda, yorug'lik maydonining ta'siri

D) A, B, C ta'kidlar bog'liqlik sababini tushuntirmaydi

E) A, B, C ta'kidlar bog'liqlik sababini tushuntiradi.

46. Suyuqlikdagi yorug'lik to'lqin uzunligi $6 \cdot 10^{-7} m$, chastotasi esa $4 \cdot 10^{14} Hz$ bo'lgan holda suyuqlikning absolyut sindirish ko'rsatkichini aniqlang

- 1) 2,40
- 2) 1,50
- 3) 1,33
- 4) 1,25
- 5) 2,00

47. Yorug'lik vakuumdan absolyut sindirish ko'rsatkichi $n = 2$ bo'lgan shaffof muhitga o'tganida to'lqin uzunligi qanday o'zgaradi?

- A) O'zgarmay qoladi
- B) 2 marta ortadi
- C) 2 marta kamayadi
- D) Tushish burchagiga bog'liq
- E) To'g'ri javob yo'q

48. Yorug'lik vakuumdan absolyut sindirish ko'rsatkichi $n = 2$ bo'lgan shaffof muhitga o'tganida to'lqin uzunligi qanday o'zgaradi?

- A) Tushish burchagiga bog'liq
- B) 2 marta kamayadi
- C) O'zgarmay qoladi
- D) 2 marta ortadi
- E) To'g'ri javob yo'q

49. Nur bir muhitdan boshqasiga o'tayotganida tushish burchagi 30° ga, sinish burchagi 60° ga teng. Ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichini aniqlang?

- A) 0,5
- B) $\frac{1}{\sqrt{3}}$
- C) $\sqrt{3}$
- D) 2
- E) $\frac{\sqrt{3}}{2}$

50. Absolyut sindirish ko'rsatkichi $n = 2$ bo'lgan muhitda yorug'likning tarqalish tezligi nimaga teng?

- A) $10^8 m/s$
- B) $3 \cdot 10^8 m/s$
- C) $2 \cdot 10^8 m/s$
- D) $6 \cdot 10^8 m/s$
- E) $1,5 \cdot 10^8 m/s$

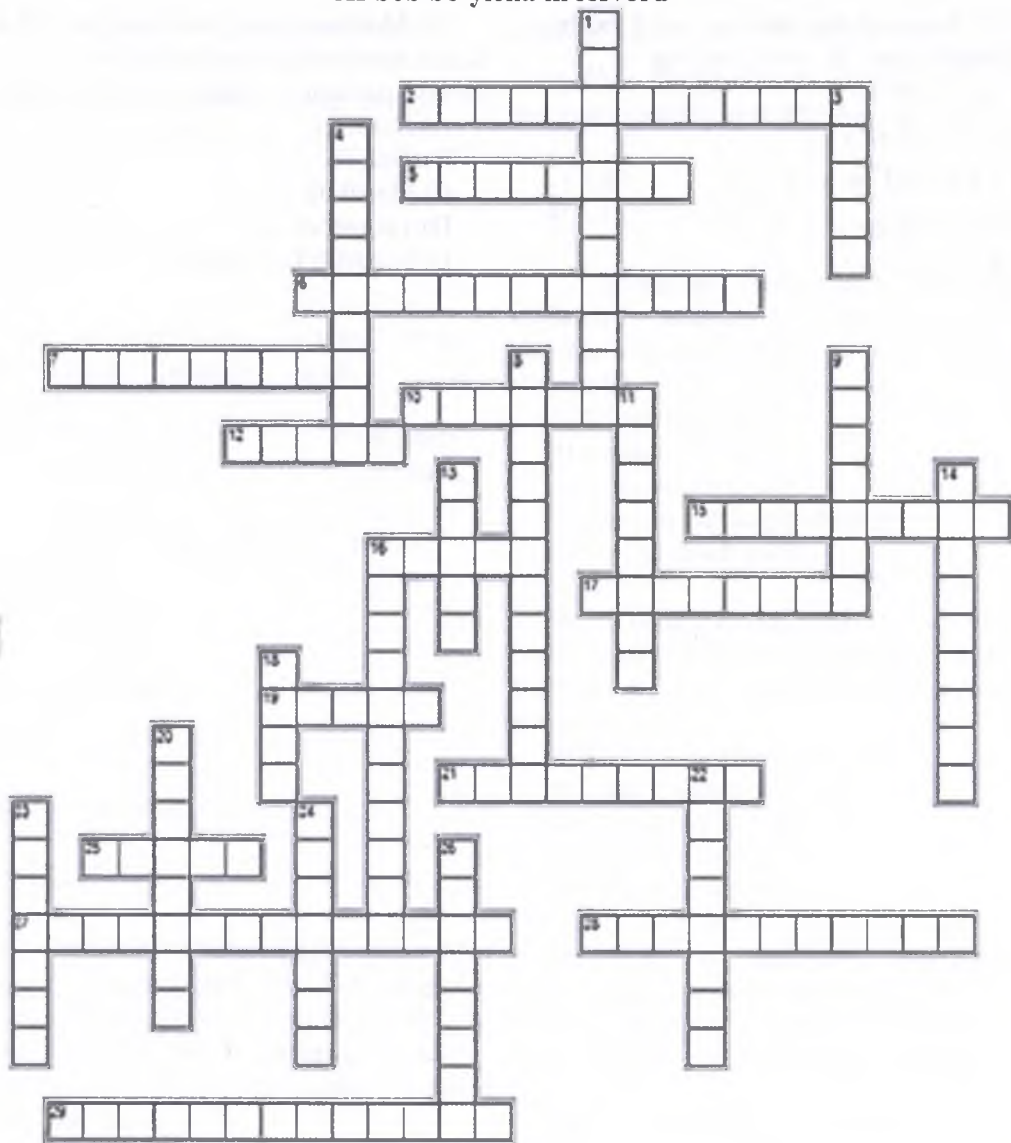
51. Sindirish ko'rsatkichi $n = 1,5$ bo'lgan shishada yorug'lik tezligi toping.

- A) $5 \cdot 10^{-9} m/s$
- B) $3 \cdot 10^8 m/s$
- C) $4,5 \cdot 10^8 m/s$
- D) $2 \cdot 10^8 m/s$
- E) $1,5 \cdot 10^8 m/s$

52. Moddada yorug'lik tezligini bilish uchun moddaning qaysi noma'lum xarakteristikasini aniqlash yetarli bo'ladi?

- A) Hajm
- B) Zichlik
- C) Elastiklik
- D) Temperatura
- E) Sindirish ko'rsatkichi

XI bob bo'yicha krossvord



Gorizontal

2. Yorug'likning tarqalish qonunlarini yorug'lik nurlari tushunchalari orqali o'rganiladigan optika bo'limi.
5. Yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar. Bu qanday kattaliklar?
6. Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi bu yorug'likning Nuqtalar o'rni kerakli so'zni qo'ying.
7. Manfiy optik kuchga ega bo'lgan linzalar. Bu qanday linzalar ?
10. Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi?
12. D harfi bilan belgilanadi va linzaning F fokus masofasiga teskari bo'lgan kattalikdir. Bu linzaning optik nimasi ?

15. Linzalarning sirtlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq bu bosh optik o'qi.

16. Linzaning bosh optik markazidan bosh fokusigacha bo'lgan masofasiga aytiladi va F harfi bilan belgilanadi, bu linzaning masofasi.

17. Musbat optik kuchga ega bo'lgan linzalar, bu qanday linzalar ?

19. Qabul qilgich sezgirligiga to'g'ri keladigan optikaviy nurlanish quvvatidir, uning birligi 1 lyumen – 1 kd/sr ga teng. Bu yorug'likning nimasi?

21. Nurlanish energiyasining (W) nurlanish vaqtiga (t) nisbatiga aytiladi. Bu qanday oqim?

25. Bosh optik o'qda yotuvchi va undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta bu linzaning markazi.

27. Kengligi a bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil b kenglikdagi parallel tirqishlar qatori. Bu qanday panjara?

28. To'liq interferensiyasi kuzatilishi sharti, ya'ni bir necha tebranma va to'liq jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir. Bu nimaning ta'rifi?

29. Yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimining (Φ) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi, uning birligi 1 lyuks - $1lm/m^2$ dir. Bu nimaning tarifi?

Vertikal

1. Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni, bu yorug'likning Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

3. Linza sirtlari egrilik radiuslarini (R_1 va R_2), linzadan buyumgacha (a) va uning tasvirigacha (b) bo'lgan masofalar bilan bog'liqligini ko'rsatuvchi nisbat bu ... linzaning ifodasi.

4. Ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbati. Bu qanday ko'rsatkich ?

8. Yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskular) oqimidan iboratdir. Bu qanday nazariya?

9. Atomlarning alohida qisqa impulsiga o'xshash uzoq - uzoq yorug'lik nurlanishi. Bu to'liqinning nimasi?

11. Sirtning Φ nurlanish oqimini shu sirtning ko'ndalang kesimi yuzasiga nisbatiga teng. Bu nimaning qobiliyati?

13. Linzaning fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislik. Bu linzaning qanday tekisligi ?

14. Optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydigan kattaliklar.

16. Yorug'lik nuri va uning manbalari jadalligini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi ?

18. Agar linza yig'iluvchi bo'lsa, parallel nurlar dastasi bir nuqtada kesishadi va o'sha kesishgan nuqtaga aytiladi. Bu qanday fokus ?

20. Qo'sh nur sinishida bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlantiradi, tushayotgan nur va normal tekisligida yotadigan nur, bu qanday nur?

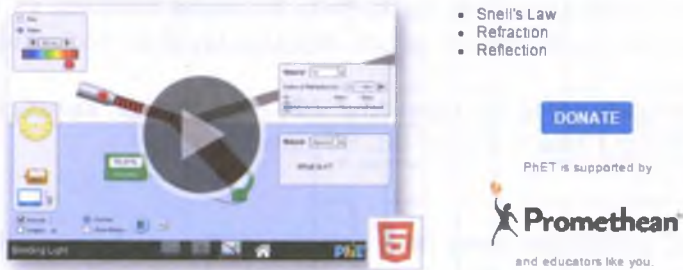

22. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir. Bu kimning qonuni?



23. Yorug'likning energetik kuchi $1/683 \text{ Vt/sr}$ bo'lgan $540 \times 10^{12} \text{ Hz}$ chastotali elektromagnit nurlanish chiqarayotgan manbaning berilgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchidir. Bu nimaning tarifi?

24. Ko'ndalang yo'nalishda to'lqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi. Bu kogarentlikning nimasi?

26. Tasvir va buyumning chiziqli o'lchamlari nisbati. Bu linzanig qanday kattalashtirishi?

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/bending-light Bending Light</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Snell's Law • Refraction • Reflection <p>PhET is supported by</p> <p>Promethean and educators like you.</p>	<p>Topics Snell's Law Refraction Reflection Optics Prisms Lenses Light Description Explore bending of light between two media with different indices of refraction. See how changing from air to water to glass changes the bending angle. Play with prisms of different shapes and make rainbows.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/molecules-and-light Molecules and Light</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Molecules • Photons • Absorption <p>PhET is supported by</p> <p>and educators like you.</p>	<p>Topics Molecules Photons Absorption Light Description Do you ever wonder how a greenhouse gas affects the climate, or why the ozone layer is important. Use the sim to explore how light interacts with molecules in our atmosphere.</p>

<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/blackbody-spectrum</p> <p>Blackbody Spectrum</p> 	<p>Topics Blackbody Sun Light Quantum Mechanics</p> <p>Description How does the blackbody spectrum of the sun compare to visible light? Learn about the blackbody spectrum of the sun, a light bulb, an oven, and the earth. Adjust the temperature to see the wavelength and intensity of the spectrum change. View the color of the peak of the spectral curve.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/photoelectric</p> <p>Photoelectric Effect</p> 	<p>Topics Light Quantum Mechanics Photons</p> <p>Description See how light knocks electrons off a metal target, and recreate the experiment that spawned the field of quantum mechanics.</p>

Nazorat savollari

1. Muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi nima?
2. Ikki muhit chegarasida nurning to'la qaytishini tushuntiring.
3. Linzaning optik markazi va optik kuchi nima?
4. Gyuygens prinsipi yorug'lik nurining qanday tabiatini tushuntira oladi?
5. Yorug'lik nurining kogerentlik vaqti, uzunligi va to'lqin tizmasini tushuntiring.
6. Yorug'lik nurlarining interferensiyasi nima?
7. Yorug'lik difraksiyasi qanday hodisa?
8. Yorug'lik dispersiyasi sinish qonuniga qanday bog'langan?
9. Yutilish spektri nima?
10. Yorug'lik vektorining tebranishlari yo'nalishini qanday usul bilan o'zgartirish mumkin?
11. Absolyut qora va oq jismlar bir - biridan nima bilan farqlanadilar?
12. Fotoeffekt turlarini tushuntirib bering.
13. Modda zarrachalarining korpuskulyar – to'lqin dualizmini tushuntiring.

XII BOB. KVANT FIZIKASI



MUNDARIJA

- 93-§.De - Broyl to'liqining fizikaviy ma'nosi
- 94-§.Geyzenberg noaniqliklarining munosabati
- 95-§.To'liqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi
- 96-§.Shredinger tenglamasi
- 97-§.Erkin zarrachaning harakati
- 98-§.Devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarrachaning holati
- 99-§.Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti
- 100-§.Atomlarning chiziqli spektrlari
- 101-§.Bor postulatlari
- 102-§.Vodorod atomi. Kvant sonlar
- 103-§.Pauli prinsipi. Elementlarning davriy tizimi

XII BOB. KVANT FIZIKASI

93 - §. De Broyl to'liqining fizikaviy ma'nosi

Ma'lum ν tezlik bilan erkin harakatlanayotgan, m massali zarrachani qaraylik. Uning uchun de Broyl to'liqining fazaviy va guruhli tezliklarini hisoblab ko'ramiz. Fazaviy tezlik quyidagiga tengdir:

$$\nu_{faz} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\nu} = \frac{c^2}{\nu}, \quad (93.1)$$

Bu yerda $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ va $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'liqin soni. $c > \nu$ bo'lgani uchun, de

Broyl to'liqining fazaviy tezligi, yorug'likning vakuumdagi tezligidan kattadir.

Fazaviy tezlikning yorug'lik tezligidan katta yoki kichik bo'lishi to'liqinning guruhli tezligiga bog'liq bo'ladi.

Guruhli tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}.$$

Erkin zarracha energiyasi

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \text{ ga} \quad (93.2)$$

teng bo'lgani uchun

$$\frac{dE}{dp} = \frac{pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m\nu c^2}{mc^2} = \nu.$$

Demak, De-Broyl to'liqining guruhli tezligi zarrachaning tezligiga teng ekan. Fotonning guruhli tezligi

$$\nu = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$$

o'sha fotonning tezligiga tengdir.

De Broyl to'liqini dispersiya hodisasiga bo'ysunadi, ya'ni to'liqin tezligi to'liqin uzunligiga bog'liq bo'ladi.

To'liqinning fazaviy tezligini erkin zarrachaning energiyasi orqali ifodalasak,

$$\nu_{faz} = \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}{p}$$

$$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \text{ bo'lgani uchun, fazaviy tezlik to'liq uzunligiga bog'liq bo'ladi.}$$

94 - §. Geyzenberg noaniqliklarining munosabati

Modda zarrachalarining ikkiyoqlamalilik korpuskulyar – to'liq tabiatiga asosan, ularga zarrachaning yoki to'liqning barcha xususiyatlarini belgilash mumkin emas. Shu sababli, mikrozzarrachalar xususiyatlarini o'rganishda klassik mexanika tushunchalariga ayrim cheklashlar kiritish zarur bo'ladi.

Masalan, klassik mexanikada istalgan zarracha aniq trayektoriya bo'ylab harakatlanadi va istalgan vaqtda zarrachaning koordinata va impulsini katta aniqlikda belgilash yoki aniqlash mumkin.



Werner Karl
Heisenberg
1901-1976

To'liq xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachalar klassik zarrachalardan butunlay farqlanadilar. To'liq xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachaning bir aniq trayektoriya bo'yicha harakatlanishida, uning aniq koordinatasi va impulsini to'g'risida so'z yuritish mumkin emas.

To'liq xususiyatli zarracha impulsini to'liq uzunligiga bog'liq bo'lsa ham, «berilgan nuqtadagi to'liq uzunligi» degan tushuncha fizikaviy ma'noga ega emas, shuning uchun aniq impulsiga ega bo'lgan mikrozzarracha koordinatasi noaniqdir va uning teskarisidir.

Geyzenberg mikrozzarracha to'liq xususiyatini va unga bog'liq cheklashlarni hisobga olib, mikrozzarrachaning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq ifodalash mumkin emas, degan fikrga keldi.

Mikrozzarrachalar koordinatalari va impulsulari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari quyidagi shartlarni qanoatlantiradilar:

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq \hbar, \\ \Delta y \Delta p_y \geq \hbar, \\ \Delta z \Delta p_z \geq \hbar. \end{cases} \quad (94.1)$$

Mikrozzarracha koordinatalari va ularga mos impulsularining proyeksiyalari noaniqliklari ko'paytmalari \hbar dan kichik bo'lmaydi.

(94.1) ifodaga asosan, zarracha koordinatasi aniq bo'lsa ($\Delta x=0$), bu holda, impulsning Δp_x o'qiga proyeksiyasi qiymati

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

butunlay noaniq bo'ladi.

Noaniqlik munosabati, bir vaqtda, zarracha harakatining klassik xususiyati (koordinatalari, impulsini) va to'liq xususiyatlaridan foydalanilgan holda keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini xohlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, *noaniqlik munosabati* mikrozarrahalariga klassik mexanikani qo'llashning *kvant cheklanishini* ko'rsatadi.

Noaniqlik munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m}, \quad (94.2)$$

Bu ifodadan zarracha massasi qancha katta bo'lsa, uning tezligi va koordinatalari noaniqligi shuncha kichik bo'ladi. Bu zarrahaga katta aniqlikda trayektoriya tushunchasini qo'llash mumkin bo'ladi.

Masalan, massasi 10^{-12}kg va chiziqli o'lchamlari 10^{-6}m bo'lgan changcha koordinatasi, uning o'lchamiga nisbatan 0,01 aniqlikda o'lchansa ($\Delta x = 10^{-8} \text{m}$), (94.2) ifodaga asosan, tezlik noaniqligi

$$\Delta v_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-12}} \text{ m/s} \approx 6,62 \cdot 10^{-14} \text{ m/s}$$

qiymati zarrachaning barcha mumkin bo'lgan tezliklari qiymatiga ta'sir etmaydi. Bunday makroskopik jismlarning to'liq xususiyati umuman namoyon bo'lmaydi va noaniqlikka ta'sir etmaydi.

Agarda, elektronlar dastasi x o'qi bo'ylab $v = 10^8 \text{m/s}$ tezlik bilan harakatlanganda uning aniqligi 0,01 % ($\Delta v_x \approx 10^4 \text{m/s}$) bo'lsa, bu holda, koordinata noaniqligi

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-8} \text{ m ga}$$

teng bo'ladi, ya'ni elektronning holatini yetarlicha aniqlikda o'lchash imkoniyati paydo bo'ladi va elektronning trayektoriyasi to'g'risida so'z yuritish mumkin.

Vodorod atomi atrofida elektron harakatlanganida, uning koordinatalari noaniqligi $\Delta x \approx 10^{-10} \text{m}$ bo'lsin. U holda, tezligining noaniqligi $\Delta v_x = 7,27 \cdot 10^6 \text{m/s}$ bo'ladi. Bu hol uchun klassik mexanikadan foydalansak, elektron aylana orbitasi radiusi $\sim 0,5 \cdot 10^{-10} \text{m}$ bo'lgan yadro atrofida harakatlanganida, uning tezligi noaniqligi $v \approx 2,3 \cdot 10^6 \text{m/s}$ bo'ladi. Demak, tezlik noaniqligi, tezlikning o'zini qiymatidan bir necha marta katta bo'lar ekan. Shu sababli atomdagi elektronlarning harakatini ifodalashda klassik mexanika qonunlaridan foydalanib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida zarrachalarning energiyasi va vaqt bo'yicha ham noaniqlik munosabati mavjud:

$$\Delta E \cdot \Delta t > h, \quad (94.3)$$

ΔE – harakat energiyasining o'lchash vaqtidagi noaniqligi; Δt – esa, o'lchash jarayoni davomiyligining noaniqligi. Energiya noaniqligi

$$\Delta E \geq h/\Delta t$$

tizimning o'rtacha yashash vaqti kamayishi bilan ortib boradi.

95 - §. To'liqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi

Mikrozarrachalarning qattiq jismlardagi harakatini o'rganishda, noaniqliklar munosabati tufayli, klassik mexanikani qo'llashdagi chegaralashlar, XX asrda mikrozarrachalarning to'liqin xususiyatini inobatga olib, ularning harakati va o'zaro ta'sirlashishi qonunlarini ifoda qilish uchun kvant mexanikasi yaratildi. Kvant mexanikasi, asosan Plank gipotezasi, Shredinger, Geyzenberg, Dirak va Eynshteynlarning ilmiy ishlariga asoslangandir.

De Broyl to'liqinining fizikaviy tabiatini chuqurroq tasavvur etish uchun, yorug'lik to'liqinlari va mikrozarrachalar uchun kuzatiladigan difraksiya manzaralarini taqqoslab ko'ramiz.

Yorug'lik to'liqinlari difraksiyasi manzarasida, fazoning har xil nuqtalarida, to'liqinlar bir-birini ustiga tushishi sababli, natijaviy tebranish amplitudalari goh kuchayishi, goh susayishi mumkin. Yorug'lik tabiatiga ko'ra, difraksiyaviy manzara jadalligi yorug'lik to'liqini amplitudasining kvadratiga proporsionaldir:

$$I \sim A^2$$

Foton nazariyasiga asosan, jadallik difraksiyaviy manzara kuzatiladigan nuqtaga tushayotgan fotonlar soni bilan aniqlanadi (Nh).

Bitta foton uchun amplituda kvadrati, bu yoki boshqa nuqtaga fotonning tushish ehtimolligini belgilaydi.

Mikrozarrachalar uchun kuzatiladigan difraksiyaviy manzara, har xil yo'nalishlarda sochilgan va qaytgan mikrozarrachalar oqimining notekis taqsimlanishi bilan xarakterlanadi. Difraksiyaviy manzara maksimumlari, to'liqin nazariyasiga asosan, de Broyl to'liqinlar jadalligi katta bo'lgan yo'nalishlarga mos keladi. Boshqa tarafdin, De Broyl to'liqinlari jadalligi, zarrachalar soni ko'p bo'lgan joyda katta bo'ladi, ya'ni De Broyl to'liqini jadalligi fazoning berilgan nuqtasiga tushayotgan fotonlar sonini belgilaydi. Shu sababli mikrozarrachalarda kuzatiladigan difraksiyaviy manzara statistik (ehtimollik) qonuniyatdan iborat bo'ladi.

Demak, kvant nazariyasining eng muhim xususiyatlaridan biri mikrozarrachaning holatini ta'riflashda ehtimollik nazariyasidan foydalanish zaruriyatidir.

1926-yilda M.Born to'liqin qonuniyati bilan, mikrozarrachaning fazoda bo'lish ehtimolligi emas, balki ehtimollik amplitudasi $-\psi(x, y, z, t)$ o'zgaradi deb taklif etdi.

$\psi(x, y, z, t)$ kattalik $-\psi$ funksiya yoki *to'liqin funksiyasi*, deb ataladi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkinligi uchun, W $-\text{ehtimollik to'liqin funksiyasi modulining kvadratiga proporsionaldir}$:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2, \quad (95.1)$$

bu yerda $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$, $\psi^* = \psi$ funksiyaga mos mavhum funksiyadir.

Demak, mikrozarracha holatini to'liqin funksiyasi orqali ta'riflash, statistik yoki ehtimollik tusga egadir. To'liqin funksiyasi modulining kvadrati t vaqtda, koordinatalari x va $x + dx$, y va $y + dy$, z va $z + dz$ bo'lgan sohada zarrachaning bo'lish ehtimolligini belgilaydi.

Kvant mexanikasida, mikrozarrahalar holatini ta'riflovchi to'liqin funksiya zarrachalarning korpuskulyar va to'liqin xususiyatlarini o'zida aks ettiruvchi funksiyadir. dV hajm elementida zarrachani topish ehtimolligi

$$dw = |\psi|^2 dV \text{ ga} \quad (95.2)$$

teng. Bu yerda

$$|\psi|^2 = \frac{dw}{dV}$$

ehtimollik zichligini belgilaydi (237- rasm).

Shunday qilib, ψ – to'liqin funksiyasi emas, balki De Broyl to'liqinining jadalligini ko'rsatuvchi, uning modulini kvadrati $|\psi|^2$ fizikaviy ma'noga egadir.

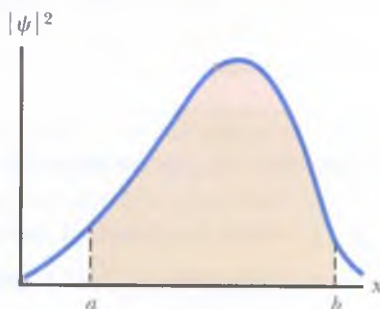
Chegaralangan hajmda – V , t vaqt momentida zarrachani topish ehtimolligi

$$w = \int_V dw = \int_V |\psi|^2 dV \text{ ga}$$

teng. Bu funksiya qiymati 1 ga teng bo'lganda zarrachaning bu hajmda bo'lish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo'ladi va

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (95.3)$$

ehtimollikni tartibga solish yoki *normallashtirish sharti* deb ataladi. Bu shart zarrachaning fazo va vaqt bo'yicha mavjudligini belgilaydi.



237-rasm. Zarrachaning a va b intervalda topish ehtimolligi

To'liqin funksiyasi superpozitsiya prinsipini qanoatlantiradi. Agarda, tizim $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ to'liqin funksiyalari bilan ifodalanadigan har xil holatlarda bo'lsa, uning umumiy holatini quyidagicha ta'riflash mumkin:

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

bu yerda $c_n (n = 1, 2, \dots)$ – ihtiyoriy kompleks sonlardan iborat bo‘ladi. Demak, kvant mexanikasida to‘lqin funksiyalarini (ehtimollik amplitudalarini) qo‘shish mumkin. Klassik statistikada bir - biriga bog‘liq bo‘lmagan hodisalar uchun ehtimolliklarni qo‘shish teoremasi qo‘llaniladi.

Mikrozarrachalar holatining asosiy xarakteristikasi bo‘lgan ψ to‘lqin funksiyasi, kvant mexanikasida holatlarga tegishli fizikaviy kattaliklarning o‘rtacha qiymatini hisoblash imkoniyatini beradi.

Masalan, elektronning yadrodan qanday o‘rtacha masofada $\langle r \rangle$ bo‘lishini quyidagi ifoda orqali hisoblash mumkin:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

96 - §. Shredinger tenglamasi

De Broyl to‘lqinlarini va Geyzenberg noaniqlik munosabatlarini izohlash quyidagi fikrga olib keldi:

- kvant mexanikasida mikrozarrachalarning har xil kuch maydonlaridagi harakatini ta’riflovchi harakat tenglamasi zarrachalarning to‘lqin xususiyatini yoritib berishi zarur bo‘ladi.

Asosiy tenglama $\psi(x, y, z, t)$ to‘lqin funksiyasiga nisbatan va elektromagnit to‘lqinlarni xarakterlovchi to‘lqin tenglamasiga o‘xshash bo‘lishi kerak. Bunday tenglama *Shredingerning umumiy tenglamasi* deb ataladi va quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$-\frac{\hbar}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (96.1)$$

bu yerda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, m – zarracha massasi; Δ – Laplas operatori $\left(\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)$; i – mavhum birlik; $U(x, y, z, t)$ – kuch maydonidagi zarrachaning potensial funksiyasi; $\psi(x, y, z, t)$ – zarrachaning to‘lqin funksiyasi. Bu ifoda vaqtga bog‘liq bo‘lgan Shredinger tenglamasi deb ataladi.

Mikrodunyoda sodir bo‘ladigan ko‘p fizikaviy hodisalar uchun, bu tenglamani, vaqtga bog‘liqligidan chiqarib, soddalashtirish mumkin, bu holda Shredinger tenglamasi energiya qiymatlari belgilangan bo‘lgan statsionar holatlarga to‘g‘ri keladi, ya’ni zarracha harakatlanayotgan kuch maydoni o‘zgarmas bo‘lishi kerak $U(x, y, z, t)$.

Shredinger tenglamasining yechimi – bittasi koordinataga bog‘liq bo‘lgan, ikkinchisi vaqtga bog‘liq bo‘lgan funksiyalar ko‘paytmasidan iborat bo‘ladi.

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i\frac{E}{\hbar}t}, \quad (96.2)$$

bu yerda E – zarrachaning to‘la energiyasi, u o‘zgarmas maydon uchun o‘zgarmas kattaligidir. (29.2) ifodani Shredinger tenglamasiga qo‘ysak

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \Delta \psi + U \psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = i\hbar \left(-i\frac{E}{\hbar}t \right) \psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \text{ ga}$$

ega bo‘lamiz. Tenglamaning ikki tarafini $e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$ ga bo‘lsak, quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (96.3)$$

bu ifoda *statsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi* deb ataladi.

Differensial tenglamalar nazariyasida bu tenglama behisob yechimlarga ega, ammo ular orasida fizikaviy ma‘noga ega bo‘lganini, chegaraviy shartlar qo‘yilganda aniqlanadi.

Shredinger tenglamasi uchun bunday chegaraviy shartlar quyidagilar bo‘lishi mumkin:

- to‘lqin funksiyasining davriyligi;
- to‘lqin funksiyasining chekliligi, aniqligi va uzluksizligi (birinchi hosilasi ham).

Demak, ψ – davriy funksiyaga javob beradigan yechimlarga haqiqiy fizikaviy ma‘noga ega bo‘ladi. Bu yechimlar to‘la energiyaning barcha qiymatlarida emas, balki qo‘yilgan masalaga tegishli ayrim qiymatlarida o‘rinli bo‘ladi va energiyaning bunday qiymatlari – *xususiy yechimlar* deb ataladi.

Xususiy qiymatlarga mos bo‘lgan funksiyalar *xususiy funksiyalar* deb ataladi.

97 - §. Erkin zarrachaning harakati

Erkin zarrachaning harakatida ($U(x) = 0$) uning to‘la energiyasi kinetik energiya bilan mos tushadi. X o‘qi bo‘ylab harakatlanayotgan erkin zarracha statsionar holati uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0. \quad (97.1)$$

Bu tenglamaning xususiy yechimi quyidagi funksiyadan iboratdir:

$$\psi(x) = A e^{ikx},$$

bu yerda $A = const, k = const$. Energiyaning xususiy qiymatlari

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \text{ dan} \quad (97.2)$$

iborat bo'ladi. $\psi(x) = Ae^{ikx} = Ae^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE}x}$ – funksiya $\psi(x, t)$ to'liq funksiyaning koordinataga tegishli qismidir.

Erkin zarracha harakatining vaqtga bog'liq to'liq funksiyasi quyidagidan iborat:

$$\psi(x, t) = A^{-i\omega t + ikx} = A \frac{1}{\hbar} (Et - P_x x), \quad (97.3)$$

bu yerda

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad \text{va} \quad k = \frac{P_x}{\hbar}.$$

Vaqtga bog'liq funksiya De Broylning yassi monoxromatik to'liqidir.

Energiyaning xususiy qiymatlari ifodasidan energiyaning impulsiga bog'liqligini o'rnatishimiz mumkin:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{P_x^2}{2m}$$

Erkin zarrachaning energiyasi istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin, ya'ni uning energetik spektri *uzluksiz* bo'ladi.

Shunday qilib, erkin kvant zarracha De Broylning yassi monoxromatik to'liqini bilan ifodalanadi. Bu holda fazoning berilgan nuqtasida vaqtga bog'liq bo'lmagan zarrachaning bo'lishi ehtimolligi zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

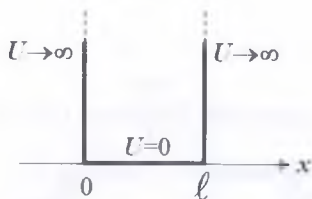
va istalgan nuqtalarda o'zgarmas bo'ladi.

98 - §. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarrachaning holati

Bunday chuqurlik quyidagi potensial energiya bilan ifodalanadi (238- rasm):

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq l, \\ \infty, & x > l. \end{cases}$$

bu yerda ℓ – chuqurlik kengligi, zarracha energiyasining hisob boshi potensial chuqurlik tubida yotadi.



238 - rasm. Devorlari cheksiz baland bo‘lgan potensial chuqurlik

Statsionar holat uchun Shredinger tenglamasi bir o‘lchamli masalalarda quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (98.1)$$

Chuqurlik devorlari cheksiz baland bo‘lgani uchun, zarracha potensial to‘siq ichida bo‘ladi, uni to‘siqdan tashqariga topish ehtimolligi nolga tengdir. Chuqurlik chegarasida uzluksiz to‘lqin funksiyasi ham nolga aylanadi. Demak, chegaraviy shartni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\psi(0) = \psi(\ell) = 0, \quad (98.2)$$

Chuqurlik ichida Shrodinger tenglamasi quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

yoki

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0, \quad (98.3)$$

bu yerda $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ ga teng.

Differensial tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

Chegaraviy shart $\psi(0) = 0$ bo‘lgani uchun $V = 0$. U holda,

$$\psi(x) = A \sin kx, \quad (98.4)$$

$\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$ shart faqat quyidagi hollarda bajariladi:

$$k\ell = n\pi$$

bu yerda n – butun sonlar,

$$k = \frac{n\pi}{\ell}, \quad (98.5)$$

zarracha energiyasining xususiy qiymatlari

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \text{ ga} \quad (98.6)$$

teng bo'ladi. Demak, devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarracha energiyasi E_n faqat aniq diskret qiymatlarga ega bo'ladi, ya'ni kvantlangan bo'ladi.

Energiyaning kvantlangan qiymatlari *energetik sathlar* deb ataladi, bu energetik sathlarni belilovchi n son *bosh kvant soni* deb ataladi.

(98.4) ifodaga to'liq sonining qiymatini qo'ysak, funksiyaning xususiy qiymatini topamiz:

$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x.$$

Normallashtirish shartidan integrallashning doimiysini (A) topish mumkin

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1,$$

bu yerda $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ ga teng, xususiy funksiyalar ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (98.7)$$

239 - rasmda xususiy funksiyalar va ularga mos energiyalarning $n = 1, 2, 3$ sonlarga mos grafiklari keltirilgan.

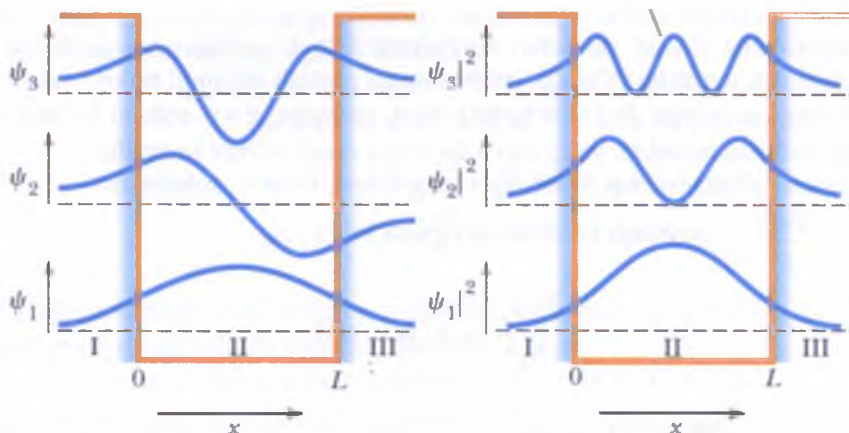
Rasmdan, $n = 2$ bo'lganda zarrachani chuqurlik o'rtasida bo'lish ehtimolligi nolga teng. Ikkita energetik sathlar orasidagi energetik masofa quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n. \quad (98.8)$$

Misol uchun, chuqurlik kengligi $\ell = 10^{-1}m$ bo'lganda elektronning qo'shni sohalardagi energetik farqi

$$\Delta E_n \approx 10^{-35} n \cdot j \approx 10^{-16} n \cdot eV \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Demak, energetik sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgandir.



239 - rasm. Xususiy funksiyalar va ularning energiyalarini bosh kvant sonlariga bog'liqlik grafiqi

Agarda, potensial chuqurlik kengligi atom o'lchamlariga yaqin bo'lsa, $\ell = 10^{-10}m$ elektron uchun

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} n \cdot j \approx 10^2 n \text{ eV}$$

bo'ladi.

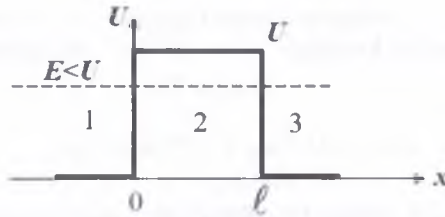
99 - §. Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti

Zarrachaning bir o'lchamli, x o'qi bo'ylab, eng sodda to'g'ri burchak shaklidagi potensial to'siq orqali harakatini kuzataylik (240 - rasm).

To'g'ri burchak shaklidagi potensial to'siq balandligi U va kengligi ℓ bo'lgan hol uchun chegaraviy shartlarni keltiramiz:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \quad 1-s. \\ U, & 0 < x < \ell \quad 2-s. \\ 0, & x > \ell \quad 3-s. \end{cases}$$

Bu chegaraviy shartlarda, E energiyali klassik zarracha potensial to'siqqa duch kelganda: $E > U$ bo'lganda, to'siq ustidan o'tadi, $E < U$ bo'lganda, to'siqdan urilib qaytib, orqa tomonga harakat qiladi, ya'ni zarracha to'siq orqali o'ta olmaydi.



240 - rasm. To'g'ri to'rt burchak shaklidagi potensial to'siq

Mikrozarracha (kvant zarracha) energiyasi $E > U$ bo'lgan holda, to'siq ustidan o'tishidan tashqari, zarracha to'siqqa urilib, orqaga qaytish ehtimoli noldan farqli bo'lishi mumkin. Uning energiyasi $E < U$ bo'lganda ham, zarracha $x > l$ sohada bo'lish ehtimoli noldan farqli bo'lishi mumkin, ya'ni zarracha to'siq orqali o'tishi mumkin.

Statsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi, 1- va 3- sohalarda

$\left(k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}\right)$, quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \psi_{1,3} = 0,$$

2-soha uchun $\left(q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}\right)$ bo'lganda,

$$\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + q^2 \psi_2 = 0, \quad (99.1)$$

Bu differensial tenglamalarning umumiy yechimlari tegishli sohalarda quyidagi ko'rinishlarga ega bo'ladi:

$$1 - soha uchun: \quad \psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}; \quad (99.2)$$

$$2 - soha uchun: \quad \psi_2(x) = A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx};$$

$$3 - soha uchun: \quad \psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx}; \quad (99.3)$$

Xususan, 1 - soha uchun to'liq to'liqin funksiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi_1(x, t) = \psi_1(x) e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = A_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p \cdot x)} + B_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et + p \cdot x)}. \quad (99.4)$$

Bu ifodaning 1- hadi $x - o'qi$ bo'ylab tarqalayotgan yassi to'liqin ko'rinishiga ega, ikkinchi hadi esa, $x - o'qiga$ teskari yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'liqindan iborat. 3 - sohada to'liqin faqat $x - o'qi$ bo'ylab tarqaladi va orqa tomonga tarqalmaydi, shu sababli, (99.3) ifodada B_3 koeffitsiyent nolga teng bo'ladi.

2 - soha uchun yechim $E > U$ va $E < U$ nisbatlarga bog'liq bo'ladi. $E < U$ hol alohida qiziqish tug'diradi, chunki klassik zarracha bu holda potensial to'siq ichida bo'la olmaydi.

$q = i\beta$ – mavhum sondan iborat bo'lgani uchun

$$\beta = \sqrt{2m(U - E)}$$

tenglikka ega bo'lamiz.

$B_3 = 0$ va q ning qiymatini hisobga olganda, uchala soha uchun Shredinger tenglamalari yechimlari quyidagi ko'rinishga ega bo'ladilar:

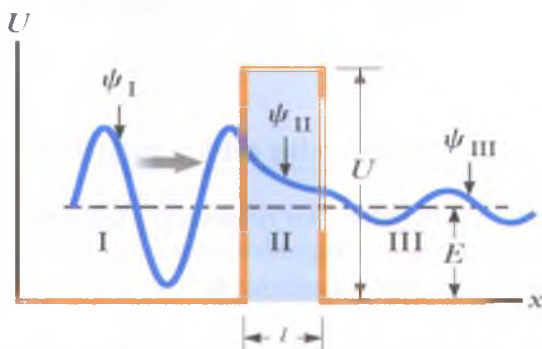
$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= Ae^{ikx} + B_1e^{-ikx}, & 1-s. \\ \psi_2(x) &= A_2e^{-\beta x} + B_2e^{\beta x}, & 2-s. \\ \psi_3(x) &= A_3e^{ikx}, & 3-s. \end{aligned} \quad (99.5)$$

2 - sohada, eksponenta ko'rsatkichlari mavhum bo'lmay, haqiqiy sonlardan iborat bo'lgani uchun, ikki tarafga tarqaladigan yassi to'lqinlar bo'lmaydi.

$\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ va $\psi_3(x)$ funksiyalar ko'rinishi 241 - rasmda keltirilgan.

Rasmdan ko'rinishicha, to'siq ichida va 3 - sohada to'lqin funksiyasi nolga teng emas ekan. Shu sababli mikrozarracha to'lqin xususiyatiga ega bo'lgani uchun belgilangan kenglikdagi potensial to'siq orqali o'ta oladi.

Shunday qilib, kvant mexanikasi *tunnel effekti* deb ataladigan yangi hodisani tushuntirib berish imkoniyatiga ega.



241 - rasm. To'lqin funksiyasining potensial to'siq sohasidagi ko'rinishi.

Tunnel effektini ifodalash uchun potensial to'siqning *shaffoflik koeffitsiyenti* degan tushunchasi kiritiladi. Bu koeffitsiyent to'siqni o'tgan zarrachalar oqimi zichligini to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$D = |A_3|^2 / |A_1|^2.$$

$|A_3 / A_1|^2$ nisbatni aniqlash uchun, to'siq chegaralarida ψ va ψ' funksiyalarning uzlukliligi shartidan foydalanamiz:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0), \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0), \\ \psi_2(\ell) &= \psi_3(\ell), \\ \psi_2'(\ell) &= \psi_3'(\ell). \end{aligned} \right\} \quad (99.6)$$

Hisoblashlar shaffoflik koeffitsiyentining quyidagi ifodasini beradi:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E-U)}\ell\right), \quad (99.7)$$

bu yerda U – potensial to'siq balandligi; E – zarracha energiyasi; ℓ – to'siq kengligi; D_0 – doimiy ko'paytma, ko'p hollarda u birga teng bo'ladi. Demak, shaffoflik koeffitsiyenti m – zarracha massasiga, ℓ – to'siq kengligiga va $(U - E)$ qiymatga bog'liq ekan.

To'siq kengligi, zarracha massasi kichik bo'lganda shaffoflik koeffitsiyenti katta bo'ladi va 3 - sohada zarrachalarning bo'lish ehtimolligi oshadi.

Istalgan shakldagi potensial to'siq uchun shaffoflik koeffitsiyenti quyidagicha ifodalanadi:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E-U)} dx\right], \quad (99.8)$$

bu yerda $U = U(x)$.

100 - §. Atomlarning chiziqli spektrlari

Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqaradi. Shu sababli, atomlarning chiqargan spektri *chiziqli spektrlar* deb ataladi. Vodorod atomining spektri batafsil o'rganilgan (242 - rasm).

Shveysariya fizigi M. Balmer o'sha davrgacha ma'lum bo'lgan vodorod atomining spektral chiziqlarini ifodalash uchun quyidagi empirik ifodani keltirib chiqardi:

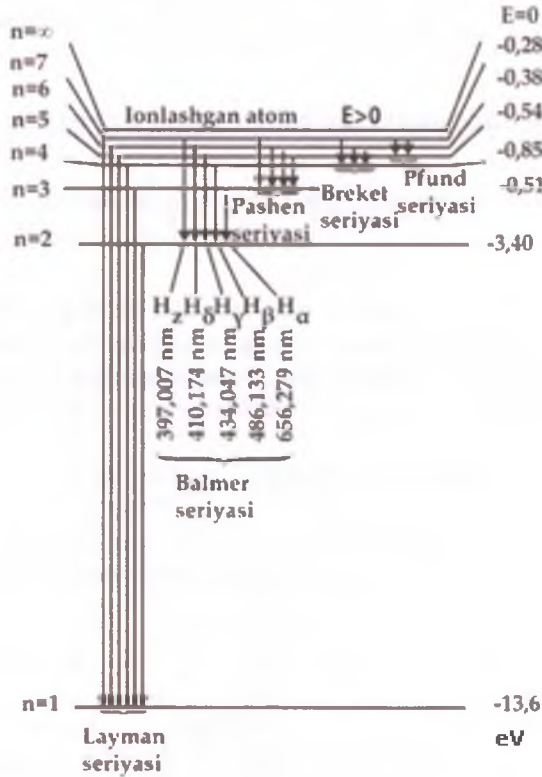
$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (100.1)$$

bu yerda $R' = 1,1107m^{-1}$ – Ridberg doimiysidir.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligini hisobga olsak, (100.1) ifodani chastotalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (100.2)$$

bu yerda $R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ham Ridberg doimiysidir.



242 - rasm. Vodorod atomining chiziqli spektrlari

(100.1) va (100.2) ifodalardan, n ning turli qiymatlari bilan farq qiluvchi spektr chiziqlari guruhini yoki seriyasini hosil qilish mumkinligi ko'rinib turibdi va ular Balmer seriyalari deb ataladi. n koeffitsiyent ortib borishi bilan, chiziqli seriyalar bir-biriga yaqinlashadi, n cheksiz qiymat Balmer seriyasining chegarasini belgilaydi.

Vodorod atomlari chiqargan spektrni batafsil o'rganish natijasida boshqa seriyalar ham topildi (242- rasm). Spektrning ultrabinafsha sohasida kuzatilgan seriya Layman seriyasi deb ataladi.

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 2, 3, 4, 5, \dots)$$

Spektrning infraqizil sohasida esa quyidagi seriyalar topildi:

$$\text{Pashen seryasi} \quad \nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots);$$

$$\text{Breket seryasi} \quad \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{Pfund seryasi} \quad \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots);$$

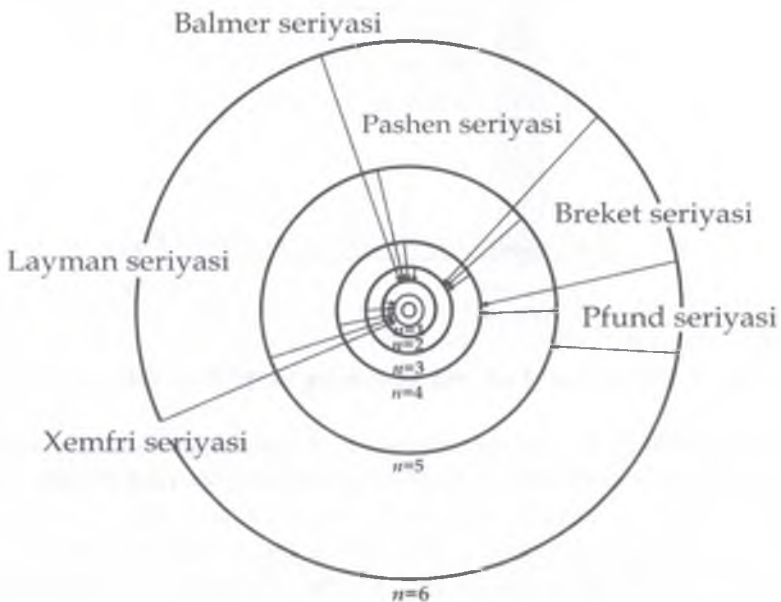
$$\text{Xemfri seryasi} \quad \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$$

Vodorod spektrida kuzatilgan barcha seriyalarni *Balmerning umumlashgan ifodasi* orqali ifodalash mumkin:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (100.3)$$

bu yerda $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ – butun sonlar seriyalar tartibini belgilaydi; $n = m+1, m+2, m+3, \dots$ butun sonlar seriyadagi alohida chiziqlarni belgilaydi (*243-rasm*).

Murakkab spektrlarni o‘rganish, ular qonuniyatlariga bo‘ysunmay joylashadigan chiziqlardan iborat ekanligini ko‘rsatdi.



243- rasm. Chiziqli spektrlarning elektron qobiqlarga bog‘liqligi

Yuqorida keltirilgan chiziqli spektrlar, Ridberg doimiysining umumiyliigi kuzatilgan qonuniyatlar chuqur fizikaviy ma’noga ega ekanligini va uni tushuntirishga klassik fizika o‘z ekanligini bildirdi.

101 - §. Bor postulatları

1913-yilda Daniyalik fizik N.Bor atomga bog'liq xususiyatlarni tushunib yetishga urinib ko'rdi. U chiziqli spektrlarning empirik qonuniyatlarini, Rezerfordning atom yadroviy modelini va yorug'likning nurlanishi va yutilishining kvant xarakterini (bir butun) yaxlit qilib bog'lashga harakat qildi. Bor nazariyasi asosi ikkita postulatdan iborat.

Borning birinchi postulati: statsionar holatlarda atom energiyani nurlatmaydi. Bunda, elektron doiraviy orbitada harakatlanib, quyidagi shartni qanoatlantiradigan impuls momentining diskret - kvantlangan qiymatlariga ega bo'ladi:

$$m \nu r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) , \quad (101.1)$$

bu yerda m – elektron massasi; ν – radiusi r_n bo'lgan n – orbitadagi elektronning tezligi, $\hbar = h/2\pi$.

Borning ikkinchi postulati: atomning energiyani yutishi va nurlashi bir statsionar holatdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi:

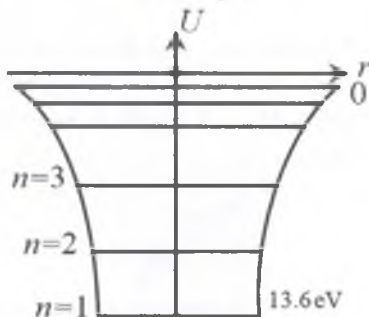
$$h\nu = E_n - E_m , \quad (101.2)$$

bu yerda $h\nu$ – nurlangan yoki yutilgan kvant energiyasi; $E_n > E_m$ bo'lganda kvant nurlanishi sodir bo'ladi. $E_n < E_m$ bo'lganda kvant yutiladi.

102-§. Vodorod atomi. Kvant sonlar

Eng sodda bo'lgan vodorod atomini ko'ramiz (244 - rasm). Vodorod atomining potensial chuqurligida elektron manfiy energiyaga ega:

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} , \quad (102.1)$$



244 - rasm. Vodorod atomining energetik diagrammasi

$r \rightarrow 0$ bo'lganda elektron energiyasi cheksiz qiymatga intiladi. $U \rightarrow -\infty$, $r \rightarrow -\infty$ bo'lganda elektron energiyasi nolga intiladi.

Vodorod atomining statsionar holatlari uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (102.2)$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagi natijalarga olib keladi:

1) Vodorod atomida elektron diskret energetik spektrga ega bo'ladi. Energiyaning xususiy qiymatlari quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2}, (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (102.3)$$

bu yerda $\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$ – universal doimiydir.

n ortishi bilan energiya sathlari $U = 0$ ga intiladi va bir-biriga yaqinlashadi, asta-sekin yaxlit spektrga o'tadi. 244 - rasmda vodorod atomining potensial chuqurligidagi energetik sathlarning joylashishi keltirilgan;

2) Shredinger tenglamasining sferik koordinatalardagi yechimi, atomdagi elektronning holati, L impulsning orbital momenti bilan xarakterlanishini ko'rsatadi.

Impulsning orbital momenti ham bir qator diskret qiymatlarni qabul qiladi:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}, \quad (102.4)$$

bu yerda ℓ – orbital kvant soni deb ataladi va u quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

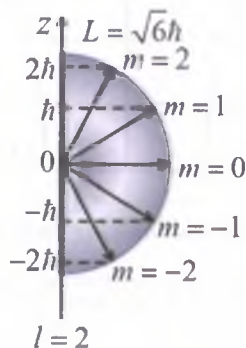
$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n - 1);$$

3) Impulsning orbital momenti magnit maydonining tanlangan yo'nalishiga nisbatan buriladi va uning shu yo'nalishga proyeksiyasi diskret qiymatlarga ega bo'ladi (245 - rasm):

$$L = m\hbar, \quad (102.5)$$

m – magnit kvant soni deb ataladi va u barcha butun sonlarni qabul qiladi:

$$m = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, +\ell.$$



245 - rasm. Magnit kvant sonining kvantlanishi

Umuman, magnit kvant soni $(2\ell + 1)$ qiymatlarni qabul qilishi mumkin;

4) Elektron impulsning xususiy momentiga – spinga ega. Spin – massa va zaryadga o'xshash, elektronning birlamchi xususiyatlaridan biridir. Spin qiymati kvant mexanikasining umumiy qonunlari bilan aniqlanadi:

$$L_S = \hbar \sqrt{S(S + 1)}, \quad (102.6)$$

S – spin kvant sonlardan biridir.

Spinning belgilangan magnit maydoni yo'nalishiga proyeksiyasi kvantlangandir.

$$L_{SH} = m_s \hbar, \quad (102.7)$$

Spin kvant soni va m_s faqat ikkita qiymatni qabul qiladi: $S = \pm \frac{1}{2}$

(102) tenglamaning yechimi bo'lgan to'liq funksiyasi n, ℓ, m uchta parametрни o'z ichiga oladi. Spin spektral chiziqlarning nozik strukturasi tushuntirish uchun qabul qilingan.

Elektronning energiyasi faqat n – bosh kvant soniga bog'liq bo'lgani va ℓ, m ga bog'liq bo'lmagani uchun, E_n energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas, ℓ, m kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta energetik holatlar to'g'ri keladi. Bunday energetik holatlar *aynigan holatlar* deb ataladi.

Aynigan energetik holatlar soni E_n energetik sathning ayniganlik tartibini belgilaydi.

Masalan, ℓ kvant soniga, m kvant sonining $(2\ell + 1)$ qiymatlari to'g'ri keladi. n

kvant soniga ℓ kvant sonining qiymatlari to'g'ri keladi. Demak, berilgan n bosh kvant soniga

$$z = \sum_{\ell=1}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2, \quad (102.8)$$

qiymatlar to'g'ri keladi.

ℓ orbital kvant sonining har xil qiymatlariga mos keladigan holatlar impuls momentining qiymatlari bilan farqlanadilar. Atom fizikasida ℓ ning har xil qiymatlariga to'g'ri keladigan elektron holatlari quyidagicha belgilanadilar:

$\ell = 0$ holatda bo'ladigan elektron S – elektron (S - holatdagi) deb ataladi,

$\ell = 1$, p – holat

$\ell = 2$, d – holat

$\ell = 3$, f – holat va h.k.

Elektronning quyidagi holatlari mavjud bo'lishi mumkin:

$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f$.

Yorug'likning nurlanishi yoki yutilishi elektronni yuqorida ko'rsatilgan bir sathdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

Shunday qilib, Layman seriyalari $np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) o'tishlarida, Balmer seriyalari $n_s \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5, \dots$) o'tishlarda kuzatiladi.

103 - §. Pauli prinsipi. Elementlarning davriy tizimi

Vodorod atomidan farqli, ko'p elektronli atomlarda ham har bir elektronning holati o'sha 4 ta kvant sonlari bilan tavsiflanadi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirlar mavjudligi ular energiyasining ayniganligini yo'qqa chiqaradi. Atomning odatdagi qo'zg'almagan holatida elektronlar eng quyi energetik sathlarda joylashgan bo'ladi. Shu sababli istalgan atomlardan odatdagi holatda barcha elektronlar, xuddi $1s$ ($n = 1, \ell = 0$) holatda bo'lishi zarurdek ko'rinadi. Ammo tajribada bu holat kuzatilmaydi. Chunki kvant mexanikasining asosiy qonunlaridan biri bo'lgan Pauli prinsipiga asosan, berilgan atomda n, ℓ, m, s bir xil kvant sonlari majmuasiga ega bo'lgan ikkita elektron mavjud bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, bir energetik holatda bir vaqtda ikkita bir xil elektron bo'la olmaydi. Shu sababli, berilgan n ning qiymatlariga ℓ va m qiymatlari bilan farqlanuvchi n^2 holatlar mos keladi, ya'ni energetik holatning ayniganlik darajasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$z = n^2 = \sum_0^{n-1} (2\ell + 1).$$

S kvant soni faqat ikkita $\pm \frac{\hbar}{2}$ qiymatni qabul qiladi. Shu sababli berilgan n qiymatlariga tegishli holatlarda atomda $2n^2$ elektronlar bo'ladi.

Misol uchun $n = 1$ bo'lsa, ($\ell = 0$ S - holatda) atomda ikkita elektron bo'ladi.

$n = 2$ bo'lsa, ($\ell = 0 \rightarrow 2s$ holatda 2 ta elektron, $2p$ - holatda 6 ta elektron) jami 8 ta elektron bo'ladi.

$n = 3$ bo'lsa, ($3s$ - holatda ikkita elektron, $3p$ - holatda 6 ta elektron, $3d$ holatda 10 ta elektron) jami 18 ta elektron bo'ladi.

n kvant sonining bir xil qiymatlariga to'g'ri keluvchi elektronlar majmuasi elektron qobig'ini tashkil etadi. Shu qobiq ℓ kvant sonining qiymatlariga mos qobiqning bir ajralgan qismini tashkil etadi. Atomning elektron qobiqlari quyidagicha belgilanadi:

n	1	2	3	4	5
qobiqlar	K	L	M	N	O

Pauli prinsipi atom xususiyatlarining davriylik qaytarilishini osonlikcha tushuntiradi. Mendeleevning elementlar davriy tizimi tuzilishini qarab chiqamiz.

Vodorod atomi bitta elektronga ega. Navbatdagi atom oldingisidan bitta elektronga farq qiladi, ya'ni yadro zaryadini faqat bitta zaryad birligiga oshira oladi.

Vodoroddan keyingi geliy atomida 2 ta elektron bor va K qobig'i to'lgan bo'ladi.

Geliy atomida ikkala elektron K qobig'idagi S -holatda bir-biriga antiparallel spinlarga ega bo'lgan holda joylashadi. $1s^2$ $1s$ - holatda 2 ta elektron borligini bildiradi

Litiy atomi 3 ta elektrondan iborat. $1s$ - holatda 2 ta elektron, $2s$ - holatda 1 ta elektron joylashgan.

To'rtinchi element Berilliyda $2s$ holat elektronlar bilan to'lgan bo'lib, jami 4 ta elektronga ega bo'ladi va h.k.

1. Vinning siljish qonuni ifodasini ko'rsating.

A) $\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$ B) $r_{\lambda m} = \epsilon T^5$

C) $R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$ D) $R_T = \sigma T^4$

E) $r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$

2. Absolyut qora jism uchun Stefan-Bolsman qonuni ifodasini ko'rsating.

A) $\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$

B) $r_{\lambda m} = CT^5$

C) $R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$ D) $R_T = \sigma T^4$

E) $r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$

3. Issiqlik nurlanishi uchun Plank ifodasini ko'rsating.

A) $r_{\nu,T} = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT$

B) $r_{\lambda m} = CT^5$ C) $R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$

D) $R_T = \sigma T^4$

E) $r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$

4. "Ultrabinafsha halokat" hodisasi nimadan iborat?

A) Spekrning ultrabinafsha sohasida absolyut qora jismning nurlanish qobiliyati "0" gacha kamayib ketadi

B) Yorug'likning elektromagnit nazariyasini qisqa to'lqin uzunlikka ega bo'lgan nurlanish uchun qo'llab bo'lmaydi.

C) Absolyut qora jismning energetik qobiliyati istalgan temperaturada cheksizlikka aylanadi.

D) Energiya uzluksiz ravishda emas, diskret holda o'zgaradi

E) Ultrabinafsha to'lqinlar uchun fotoeffekt hodisasining ehtimolligi katta.

5. Issiqlik nurlanishi uchun Kirxgoff qonuni ifodasini ko'rsating.

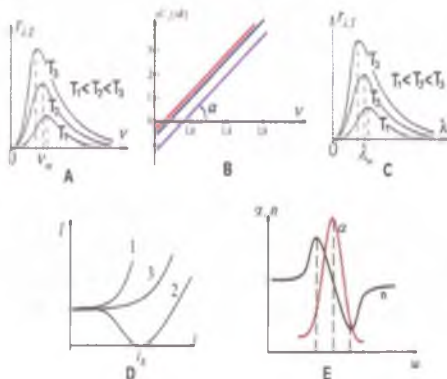
A) $R_{\nu} = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$ B) $R_{\nu} = \sigma T^4$

C) $r(\lambda_m) = cT^6$

D) $f(\nu,T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT$

E) $f(\nu,T) = \left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}\right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}\right)_n$

6. Vinning siljish qonunini ifodalovchi grafikni ko'rsating



7. Agar qora jismning termodinamik temperaturasini ikki marta kamaytirilsa, uning energetik yoritilganligi qanday va necha marta o'zgaradi?

- A) 2 marta B) 4 marta
C) 16 marta D) 8 marta
E) 12 marta kamayadi

8. Stefan - Bolsman doimiysini aniqlang.

- A) $2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$
B) $5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Wt/m}^2 \cdot \text{K}^4$
C) $6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
D) $6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
E) $6,62 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{kg}^2$

9. Kirxgoffning universal funksiyasi

- A) Absolyut temperaturasiga proporsional
B) Chastotaga proporsional,
C) Kvant energiyasiga teng,
D) Absolyut qora jismning nurlanish qobiliyatiga teng
E) Qizdirilgan jismning yutish qobiliyatiga teng

10. Agar qora jism energetik yoritilganligining spektral zichligi maksimumiga mos keluvchi to'liq uzunligi 360 nm dan 720 nm ga siljisa, qora jism energetik yoritilganligi necha marta o'zgaradi?

- A) 2 marta ortadi ,
B) 2 marta kamayadi,
C) O'zgarmaydi,
D) 16 marta ortadi
E) 16 marta kamayadi

11. Agar qora jism energetik yoritilganligining spektral zichligi maksimumiga mos keluvchi to'liq uzunligi 720 nm dan 360 nm ga siljisa, qora jism

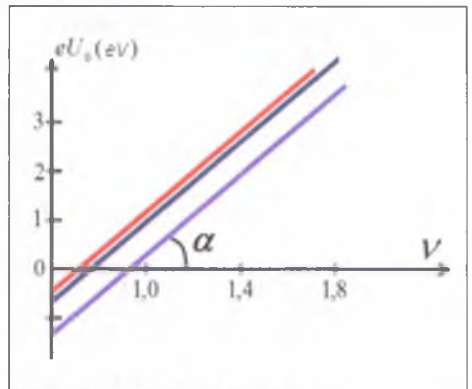
energetik yoritilganligi necha marta o'zgaradi?

- A) 2 marta ortadi
B) 2 marta kamayadi,
C) O'zgarmaydi,
D) 16 marta ortadi,
E) 16 marta kamayadi

12. Fotoeffekt turlari :

- A) Ventilli, issiqlik, termodinamik ventilli
B) Tashqi, ventilli, ichki
C) Tashqi, ichki, issiqlik
D) Tashqi, ichki
E) Tashqi, ichki, aralashgan

13. Grafikdan qaysi parametrlarni topish mumkin?



- A) Tutuvchi kuchlanishni.
B) Chiqish ishini
C) Fotoeffektning chegaraviy chastotasini.
D) Elektron zaryadiga bo'lingan, Plank doimiysini.
E) Barcha javoblar to'g'ri

14. Qonunlardan qaysi biri fotoeffekt qonuniga tegishli emas?

- A) To'yinish fototoki yorug'lik jadalligiga to'g'ri proporsional
B) Fotoelektronlarning maksimal tezligi chastotaga bog'liq va uning jadalligiga bog'liq emas.
C) Har qaysi modda uchun fotoeffektning qizil chegarasi mavjud .

D) Jism yorug'likni uzluksiz ravishda emas, balki alohida ulushlar (porsiyalar) bilan nurlantiradi

E) Fotoeffekt qisqaroq to'liqin uzunliklari tomonga siljigan

15. Yorug'lik chastotasi 2 marta ortganda fotoelektronlarning kinetik energiyasi qanday o'zgaradi?

A) 2 marta ortadi

B) 2 marta kamayadi

C) 2 martadan ko'proq ortadi

D) 2 martadan kamroq ortadi

E) 2 martadan kamroq kamayadi

16. Qanday sirtga yorug'lik kattaroq bosim ko'rsatadi?

A) Ko'zguli B) Qora

C) Kul rang

D) Yorug'lik bosimi sirtning

xususiyatlariga bog'liq emas

E) A, B, C, D javoblar ichida to'g'risi yo'q

17. Yorug'likning qanday nurlarida fotonlar eng katta energiyaga ega?

A) Yashil B) Ko'k

C) Binafsha D) Qizil

E) Ultrabinafsha

18. Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn ifodasini ko'rsating

A) $h\lambda = A + \frac{mv^2}{2}$. B) $hc = A + \frac{mv^2}{2}$.

C) $h\nu = A + \frac{mv^2}{2}$. D) $E = mc^2$

E) $A = h\nu$.

19. Fotoelektronlarning maksimal tezligi qaysi kattalikka bog'liq?

A) Chastotaga

B) To'suvchi kuchlanishga

C) To'liqin uzunligiga

D) Foton energiyasiga

E) Chiqish ishiga

20. Tushayotgan yorug'lik chastotasining qanday qiymatlarida fotoeffekt ro'y berishi mumkin?

A) Fotoeffekt istalgan chastotada bo'lishi mumkin

B) $\frac{h}{A}$

C) $< \frac{h}{A}$

D) $> \frac{h}{A}$

E) $\frac{A}{h}$

21. Eynshteynning fotoeffekt uchun tenglamasiga asoslangan holda, yorug'lik to'liqin uzunligini qaysi ifoda orqali topish mumkin?

A) $h\nu\lambda = \frac{A}{mv^2}$ B) $hc = \lambda(A + \frac{mv^2}{2})$.

C) $\frac{h\lambda}{c} = A + \frac{mv^2}{2}$. D) $\frac{h}{c} = \lambda(A + \frac{mv^2}{2})$.

E) $h\nu\lambda = A + \frac{mv^2}{2}$.

22. Yorug'lik kvantining energiyasi E ga teng bo'lsa, kvant chastotasi nimaga teng?

A) Eh B) $\frac{Eh}{c^2}$ C) $\frac{E}{c}$

D) $\frac{E}{c^2}$ E) $\frac{E}{h}$.

23. ν chastotali fotonning impulsi ifodasini toping.

A) $h\nu c^2$ B) $h\nu c$ C) $h\nu/c$

D) $h\nu$ E) $h\nu/c^2$.

24. Yorug'likning to'liq qaytaruvchi yuzaga ko'rsatadigan bosimi, to'liq yutuvchi yuzaga ko'rsatadigan bosimidan necha marta katta?

A) Ikkala holda ham bir xil B) 1,5

C) 2 D) 3 E) 1/2.

25. Fotoeffektda yorug'likning 1 s da metal sirtidan urib chiqaradigan fotoelektronlari soni N ning va elektronlar maksimal kinetik energiyasi E_k ning

yorug'lik oqimiga qanday bog'liqligini ko'rsating.

- A) N bog'liq emas, E_k to'g'ri proporsional
B) N va E_k bog'liq emas
C) N to'g'ri proporsional, E_k bog'liq emas
D) N va E_k to'g'ri proporsional
E) N to'g'ri proporsional, E_k teskari proporsional

26. Ultrabinafsha nurlar bilan yoritilishida hosil bo'ladigan fotoeffekt natijasida metal plastinka qanday ishorali zaryadga ega bo'ladi?

- A) Musbat B) Manfiy
C) Plastinka neytralligicha qoladi
D) Zaryad ishorasi turlicha - musbat ham, manfiy ham bo'lishi mumkin
E) A, B, C, D javoblar ichida to'g'risi yo'q

27. Kompton effektini ifodalovchi ifodani ko'rsating.

- A) $p = \varpi(1 + \rho)$ B) $\lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$
C) $p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ D) $\lambda = \frac{h}{mv}$
E) A, B, C, D javoblar ichida to'g'risi yo'q

28. Tolqin uzunligi $10^{-10}m$ bo'lgan rentgen kvantining energiyasi, to'liq uzunligi $0,4\mu m$ bo'lgan kvant energiyasidan necha marta katta?

- A) 4000. B) 4100. C) 4200.
D) 4500. E) 4150.

29. Qanday elektromagnit t'olqin uzunligida (μm) foton $9,93 \cdot 10^{-19}J$ energiyaga ega bo'ladi? $c=3 \cdot 10^8 m/s$, $h = 6,62 \cdot 10^{-34} J \cdot s$.

- A) 2 B) 0,2 C) 0,3 D) 0,4 E) 0,6.

30. Chastotasi $3 \cdot 10^{15} Hz$ bo'lgan fotonning impulsi ($kg \cdot m/s$) aniqlansin. $h=6,63 \cdot 10^{-34} J \cdot s$.

- A) $2,21 \cdot 10^{-19}$ B) $2,21 \cdot 10^{-25}$.
C) $2 \cdot 10^{-19}$ D) $6,63 \cdot 10^{-27}$
E) $4,42 \cdot 10^{-25}$.

31. To'liqin uzunligi $6,62 \cdot 10^{-8}m$ bo'lgan fotonning impulsi ($kg \cdot m/s$) aniqlansin? $h = 6,63 \cdot 10^{-34} J \cdot s$.

- A) 10^{-26} B) 10^{-42} C) 10^{-19}
D) 10^{-17} E) 10^{-15}

32. To'liqin uzunligi $220nm$ bo'lgan fotonning massasini (kg) aniqlang. $h=6,63 \cdot 10^{-34} J \cdot s$.

- A) $3 \cdot 10^{-36}$ B) $1,5 \cdot 10^{-36}$
C) $1,6 \cdot 10^{-36}$ D) $1 \cdot 10^{-35}$
E) $3,3 \cdot 10^{-35}$.

33. To'liqin uzunligi $10^{-7}m$ bo'lgan fotonning energiyasini (eV) aniqlang? $h = 4 \cdot 10^{-15} eV \cdot s$.

- A) 1 B) 2 C) 4 D) 8 E) 12.

34. Chastotasi ν bo'lgan fotonning massasi ifodasini toping.

- A) $h\nu c^2$ B) $h\nu c$ C) $h\nu$
D) $h\nu/c^2$ E) $h\nu/c$.

35. Chastotasi ν bo'lgan fotonning impulsi ifodasini toping.

- A) $h\nu c^2$ B) $h\nu c$ C) $h\nu/c$
D) $h\nu$ E) $h\nu/c^2$.

36. Yorug'lik kvanti energiyasi E bo'lsa, kvant chastotasi nimaga teng?

- A) Eh B) $\frac{Eh}{c^2}$ C) $\frac{E}{c}$
D) $\frac{E}{c^2}$ E) $\frac{E}{h}$.

37. Impulsi $3,31 \cdot 10^{-27} kg \cdot m/s$ bo'lgan fotonga mos keluvchi chastotani (Hz) toping. $h = 6,63 \cdot 10^{-34} J \cdot s$.

- A) $3 \cdot 10^{14}$ B) $2 \cdot 10^{15}$

- C) $1,5 \cdot 10^{15}$ D) $2 \cdot 10^{14}$
E) $3 \cdot 10^{15}$.

38. Modda qanday holatida chiziqli spektr ko'rsatadi?

- A) Qattiq
B) Gazsimon, molekullarning to'plami ko'rinishida
C) Suyuq
D) Gazsimon, atomlarning to'plami ko'rinishida
E) Qattiq va suyuq

39. Yorug'likning kvant xususiyatlari namoyon boladigan hodisalarni ko'rsating.

1. Issiqlik nurlanishi
2. Interferensiya
3. Difraksiya
4. Kompton effekti
5. Fotoeffekt
6. Yorug'lik bosimi
A) 2,4,6 B) 1, 2, 3, C) 1,4,5,6
D) 2,3 E) 2,5,6

KVANT MEXANIKASI

1. De Broyl gipotezasiga ko'ra mikroob'yektlar (elektronlar) to'lqin xususiyatiga ega. Mikroob'yektlarning to'lqin uzunligini qaysi ifoda bilan hisoblash mumkin?

- 1) $\lambda = \frac{h}{m_{cp} C}$ 2) $\lambda = \frac{d \sin Y}{m}$
3) $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv}$ 4) $\lambda = \frac{h}{mv}$
5) $\lambda = v_{faz} T$
A) 1, 3 B) 3, 4 C) 2, 5
D) 3, 5 E) 5, 4

2. Geyzenberg noaniqlik munosabatlarini koordinata va impuls hamda energiya va vaqt uchun ko'rsating.

1. $\frac{\Delta x}{\langle X \rangle}$ 2. $\frac{\Delta P_x}{\langle p \rangle} = \varepsilon_p$

3. $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ 4. $\frac{\Delta W}{\langle W \rangle} = \varepsilon_w$

5. $\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar$
A) 1, 2 B) 2, 3 C) 3, 5
D) 4, 5 E) 3, 4

3. Koordinata va impuls uchun Geyzenberg noaniqlik prinsipi nimadan iborat?

A) Mikroob'yektlarni bir vaqtning o'zida koordinata va impulsning aniq qiymatlari bilan tavsiflab bo'lmaydi.

B) Mikroob'yektlar to'lqin xususiyatiga ega bo'lganligi uchun, ular fazoda "surkalgan" bo'ladi va shuning uchun koordinata va impulsni bir vaqtda aniq bilib bo'lmaydi.

C) Mikroob'yektlarni koordinata va impuls bilan bir vaqtda tavsiflash mumkin, biroq ba'zi noaniqliklar bilan: $x \pm \Delta x$, $P_x \pm \Delta P_x$

D) Koordinata Δx va impuls ΔP_x bo'yicha noaniqliklarning ko'paytmasi Plank doimiysidan kichik bo'la olmaydi.

E) Koordinata bo'yicha noaniqliklar Δx qanchalik kichik bo'lsa, impuls bo'yicha noaniqliklar ΔP_x shunchalik katta bo'ladi.

4. Mikroob'yektlarning holati kvant mexanikasida (quyidagilar yordamida) qanday tavsiflanadi?

A) Oltita mustaqil o'zgaruvchi – uchta koordinata va uchta impuls tashkil etuvchilari (bir vaqtda)

B) De Broyl ifodasi

C) Kompleksli to'lqin $\bar{\psi}$ - funksiya

D) Energiya va vaqt uchun Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari.

E) Pauli prinsipi

5. To'lqin $\bar{\psi}$ - funksiyasini va ehtimollik amplitudasini ko'rsating.

1. $\bar{\psi} = \psi_0 e^{-\beta t}$ 2. $\bar{\psi} = \psi_0 e^{i(2\pi x - kx)}$

$$3. \bar{\psi} = \psi_0^* e^{-ikx} \quad 4. \omega = \bar{\psi}_0 \cdot \psi_0^*$$

$$5. \omega = \left| \frac{\vec{p}}{\psi_0} \right|^2$$

- A) 1, 5 B) 2, 4 C) 3, 1
D) 2, 3 E) 4, 5

6. Potensial o'rada joylashgan mikroob'yekt (elektron) uchun ehtimollik amplitudasining oxirgi ko'rinishini aniqlang

- A) $\psi = A \sin(kx - \delta)$
B) $\psi = A \sin kx$
C) $\psi = A \sin \frac{n\pi}{a} x$ ($n=1, 2, 3, \dots$)
D) $\bar{\psi} = \bar{\psi}_0 e^{-ikx} + \bar{\psi}_0 e^{-ikx}$
E) $\psi = |2A| \cos kx$

7. Potensial o'radagi mikroob'yekt uchun energiya ifodasini ko'rsating.

A) $W = \frac{p^2}{2m}$ B) $W = \frac{m v^2}{2}$

C) $W = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} k^2 = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$

D) $W = \frac{\hbar^2}{8mn^2} n^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2$

($n=1, 2, 3, \dots$)

E) $W = \frac{kx^2}{2}$

8. Pauli prinsipi nimadan iborat?

A) ℓ orbital kvant sonining berilgan qiymatiga ega bo'lgan holatda

$Z = 2(2\ell + 1)$ ta aynigan elektronlar mavjud.

B) n kvant sonining berilgan qiymatiga ega bo'lgan holatda $Z = 2n^2$ ta elektronlar mavjud.

C) Avval eng kichik n qiymatli qobiqlar to'latiladi, so'ngra esa, tartib bo'yicha keyingisi.

D) Berilgan to'rtta kvant sonly holatda bittadan ortiq elektron bo'la olmaydi.

E) ℓ qiymatli qobiq osti holatlar oralig'ida elektronlarning o'tishida qobiq osti holat

9. Bog'langan mikroob'yekt uchun Shredinger tenglamasining ko'rinishini toping.

A) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W_k \psi = 0$

B) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W + \frac{e^2}{4\pi e_0 x}) \psi = 0$

C) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda} \psi = 0$

D) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W_p \psi = 0$

E) $\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} \cdot x$

10. Erkin mikroob'yekt uchun Shredinger tenglamasining ko'rinishini toping

A) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W_k \psi = 0$

B) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W + \frac{e^2}{4\pi e_0 x}) \psi = 0$

C) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda} \psi = 0$

D) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W_p \psi = 0$

E) $\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} \cdot x$

11. Keltirilgan ta'kidlashlarning qaysi biri Bor nazariyasiga to'g'ri keladi?

A) Elektron orbitasining radiusi vaqt o'tishi bilan kattalashadi.

B) Orbitadagi elektron energiyasi va uning radiusi ixtiyoriy bo'lishi mumkin.

C) Elektronlar uchun shunday orbitalar ruxsat etilganki, ular uchun elektronlarning impuls momentlari h kattalikning butun soniga karrali bo'ladi.

D) Elektronlar orbita bo'ylab harakatlanganida uzluksiz energiya nurlanishi ro'y beradi.

E) Elektron orbitasining radiusi vaqt o'tishi bilan kichrayadi.

12. Plank gipotezasi shundan iboratki,

...
A) elektromagnit to'liqlarni tezlanish bilan harakatlanayotgan zaryadlar nurlantiradi.

B) elektromagnit to'liqlar- ko'ndalang to'liqlar.

C) bir vaqtning o'zida koordinata va impulsning qiymatlarini anig topib bo'lmaydi.

D) elektromagnit to'liqlar alohida ulushlar (kvantlar) ko'rinishida nurlanadi va ularning energiyasi chastotaga bog'liq bo'ladi.

E) yorug'lik tezligi barcha inersial sanoq tizimlarida o'zgarmay qoladi.

13. Mikrozarxachalarning difraksiyasi bo'yicha o'tkazilgan tajribalarning ko'rsatishicha:

A) mikrozarxalarda to'liqin xususiyatlari mavjud

B) qattiq jismlarda kristall struktura mavjud

C) mikrozarxalarning o'lchamlari juda kichik

D) kristall modda atomlarining o'lchamlari mikrozarxa o'lchamlaridan katta

E) klassik mexanika o'rinli

14. Devisson va Jeremer tajribalarida quyidagilar aniqlandi:

A) Atomlarning chiziqli spektrlari

B) Rentgen nurlarining qutblanishi

C) Kompton effekti

D) Yorug'likning korpuskulyar xususiyati

E) Elektronlarning difraksiyasi

15. Absolyut qora jism spektrida nurlanish qobiliyatining maksimumi to'g'ri keladigan to'liqin uzunligi temperatura oshganida

A) o'zgarmaydi

B) $1/T$ kabi o'zgaradi

C) temperaturaga bog'liq emas

D) temperaturaga murakkab ko'rinishda bog'liq

E) chiziqli oshadi.

16. Erkin zarracha uchun Shredinger tenglamasini ko'rsating

$$A) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$$

$$B) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$$

$$C) -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$$

$$D) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

17. Shredingerning stasionar tenglamasini ko'rsating

$$A) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$$

$$B) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$$

$$C) -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$$

$$D) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

18. Vodorodsimon atom uchun Shredingerning stasionar tenglamasini ko'rsating

$$A) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$$

$$B) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$$

$$C) -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$$

$$D) \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

19. Erkin zarracha uchun energiya kattaligini ko'rsating

$$A) E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$B) E = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2ml^2}$$

$$C) E = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2}$$

$$D) E = \hbar R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

20. n statsionar holatdan m statsionar holatga o'tishda kvant energiyasi kattaligini ko'rsating

$$A) E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$B) E = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2ml^2}$$

$$C) E = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2}$$

$$D) E = \hbar R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

21. Potensial o'radagi zarracha uchun energyaning xususiy qiymatlarini ko'rsating

$$A) E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$B) E = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2ml^2}$$

$$C) E = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2}$$

$$D) E = \hbar R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

22. Potensial o'radagi zarrachaning holatini tavsiflovchi to'liq funksiyasini ko'rsating

$$A) \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{\pi nx}{l}\right)$$

$$B) \psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-\frac{i}{\hbar} E t}$$

$$C) \psi(\vec{r}, t) = A e^{-\frac{i}{\hbar}(E t - \vec{p} \cdot \vec{r})}$$

$$D) \psi(x) = A e^{iqx} + B e^{-iqx}$$

23. Kvantlanish deganda fizikada quyidagicha tushuniladi

A) Pauli prinsipini qonoatlantirish

B) zarrachaga berilishi mumkin bo'lgan energiya, impuls momenti, magnit va xususiy proyeksiyalar qiymatlarining diskretligi

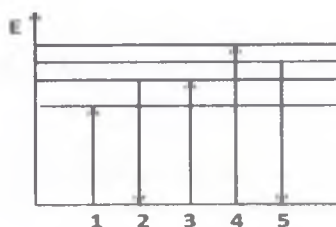
C) zarrachaning mexanik holatini to'liq funksiyasi yordamida tavsiflash

D) klassik mexanika qonunlariga

bo'ysunmaydigan zarrachaning harakati

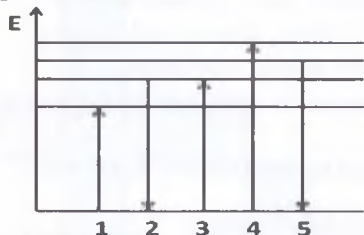
E) Pauli prinsipini qonoatlantirmaslik.

24. Chizmada atomning energetik sathlari keltirilgan. Elektronlarning sathlar orasida o'tishlarining qaysi biri eng katta chastotali nurlanish kvantini chiqarishga to'g'ri keladi?



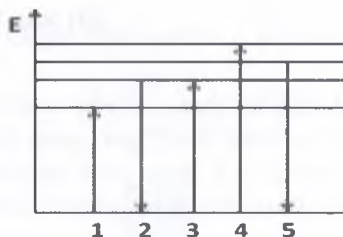
- A) 5 B) 2 C) 3
 D) 4 E) 1

25. Chizmada atomning energetik sathlari keltirilgan. Elektronlarning sathlar orasida o'tishlarining qaysi biri eng kichik chastotali yutilish kvantini chiqarishga to'g'ri keladi?



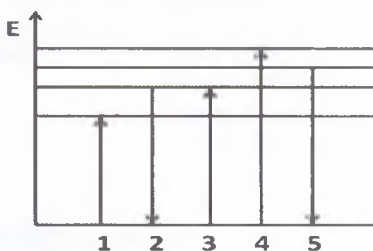
- A) 5 B) 2 C) 3 D) 4 E) 1

26. Chizmada atomning energetik sathlari keltirilgan. Elektronlarning sathlar orasida o'tishlarining qaysi biri eng katta to'lqin uzunlikdagi nurlanish kvantini chiqarishga to'g'ri keladi?



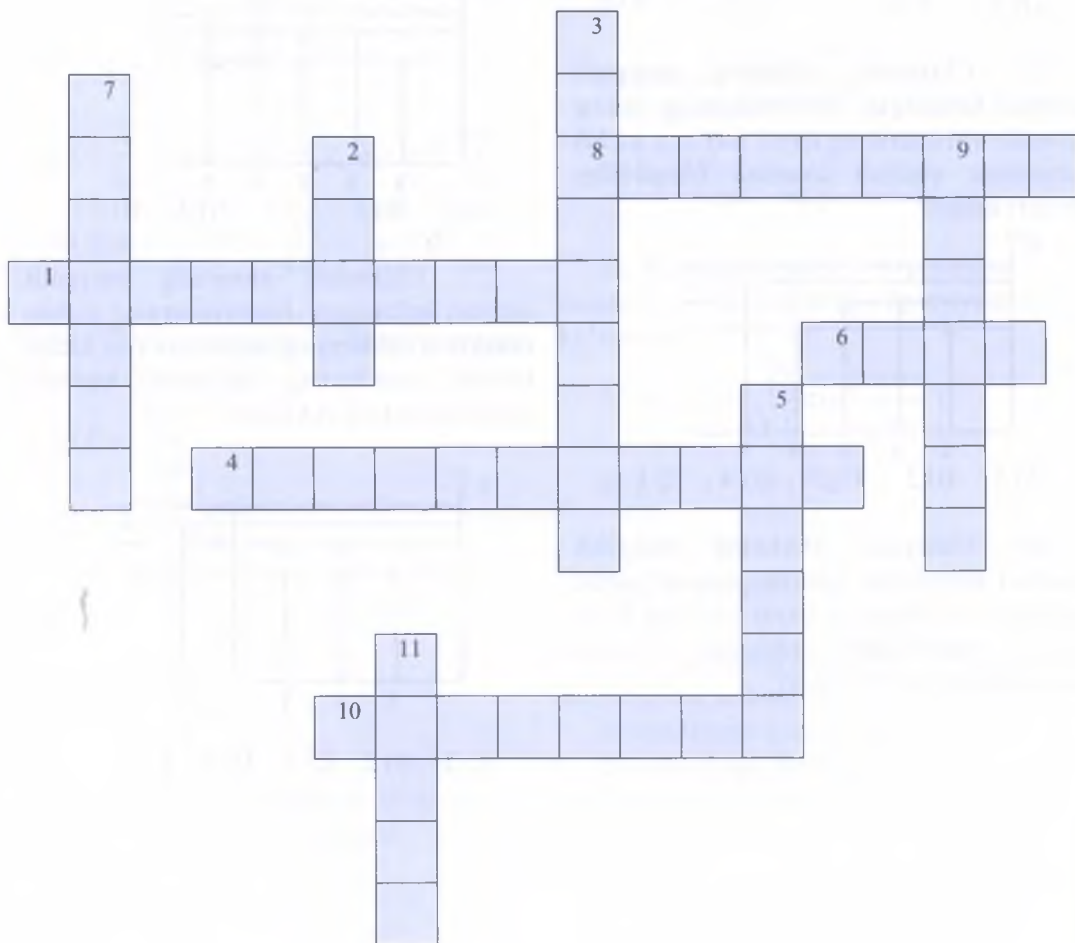
- A) 5 B) 2 C) 3 D) 4 E) 1

27. Chizmada atomning energetik sathlari keltirilgan. Elektronlarning sathlar orasida o'tishlarining qaysi biri eng kichik to'lqin uzunlikdagi nurlanish kvantini chiqarishga to'g'ri keladi?



- A) 5 B) 2 C) 3 D) 4 E) 1

XII bob bo'yicha krossvord



Horizantal

1. De Broyl to'liqini hodisasiga bo'ysunadi, ya'ni to'liqin tezligi to'liqin uzunligiga bog'liq bo'ladi.
4. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarracha energiyasi E_n faqat aniq diskret qiymatlarga ega bo'ladi, ya'ni ... bo'ladi.
6. Elektron impulsining xususiy momenti. Massa va zaryadga o'xshash, elektronning birlamchi xususiyatlaridan biri hisoblanadi.
8. Birinchi bo'lib yadro reaksiyasini o'tkazgan olim.
10. Modda qanday holatida chiziqli spektr ko'rsatadi?

Vertikal:

2. 1926-yilda to'liqin qonuniyati bilan, mikrozarrachaning fazoda bo'lish ehtimolligi emas, balki ehtimollik amplitudasi – $y(x, y, z, t)$ o'zgaradi deb taklif etgan olim.

3. $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1$ formula ehtimollikni tartibga solish yoki sharti deyiladi.

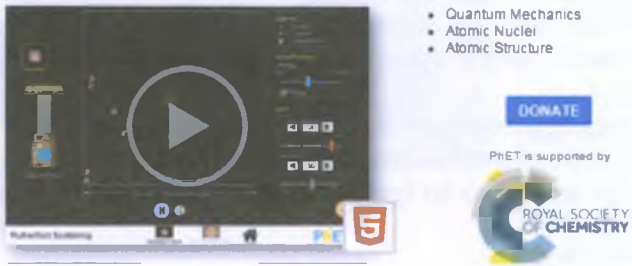

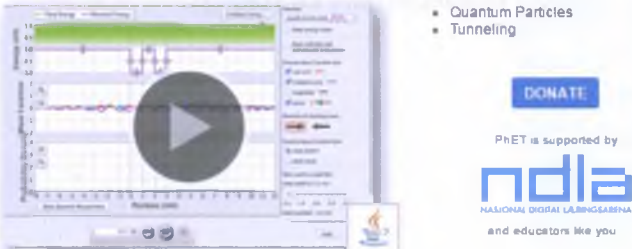

5. Spektrning ultrabinafsha sohasida kuzatilgan seriya ... seriyasi deb ataladi.

7. Elektronning energiyasi faqat n – bosh kvant soniga bog‘liq bo‘lgani va l, m ga bog‘liq bo‘lmagani uchun, E_n energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas, l, m kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta energetik holatlar to‘g‘ri keladi. Bunday energetik holatlar aynigan ... deb ataladi.

9. Elektronning yadro atrofidagi harakati natijasida hosil bo‘lgan magnit momentini – magnit momenti deyiladi

11.... prinsipiga asosan, berilgan atomda n, l, m, s bir xil kvant sonlari majmuasiga ega bo‘lgan ikkita elektron mavjud bo‘lmaydi.

Mavzuni o‘lashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/rutherford-scattering Rutherford Scattering</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Quantum Mechanics • Atomic Nuclei • Atomic Structure <p>PhET is supported by </p>	<p>Topics Quantum Mechanics Atomic Nuclei Atomic Structure Description How did Rutherford figure out the structure of the atom without being able to see it? Simulate the famous experiment in which he disproved the Plum Pudding model of the atom by observing alpha particles bouncing off atoms and determining that they must have a small core.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/quantum-tunneling Quantum Tunneling and Wave Packets</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Quantum Particles • Tunneling <p>PhET is supported by </p>	<p>Topics Quantum Particles Tunneling Description Watch quantum "particles" tunnel through barriers. Explore the properties of the wave functions that describe these particles.</p>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/hydrogen-atom>

Models of the Hydrogen Atom



- Quantum Mechanics
- Hydrogen Atom
- Bohr Model

DONATE

PhET is supported by

TechSmith
and educators like you.

Topics

Quantum Mechanics

Hydrogen Atom

Bohr Model

DeBroglie Wavelength

Schrodinger Model

Description

How did scientists figure out the structure of atoms without looking at them? Try out different models by shooting light at the atom. Check how the prediction of the model matches the experimental results.

Nazorat savollari

1. Lui De Broyl nazariyasi, to'liqin uzunligi, modda zarrachalarining korpuskulyar – to'liqin dualizmini tushuntiring.
2. Geyzenberg noaniqliklar munosabati nimani tushuntiradi?
3. To'liqin funksiyasi nima? Ma'nosini tushuntiring.
4. Mikrozarachalarning holati kvant mexanikasida qanday tenglama bilan aniqlanadi?
5. To'liqin funksiyasiga qo'yiladigan shartlarni birma-bir aytib bering?
6. Statsionar holat uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
7. Shredinger tenglamasini devori cheksiz bo'lgan potensial o'rada turgan zarrachaga tatbiq qilib ko'rsating?
8. Tunnel effekti nima?
9. Siyraklashtirilgan gazlarning chiziqli spektrlari haqida tushuncha bering.
10. Atom yadrosi. Vodorod atomi uchun N. Bor nazariyasi, energiyaning kvantlanishini tushuntiring.
11. Vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini qo'llang? Energiya, impuls va impuls momentlarini kvantlanishi nima? Kvant sonlarini tushuntiring. Spin nima?
12. Zarrachalarni energetik sathlarda taqsimlanishini ko'rsating?
13. Pauli prinsipi nima?

XIII BOB. MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA ASOSLARI



MUNDARIJA

- 104-§. Tizimning mikroskopiyaviy xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar
- 105-§. Ideal gaz qonunlari
- 106-§. Ideal gazning holat tenglamasi
- 107-§. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi
- 108-§. Ideal gaz molekularining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti
- 109-§. Barometrik ifoda. Bolsman taqsimoti
- 110-§. Molekulalarning o'rtacha to'qnashishlar soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li
- 111-§. Molekulyar-kinetik nazariyaning tajribada tasdig'i
- 112-§. Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari
- 113-§. Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti
- 114-§. Termodinamikaning birinchi qonuni
- 115-§. Gazning bajargan ishi
- 116-§. Issiqlik sig'imi
- 117-§. Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tatbiqi
- 118-§. Qaytar va qaytmas jarayonlar
- 119-§. Karno sikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti
- 120-§. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni

XIII BOB. MOLEKULAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA ASOSLARI

104 - §. Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar

Molekulyar fizika va termodinamika – katta miqdordagi atom va molekullarga bog'liq bo'lgan mikroskopik jarayonlarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda bir-biridan farqli va bir-birini to'ldiruvchi ikki usuldan foydalaniladi: molekulyar-kinetik nazariyaga asoslangan statistik usul va termodinamik usul.

Molekulyar fizika – barcha jismlar doimo tartibsiz harakatda bo'lgan atom yoki molekullardan iboratdir, degan molekulyar-kinetik tushunchalarga asoslangan, moddalarning tuzilishi va xususiyatlarini o'rganuvchi fizikaning bo'limidir.

Moddalar atomlardan tuzilgan, degan g'oya qadimiy grek faylasufi Demokrit (eramizdan 460–370-y.ol.) tomonidan ilgari surilgan. Bu g'oya XVII asrda M.Lomonosov tomonidan yanada rivojlantirildi. XIX asr o'rtalarida nemis fizigi R. Klauzius, ingliz fizigi Dj. Maksvell va avstriya fizigi L. Bolsman tomonlaridan molekulyar-kinetik nazariya yaratildi.

Molekulyar fizika o'rganadigan jarayonlar – juda ko'p miqdordagi molekullarning o'zaro ta'siri natijasi bilan bog'liq jarayonlardir.

Juda ko'p miqdordagi molekullarning o'zaro ta'siri, holatiga bog'liq qonunlar – statistik usullar orqali o'rganiladi.

Makroskopik tizim xususiyatlari, pirovard natijada, tizim zarrachalari xususiyatlari, bu zarrachalarning dinamik xarakteristikalarining o'rtacha qiymatlari va harakatlarining ayrim belgilari bilan aniqlanadi.

Masalan, jismning temperaturasi uning molekullari betartib harakatlarining o'rtacha tezligi bilan aniqlanadi. Istalgan vaqtda har xil molekullar har xil tezliklarga ega va bir-birlari bilan o'zaro ta'sirda bo'ladilar. Molekula tezligi – faqat barcha molekullar harakat tezliklari qiymatlarining o'rtachasi bilan belgilanadi. Shuning uchun alohida molekulaning temperaturasi to'g'risida so'z yuritish mumkin emas. Natijada, jismning makroskopik xususiyatlari faqat katta miqdordagi molekullarni hisobga olgan holda fizikaviy ma'noga ega bo'ladi.

Termodinamika – termodinamik muvozanat holatlarida va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganadi. Shu jarayonlar asosini belgilaydigan mikrojarayonlarni termodinamika o'rganmaydi va shu bilan statistik usuldan farq qiladi.

Termodinamik tizim – makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muhit bilan ham energiya almashib turadilar.

Termodinamik metod asosi – bu termodinamik tizimning holatini aniqlash usulidir. Tizimning holati, uning xususiyatini belgilovchi fizikaviy kattaliklar majmuasidan iborat bo'lgan termodinamik parametrlar bilan belgilanadi. Odatda, tizimning holatini belgilovchi parametrlar sifatida temperatura, bosim va solishtirma hajmlar tanlanadi. Tizimning holatini aniqlab beruvchi fizikaviy kattaliklar *tizimning parametrlari* deb ataladi.

Temperatura – moddaning isitilganlik darajasini ko'rsatuvchi fizikaviy kattalikdir va makroskopik tizimning termodinamik muvozanat holatini xarakterlaydi.

O'lov va og'irlik birliklari bo'yicha 1968-yilda o'tkazilgan Bosh konferensiya qaroriga binoan, hozirgi vaqtda ikkita temperatura shkalasini qo'llash mumkin:

- Termodinamik temperatura shkalasi (*Kelvin birligida - K*);
- Xalqaro amaliy temperatura shkalasi (*Selsiy graduslarida, °C*).

Xalqaro amaliy temperatura shkalasida suvning qotish va qaynash temperaturalari $^{\circ}\text{C}$ va 100°C deb olingan va ular shkalaning reper (tayanch) nuqtalari deb ataladi.

Termodinamik temperatura shkalasi bitta reper nuqta bilan aniqlanadi – bu suvning gaz, suyuqlik va qattik fazaviy holati bilan bog'liq uchlik nuqtasidir. Termodinamik temperatura shkalasida bu reper nuqta $273,15\text{K}$ ga tengdir.

1 Kelvin suvning uchlik nuqtasi termodinamik temperaturasining $1/273,15$ qismiga tengdir.

Selsiy gradusi va Kelvin birliklari bir-biri bilan quyidagicha bog'langan:

$$T = 273,15 + t,$$

$T = 0$ Kelvinning nol qiymatiga tengdir.

Solishtirma hajm V – birlik massa hajmidir. Jism bir jinsli bo'lganda uning zichligi o'zgarmas bo'ladi, ya'ni $\rho = \text{const}$. Bu holda,

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$$

Tizim holati parametrlari ba'zi paytlarda o'zgarishi mumkin. Termodinamik tizimda holat parametrlaridan biri o'zgarishi bilan bog'liq har qanday o'zgarishlar *termodinamik jarayon* deb ataladi.

Agarda holat parametrlari vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lsa, makroskopik tizim termodinamik muvozanat holatida, deb hisoblanadi.

105 - §. Ideal gaz qonunlari

Molekulyar - kinetik nazariyada ideal gaz quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

• gaz molekulalarining xususiy hajmi gaz egallagan idish hajmiga nisbatan juda kichikdir;

• gaz molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud emas;

• gaz molekulalarining o'zaro va idish devorlari bilan to'qnashishi mutlaq elastikdir.

Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganida, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar *izojarayonlar* deb ataladi. Molekulyar fizikada 5 xil: 1) *izotermik*; 2) *izobarik*; 3) *izoxorik*; 4) *adiabatik*; 5) *politropik* izojarayon o'rganiladi.

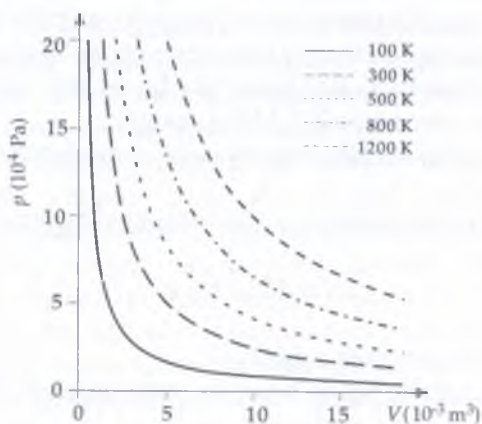
Politropik jarayon yuqoridagi to'rtta jarayonlarning umumlashgan turi hisoblanadi.

Boyl - Mariott qonuni

Berilgan massali gaz uchun, temperatura o'zgarmas bo'lganida, gaz bosimining uning hajmiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$PV = \text{const}, \quad T = \text{const}, \quad m = \text{const}. \quad (105.1)$$

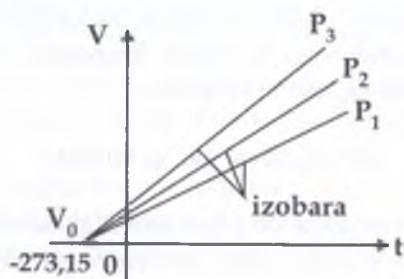
Temperatura o'zgarmas bo'lganida, modda xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirlovchi egri chiziq *izoterma* deb ataladi (246- rasm).



246- rasm. P, V tekisligida izoterma xususiyatlari

Termodinamik jarayon sodir bo'ladigan temperatura qiymati ortishi bilan izotermanni tasvirlovchi giperbola yuqoriga siljiydi.

Gey - Lyussak qonuni



247- rasm. (V, t) tekisligidagi izobaralar majmuasi $P_3 > P_2 > P_1$

Berilgan massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganida, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (247 - rasm):

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const} \quad (105.2)$$

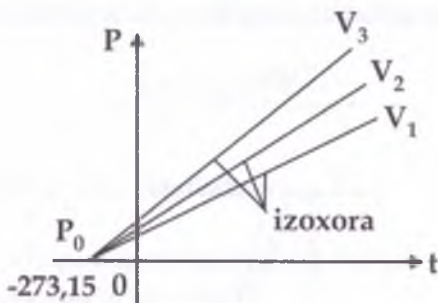
Sharl qonuni

Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas bo'lganida, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (248 - rasm):

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const}, \quad (105.3)$$

Bu tenglamalardagi t – temperatura Selsiy shkalasi bo‘yicha olingan. P_0 va V_0 $T=0^\circ\text{C}$ bo‘lgandagi gazning, mos ravishda bosimi va hajmidir, α - koeffitsiyent quyidagiga teng bo‘lib, ideal gazning hajmiy kengayish koeffitsiyentini bildiradi:

$$\alpha = \frac{1}{273,15\text{K}}$$



248 - rasm. (P, t) tekisligida izoxoralar majmuasi $V_3 > V_2 > V_1$

Gazning bosimi o‘zgaras bo‘lganida sodir bo‘ladigan jarayon – *izobara jarayoni* deb ataladi. Gazning hajmi o‘zgaras bo‘lganida sodir bo‘ladigan jarayon – *izoxora jarayoni* deb ataladi. (247 va (248)- rasmlardan ko‘rinib turibdiki, izobara va izoxora chiziqlari temperatura o‘qini

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15 \text{ } ^\circ\text{C}$$

nuqtasida kesib o‘tadi, chunki bu nuqtada P yoki V nolga teng bo‘lganligi uchun

$$1 + \alpha t = 0$$

bo‘ladi. Agarda, koordinata o‘qlarining boshini $-1/\alpha$ nuqtaga ko‘chirsak, u holda, Kelvin shkalasiga o‘tishimiz mumkin:

$$T = t + 1/\alpha$$

(105.2) va (105.3) ifodalarda t o‘rniga termodinamik temperaturani qo‘ysak, Gey-Lyussak va Sharl qonunlarini quyidagi qulay ko‘rinishda ifodalashimiz mumkin:

$$t = T - 1/\alpha$$

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0(1 + 2T - 1) = V_0\alpha T$$

$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0(1 + 2T - 1) = P_0\alpha T$$

yoki

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (105.4)$$

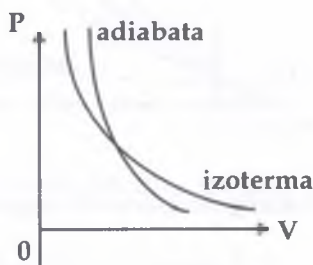
$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (105.5).$$

Adiabatik jarayon

Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = const$ bo'lsa, bu jarayon – adiabatik jarayon deb ataladi.

Berilgan massali gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$PV^\gamma = const$$



249 - rasm. Adiabatik jarayonda bosimning hajmga bog'liqlik grafigi

bu yerda γ – Puasson koeffitsiyenti deb ataladi. Bu bog'lanish egri chiziqlari *adiabatalar* deb ataladi (249 - rasm).

Dalton qonuni

Ideal gazlar qorishmasi bosimi alohida gazlar parsial bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n$$

bu yerda $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ – alohida gazlarning partsial bosimlaridir.

106 - §. Ideal gazning holat tenglamasi

Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi; P - bosim, V - hajm va T – temperatura.

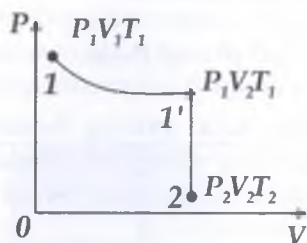
Bu parametrlar bir - biri bilan *holat tenglamasi* deb ataladigan aniq bog'lanishga ega:

$$f(P, V, T) = 0$$

bu yerda uchta o'zgaruvchilardan biri qolgan ikkitasining funksiyasidir.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlarini umumlashtirib fransuz fizigi Klapeyron ideal gazning holatlar tenglamasini keltirib chiqardi.

Masalan, ma'lum massali gaz T_1 temperaturada V_1 hajmni egallagan bo'lib, P_1 bosimga ega bo'lsin. Shu gaz boshqa holatda P_2, V_2, T_2 termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (250 - rasm).



250 - rasm. Termodinamik tizimni izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi

Gaz 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o'tadi, deb hisoblaymiz: (1 - 1') - izotermik va (1' - 2) - izoxorik jarayonlar orqali.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$P_1 V_1 = P_1 V_2, \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (106.1)$$

P_1 parametрни qisqartirsak,

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} \text{ ga}$$

ega bo'lamiz.

1 - va 2 - holatlar ixtiyoriy olingani uchun, berilgan massali gaz uchun PV / T nisbat doimiy bo'ladi:

$$\frac{PV}{T} = R = const, \quad (106.2)$$

bu ifoda Klapeyron tenglamasi deb ataladi. Bu yerda R - gaz doimiysidir .

Klapeyron va Avogadro tenglamalarini umumlashtirib, μ bir molyar hajm V_m uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$PV_m = RT, \quad (106.3)$$

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ G / K ga}$$

teng bo'lgani uchun (106.3) ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT$$

bu yerda k – bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasi, n – gaz molekularining konsentratsiyasidir.

Shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT \text{ dan} \quad (106.4)$$

iborat va undan ko‘rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekularining konsentratsiyasiga to‘g‘ri proporsional ekan.

Bir xil temperatura va bosimda barcha gazlar bir xil miqdordagi molekulalarga ega bo‘ladilar.

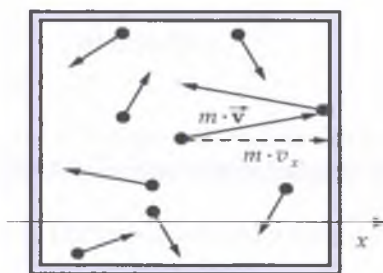
Normal sharoitlarda 1 m^3 hajmni egallagan gaz molekulari soni *Loshmidt soni* deb ataladi va quyidagiga teng bo‘ladi:

$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ M}^{-3}$$

107 - §. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish uchun, bir xil atomli ideal gazni olamiz.

Gaz molekulari tartibsiz harakat qiladi, bir-biri bilan o‘zaro to‘qnashishlari soni idish devori bilan urilishlar sonidan juda kichik va bu to‘qnashishlar mutlaq elastik, deb faraz qilamiz (251- rasm). Shuni ta’kidlab o‘tish lozimki, ideal gaz statistik fizika qonunlariga bo‘ysungani uchun tizimdagi molekulalardan bir nechtasi, qolganlarini to‘xtab qolishi hisobiga, nihoyatda katta tezlikka erishishi mumkin emas.



251 - rasm. Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekulalar urilganda yuzaga keluvchi impuls

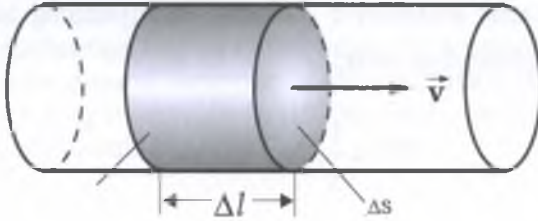
T temperaturada gaz joylashgan idish devoridan ma’lum ΔS elementar yuzani ajratamiz va bu yuzaga ta’sir etayotgan bosimni hisoblashga harakat qilamiz (252 - rasm).

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekulalar har bir urilganda yuzaga quyidagicha impuls beradi:

$$m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v$$

bu yerda m_0 – molekula massasi, v – uning tezligi.

Δt vaqt ichida ΔS yuzaga asosi ΔS va balandligi $v \cdot \Delta t$ bo'lgan silindr hajmida joylashgan molekullargina yetib kelishi mumkin. Ushbu molekular soni $n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$ ga teng, bu yerda n – molekular konsentratsiyasi. Ammo, real sharoitlarda, ΔS yuzaga molekular, har xil burchak ostida kelib uriladi va har xil tezliklarga ega bo'ladi, uning ustiga har bir to'qnashishda molekular tezligi o'zgarib turadi.



252 - rasm. Elementar yuzaga kelib uriluvchi molekular hajmi

Molekulalarning tartibsiz harakatiga tegishli tezlik, harakat energiyasi va idish devoriga uzatadigan bosimini hisoblashni soddalashtirish uchun uchta bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlar bo'yicha harakatlarni inobatga olamiz. Istalgan vaqtda har bir yo'nalishda molekularning 1/3 qismi harakatlanadilar, uning yarmi esa (ya'ni 1/6 qismi) ΔS yuzaga kelib uriladi. U holda berilgan yo'nalishda harakat qilayotgan molekularning ΔS yuzaga urilish soni

$$\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t \text{ ga}$$

tengdir. Bu yerda $N = n \cdot V = n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$

Bu molekularning yuza bilan to'qnashganida beradigan impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta p = 2m_0 v \cdot \frac{1}{6} n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t = \frac{1}{3} n \cdot m_0 v^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t$$

Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta p}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_0 v^2 \text{ ga} \quad (107.1)$$

teng bo'ladi. Agar, gaz V hajmda v_1, v_2, \dots, v_n tezliklar bilan harakatlanayotgan N molekularga ega bo'lsa, u holda barcha gaz molekulari majmuasini xarakterlash uchun o'rtacha kvadrat tezlikni ko'rib chiqish maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}, \quad (107.2)$$

U holda (107.1) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \langle v_{kv} \rangle^2, \quad (107.3)$$

Bu ifoda ideal gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deb ataladi. $n = \frac{N}{V}$ ekanligini hisobga olsak,

$$PV = \frac{1}{3} Nm_0 \langle v_{kv} \rangle^2 \quad (107.4)$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3} N \cdot m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} E, \quad (107.5)$$

bu yerda E – barcha gaz molekulari ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisidir.

Gaz massasi $m = Nm_0$ bo'lgani uchun, (107.4) tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3} m \langle v_{kv} \rangle^2$$

1 mol gaz uchun $\mu = m_0 N_A$ dir. Shuning uchun

$$PV_m = \frac{1}{3} \mu \langle v_{kv} \rangle^2$$

bu yerda V_m – molyar hajm. Boshqa tarafdin $PV_m = RT$ ga teng bo'lgani sababli

$$RT = \frac{1}{3} \mu \langle v_{kv} \rangle^2$$

yoki

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \quad (107.6)$$

$\mu = m_0 N_A$ va $k = \frac{R}{N_A}$ bo'lgani uchun

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (107.7)$$

Ideal gazning bir molekulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o'rtacha qiymati quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (107.8)$$

va u termodinamik temperaturaga bog'liq bo'lib, unga to'g'ri proporsionaldir.

Shunday qilib, termodinamik temperatura ideal gaz molekulasini ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovidir va (107.8) - ifoda temperaturaning molekulyar-kinetik ta'rifini tushuntirib beradi.

108 - §. Ideal gaz molekularining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekular har xil tezliklarga ega bo'ladi, deb hisoblagan edik. Ko'p marotaba to'qnashishlar natijasida, har bir molekulaning tezligi yo'nalishi va moduli bo'yicha o'zgarib turadi. Ammo molekularning betartib harakati hisobiga harakat yo'nalishlari bir xil ehtimollikka ega bo'ladilar, boshqacha qilib aytganda, har bir yo'nalishda bir xil miqdorda molekular harakatlanadi, deb hisoblash mumkin.

Molekulyar-kinetik nazariyaga asosan, to'qnashishlarda molekula tezligi o'zgarishiga qaramay, gazdagi m_0 massali molekularning o'rtacha kvadratik tezligi, $T = const$ bo'lganida, muvozanat holatida o'zgarmas qoladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Bu esa, muvozanat holatda bo'lgan gazda molekularning tezlikka bog'liq qandaydir taqsimoti o'rnatilishini tushuntiradi. Bu taqsimotning aniq statistik qonunga bo'ysunishi Maksvell tomonidan nazariy isbotlandi.

Maksvell bu taqsimotni nazariy keltirib chiqarishda, gaz bir xil temperaturada, betartib issiqlik harakati holatida bo'lgan ko'p miqdordagi N ta bir xil molekularlardan iborat bo'ladi, deb faraz qildi.

Maksvell qonuni molekularning tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi deb ataladigan qandaydir $f(v)$ funksiya bilan ifodalanadi.

Agar molekularning tezliklari diapazonini dv ga teng kichik bo'lakchalarga bo'lsak, har bir tezliklar intervaliga, shu tezliklarga ega bo'lgan molekularning qandaydir $dN(v)$ miqdori to'g'ri keladi.

Demak, $f(v)$ funksiya tezliklari v dan $v+dv$ gacha intervalda yotadigan molekularning nisbiy sonini belgilaydi:

$$\frac{dN(v)}{N}$$

yoki

$$\frac{dN(v)}{N} = f(v)dv, \quad f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}$$

Maksvell ehtimollik nazariyasi usulini qo'llab, $f(v)$ funksiyani – ideal gaz molekularining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini keltirib chiqardi.

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (108.1)$$

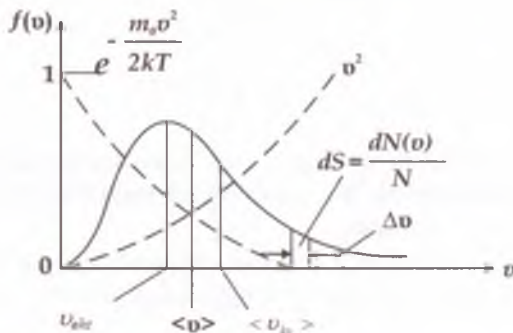
Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, taqsimot funksiyasining aniq ko'rinishi gazning turi (m_0) va T – holat parametriga bog'liq ekan.

Taqsimot funksiyasi v tezlik koordinatasiga nisbatan simmetrik emas (253 - rasm). Molekulalarning, dv tezlik intervaliga to'g'ri kelgan, $dN(v)/N$ nisbiy miqdori funksiyaning dv bo'lagiga to'g'ri kelgan dS yuzasi bilan aniqlanadi.

Taqsimot funksiyasi egri chizig'i ostidagi yuza 1 ga teng deb hisoblanadi:

$$\int_{\sigma}^{\infty} f(v)dv = 1$$

Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi maksimal qiymatga ega bo'lgan tezlik, ehtimolligi eng katta bo'lgan tezlikni belgilaydi.



253 - rasm. Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimoti

Ehtimolligi katta bo'lgan tezlikni hisoblash uchun (108.1) ifodani v - tezlik bo'yicha differensiallab, uni nolga tenglashtirish kerak, ya'ni funksiyaning ekstremumini topish kerak:

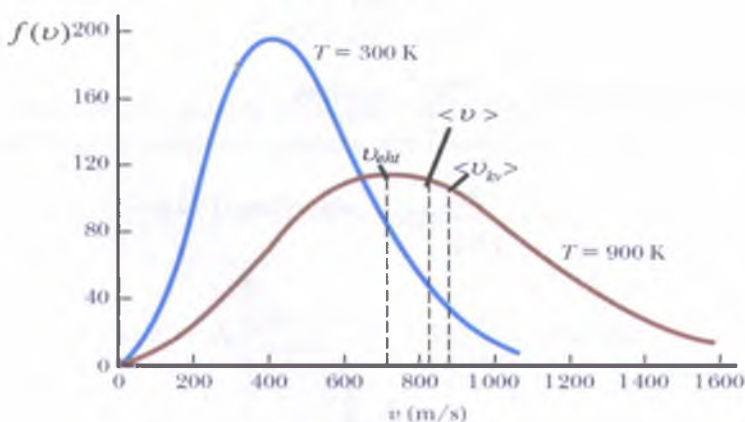
$$\frac{d}{dv} \left(v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} \right) = 2v \left(1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} = 0$$

1) Bu funksiyaning hosilasi $v = 0$ da nolga teng bo'ladi. Bu ham funksiyaning ekstremumi, ammo tezlikni nolga teng qiymati mantiqqa ega bo'lmagani uchun uni e'tiborga olmaymiz.

$$2) \quad 1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} = 0, \quad v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

ya'ni

$$v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \quad (108.2)$$



254 - rasm. Taqsimot funksiyasining temperaturaga bog'liqligi

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, temperatura ortganida taqsimot funksiyasining maksimumi o'ngga siljiydi, ammo bu holda egri chiziq ostidagi yuza miqdori o'zgarmaydi (254–255 - rasmlar).

Molekulalarning o'rtacha tezligi $\langle v \rangle$ quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv$$

Bu ifodaga $f(v)$ funksiyani qo'yish va integrallash natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}, \quad (108.3)$$

Umuman gaz holatini belgilovchi tezliklar quyidagilardan iborat:

1. Ehtimolligi eng katta tezlik $v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$.

2. O'rtacha tezlik $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,33 v_{eht}$.

3. O'rtacha kvadratik tezlik $\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22 v_{eht}$.

Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimotidan foydalanib ularning kinetik energiyasi bo'yicha taqsimotini hisoblab ko'ramiz:

$$dN(v) = N 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv, \quad (108.4)$$

funksiyaning o'zgaruvchisi deb $\varepsilon = \frac{m_0 v^2}{2}$ ni olsak,

$$v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}}, \quad dv = (2m_0\varepsilon)^{-1/2} d\varepsilon;$$

$$dN(\varepsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon = N(\varepsilon) d\varepsilon,$$

bu yerda $dN(\varepsilon)$ —ilgarilanma harakat kinetik energiyasi ε dan $\varepsilon + d\varepsilon$ gacha bo'lgan intervaldagi molekularlar sonidir.

Shunday qilib, issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekularlarning taqsimot funksiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT}, \quad (108.5)$$

Ideal gazning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle \varepsilon \rangle$ quyidagiga teng:

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon,$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

109 - §. Barometrik ifoda. Bolsman taqsimoti

Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekullarning tezliklarga bog'liq Maksvell taqsimotini keltirib chiqarishda gaz molekullariga tashqi kuchlar ta'sir etmaydi deb faraz qilingan edi. Shuning uchun molekullarni hajm bo'yicha bir tekis taqsimlangan, deb hisobladik. Ammo istalgan gaz molekullari Yerning, tortishish xususiyatiga ega bo'lgan, potensial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tarafdin, gravitatsiyaviy tortishish va ikkinchi tarafdin, molekullarning issiqlik harakati gazning qandaydir statsionar holatiga, ya'ni bosimning balandlik bo'yicha kamayishiga olib keladi.

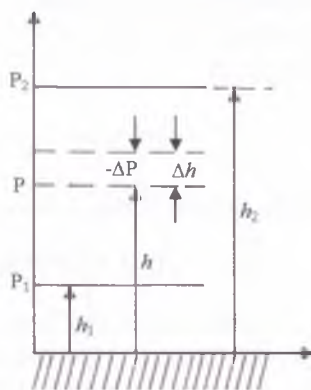
Barcha molekullar massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarmas, tortishish maydonini bir jinsli, deb hisoblaymiz. Agarda h balandlikda atmosfera bosimi P ga teng bo'lsa, $h + dh$ balandlikda esa bosim $P + \Delta P$ ga tengdir. $dh > 0$ bo'lganda, $dP < 0$ (255-rasm).

h , $h + dh$ balandlikdagi bosimlar farqi, asosi birlik yuza, balandligi dh ga teng bo'lgan silindr hajmida joylashgan gaz og'irligiga teng bo'ladi:

$$P - (P + dP) = \rho g dh$$

bu yerda ρ - h balandlikdagi gazning zichligidir (dh juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarmas, deb hisoblanadi). Demak,

$$dP = -\rho g dh, \quad (109.1)$$



255 - rasm. Gaz bosimining balandlikka bog'liqligi

Ideal gazning holat tenglamasidan

$$PV = \frac{m}{\mu} RT$$

foydalanib, gaz zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}$$

Bu ifodani (109) tenglikka qo‘ysak,

$$dP = -\frac{P\mu}{RT} g dh$$

ega bo‘lamiz.

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu}{RT} g dh$$

bu tenglikni P_1 dan P_2 gacha va h_1 dan h_2 gacha sohalar bo‘yicha integrallasak, quyidagi ifodani keltirib chiqamiz:

$$P_2 = P_1 e^{\frac{-\mu g (h_2 - h_1)}{RT}}, \quad (109.2)$$

va bundan $\Delta h = \frac{RT}{\mu g} \ln \frac{P_1}{P_2}$ ga teng ekanligini aniqlaymiz. (109.2) – ifoda *barometrik ifoda*

deb ataladi. Bu ifoda balandlikka bog‘liq atmosfera bosimini yoki bosim aniq bo‘lganida balandlik qiymatini topish imkoniyatini beradi.

Yer yuzining turli joylarida atmosfera zichligi har xil bo‘lganligi sababli atmosfera bosimi turlicha bo‘ladi. Balandlik o‘zgarishi bilan bosim ham o‘zgaradi. Bir balqandlikning o‘zida ham ob-havoning o‘zgarishi tufayli bosim ham o‘zgarishi mumkin. Dengiz sathi bo‘yicha qaralganda atmosfera bosimi o‘rtacha $1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ ga teng. Bosimning bu qiymati atmosfera bosimi (atm) deyiladi:

$$1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2 = 101.3 \text{ kPa}$$

Meteorologiyada bosimning boshqa o‘lchov birligi – *bar* ko‘proq ishlatiladi:

$$1 \text{ bar} = 1.000 \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

Shunday qilib, atmosfera bosimi 1 *bar* dan ozgina ko‘proq.

Balandlik doimo dengiz sathiga nisbatan olinishini eslasak, dengiz sathida bosimni normal atmosfera bosimi deb hisoblaymiz. U holda, (109.2) ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$P = P_0 e^{\frac{-\mu gh}{RT}} \quad (109.3)$$

$P = nkT$ bo‘lishini e‘tiborga olsak, gaz konsentratsiyasining balandlikka bog‘liq ifodasini keltirib chiqarishimiz mumkin:

$$n = n_0 e^{\frac{-\mu gh}{RT}}$$

$\mu = m_0 N_A$, $R = k N_A$ tengliklardan foydalanib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$n = n_0 e^{\frac{-m_0 g h}{kT}}, \quad (109.4)$$

bu yerda $m_0 g h = E_r$ molekulaning gravitatsiyaviy tortishish maydonidagi potensial energiyasidir:

$$n = n_0 e^{\frac{-E_r}{kT}}, \quad (109.5)$$

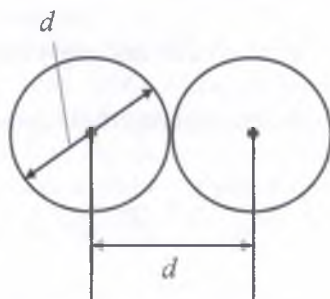
bu ifoda tashqi potensial maydondagi *Bolsman taqsimoti* deb ataladi.

Agarda zarrachalar massalari bir xil bo'lib, tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsalar, (109.5) – Bolsman taqsimoti istalgan tashqi potensial maydon uchun ham o'rinalidir. Bu yerda tashqi potensial maydon faqat tortishish kuchi ta'sirini emas, balki boshqa kuchlar ta'sirini (elektr, magnit va boshqa potensial maydonlarni) ham inobatga oladi.

110 - §. Molekulalarning o'rtacha to'qnashishlari soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li

Gaz molekulari tartibsiz harakatda bo'lishi sababli, bir-biri bilan uzluksiz to'qnashadilar. Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum ℓ yo'lni bosib o'tadi va bu *erkin yugurish yo'li* deb ataladi.

Umumiy holda ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish yo'li uzunligi har xildir. Buning ustiga molekular soni beqiyos ko'p bo'lganligi sababli, molekularning o'rtacha erkin yugurish yo'li $\langle \ell \rangle$ to'g'risida so'z yuritishimiz mumkin.

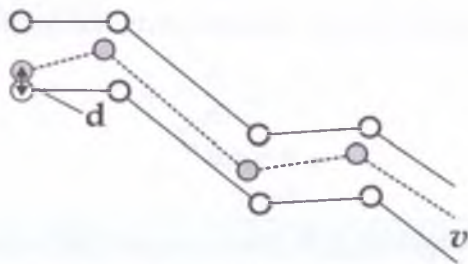


256 - rasm. Molekular to'qnashishining effektiv diametri

To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi d – molekularning *effektiv diametri* deb ataladi (256 - rasm). U to'qnashayotgan molekular tezligiga, ya'ni gazning temperaturasiga bog'liq bo'ladi. 1 sekund ichida molekula o'rtacha arifmetik tezlik – $\langle v \rangle$ ga teng yo'l bosib o'tadi va bu vaqt ichida $\langle z \rangle$ o'rtacha to'qnashishlarga duch keladi, bu holda erkin yugurish yo'li quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$

O'rtacha to'qnashishlar soni $\langle z \rangle$ ni topish uchun molekulani d – diametrli sharcha deb va u xuddi qotib qolgan molekular orasida harakat qiladi, deb hisoblaymiz (257 - rasm).



257 - rasm. Molekularning o'zaro to'qnashish xarakteri

Bu molekula markazlari d ga teng yoki undan kichik bo'lgan molekular bilan to'qnashadi, boshqacha qilib aytganda, radiusi d bo'lgan «siniq» silindr ichida harakat qiladi. «Siniq» silindr hajmidagi molekular soni 1 sekund ichidagi o'rtacha to'qnashishlar soniga teng bo'ladi:

$$\langle z \rangle = n \cdot v \quad \langle z \rangle = \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

Shunday qilib, o'rtacha to'qnashishlar soni

$$\langle z \rangle = n \cdot \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

teng bo'ladi.

Agar, hisoblashlarda boshqa molekularning harakatini hisobga olsak, o'rtacha to'qnashishlar soni quyidagicha teng bo'ladi:

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle$$

U holda o'rtacha erkin yugurish yo'lini shunday ifodalaymiz

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle}$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}$$

O'rtacha erkin yugurish yo'li molekular konsentratsiyasiga teskari proporsional ekan.

$P = nkT$ tenglikdan foydal bu yerda ansak, temperatura o'zgarmas bo'lganida, quyidagi nisbatni keltirib chiqarish mumkin

$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

111 - §. Molekulyar-kinetik nazariyaning tajribada tasdig'i

Broun harakati. Modda molekularining uzluksiz tartibsiz harakatda bo'lishi *Broun harakati* va *diffuziya* hodisasi bilan tasdiqlanadi.

Shotland botanigi R. Broun o'simliklarning ichki tuzilishini mikroskopda o'rganayotganida, o'simlik xujayralarida qattiq modda zarrachalari uzluksiz tartibsiz harakatda bo'lishini kuzatgan. U suvda mayda gul changlari, loyning mayda zarrachalarini ham tartibsiz harakatda bo'lishini kuzatgan.

Broun harakati har xil sharoitlarda ko'p marta kuzatilgan va quyidagi dalillar tasdiqlangan:

Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan $\sim 1\text{mkm}$ ga yaqin bo'lganida Broun harakati yaqqol kuzatilgan. Temperatura ortishi bilan Broun harakati jadalligi orta borgan.

O'z vaqtida Broun o'zi kuzatgan zarrachalarning tartibsiz harakatini tushuntirib bera olmagan. Bu tajribalar kuzatilgandan 70–80- yillar o'tganidan so'ng bu hodisa sababi aniqlangan. Issiqlik natijasida uzluksiz va tartibsiz harakatlanuvchi suyuqlik molekulari qattiq jism zarrachalariga hamma tomondan kelib urilgan va ularning tartibsiz harakatga kelishi aniqlangan. Jism zarrachalari massasi qanchalik kichik bo'lsa, tartibsiz harakat jadalligi shuncha ortgan.

Diffuziya hodisasi gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda kuzatiladi. Xona eshigi oldiga hidli modda qo'yilsa (ma'lum tarafga yo'nalgan havo oqimi yo'qligida) bir necha daqiqadan so'ng xona ichkarisida hidni sezish mumkin.

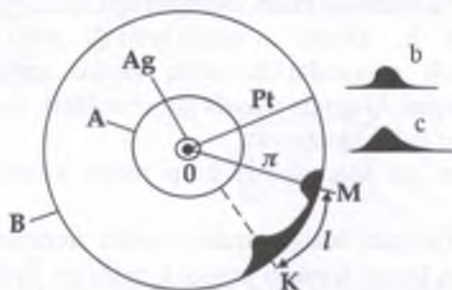
Stakanga suv solib, ustiga bir necha tomchi boshqa rangli suyuqlik tomizilsa, bu rangli suyuqlikning zarrachalari vaqt o'tishi bilan tarqalishini kuzatishimiz mumkin. Modda molekularining uzluksiz tartibsiz issiqlik harakatini yodga olsak, diffuziya hodisasi sababini shunday tushuntirish mumkin: stakandagi suv sirtidagi rangli suyuqlik konsentratsiyasi stakan tubiga nisbatan juda kattadir, ya'ni shu masofada rangli suyuqlik kontsetratsiyalari farqi molekularning tarqalishiga sabab bo'ladi.

Xona eshigi oldi bilan xona ichkarisidagi masofada ham o'tkir hidli modda molekulari konsentratsiyalarining farqi mavjud. Ana shu, molekular konsentratsiyalari gradiyenti barcha tarafda ehtimolligi bir xil bo'lgan molekularning tartibsiz harakatini konsentratsiya gradiyentiga teskari tarafga yo'naltirishga majbur etadi. Ya'ni modda molekulari konsentratsiyasi ko'p tarafdin kam tarafga betartib harakatlarini davom ettiradilar.

Demak, diffuziya hodisasi ham molekulyar-kinetik nazariyaning asosi bo'lgan uzluksiz tartibsiz harakat mavjudligini isbotlaydi.

Shtern tajribasi – gaz molekularining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishni isbotlaydi. Shtern o'z tajribasida, tirqishli A silindrning o'qi bo'ylab tarang tortilgan, kumush bilan qoplangan plastinali simni oladi (258 - *rasm*). Plastinali simdan tok o'tganida yuqori temperaturagacha qizib, kumush molekularini bug'lantiradi. Simdan uchib chiqayotgan kumush molekulari asosan A silindrning ichki sirtida ushlanib qoladi. Faqat bu sirtidagi perpendikulyar tirqishga to'g'ri keluvchi molekulargina undan chiqib, B silindr sirtining M nuqtasida yig'ilib, qatlam hosil qiladi. Bu qatlamning ko'ndalang kesimi 258b- rasmda ko'rsatilgan. Bu qatlam qancha ingichga bo'lsa, molekular harakat tezliklarini shuncha aniq o'lchash mumkinligi aniqlangan.

Butun qurilma 0 o'q atrofida ω burchak tezlik bilan harakatga keltirilganida, kumush iz B silindr sirtining K nuqtasi atrofida hosil bo'ladi, chunki t vaqt ichida molekular r – masofani bosib o'tguncha sirtning nuqtalari $\ell = KM$ masofaga siljishga ulguradi.



258 - rasm. Shtern qurilmasining ko'rinishi

Kumush molekularining v tezligini quyidagi yo'l bilan topish mumkin. Molekulalarning 0 o'qdagi r radiusli B silindr sirtiga kelishdagi harakat vaqti

$$t = \frac{r}{v} \text{ ga} \quad (111.1)$$

teng bo'ladi. Ikkinchidan, bu vaqtni B sirdagi ℓ yoy nuqtalarining ωr chiziqli tezligiga bo'lish orqali topish mumkin:

$$t = \frac{\ell}{\omega r}, \quad (111.2)$$

(111.1) va (111.2) ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak,

$$v = \frac{\omega r^2}{\ell} \text{ ga} \quad (111.3)$$

ega bo'lamiz. Bu tajribada burchak tezlik ω va tashqi silindr radiusi r o'zgarmas kattaliklardir, shuning uchun kumush molekularining katta tezligiga ℓ yoyning kichik nuqtalari to'g'ri keladi. ℓ yoy bo'yicha kumush molekularining hosil qilgan qatlaming ko'ndalang kesimi 258c- rasmda keltirilgan. Qatlam qalinligining o'zgarishi berilgan temperaturada molekularning tartibsiz harakat tezliklari bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. Molekulalarning ko'pchiligi o'rtacha tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanishi kuzatiladi.

112 - §. Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari

Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari deb ataladigan, alohida qaytmas jarayonlar sodir bo'ladi va bu jarayonlarda energiya, massa va impulslarning fazoviy ko'chishi kuzatiladi.

Ko'chish hodisalariga *issizlik o'tkazuvchanligi* (energiyaning ko'chishi), *diffuziya* (massa ko'chishi) va *ichki ishqalanish* (impulsi ko'chishi) hodisalarini kiradi.

1. Issizlik o'tkazuvchanligi

Agar, gazning bir qismida molekullarning o'rtacha kinetik energiyasi boshqa qismiga qaraganda kattaroq bo'lsa, natijada, vaqt o'tishi bilan molekullarning doimiy to'qnashishlari sababli, ularning o'rtacha kinetik energiyalari fazo bo'yicha tenglasha boradi, boshqacha qilib aytganda, fazo bo'yicha temperatura tenglasha boradi.

Energiyaning issizlik ko'rinishida ko'chishi Fur'ye qonuniga bo'ysunadi:

$$j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (112.1)$$

bu yerda j_E – birlik vaqtda, birlik yuzadan issizlik ko'rinishida ko'chadigan, energiya bilan aniqlanadigan issizlik oqimining zichligi; λ – issizlik o'tkazuvchanligi koeffitsiyenti; $\frac{dT}{dx}$ – yuza normalini yo'nalishida birlik dx uzunlikka to'g'ri kelgan temperatura o'zgarishiga teng bo'lgan temperatura gradientidir. Minus ishora issizlik o'tkazuvchanlik jarayonida, temperatura past bo'lgan yo'nalishda energiya ko'chishini ko'rsatadi. Issizlik o'tkazuvchanligi λ – temperatura gradienti birga teng bo'lganda issizlik oqimi zichligiga teng bo'lgan kattaligidir:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \langle v \rangle \langle l \rangle, \quad (112.2)$$

bu yerda C_v – hajm o'zgarish bo'lganida, gazning solishtirma issizlik sig'imini ifodalaydi (ya'ni hajm o'zgarishda 1 kg gazni 1 K ga isitish uchun zarur bo'lgan issizlik miqdoridir), $\langle v \rangle$ – molekullar issizlik harakatining o'rtacha tezligi, $\langle l \rangle$ – o'rtacha erkin yugurish yo'li.

2. Diffuziya

Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoni – *diffuziya hodisasi* deb ataladi. Bu hodisada zarrachalarning massalari o'zaro almashib turishi zichlik gradienti saqlanguncha davom etadi.

Molekulyar-kinetik nazariya yaratilgan boshlanganida diffuziya hodisasini tushuntirishda anglashilmovchiliklarga duch kelindi. Molekullarning issizlik harakati tezligi katta bo'lishiga qaramay, diffuziya hodisalarini juda sekin sodir bo'lishi kuzatildi.

Masalan, eshik oldiga hidli gaz bilan to'ldirilgan idish yaqinlashtirilsa, hidli molekullar o'zaro to'qnashishi sababli, juda kichik erkin yugurish yo'liga ega bo'ladilar, ya'ni deyarli o'z joyida turgandek bo'ladi. Kimyoviy bir jinsli gaz uchun diffuziya hodisasi Fik qonuniga bo'ysunadi:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx}, \quad (112.3)$$

bu yerda j_m – birlik vaqt ichida birlik yuza orqali diffuziya jarayonida o‘tadigan, miqdor jihatidan moddalar massasiga teng bo‘lgan massa oqimining zichligidir; D – diffuziya koeffitsiyentidir; $\frac{d\rho}{dx}$ – yuza normali yo‘nalishida birlik uzunlikdagi zichlik o‘zgarishi tezligiga teng bo‘lgan zichlik gradiyentidir. Minus ishora, massa ko‘chishining zichlik kamayishi yo‘nalishida sodir bo‘lishini ko‘rsatadi.

Diffuziya koeffitsiyenti D zichlik gradiyenti birga teng bo‘lganida miqdor jihatdan massa oqimi zichligiga tengdir.

Gazlarning molekulyar-kinetik nazariyasiga binoan diffuziya koeffitsiyenti quyidagiga tengdir:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \ell, \quad (112.4)$$

3. Ichki ishqalanish

Har xil tezliklarda harakatlanayotgan, parallel qatlamli gaz, suyuqliklar orasida ichki ishqalanish hosil bo‘lish mexanizmi tartibsiz issiqlik harakati tufayli qatlamlarni molekularlar bilan o‘zaro almashuviga bog‘liqdir. Natijada tezroq harakatlanayotgan qatlam impulsi kamayadi, sekin harakatlanayotgan qatlam impulsi ortadi va qatlamlarning harakat jadalligi o‘zgaradi.

Qo‘shni qatlamlarning o‘zaro ta’siri Nyutonning II qonuniga asosan, birlik vaqt ichida bir qatlam ikkinchisiga ta’sir qiluvchi kuch moduliga teng impuls uzatadi.

$$F = -\eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S \quad j_r = \frac{F}{S}$$

yoki

$$j_r = -\eta \frac{dv}{dx}, \quad (112.5)$$

bu yerda j_r – x o‘qining musbat yo‘nalishida birlik vaqt oraligida ko‘chgan to‘la impulsga teng bo‘lgan impuls oqimi zichligidir, $\frac{dv}{dx}$ – tezlik gradiyenti. Minus ishora impuls

ko‘chishi tezlik kamayishi yo‘nalishida sodir bo‘lishini ko‘rsatadi, η – ishqalanish koeffitsiyenti miqdor jihatidan quyidagiga tengdir:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \ell, \quad (112.6)$$

Ko‘chish hodisalarini ifodalovchi (112.2), (112.4) va (112.6) ifodalarni taqqoslasak, barcha ko‘chish hodisalari bir-biriga o‘xshash ekanligi ko‘rinib turibdi.

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \rho \langle v \rangle \langle l \rangle , \quad (112.7)$$

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle , \quad (112.8)$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle , \quad (112.9)$$

113 - §. Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti

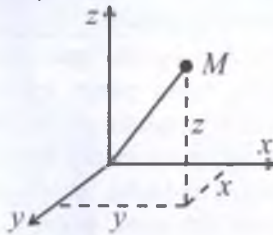
Ichki energiya – termodinamik tizimning muhit tavsifidir va u mikrozarrachalarning tartibsiz harakati va ularning o'zaro ta'sir energiyalaridan iboratdir. Demak, tizimni o'zining mexanikaviy harakati va tashqi maydon ta'siridagi potensial energiyasi ichki energiyaga taalluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funksiyasidir, ya'ni har bir holatda tizim aniq ichki energiya qiymatiga ega bo'ladi. Tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganida ichki energiyaning o'zgarishi faqat shu termodinamik holatlar ichki energiyalarining farqi bilan belgilanadi va o'tish yo'liga bog'liq emas.

Ayrim masalalarda, bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb qarasaq, ilgariharakat uchta erkinlik darajasiga ega bo'lishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi.

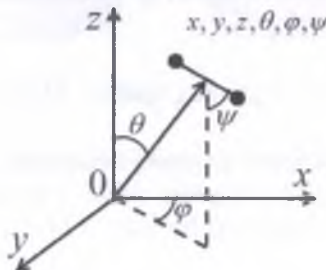
Mexanikaviy tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi.

Masalan, moddiy nuqtaning fazodagi holati uning uchta x , y , z koordinatalari qiymatlari bilan aniqlanadi (259- rasm).



259 - rasm. Moddiy nuqtaning fazodagi erkinlik darajasi

Shu sababli moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Absolyut qattiq jismning holati inersiya markazining uchta x , y , z koordinatalari, jismning o'qlari yo'nalishlari bilan bog'langan θ , φ va ψ burchaklari bilan aniqlanadi (260 - rasm).



260 - rasm. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Shunday qilib, absolyut qattiq jism 6 ta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lishiga qaramay, uning uchasi ilgariylanma harakatga tegishlidir. Ilgariylanma harakat erkinlik darajalaridan hech qaysisi bir-biridan ustun bo'lmaganligi uchun, ularning har biriga bir xil miqdorda energiya to'g'ri keladi.

Molekulaning kinetik energiyasi $3/2 kT$ bo'lganligi uchun, har bir erkinlik darajasiga $1/2 kT$ ilgariylanma harakat energiyasi to'g'ri keladi.

Demak, harakatning hech bir turi boshqa turidan muhim bo'lmaganligi uchun, ularga o'rtacha bir xil energiya to'g'ri keladi va energiyaning erkinlik darajalari holatini belgilaydi:

$$\bar{\epsilon} = \frac{i}{2} kT .$$

114 - §. Termodinamikaning birinchi qonuni

Mexanik energiyasi o'zgarimas, ichki energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lgan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz. Tizimning ichki energiyasi har xil jarayonlar natijasida o'zgarishi mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganida yoki tizimga nisbatan ish bajarilganda o'zgarishi mumkin.

Silindr porsheni ichkariga siljirilganda unda turgan gaz siqiladi, natijada gazning temperaturasi ortadi, boshqacha qilib aytganda, gazning ichki energiyasi o'zgaradi.

Gazning temperaturasi va ichki energiyasini unga tashqi jismlar orqali issiqlik miqdori uzatish hisobiga ham oshirish mumkin. Boshqa hollarda esa mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va aksinchasi sodir bo'lishi mumkin.

Kuzatishlarning natijalariga ko'ra, termodinamik jarayonlarda energiyaning bir turdan ikkinchi turga o'tishi va energiyaning saqlanishi kuzatiladi. Ana shu qonun – *termodinamikaning birinchi qonuni* deb ataladi.

Misol uchun, U_1 ichki energiyaga ega bo'lgan qandaydir tizimga qo'shimcha issiqlik miqdori berilgan bo'lsin. U holda tizim yangi termodinamik holatga o'tib, U_2 ichki energiyaga ega bo'ladi, tashqi kuchlarga qarshi A ishni bajaradi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish musbat deb hisoblanadi. Tajribalardan kuzatilishicha, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tizim istalgan usulda bir holatdan ikkinchi holatga o'tganida uning ichki energiyasi quyidagicha o'zgaradi:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

va u tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori Q va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish A farqiga teng bo'ladi.

$$\Delta U = Q - A \quad \text{yoki} \quad Q = \Delta U + A , \quad (114.1)$$

bu ifoda termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarishiga va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi. (114.1) - ifodaning differensial ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$dQ = dU + dA \quad \text{yoki} \quad \delta Q = dU + \delta A , \quad (114.2)$$

Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda tizim ichki energiyasining o'zgarishi nolga teng bo'ladi:

$$\Delta U = 0$$

U holda, termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi:

$$A = Q, \quad (114.3)$$

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan ortiq ish bajarishi mumkin emas.

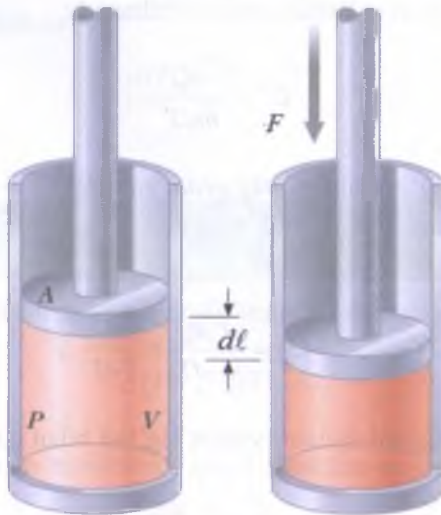
115 - §. Gazning bajarilgan ishi

Gazning hajmi o'zgariganida, uning tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishini ko'rib chiqamiz.

Silindr idish ichidagi, porshen ostidagi gaz (78 - rasm) siqilganida porshenni kichik $d\ell$ masofaga suradi va gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajaradi:

$$\delta A = -F \cdot d\ell = -P \cdot S \cdot d\ell = -PdV, \quad (115.1)$$

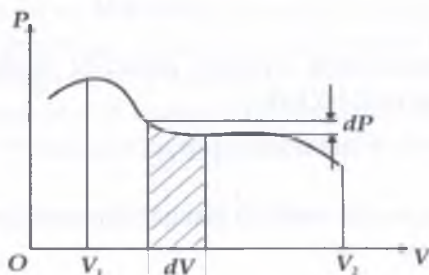
bu yerda S – porshen yuzasi; $Sd\ell$ – gaz hajmining o'zgarishi.



261- rasm. Porshen ostidagi gaz hajmining o'zgarishi

Gazning hajmi V_1 dan V_2 qiymatga o'zgariganda bajarilgan to'la ishni (115.1) ifodani integrallash orqali topamiz:

$$A = - \int_{V_1}^{V_2} PdV$$



262 - rasm. Gaz bosimining ixtiyoriy o'zgarishidagi bajarilgan ish grafigi

Integrallash natijasi gaz bosimi va hajmining bir-biriga bog'liqligi bilan belgilanadi va P ga bog'liq bo'lgan egri chiziq ostidagi yuzaga teng bo'ladi (262 - rasm).

Gaz hajmi dV qiymatga ortganida, gazning bajargan ishi PdV ga teng bo'ladi, ya'ni rasmda shtrixlangan yuza qiymatiga teng bo'ladi.

116 - §. Issiqlik sig'imi

Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi 1 kg moddani 1° ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng fizikaviy kattalik bilan o'lchanadi:

$$C = \frac{dQ}{m dT}, \quad (116.1)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi birligi $J/kg.grad.$ ga teng.

Molyar issiqlik sig'imi deb 1 mol moddani 1° ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$C_{\mu} = \frac{\mu dQ}{m dT} = \frac{dQ}{V dT}, \quad (116.2)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan:

$$C_{\mu} = \mu C, \quad (116.3)$$

Issiqlik sig'imini moddaning xarakteristikasi deb hisoblab bo'lmaydi, chunki hajm yoki bosim o'zgaras bo'lganida moddaning isish jarayonida uning issiqlik sig'imi har xil bo'lishi mumkin. Quyida har xil izojarayonlarda issiqlik sig'imining qanday bo'lishini qarab chiqamiz. Moddaning issiqlik sig'imi termodinamik jarayon xarakteriga bog'liq va turli jarayonlarda har xildir.

117 - §. Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tatbiqi

1. Izoxorik jarayon ($V = const$)

Hajm o'zgarmas bo'lganida temperaturaning ortishi (kamayishi) bilan bosimning ortishi (kamayishi) sodir bo'ladi, shuning uchun:

$$dV = 0.$$

Gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajarmaydi, ya'ni:

$$dA = PdV = 0, \quad (117.1)$$

Izoxorik jarayon, devorlari qalin, o'zgarmas hajmga ega bo'lgan idishdagi gazni isitish yoki sovutishda sodir bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, izoxorik jarayonda gazga uzatilgan issiqlik miqdorining hammasi gaz ichki energiyasining ortishiga sarf bo'ladi:

$$dQ = dU. \quad (117.2)$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi C_v ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = C_v dT, \quad (117.3)$$

Istalgan massali gaz uchun esa:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT, \quad (117.4)$$

2. Izobarik jarayon ($p = const$)

Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganida sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan silindr ichidagi gazni isitish yoki sovutishda izobarik jarayon sodir bo'ladi.

Izobarik jarayonda solishtirma issiqlik sig'imini C_p deb belgilasak, u holda,

$$dQ = C_p dT$$

Istalgan massali gaz (kilo mol modda miqdori) uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT, \quad (117.5)$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda, bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1), \quad (117.6)$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak,

$$C_p dT = dU + dA$$

$$C_p dT = dU + P dV, \quad (117.7)$$

Bu ifodaning ikki tarafini dT ga bo'lsak,

$$C_p = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT}, \quad (117.8)$$

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dV}{dT} \right), \quad (117.9)$$

Agar $V = \frac{RT}{P}$ bo'lsa,

$$\frac{dV}{dT} = \frac{R}{P} \text{ ga}$$

teng bo'ladi. U holda,

$$C_p = C_v + R, \quad (117.10)$$

Bu ifoda Mayer tenglamasi deb ataladi. Izobarik jarayonning issiqlik sig'imi izoxorik jarayon issiqlik sig'imidan gaz doimiysi qiymatiga kattadir, chunki izobarik jarayonda, bosim o'zgarmas bo'lgani uchun gazning kengayishi qo'shimcha issiqlik miqdori talab qilinadi.

3. Izotermik jarayon ($T = const$)

Izotermik jarayon tenglamasi Boyle - Mariott qonunidan iborat:

$$PV = const, \quad (117.11)$$

Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}. \quad (117.12)$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$dQ = dA$$

$T = const$ bo'lganida, ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi, shuning uchun

$$dU = dQ = C_v dT = 0$$

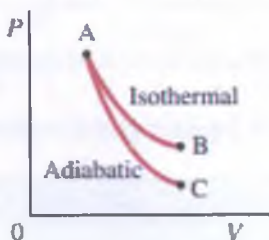
Gazga uzatilgan issiqlik miqdorining barchasi tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishga sarflanadi:

$$Q = A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (117.13)$$

Gazning hajmi kengayganida temperaturasi pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi kuchlarining bajarilgan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turilishi kerak.

4. Adiabatik jarayon

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayon adiabatik jarayon deb ataladi, ya'ni ($Q = 0$).



263 - rasm. AB – izoterma, AC – adiabata

Bu jarayon juda ham tez sodir boladigan jarayon hisoblanadi, shuning uchun issiqlik almashinishga ulgurmaydi. Adiabatik jarayonga yaqin keladigan misollardan biri – ichki yonuv dvigatellaridagi gazning kengayishidir. Ideal gazning adiabatik kengayishi 80-rasmda keltirilgan.

Adiabatik jarayonda ideal gaz parametrlarini o'zaro bog'laydigan tenglamani topishga harakat qilamiz. Termodinamikaning birinchi qonunidagi

$$dQ = dU + PdV$$

ideal gaz ichki energiyasi o'zgarishini izoxorik issiqlik sig'imi orqali ifodalaymiz:

$$dQ = C_v dT + PdV, \quad (117.14)$$

adiabatik jarayon uchun $dQ = 0$, u holda,

$$C_v dT + PdV = 0, \quad (117.15)$$

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra $P = \frac{RT}{V}$ ga teng, shuning uchun

$$C_v dT + RT \frac{dV}{V} = 0$$

yoki
$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V} = 0, \quad (117.16)$$

$$d\left(\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V\right) = 0, \quad (117.17)$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V = const, \quad (117.18)$$

Ideal gaz uchun $C_P = C_V + R$, $C_P - C_V = R$ yoki

$$\frac{C_P}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}$$

Agar, $\frac{C_P}{C_V}$ nisbatni γ bilan belgilasak, (117.18) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = const$$

bundan $TV^{\gamma-1} = const$ yoki $PV^\gamma = const$ adiabata tenglamalariga ega bo'lamiz. Bu tenglamalar *Puasson tenglamalari*, $\frac{C_P}{C_V} = \gamma$ nisbat esa *Puasson koeffitsiyenti* yoki *adiabata ko'rsatkichi* deb ataladi.

13.1 - masala [1]. Termodinamikaning birinchi qonuni. Tizimga 2500 J issiqlik miqdori berilganida, tizim ustidan 1800J ish bajariladi. Shu tizimning ichki energiyasi o'zgarishini hisoblang.

Yondashuv. Termodinamikaning birinchi qonunidan, ya'ni (117.1) ifodadan foydalanamiz.

Yechim. Tizimga 2500J issiqlik miqdori berildi va tizim ustidan 1800J ish bajarildi. Shuning uchun (117.1) ifodaga muvofiq:

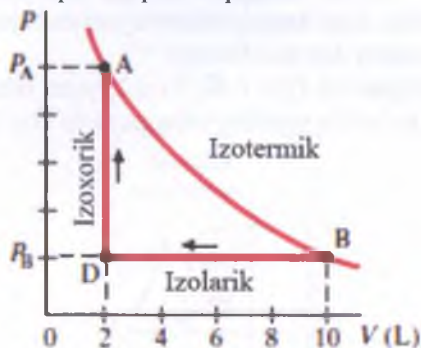
$$\Delta U = Q - W = 2500J - (-1800J) = 2500J + 1800J = 4300J$$

Izoh: Tizimga issiqlik miqdori berilgan va uning ustidan ish bajarilgan, shuning uchun (117.1) ifodaning o'ng tarafidagi ishora musbatga o'zgardii.

13.2 - masala [1]. Izotermik va adiabatik jarayonlarda bajarilgan ish. 263-rasmda PV diagrammada izotermik va adiabatik jarayonlar tasvirlangan. Rasmda ko'rsatilganidek boshlang'ich hajmlar ikkala jarayonda bir-biriga teng va ($V_B = V_C$). Qaysi jarayonda gaz ko'proq ish bajaradi?

Yechim. 263-rasmga qarab izotermik jarayonda ko'proq ish bajarilganini ikki xil usul bilan tushuntirish mumkin. Birinchidan, izotermik jarayonda gazning o'rtacha bosimi katta bo'ladi (ΔV ikkala jarayon uchun bir xil). Ikkinchidan, izoterma ostidagi yuza adiabata ostidagi yuzadan katta.

13.3 - masala [1]. *Izobarik va izoxorik jarayonlarga termodinamika birinchi qonunining tatbig'i.* Ideal gazning hajmi $2,0 \text{ atm}$ o'zgarmas bosim ostida $10,0 \text{ l}$ dan $2,0 \text{ l}$ gacha siqildi. Bu jarayon 264 - rasmda BD grafikda tasvirlangan. Shundan so'ng gazga o'zgarmas hajmda issiqlik berildi va gazning temperaturasi bilan bosimi (DA grafik) temperatura boshlang'ich holatiga tenglashguncha ortdi ($T_A=T_B$). BDA jarayonda (a) umumiy bajarilgan ish va (b) issiqlik miqdori topilsin.



264 - rasm. Bosimning hajmga bog'liqlik grafigi

Yondashuv. Ish faqat BD jarayonda bajariladi. DA jarayonda hajm o'zgarmas bo'lgani uchun ish bajarilmaydi.

Yechim. (a) BD jarayonda bosim o'zgarmas $2,0 \text{ atm} = 2(1,01 \times 10^5 \text{ N/m}^2)$ va bajarilgan ish.

$$A = P\Delta V = (2.02 \times 10^5 \text{ H / M}^2) \left[(2.0 \times 10^{-3} \text{ M}^3) - (10.0 \times 10^{-3} \text{ M}^3) \right] = -1.6 \times 10^3 \text{ J.}$$

Demak, gaz bajargan umumiy ish $-1.6 \times 10^3 \text{ J}$ ga teng. Minus ishora esa ish gaz ustidan bajarilganligini bildiradi.

(b) BDA jarayonda temperatura o'zgarmas bo'lgani uchun ichki energiya nolga teng. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan:

$$\Delta U = Q - A = 0, \quad \text{yoki } Q = A = -1.6 \times 10^3 \text{ J.}$$

Issiqlik miqdori manfiy bo'lgani uchun BDA jarayonda gaz 1600 J issiqlik yo'qotadi.

13.4 - masala [1]. *Dvigatelning bajargan ishi.* Modda miqdori $0,25 \text{ mol}$ ga teng bir atomli ideal gaz adiabatik kengaymoqda. Bu jarayonda gazning temperaturasi 1150 K dan 400 K ga kamayadi. Gazning bajargan ishini toping.

Yondashuv. Jarayon adiabatik bo'lgani uchun termodinamikaning birinchi qonunidan foydalanamiz.

Yechim. (117.1) ifodadan foydalanib, ichki energiyaning o'zgarishini hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_f - U_i = \frac{3}{2} nR(T_f - T_i) = \\ &= 3/2(0.25 \text{ mol}) \times (8.314 \text{ J/mol} \times \text{K})(400 \text{ K} - 1150 \text{ K}) = -2300 \text{ J.} \end{aligned}$$

Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan:

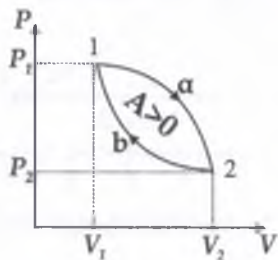
$$A = Q - \Delta U = 0 - (-2300 \text{ J}) = 2300 \text{ J} [1].$$

118 - §. Qaytar va qaytmas jarayonlar

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon *aylanma jarayon* deb ataladi. Jarayonlar diagrammasida sikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi (265 - rasm).

Ideal gaz bajargan siklni, kengayish jarayoni (P_1 - a - V_2) va siqilish (V_2 - b - P_1) jarayonlariga ajratish mumkin. Gaz kengayishi jarayonida bajarilgan ish (P_1 a V_2 V_2 , b P_1) yuza bilan aniqlanadi va musbat deb hisoblanadi.

Gaz siqilishida bajarilgan ish (2 b 1 V_1 , V_2 a 2) yuza bilan aniqlanadi va manfiy deb hisoblanadi. Natijada, sikl bo'yicha gazning bajargan ishi (1 a 2 b 1) yuza bilan aniqlanadi.



265 - rasm. Termodinamik jarayonning to'g'ri siklli o'zgarishi

Siklda musbat ish bajarilsa

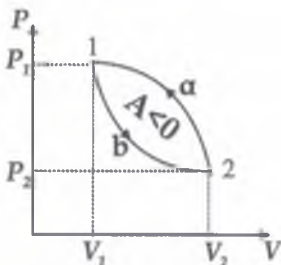
$$A = \oint PdV > 0 ,$$

u jarayon *to'g'ri sikl* deb ataladi.

Agarda, siklda bajarilgan ish manfiy bo'lsa,

$$A = \oint PdV < 0$$

u jarayon *teskari sikl* deb ataladi (266 - rasm).



266 - rasm. Termodinamik jarayonning teskari siklli o'zgarishi

To'g'ri sikl davriy ishlaydigan mashinalar, issiqlik dvigatellarida qo'llaniladi. Bu mashinalar tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajaradi.

Teskari sikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Sovutish mashinalarida davriy sikl davomida tashqi kuchlar bajargan ishi hisobiga tizimning issiqlikligi temperatura yuqori bo'lgan jisimga uzatiladi.

Issiqlik dvigatelining ishlash prinsipi quyidagi rasmda keltirilgan (267 - rasm). Temperaurasi yuqori bo'lgan «isitgich» deb ataluvchi termostatdan (T_1) sikl davomida issiqlik mashinasi Q_1 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi past bo'lgan termostatga (T_2) Q_2 issiqlik miqdorini uzatadi.



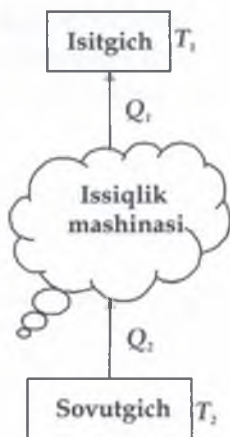
267 - rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi

Sikl davomida bajarilgan ish:

$$A = Q_1 - Q_2 > 0 \text{ dan}$$

iborat. Issiqlik dvigatelining foydali ish koeffitsiyenti $\eta = 1$ bo'lishi uchun $Q_2 = 0$ shart bajarilishi kerak. Ammo bu shart real sharoitlarda bajarilmaydi. Shu sababli Karno issiqlik dvigateli ishlashi uchun kamida ikkita, temperaturalari farqli bo'lgan issiqlik manbalari mavjud bo'lishi kerak, deb ta'kidlaydi.

Issiqlik dvigatellaridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon sovutgich mashinalarida ishlatiladi, uning ishlash prinsipi 268 - rasmda keltirilgan.



268 - rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi

Termodinamik tizim sikl davomida temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) Q_2 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) Q_1 issiqlik miqdorini uzatadi.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0,$$

shuning uchun bajarilgan ish manfiy hisoblanadi.

$$A = P \oint dV < 0,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \quad \text{yoki} \quad Q_1 = Q_2 + A.$$

Temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) berilgan Q_1 issiqlik miqdori temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) olingan Q_2 issiqlik miqdoridan tizim ustidan tashqi kuchlar bajarilgan A ish qiymatiga kattadir.

Tizim aylanma jarayon natijasida o'zining boshlang'ich holatiga qaytadi va tizimning ichki energiyasi o'zgarmaydi:

$$dU=0; \quad Q=A. \quad (118.1)$$

Odatda, aylanma jarayon vaqtida tizim tashqaridan issiqlik miqdorini olishi va unga uzatishi mumkin, shuning uchun

$$Q = Q_1 - Q_2,$$

bu yerda Q_1 – tizimning olgan issiqlik miqdori; Q_2 – tashqariga uzatgan issiqlik miqdori. Shu sababli aylanma jarayon uchun foydali ish koeffitsiyenti quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (118.2)$$

Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri siklda va keyin teskari siklda sodir bo'lsa, u o'z holatiga *qaytuvchi jarayon* deb hisoblanadi.

Chunki bu holda atrof - muhit va qaralayotgan tizimda ortiqcha o'zgarishlar sodir bo'lmaydi.

Shu sharoitga ega bo'lmagan barcha jarayonlar *qaytmas jarayonlar* deb hisoblanadi.

Istalgan muvozanatdagi jarayon qaytar jarayondir, chunki tizimda sodir bo'ladigan muvozanatli jarayon uchun u to'g'ri yoki teskari yo'nalishda o'tishi muhim emas.

13.5 - masala [1]. *Avtomobil dvigatelining foydali ish koeffitsiyenti.* FIK $\eta = 20\%$ bo'lgan avtomobil dvigateli sekundiga 23000 J mexanik ish bajaradi. (a) dvigatelga qancha issiqlik miqdori Q_1 kerak bo'ladi? (b) dvigatel sekundiga qancha Q_L issiqlik chiqaradi?

Yechim. (a) (118.2) ifodaga muvofiq: $\eta = \frac{A}{Q_H}$, bundan

$$Q = A/\eta = 23.000\text{J}/0.20 = 1.15 \times 10^5 \text{ J} = 115 \text{ kJ}.$$

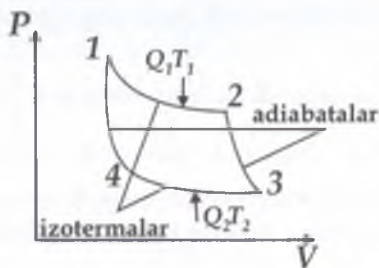
Dvigatelning quvvati: $115 \text{ kJ/sek} = 115 \text{ Vt}$.

(b) (118.2) ifodaga muvofiq: $\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$, bundan

$$\frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \eta \quad \text{yoki} \quad Q_2 = (1 - \eta)Q_1 = (0.80) \times 115 \text{ kJ} = 92 \text{ kJ}.$$

119 - §. Karno sikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti

Karno sikli, bir-biriga bog‘liq navbatma-navbat sodir bo‘ladigan ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iboratdir (269 - rasm).



269 - rasm. Karno sikli

Rasmda Karnoning qaytar sikli tasvirlangan, bu yerda ishchi modda ideal gazdan iborat. Bu jarayon uchun foydali ish koeffitsiyentini hisoblab ko‘ramiz.

Izotermik kengayish va siqilish (1 - 2) va (3 - 4) egri chiziqlar bilan, adiabatik kengayish va siqilish jarayonlari (2 - 3) va (4 - 1) egri chiziqlar bilan tasvirlangan.

Izotermik jarayonda ichki energiya o‘zgarmaydi.

$$U = \text{const}$$

Shuning uchun gazning isitgichdan olgan issiqlik miqdori Q_1 gazning kengayish ishiga A_{12} ga tengdir:

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1, \quad (119.1)$$

(2 - 3) adiabatik kengayishda, atrof - muhit bilan issiqlik almashuvchi jism yo‘q, shuning uchun gazning kengayishida bajarilgan ish A_{23} ichki energiyaning o‘zgarishi hisobiga bajariladi:

$$A_{23} = -C_x (T_2 - T_1)$$

Izotermik siqilishda sovutgichga gazning bergan issiqlik miqdori Q_2 siqilishdagi bajarilgan ish A_{34} ga teng bo‘ladi:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2, \quad (119.2)$$

Adiabatik siqilishda bajarilgan ish A_{41} ga teng

$$A_{41} = -C_4(T_1 - T_2) = -A_{23}$$

Natijada, aylanma jarayonda bajarilgan ish quyidagidan iborat bo'ladi:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} - Q_2 - Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Karno siklida foydali ish koeffitsiyenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (119.3)$$

Karno sikli uchun foydali ish koeffitsiyenti isitgich va sovutgichlar temperaturalariga bog'liqdir. Foydali ish koeffitsiyentini oshirish uchun temperaturalar farqini oshirish zarur.

120 - §. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Oldingi paragrafdagi qaytar va qaytmas jarayonlar uchun keltirilgan diagrammalardan 265- rasmdagi ideal gaz bajargan ishning musbat turini ko'rib chiqamiz. Ishchi jism R_1 bosim va T_1 temperatura bilan tavsiflanadigan 1 - boshlang'ich holatdan, ketma - ket sodir bo'ladigan izotermik va adiabatik jarayonlar orqali 3-holatga o'tadi va T_2 - sovutgich temperaturasiga ega bo'ladi. Ishchi jismning holatini bunday o'zgarishi isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdori hisobiga amalga oshadi. Ishchi jismning 3 - holatdan 1 - boshlang'ich holatga qaytib o'tishi yana izotermik va adiabatik siqilish hisobiga amalga oshadi. Holatning bu o'zgarishida ajralib chiqqan Q_2 issiqlik miqdori Q_1 issiqlik miqdori qiymatidan kichikdir:

$$Q_2 < Q_1$$

Shunday qilib, ishchi jismning 1 - holatdan 3 - holatga va 3 - holatdan 1 - holatga o'tishdagi qaytar jarayonda ajralib chiqqan va yutilgan issiqlik bir xil miqdorda emas ekan. Buning sababi, 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil yo'l bilan o'tilganidadir, ya'ni, 1 - holatdan 3 - holatga o'tish jarayoni katta bosim ostida kengayish, 3 - holatdan 1 - holatga o'tish jarayoni esa, kichik bosim ostida siqilishi hisobiga amalga oshganligidadir. Bundan juda muhim xulosaga kelish mumkin: ishchi jismga uzatilgan yoki undan olingan issiqlik miqdori uning boshlang'ich yoki oxirgi holatiga bog'liq bo'lmay, holatlarni o'zgarish jarayonining ko'rinishiga bog'liqdir. Boshqacha qilib aytganda, Q issiqlik miqdori, ichki energiyaga o'xshash, jism holatining funksiyasi emas. Bu xulosa termodinamika birinchi qonunining ifodasidan ham ko'rinib turibdi:

$$dQ = dU + dA$$

Jismning dA – bajarigan ishi (yoki uning ustidan bajarilgan ish) uni qanday amalga oshirilganiga bog‘liqdir. dU – ichki energiyaning o‘zgarishi esa, holatning qanday o‘zgarishiga bog‘liq emas.

Jismga T_1 temperaturali isitgichdan uzatilgan Q_1 issiqlik miqdori, T_2 temperaturali sovutgichga berilgan Q_2 issiqlik miqdoriga teng emas, ammo bu issiqlik miqdorlarning holatlar temperaturalariga nisbatlari, miqdor jihatdan bir-birlariga tengdir:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \quad (120.1)$$

Bu $\frac{Q}{T}$ – nisbatni ba’zan keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori deb ataladi.

Jarayonning cheksiz kichik qismida jismga uzatilgan keltirilgan issiqlik miqdori $\frac{\delta Q}{T}$ ga tengdir. Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga teng bo‘ladi:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad (120.2)$$

Bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo‘lishi, integral ostidagi $\frac{\delta Q}{T}$ ifodani qandaydir funksiyaning to‘la differensial ekanligini bildiradi

$$\frac{\delta Q}{T} = dS, \quad (120.3)$$

bu yerda S – funksiya *holat funksiyasi* yoki *entropiya* deb ataladi.

(120.3) ifodadan qaytar jara yonlar uchun entropiyaning o‘zgarishi nolga tengdir:

$$\Delta S = 0, \quad (120.4)$$

Termodinamikada, qaytmas jarayonlarni vujudga keltiruvchi tizimning entropiyasi ortishi isbotlangan:

$$\Delta S > 0, \quad (120.5)$$

(120.4) va (120.5) ifodalardan Klauzius tengsizligini keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta S \geq 0, \quad (120.6)$$

ya’ni, yopiq tizimlarning entropiyasi qaytar jarayonlarda o‘zgarmasdan qolishi, qaytmas jarayonlarda esa ortishi mumkin.

Agarda tizim 1-holatdan 3-holatga muvozanatli o'tsa, (120.3) ifodaga asosan entropiyaning o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T} \quad (120.7)$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizikaviy ma'noga egadir. (120.7) ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT, \quad \delta A = p dV = \frac{m}{\mu} R \frac{dV}{V}$$

bo'lgani uchun

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$$

yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), \quad (120.8)$$

1 - holatdan 3 - holatga o'tishda, ideal gazning entropiyasi o'zgarishi $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$ o'tish jarayonining 1 \rightarrow 3 ko'rinishiga bog'liq emas. Chunki adiabatik jarayonda $\delta Q = 0$ ga teng bo'ladi yoki $\Delta S = 0$ ga teng bo'ladi yoki $S = const$. Izotermik jarayonda esa $T_1 = T_2$, shu sababli:

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Izoxorik jarayonda esa, $V_1 = V_2$.

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo'ladi.

Statistik fizikada entropiya tizim holatining termodinamik ehtimolligi bilan bog'lanadi va juda chuqur ma'noga ega bo'ladi.

Tizim holatining *termodinamik ehtimolligi* – makroskopik tizim holati qanday usul bilan hosil qilinganligini bildiradi yoki berilgan makroholat nechta mikroholatlardan iborat ekanligini bildiradi.

Bolsman ta'rif bo'yicha, tizimning S entropiyasi va termodinamik ehtimolligi quyidagicha bog'langandir:

$$S = k \ln w, \quad (120.9)$$

bu yerda k – Bolsman doimiysi. Demak, entropiya termodinamik tizim holati ehtimolligining ko'rsatkichidir yoki entropiya tizim tartibsizligi darajasining o'lchovidir.

Haqiqatda, tizim holatini belgilovchi mumkin bo'lgan holatlar soni qancha ko'p bo'lsa, tizimning tartibsizlik darajasi yoki entropiyasi shuncha katta bo'ladi. Shu sababli qaytmas jarayonlarda tizimning entropiyasi doimo ortib boradi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanishi va bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkinligini ifodalasa ham, termodinamik jarayonlarning kechish yo'nalishlarini ko'rsata olmaydi.

Masalan, elektr choynak orqali elektr energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirib, ma'lum miqdordagi suvni qaynatish mumkin, ya'ni energiyani bir turdan – elektr energiyasidan ikkinchi turga – issiqlik energiyasiga aylantirish mumkin. Ammo termodinamikaning birinchi qonuni, o'sha miqdordagi qaynagan suv issiqlik energiyasini elektr energiyasiga aylantirishni inkor etmasa ham, jarayon yo'nalishini ko'rsata olmaydi.

Shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni termodinamik jarayonlar sodir bo'lishning ehtimollik darajasini mutlaqo ko'rsata olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, tabiatda qanday jarayonlar mumkin, qaysilari mumkin emasligini – jarayonlarning o'zgarish yo'nalishlarini aniqlash orqali belgilab bera oladi.

Entropiya tushunchasi va Klauzius tengsizligi orqali termodinamikaning ikkinchi qonunini shunday ta'riflash mumkin: yopiq tizimlardagi istalgan qaytmas jarayonlarda tizim entropiyasi ortib boradi.

Ikkinchi tarafdin, ideal mashinaning foydali ish koeffitsiyenti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ ga}$$

teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturalari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish koeffitsiyenti ham shuncha katta bo'ladi. Istalgan foydali ish bajarilganida, tizimning qolgan energiyasi foydalanib bo'lmaydigan boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Boshqacha qilib aytganda, energiyaning ko'p qismi foydali ko'rinishga ega bo'lmaydi, sifatsiz ko'rinishga o'tadi. Shu sababli entropiya doimo energiya sifatining buzilganlik darajasini bildiradi.

Termodinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha yana ta'riflash mumkin:

1. Kelvin ta'rifi: Isitgichdan olingan issiqlik miqdorini faqat shunga ekvivalent bo'lgan ishga aylantiruvchi aylanma jarayonlar bo'lishi mumkin emas.

2. Klauzius ta'rifi: Temperaturasi past bo'lgan jismdan temperaturasi yuqori bo'lgan jismdan issiqlik beruvchi yagona jarayondan iborat aylanma jarayon bo'lishi mumkin emas.

1. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi:

A) $p = \frac{1}{3} m_0 n \bar{v}^2$ B) $p = \frac{1}{3} m_0 n^2 \bar{v}^2$

C) $p = \frac{2}{3} m_0 n \bar{v}$ D) $p = \frac{1}{3} m_0 \bar{v}^2$

E) $p = \frac{2}{3} m_0 \bar{v}^2$

2. Mendeleyev - Klapeyron tenglamasi:

A) $pV = \frac{m}{M} RT$ B) $p = \frac{m}{M} RTV$

C) $pV = \frac{m}{M} \kappa T$ D) $pV = \frac{M}{m} RT$

E) $pV = RT$

3. Bolsman doimiysining qiymatini ko'rsating.

A) $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$

B) $6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$

C) $8,31 \frac{J}{K \cdot mol}$

D) $22,4 \cdot 10^{-3} m^3$

4. Universal gaz doimiysining qiymatini ko'rsating

A) $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$

B) $6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$

C) $8,31 \frac{J}{K \cdot mol}$

D) $22,4 \cdot 10^{-3} m^3$

5. Avogadro sonini ko'rsating.

A) $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ B) $6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$

C) $8,31 \frac{J}{K \cdot mol}$ D) $22,4 \cdot 10^{-3} m^3$

6. Bolsman doimiysining birligi:

A) J/K B) $J/mol \cdot K$

C) $mol \cdot K/J$ D) $mol \cdot K$

E) Birliksiz kattalik

7. $-17^{\circ}C$ temperatura Kelvin shkalasida qanday temperaturaga to'g'ri keladi?

A) 256K B) -256K

C) 290K D) -280 K

E) -290K

8. Uch mol moddadagi molekular sonini hisoblang ($N_A = 6 \cdot 10^{23} mol^{-1}$).

A) $1,8 \cdot 10^{24}$ B) $2 \cdot 10^{23}$

C) $0,5 \cdot 10^{24}$ D) $9,0 \cdot 10^{24}$

E) $1,8 \cdot 10^{23}$

9. Bir xil temperaturadagi bir xil balonlarda vodorod va kislorodning teng massalari mavjud. Gazlardan qaysi biri idish devoriga necha marta kuchliroq bosim ko'rsatadi?

A) Kislorod 16 marta

B) Vodorod 8 marta

C) Kislorod 8 marta

D) Vodorod 16 marta

E) Bosimlar bir xil.

10. Molyar massa – bu ...

A) $T = 273K$ da $1m^3$ hajmdagi modda massasi

B) Grammlarda o'lchangan bitta molekula massasiga teng modda massasi

C) Berilgan modda atom massasining uglerod atomi 1/12 massasiga nisbati

D) $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ molekulaga ega bo'lgan modda massasi

E) Berilgan modda molekulasi massasining uglerod atomi 1/12 massasiga nisbati.

11. 0,036kg suvda nechta molekula bor?
 $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

- A) $3 \cdot 10^{23}$. B) $12 \cdot 10^{23}$.
C) $6 \cdot 10^{20}$. D) $6 \cdot 10^{23}$.
E) $12 \cdot 10^{20}$

12. $1,8 \cdot 10^{24}$ ta molekuladan iborat bo'lgan modda miqdori topilsin ($N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).

- A) 3 mol B) 5 mol C) 2 mol
D) 1 mol E) 4 mol

13. Agar bosim 4 marta kamaytirilsa, ideal gaz hajmi: ($T - \text{const}$, $m - \text{const}$)

- A) 2 marta ortadi
B) 2 marta kamayadi
C) 4 marta ortadi
D) 4 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi

14. Agar hajm 4 marta kamaytirilsa, ideal gaz bosimi: ($T - \text{const}$, $m - \text{const}$)

- A) 4 marta ortadi
B) 4 marta kamayadi
C) 16 marta ortadi
D) 16 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi

15. Agar bosim 2 marta oshirilsa ideal gaz hajmi: ($T - \text{const}$, $m - \text{const}$)

- A) 2 marta ortadi
B) 2 marta kamayadi
C) 4 marta ortadi
D) 4 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi

16. Agar izotermik jarayonda ideal gazning berilgan massasida hajm 3 marta ortirilsa, bosim:

- A) 3 marta ortadi

B) 3 marta kamayadi

C) 9 marta ortadi

D) 9 marta kamayadi

E) O'zgarmaydi

17. Agar izotermik jarayonda ideal gazning berilgan massasida hajm 3 marta kamaytirilsa, bosim:

- A) 3 marta ortadi
B) 3 marta kamayadi
C) 9 marta ortadi
D) 9 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi

18. Agar izobarik ravishda, ideal gazning berilgan massasida, absolyut temperaturani 4 marta ortirilsa, hajm:

- A) 4 marta ortadi
B) 4 marta kamayadi
C) 16 marta ortadi
D) 16 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi

19. Agar izobarik ravishda, ideal gazning berilgan massasida, absolyut temperaturani 4 marta kamaytirilsa, hajm:

- A) 4 marta ortadi
B) 4 marta kamayadi
C) 16 marta ortadi
D) 16 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi.

20. Agar izoxorik ravishda, ideal gazning berilgan massasida, absolyut temperaturani 4 marta ortirilsa, bosim:

- A) 4 marta ortadi
B) 4 marta kamayadi
C) 2 marta ortadi
D) 2 marta kamayadi
E) O'zgarmaydi

21. Agar izoxorik ravishda, ideal gazning berilgan massasida, absolyut temperaturani 2 marta kamaytirilsa, bosim:

- A) 2 marta oshadi

- B) 2 marta kamayadi
- C) 4 marta oshadi
- D) 4 marta kamayadi
- E) O'zgarmaydi.

22. Absolyut temperatura va Selsiy shkalasida o'lchangan temperatura quyidagi ifoda bilan bog'langan:

- A) $T = t + 273.15$
- B) $T = t - 273.15$
- C) $t = T + 273.15$
- D) $T = t/273.15$
- E) $T = 273.15/t$

23. Berilgan massali ideal gazning bosimi hajmga teskari proporsional o'zgaradigan jarayon qanday ataladi ($T = \text{const}$)?

- A) Iizotermik
- B) Izoxorik
- C) Izobarik
- D) Adiabatik

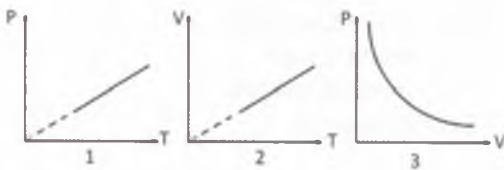
24. Berilgan massali ideal gazning hajmi temperaturaga to'g'ri proporsional o'zgaradigan jarayon qanday ataladi ($P = \text{const}$)?

- A) Iizotermik
- B) Izoxorik
- C) Izobarik
- D) Adiabatik

25. Berilgan massali ideal gazning bosimi temperaturaga to'g'ri proporsional o'zgaradigan jarayon qanday ataladi ($V = \text{const}$)?

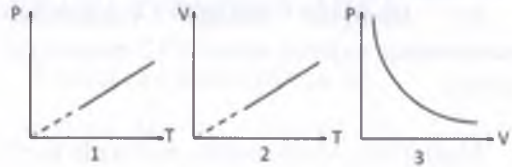
- A) Iizotermik
- B) Izoxorik
- C) Izobarik
- D) Adiabatik

26. Rasmda keltirilgan grafiklardan qaysi biri izotermik jarayonga mos keladi?



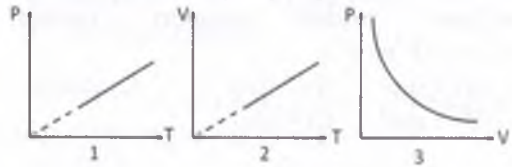
- A) 1
- B) 2
- C) 3
- D) to'g'ri javob yo'q

27. Rasmda keltirilgan grafiklardan qaysi biri izobarik jarayonga mos keladi?



- A) 1
- B) 2
- C) 3
- D) to'g'ri javob yo'q

28. Rasmda keltirilgan grafiklardan qaysi biri izoxorik jarayonga mos keladi?



- A) 1
- B) 2
- C) 3
- D) To'g'ri javob yo'q

29. Molekulyar-kinetik nazariyaning uchta asosiy qoidasi quyidagicha shakllanishi mumkin: Barcha moddalar molekullardan tashkil topgan bo'lib, bu molekullar ...

- A) tortiladi va itariladi
- B) betartib (xaotik) harakatlanadi va o'zaro ta'sirlashadi
- C) betartib (xaotik) harakatlanadi va bir-biri bilan to'qnashadi
- D) betartib (xaotik) harakatlanadi va bir-biriga tortishadi
- E) betartib (xaotik) harakatlanadi va bir-biri bilan itarishadi.

30. Moddaning bir moli deb quyidagiga aytiladi

- A) Element atomlari massasining uglerod atomi C^{12} massasining $1/12$ qismiga nisbati
- B) Moddaning birlik hajm massasi
- C) 0.012kg uglerod izotopida C^{12} mavjud bo'lgan atomlar soniga teng

zarralari (atomlari yoki molekulari) bo'lgan modda miqdori

- D) Birlik massali modda hajmi
E) To'g'ri javob yo'q.

31. Avagadro doimiysi quyidagini ko'rsatadi:

- A) Berilgan massadagi molekular soni
B) Birlik massadagi molekular soni
C) Moddaning birlik hajmidagi molekular soni
D) Bir mol moddadagi molekular soni
E) Moddaning berilgan hajmidagi molekular soni

32. Moddaning berilgan massasidagi molekular soni qanday topiladi?

- A) $\frac{m}{\mu}$ B) $\frac{m}{\mu} N_A$ C) $\frac{N}{N_A}$
D) $\frac{\mu}{N_A}$ E) $m \cdot N_A$

33. Keltirilgan takidlarining qaysi biri ideal gaz modeli qoidalariga mos keladi:

1. Barcha moddalar molekullardan tashkil topgan
 2. Molekular xaotik harakat qiladi
 3. Molekular o'zaro ta'sirlashadi
 4. Molekular orasidagi kuchlarni hisobga olmasa ham bo'ladi
 5. Har qanday moddaning bir moli bir xil molekular soniga ega
 6. Molekular chekli o'lchamlarga ega
 7. Molekular o'lchamlarini hisobga olmasa ham bo'ladi
 8. Molekular doimo bir-birlari bilan to'qnashadi
 9. To'qnashuvda molekular o'zlarini absolyut elastik shar kabi tutadilar
- A) 4, 7, 9 B) 1, 2, 3
C) 5, 6, 8 D) 1, 2, 3, 5
E) 7, 8, 9

34. Keltirilgan ifodalarning qaysi biri termodinamikaning 1 - qonunini

ifodalaydi?

- A) $dU = -\delta A$ B) $\delta Q = \delta A$
C) $\delta Q = dU + \delta A$ D) $\delta Q = dU$

35. Izoxorik jarayonda termodinamikaning 1 - qonunini ifodalaydigan formulani ko'rsating

- A) $dU = -\delta A$ B) $\delta Q = \delta A$
C) $\delta Q = dU + \delta A$ D) $\delta Q = dU$

36. Izotermik jarayon uchun termodinamikaning 1- qonuni

- A) $dU = -\delta A$
B) $\delta Q = \delta A$
C) $\delta Q = dU + \delta A$
D) $\delta Q = dU$

37. Adiabatik jarayon uchun termodinamikaning 1- qonuni

- A) $dU = -\delta A$
B) $\delta Q = \delta A$
C) $\delta Q = dU + \delta A$
D) $\delta Q = dU$

38. Berilgan massali ideal gazga 300J issiqlik miqdori berildi va u tashqi kuchlarga qarshi 300J ish bajardi. Gaz ichki energiyasining o'zgarishi nimaga teng?

- A) 100J B) -300J C) 300J
D) 0J E) -100J

39. Berilgan massali ideal gazga 200J issiqlik miqdori berildi va u tashqi kuchlarga qarshi 200J ish bajardi. Gaz ichki energiyasining o'zgarishi nimaga teng?

- A) -100J B) 200J C) 0J
D) 100J E) -200J

40. Xalqaro birliklar tizimida (SI) issiqlik miqdori birligi:

- A) Joul B) Kulon
C) Nyuton D) Vatt E) Genri

41. Gaz izotermik kengayanda uning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) Ortadi
- B) O'zgarmaydi
- C) Kamayadi
- D) Ichki energiya har qanday bo'lishi mumkin.

E) Yuqori bosimda ortadi, past bosimda esa – kamayadi.

42. Temperaturasi -73°C bo'lgan bir atomli bir mol ideal gazning ichki energiyasini (J) aniqlang.

- A) 1246. B) 1662 C) 2077.
- D) 2493 E) 831.

43. Ideal gazning bosimi 2 marta ortganida va hajmi 2 marta kamayganida, uning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) O'zgarmaydi
- B) 2 marta ortadi
- C) 4 marta ortadi
- D) 2 marta kamayadi.
- E) 4 marta kamayadi

44. Hajmi 2 m^3 , ichki energiyasi 1500 J bo'lgan bir atomli ideal gazning bosimi qanday (Pa)?

- A) 2000 B) 1500 C) 1000
- D) 300 E) 500.

45. Diagrammada ko'r-
satilgan jarayonda ideal gazning ichki energiyasi .

- A) Avval ortadi, keyin kamayadi
- B) Ortadi
- C) O'zgarmaydi
- D) Kamayadi E) TJY



46. Ballondagi ideal gazning yarmi chiqarib yuborilishi natijasida uning temperaturasi 57°C dan 2°C gacha pasaygan bo'lsa, ideal gaz ichki energiyasi necha marta kamayadi?

- A) 5,6 B) 1,2 C) 1,4

- D) 2,4 E) 2,8.

47. 1 mol ideal gazni izobarik ravishda 2 K ga qizdirganda gaz bajaradigan ishini (J) aniqlang.

- A) 16,62 B) 8,31 C) 2
- D) 1 E) 0.

48. 10^5 Pa bosim ostida bo'lgan gazning hajmi izobarik ravishda 300 sm^3 dan 500 sm^3 gacha oshdi. Gazning kengayishida bajaradigan ishi (J) aniqlansin.

- A) 200 B) 100 C) 50
- D) 30 E) 20.

49. Bosim o'zgarmas 10^6 Pa bo'lganida, tashqi kuchlar gaz ustida 100 kJ ish bajardi. Bu jarayonda gazning hajmi qanday o'zgardi?

- A) 100 marta kamaydi
- B) 10 marta kamaydi
- C) O'zgarmadi
- D) $0,1\text{ m}^3$ ga kamaydi
- E) $0,1\text{ m}^3$ ga ortdi

50. Bir xil massali vodorod va geliy o'zgarmas bosimda 10 K ga qizdrildi. Gazlarning qaysi biri kattaroq ish bajaradi?

- A) Bajarilgan ishlar bir xil
- B) Geliy
- C) Vodorod
- D) Javob uchun ma'lumot yetarli emas
- E) Ish bajarilmaydi.

51. Bir xil massali kislorod va vodorod o'zgarmas bosimda bir xil temperaturalar farqiga qizdrildi. Gazlarning qaysi biri kattaroq ish bajaradi?

- A) Vodorod
- B) Bajarilgan ishlar bir xil
- C) Kislorod
- D) Ish bajarilmaydi.
- E) Javob uchun ma'lumot yetarli emas.

52. Qanday jarayonlarda gazning bajargan ishi nolga teng?

- A) Izoxorik B) Adiabatik
 C) Iizotermik. D) Izobarik
 E) Izobarik va adiabatik.

53. Qaysi termodinamik jarayonda ideal gazga berilgan issiqlik miqdori to'liq holda gazning ichki energiyasiga aylanadi?

- A) Bunday jarayon yo'q
 B) Adiabatik
 C) Izotermik
 D) Izoxorik
 E) Izobarik.

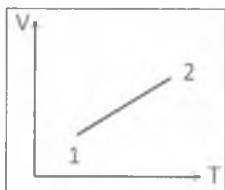
54. Gaz adiabatik siqilganida $50MJ$ ish bajarildi. Bunda gazning ichki energiyasi...

- A) nolga teng bo'lib qoladi
 B) $50MJ$ ga kamayadi
 C) $50MJ$ ga ortadi
 D) $50MJ$ ga ortishi yoki kamayishi mumkin
 E) $25MJ$ ga ortadi.

55. Issiqlik dvigateli isitgichdan $0.8MJ$ issiqlik oladi, sovutgichga esa $0.3MJ$ beradi. Dvigatelning FIK (%) qanday?

- A) 30 B) 48 C) 50 D) 62,5 E) 83,5.

56. Diagrammada keltirilgan jarayonda ideal gaz 1 holatdan 2- holatga o'tishida gazning bosimi qanday o'zgaradi?



- A) O'zgarmay qoldi.
 B. Ortdi
 C) Kamaydi
 D) Ortishi yoki kamayishi mumkin
 E) jarayonning bo'lishi mumkin emas.

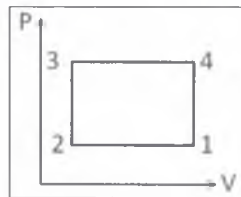
57. Bir *mol* ideal gazning ichki energiyasi ifodasini ko'rsating.

- A) $U = \frac{3}{2} NkT$ B) $U = \frac{3}{2} RT$
 C) $U = \frac{5}{2} RT$ D) $U = 3RT$
 E) $U = \frac{i}{2} RT$

58. Ideal gaz izobarik kengayganida uning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) O'zgarmaydi
 B) Kamayadi
 C) Ortadi
 D) Ortishi ham, kamayishi ham mumkin
 E) A - D javoblar ichida to'g'risi yo'q.

59. Ideal gaz holatining o'zgarishini ko'rsatuvchi grafikning qaysi nuqtasiga ichki energiyasining maksimal qiymati to'g'ri keladi?



- A) 1 B) 2 C) 3 D) 4
 E) Ichki energiya barcha holatlarda bir xil

60. Termodinamik tizim izotermik siqilganida uning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) O'zgarmaydi
 B) Ortadi.
 C) Kamayadi.
 D) Ortishi ham, kamayishi ham mumkin.
 E) To'g'ri javob yo'q.

61. Tizim ichki energiyasining o'zgarishi tizimning bir holatdan boshqasiga o'tish yo'liga bog'liq bo'ladimi?

- A) Bog'liq
 B) Bog'liq emas

C) Bog'liq bo'lishi ham, bo'lmasligi ham mumkin.

D) Faqat tizimning boshlang'ich holatiga bog'liq

E) To'g'ri javob yo'q.

62. Termodinamik ish kattaligi tizimning bir holatdan boshqasiga o'tish yo'liga bog'liq bo'ladimi?

A) Bog'liq

B) Bog'liq emas

C) Bog'liq bo'lishi ham, bo'lmasligi ham mumkin

D) Faqat tizimning boshlang'ich holatiga bog'liq

E) To'g'ri javob yo'q.

63. Quyidagi formula bo'yicha qaysi

kattalik aniqlanadi $\frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T$

A) Izobarik jarayonda bajarilgan ish

B) Izoxorik jarayonda ichki energiyaning o'zgarishi

C) Adiabatik jarayonda bajarilgan ish

D) Izoxorik jarayon uchun termodinamikaning 1- qonuni

E) Adiabatik jarayonda energiyaning o'zgarishi

64. Jismni adiabatik ravishda ΔT ga qizdirish uchun unga qancha issiqlik miqdori berish kerak?

A) $Q = C_p m \Delta T$ B) $Q = C_v m \Delta T$

C) $Q = \frac{m}{\mu} R T \ln \frac{V_2}{V_1}$ D) $Q = \frac{m}{\mu} R \Delta T$

E) $Q = 0$

65. Gaz adiabatik kengayganida uning temperaturasi qanday o'zgaradi?

A) O'zgarmaydi

B) Ortadi

C) Kamayadi

D) $T_1/T_2 = 2$

E) To'g'ri javob yo'q.

66. Gaz izobarik ravishda ΔT ga qizdirilganida uning bajargan ishi nimaga teng?

A) $A = \frac{m}{\mu} R T \ln \frac{V_2}{V_1}$

B) $A = \frac{m}{\mu} R (T_2 - T_1)$

C) $A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$

D) $A = 0$

67. Gaz izoxorik ravishda T ga qizdirilganida uning bajargan ishi nimaga teng?

A) $A = \frac{m}{\mu} R T \ln \frac{V_2}{V_1}$

B) $A = \frac{m}{\mu} R (T_2 - T_1)$

C) $A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$

D) $A = 0$

68. Izotermik jarayonda bajarilgan ish nimaga teng?

A) $A = \frac{m}{\mu} R T \ln \frac{V_2}{V_1}$

B) $A = \frac{m}{\mu} R (T_2 - T_1)$

C) $A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$

D) $A = 0$

69. Istalgan gaz uchun molyar issiqlik sig'imlar farqi $C_p - C_v$ nimaga teng?

A) 0 B) $\frac{i}{2} R$ C) R

D) $\frac{R}{\mu}$ E) To'g'ri javob yo'q.

70. Adiabatik jarayon uchun Puasson tenglamasini ko'rsating.

A) $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma$ B) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$
 C) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$ D) $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$

71. Izotermik jarayon uchun Boyl - Mariott qonunini ko'rsating

A) $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma$ B) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$
 C) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$ D) $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$

72. Izobarik jarayon uchun Gey - Lyussak qonunini ko'rsating

A) $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma$ B) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$
 C) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$ D) $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$

73. Izoxorik jarayon uchun Sharl qonunini ko'rsating

A) $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma$ B) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$
 C) $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$ D) $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$

74. Molekulyar-kinetik nazariyaga ko'ra temperatura nimani xarakterlaydi?

- A) Molekulalar ilgarijanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasini
 B) Molekulalarning o'rtacha kvadratik tezligini
 C) Jism olgan issiqlik miqdorini

D) Jism ichki energiyasining o'zgarishini

75. Mexanik tizimning erkinlik darajalari soni deb quyidagiga aytiladi ...

- A) Berilgan massadagi molekular soni
 B) Tizimning fazodagi holatini aniqlash imkonini beruvchi mustaqil kattaliklar soni
 C) Berilgan massadagi mollar soni
 D) Molekulalarning birlik vaqtda to'qnashuvlari soni
 E) To'g'ri javob yo'q

76. Bir atomli, ikki atomli va ko'p atomli molekularning erkinlik darajalari soni nechta?

1. $i = 1$ 2. $i = 2$
 3. $i = 3$ 4. $i = 4$
 5. $i = 5$ 6. $i = 6$
 A) 3, 5, 6 B) 1, 2, 3 C) 3, 4, 5
 D) 4, 5, 6 E) 1, 2, 4

77. Bitta erkinlik darajasiga qanday energiya to'g'ri keladi?

- A) $\frac{3}{2}kT$ B) $\frac{5}{2}kT$
 C) $\frac{6}{2}kT$ D) $\frac{1}{2}kT$ E) $\frac{2}{2}kT$

78. Ilgarijanma harakatga qancha erkinlik darajalari soni to'g'ri keladi?

- A) 1 B) 2 C) 3 D) 4 E) 5

79. Aylanma harakatga qancha erkinlik darajalari soni to'g'ri keladi?

- A) 1 B) 2 C) 3
 D) $i - 3$ E) $i - 2$

80. Molekulaning o'rtacha kinetik energiyasi ifodasini ko'rsating

- A) $\langle W \rangle = \frac{i}{2}kT$
 B) $\langle W \rangle = \frac{3}{2}kT$

$$C) \langle W \rangle = \frac{i-3}{2} kT$$

$$D) \langle W \rangle = \frac{1}{2} kT$$

81. O'zgaras hajmdagi gazning issiqlik sig'mi nimaga teng?

$$A) \frac{i}{2} R + R$$

$$B) \frac{i}{2} R$$

$$C) \frac{i}{2} R + i$$

$$D) \frac{5}{2} R$$

82. O'zgaras bosimdagi gazning issiqlik sig'mi nimaga teng?

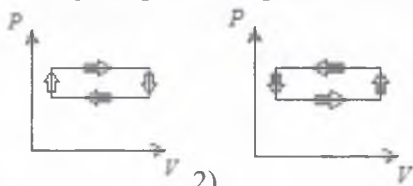
$$A) \frac{i}{2} R + R$$

$$B) \frac{i}{2} R$$

$$C) \frac{i}{2} R + i$$

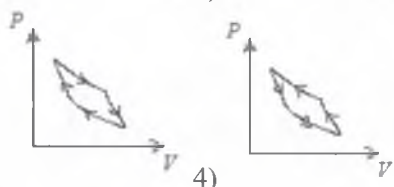
$$D) \frac{5}{2} R$$

83. Keltirilgan sikllar orasidan issiqlik mashinalariga to'g'ri keladiganini tanlang



1)

2)



3)

4)

A) 2, 4

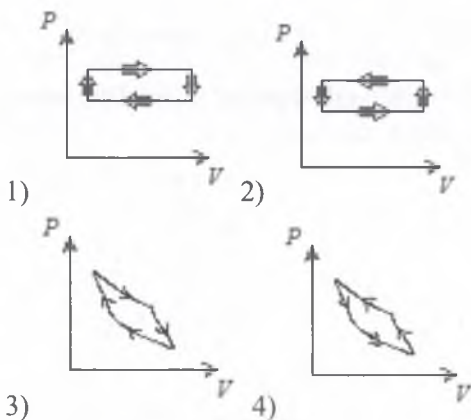
B) 1, 2

C) 1, 3

D) Barcha sikllar issiqlik mashinalariga mos keladi

E) Barcha sikllar sovitgich mashinalariga mos keladi

84. Keltirilgan sikllar orasidan sovitgichlarga to'g'ri keladiganini tanlang



A) 2, 4

B) 1, 2

C) 1, 3

D) Barcha sikllar issiqlik mashinalariga mos keladi

E) Barcha sikllar sovitgich mashinalariga mos keladi

85. Karno sikli qaysi jarayonlardan iborat?

A) 2 izoterma va 2 adiabata

B) 2 izoterma va 2 izobara

C) 2 izoterma va 2 izoxora

D) 2 izobara va 2 adiabata

E) 2 izoxora va 2 adiabata

86. Aylanma jarayonda gaz ichki energiyasining o'zgarishi nimaga teng?

$$A) \Delta U = \frac{i}{2} \cdot \frac{m}{\mu} R \Delta T$$

$$B) \Delta U = Q$$

$$C) \Delta U = 0$$

$$D) \Delta U = -A$$

$$E) \Delta U = \frac{i}{2} R \Delta T$$

87. Aylanma jarayon bajarayotgan gaz isitgichdan Q_1 issiqlik miqdori oldi va sovitgichga Q_2 issiqlik miqdori uzatdi. Siklning FIK nimaga teng?

$$A) Q_1 - Q_2$$

$$B) \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$C) \frac{Q_2}{Q_1}$$

$$D) \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}$$

$$E) \frac{Q_1}{Q_2}$$

88. Isitgichning temperaturasi T_I va sovutgichning temperaturasi T_{II} bo'lganida gaz Karno siklini amalga oshiradi. Siklning FIK nimaga teng?

- A) $\frac{T_I - T_{II}}{T_I}$ B) $T_I - T_{II}$ C) $\frac{T_{II}}{T_I}$
 D) $\frac{T_{II}}{T_I - T_{II}}$ E) $\frac{T_I}{T_{II}}$

89. Isitgichning temperaturasi sovutgichning temperaturasidan 2 marta katta. FIK nimaga teng?

- A) 100% B) 50% C) 66%
 D) 33% E) 40%

90. Isitgichning temperaturasi sovutgichning temperaturasidan 3 marta katta. FIK nimaga teng?

- A) 100% B) 50% C) 66%
 D) 75% E) 40%

91. Isitgichning temperaturasi T_I va sovutgichning temperaturasi T_{II} bo'lganida gaz Karno siklini amalga oshiradi. Siklning FIK nimaga teng?

- A) 100% B) 50% C) 66%
 D) 75% E) 40%

92. Keltirilgan ta'kidlashlarning qaysi biri termodinamikaning 2- qonunini tariflamaydi?

A) Jismga beriladigan issiqlik miqdori ichki energiyani o'zgartirishga va jismning ish bajarishga sarf bo'ladi.

B) Yagona natijasi isitgichdan olgan butun issiqlikni unga ekvivalent ishga aylantirishdan iborat bo'ladigan jarayonning bo'lishi mumkin emas.

C) Yagona natijasi energiyani sovuq jismdan issiq jismga issiqlik shaklida uzatsa bo'ladigan jarayonning bo'lishi mumkin emas.

D) Ikkinchi turdagi dvigatel, yani bitta isitgichdan issiqlik olib, uni butunlay ishga aylantiradigan davriy ravishda ishlovchi dvigatelning bo'lishi mumkin emas.

93. Adiabatik jarayonda entropiya qanday o'zgaradi?

- A) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$ B) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{T_2}{T_1}$
 C) $\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$ D) $\Delta S = 0$

94. Izotermik jarayonda entropiya qanday o'zgaradi?

- A) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$ B) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{T_2}{T_1}$
 C) $\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$ D) $\Delta S = 0$

95. Izoxorik jarayonda entropiya qanday o'zgaradi?

- A) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$ B) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{T_2}{T_1}$
 C) $\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$ D) $\Delta S = 0$

96. Izobarik jarayonda entropiya qanday o'zgaradi?

- A) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$ B) $\Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{T_2}{T_1}$
 C) $\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$ D) $\Delta S = 0$

97. Taqsimot funksiyasining ma'nosi nima?

A) Birlik hajmdagi molekullarning nisbiy sonini aniqlaydi.

B) Tezliklar, energiyalar, impulsning berilgan intervalida molekullarning nisbiy sonini aniqlaydi.

C) Tezliklar, energiyalar, impulsning geometrik sohasidagi fazaviy nuqtasida molekullarni topish ehtimolligi.

D) Tezliklar, energiyalar, impulsning berilgan intervaliga ega bo'lgan molekular sonini aniqlaydi.

98. Barometrik ifodani ko'rsating

A) $P = nkT$ B) $P = \frac{2}{3}n < W_x >$

C) $P = P_0 \ell \frac{mgh}{kT}$ D) $P = \frac{dA}{dV}$

E) $P = \frac{const}{V}$

99. Maksvellning molekularning tezliklar bo'yicha taqsimot qonunini ko'rsating

A) $f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{\frac{3}{2}} E^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}}$

B) $dN = 4\pi N \left(\frac{1}{2\pi mkT} \right)^{\frac{3}{2}} \ell \frac{P^2}{2mkT} P^2 dP$

C) $f(v) = Ae^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$

D) $f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$

100. Gaz temperaturasi o'zgariganida molekularning tezliklar bo'yicha taqsimot egri chizig'i ostidagi yuza kattaligi o'zgaradimi?

- A) O'zgarmay qoladi
- B) O'zgaradi
- C) Temperatura ortganida ortadi
- D) Temperatura ortganida kamayadi
- E) Temperatura kamayganida ortadi

101. Gazdagi molekulaning harakati qaysi tezliklar bilan aniqlanadi?

- 1) Ehtimolligi eng katta
- 2) O'rtacha kvadratik
- 3) O'rtacha
- 4) Oniy
- 5) O'rtacha arifmetik

- A) 1, 3, 5 B) 1, 4, 5 C) 1, 2, 4

- D) 1, 2, 5 E) 3, 4, 5

102. Molekularning ehtimolligi eng katta bo'lgan tezligi ifodasini ko'rsating

A) $v = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$ B) $v = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$

C) $v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$ D) $v = \frac{dS}{dt}$

103. Molekularning o'rtacha arifmetik tezligi ifodasini ko'rsating

A) $v = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$ B) $v = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$

C) $v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$ D) $v = \frac{dS}{dt}$

104. Molekularning o'rtacha kvadratik tezligi ifodasini ko'rsating

A) $v = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$ B) $v = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$

C) $v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$ D) $v = \frac{dS}{dt}$

105. Molekulaning effektiv diametri deb nimaga aytiladi?

- A) Molekulaning o'rtacha diametri
- B) To'qnashayotgan molekular markazlari orasidagi masofa
- C) To'qnashayotgan molekular markazlari yaqinlashishi mumkin bo'lgan minimal masofa.
- D) Molekula bilan solishtirilayotgan shar diametri.
- E) Bunday tushuncha yo'q.

106. Molekularning o'rtacha to'qnashishlar sonini aniqlovchi ifodani ko'rsating

A) $z = V \langle v \rangle n$

B) $z = \sqrt{2} \pi d^2 \langle v \rangle n$

$$C) z = \sqrt{24\pi R^2} \langle v \rangle n$$

$$D) z = \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2 n}}$$

107. Molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'lini hisoblash ifodasini ko'rsating

$$A) \langle l \rangle = \frac{kT}{4\pi R^2 p}$$

$$B) \langle l \rangle = \frac{1}{4\pi R^2 n}$$

$$C) \langle l \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2\pi d^2 n}}$$

$$D) \langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2 n}}$$

108. Bosim va temperatura o'rtacha erkin yugurish yo'liga qanday ta'sir etadi?

A) Temperatura ortishi va bosim kamayishi bilan erkin yugurish yo'li ortadi

B) Temperatura ortib, bosim o'zgarmas bo'lganida erkin yugurish yo'li ortadi

C) Bosim ortib, temperatura o'zgarmas bo'lganida erkin yugurish yo'li kamayadi

D) Temperatura va bosim ortishi bilan erkin yugurish yo'li o'zgarmaydi

E) Bosim va temperatura o'rtacha erkin yugurish yo'liga ta'sir ko'rsatmaydi

109. Fikning diffuziya qonuni ifodasini ko'rsating

$$A) j_m = -D \frac{d\rho}{dx} \quad B) j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

$$C) j_p = -\eta \frac{dv}{dx} \quad D) j = \frac{N}{S\Delta t} = \frac{1}{6} n \langle v \rangle$$

110. Fur'yening issiqlik o'tkazuvchanlik qonuni ifodasini ko'rsating

$$A) j_m = -D \frac{d\rho}{dx} \quad B) j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

$$C) j_p = -\eta \frac{dv}{dx} \quad D) j = \frac{N}{S\Delta t} = \frac{1}{6} n \langle v \rangle$$

111. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik) hodisasiga tushuncha bering

A) Suyuqlik yoki gazlarning tartibli harakatida, ular qatlamlarining ishqalanish hodisasi

B) Turli tezliklarda harakatlanayotgan molekulalarning o'zaro ta'sir hodisasi

C) Qatlamdan qatlamga yo'naltirilgan massa ko'chishi hodisasi

D) Katta tezlik bilan harakatlanayotgan qatlamdan kichik tezlikda harakatlanayotgan qatlamga molekulalar impulsining yo'nalishli ko'chish hodisasi

E) Energiyaning yo'nalishli ko'chish hodisasi

112. Nyutonning ichki ishqalanish kuchini aniqlovchi ifodani ko'rsating.

$$A) F = \mu N$$

$$B) F = -D \frac{dp}{dx} dSdt$$

$$C) F = -k \frac{dT}{dx} dSdt$$

$$D) F = \eta \frac{dv}{dx} dS$$

113. Issiqlik o'tkazuvchanlik hodisasining ta'rifini aniqlang

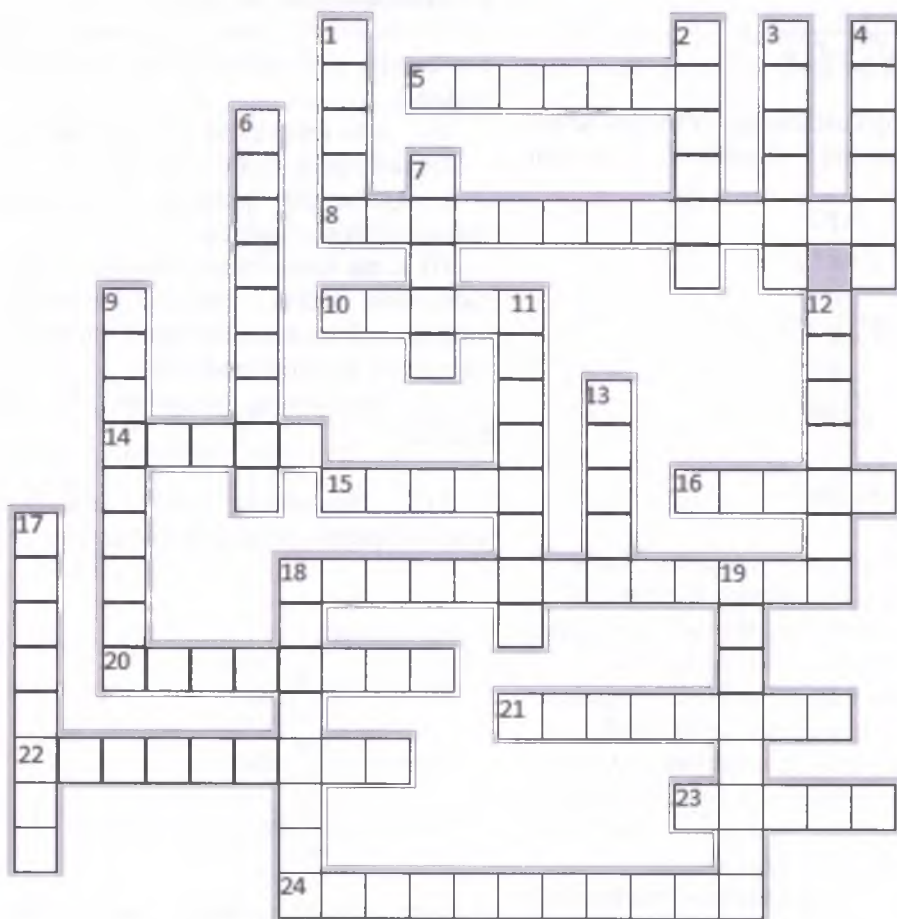
A) Zichlikning kamayish yo'nalishida molekulaning ko'chirishi

B) Molekulaning impulsni yo'nalishida energiya ko'chishi

C) Katta energiyali molekulalarning molekulalararo bo'shliqqa o'tish hodisasi

D) Temperaturaning kamayishi yo'nalishida molekulalarning energiyalari ko'chishi

XIII bob bo'yicha krossvord



Gorizontal

5. Gazning bosimi o'zgarmas bo'lganida sodir bo'ladigan jarayon nima?

8. Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganida, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar. Molekulyar fizikada 5 xil izojarayon o'rganiladi: 1) izotermik; 2) izobarik; 3) izoxorik; 4) adiabatik; 5) politropik jarayonlar umumiy holda qanday nomlanadi ?

10. Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas bo'lganida, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgarishini kim aniqlagan ?

14. Makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muhit bilan ham energiya almashib turadilar. Bu termodinamik deyiladi .Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

15. Bu ifoda idish devoriga ta'sir qilayotgan nimani topish?

$$P = \frac{\Delta P}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_0 v^2$$

16. Termodinamik tizimning holatini aniqlash usuli termodinamik deb ataladi? Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

18. Termodinamik muvozanat holatlarida va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganuvchi molekulyar fizikaning bo'limi.

20. Q/T - nisbat orqali qanday miqdorni topish mumkin?

21. To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi qanday diametr hisoblanadi?

22. Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoni qanday nomlanadi?

23. Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum yo'lni bosib o'tishi qanday yugurish yo'li?

24. Moddaning isitilganlik darajasini ko'rsatuvchi va makroskopik tizimning termodinamik muvozanat holatini xarakterlovchi kattalik?

Vertikal

1. Siklda musbat ish bajarilishi. Bu qanaqa sikl?

2. Ideal gazlar qorishmasi bosimi alohida gazlar partsial bosimlarining yig'indisiga teng bo'lishini kim aniqlagan?

3. Bu formula molekullarning yuza bilan to'qnashganda beradigan nimani topish formulasi?

$$\Delta p = 2m_0v \cdot \frac{1}{6}n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t = \frac{1}{3}n \cdot m_0v^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t \cdot$$

4. Gaz molekullarining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishini kimning tajribasi isbotlaydi?

6. Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = const$ bo'lsa, bu jarayon?

7. P - bosim, V - hajm va T - temperatura parametrlar bir-biri bilan $f(P, V, T) = 0$ bog'lanishi qanday tenglama?

9. Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri siklda va keyin teskari siklda sodir bo'lishi qanday jarayon?

11. Normal sharoitlarda $1m^3$ hajmni egallagan gaz molekullari soni qanday nomlanadi?

12. Gazning hajmi o'zgarmas bo'lganida sodir bo'ladigan jarayon qanday jarayon?

13. Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan $\sim 1mkm$ ga yaqin bo'lganda, modda molekullarining uzluksiz tartibsiz harakatida bo'lishi qanday harakat deb nom olgan?



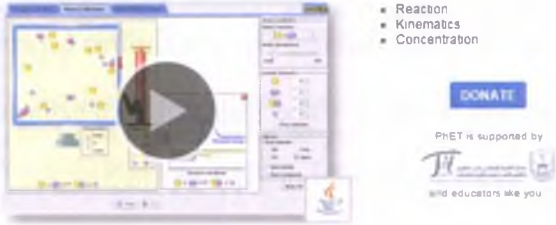
17. Istalgan gazning $1moli$, temperatura va bosim bir xil bo'lganida, bir xil hajmga ega bo'lishi kimning qonuni?

18. Bu issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekullarning qanqay funksiyasi?

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT}$$

19. Temperatura o'zgarmas bo'lganida, modda xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirlovchi egri chiziq qanday nomlanadi?

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/gas-properties Gas Properties</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Gas • Heat • Thermodynamics 	<p>Topics Gas Heat Thermodynamics Gravity Pressure Ideal Gas Law Boyle's Law Charles' Law Description Pump gas molecules to a box and see what happens as you change the volume, add or remove heat, change gravity, and more. Measure the temperature and pressure, and discover how the properties of the gas vary in relation to each other.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/balloons-and-buoyancy Balloons & Buoyancy</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Gas • Buoyancy 	<p>Topics Gas Buoyancy Description Experiment with a helium balloon, a hot air balloon, or a rigid sphere filled with different gases. Discover what makes some balloons float and others sink.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/reactions-and-rates Reactions & Rates</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Reaction • Kinematics • Concentration 	<p>Topics Reaction Kinematics Concentration Equilibrium Description Explore what makes a reaction happen by colliding atoms and molecules. Design experiments with different reactions, concentrations, and temperatures. When are reactions reversible? What affects the rate of a reaction?</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/reversible-reactions</p>	<p>Topics Thermodynamics</p>

Reversible Reactions



- Thermodynamics
- Temperature
- Heat

DONATE

PhET is supported by



Temperature
Heat
Gas
Reaction
Thermal Energy
Description
Watch a reaction proceed over time. How does total energy affect a reaction rate? Vary temperature, barrier height, and potential energies. Record concentrations and time in order to extract rate coefficients. Do temperature dependent studies to extract Arrhenius parameters. This simulation is best used with teacher guidance because it presents an analogy of chemical reactions.

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/states-of-matter>

States of Matter



- Atomic Bonding
- Chemistry
- Dipole

DONATE

PhET is supported by



Topics
Atomic Bonding
Chemistry
Dipole
Interaction Potential
Molecules
Description
Watch different types of molecules form a solid, liquid, or gas. Add or remove heat and watch the phase change. Change the temperature or volume of a container and see a pressure-temperature diagram respond in real time. Relate the interaction potential to the forces between molecules.

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/energy-forms-and-changes>

Energy Forms and Changes



- Energy
- Conservation of Energy
- Energy Systems

DONATE

PhET is supported by
THE WILLIAM AND FLORA
HEWLETT FOUNDATION
and educators like you.

Topics

Energy

Conservation of Energy

Energy Systems

Energy Forms

Energy Changes

Thermal Energy

Description

Explore how heating and cooling iron, brick, and water adds or removes energy. See how energy is transferred between objects. Build your own system, with energy sources, changers, and users. Track and visualize how energy flows and changes through your system.

Nazorat savollari

1. Ideal gaz nima? Uning parametrlari deganda nimani tushunasiz? Termodinamik jarayon nima? Ideal gazning holat tenglamasini yozing.
2. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy prinsiplarini sanab o'ting. Uning asosiy tenglamasi qanday ko'rinishda ifodalanadi?
3. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini, molekulalarning o'rtacha, o'rtacha kvadratik va ehtimolligi eng katta bo'lgan tezliklari ifodalarini yozib bering.
4. Barometrik formulani keltirib chiqaring. Bolsman taqsimoti qanday kattaliklarni o'zaro bog'laydi? Maksvell - Bolsman qonunini yozib bering.
5. Molekulalarning issiqlik harakati energiyasi formulasini yozing. Erkinlik darajasini tushuntiring.
6. Termodinamikaning I qonunini, ta'rifi va ifodasini yozing.
7. Gazlarning bajarigan ishi, ichki energiya ifodalarini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
8. Turli izojarayonlarda bajarilgan ish, issiqlik sig'imi va termodinamikaning I qonunini tushuntiring.

XIV BOB. KLASSIK VA KVANT STATISTIKALARI



MUNDARIJA

- 121-§. Aynigan va aynimagan elektron gazlar
- 122-§. Taqsimot funksiyalari
- 123-§. Mikrozarrahalarining holatlari soni va zichligi
- 124-§. Ideal gazning aynimaslik sharti
- 125-§. Aynimagan gazning taqsimot funksiyasi
- 126-§. Aynigan gazning taqsimot funksiyasi
- 127-§. Fermi-Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri
- 128-§. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi

XIV BOB. KLASSIK VA KVANT STATISTIKALARI

121 - §. Aynigan va aynimagan elektron gazlar

Istalgan qattiq jism ko'p sonli mikrozzarrachalardan iborat bo'lgan tizim yoki to'plamni tashkil qiladi. Bu tizimlarda o'ziga xos statistik qonuniyatlar namoyon bo'ladi va ularni statistik fizika yoki fizikaviy statistika o'rganadi [4,17].

Barcha mikrozzarrachalarni, to'plamda o'zini tutishiga qarab, ikki guruhga ajratish mumkin: *fermion* va *bozonlarga*.

Fermionlarga spinlari yarimiga karrali: $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \dots$, bo'lgan elektronlar, protonlar va neytronlarga o'xshash zarrachalar kiradi.

Bozonlarga spinlari butun son: $0, \hbar, 2\hbar, \dots$, bo'lgan fotonlar, fononlar va boshqa zarrachalar kiradi.

To'plamda fermionlar «yakkalanishga» intilishlari yaqqol ko'rinib turadi. Agar, berilgan kvant holati fermion bilan band bo'lsa, u holda, Pauli prinsipiga asosan shunga o'xshash hech qanday fermion shu kvant holatida bo'la olmaydi.

Bozonlar esa, aksincha to'planish xususiyatiga ega bo'lganligi uchun, bir energetik sathda cheklanmagan miqdorda joylashishlari mumkin.

Zarrachalarning o'ziga xosligi to'plam xususiyatiga ta'sir qilish mumkinligini ko'rib chiqamiz.

Mikrozzarrachalarning o'ziga xosligi namoyon bo'lishi uchun ular bir-biri bilan tez-tez uchrashib turishlari lozim. Bu yerda uchrashish deyilganda, ikkita zarrachaning xuddi o'sha kvant holatiga tushishi ko'zda tutiladi.

Faraz qilaylik, N ta bir xil zarrachalarga, alohida mikrozzarracha joylashadigan G ta har xil kvant holatlari to'g'ri kelsin. Uchrashishlar chastotasi o'lchovi sifatida N/G nisbat xizmat qilsin. Agar, quyidagi shart bajarilsa:

$$\frac{N}{G} \ll 1, \quad (121.1)$$

mikrozzarrachalar ahyon-ahyonda uchrashadi. Bu holda, har xil vakant holatlar soni mikrozzarrachalar sonidan juda kattadir: $G \gg N$.

Bunday sharoitlarda fermionlar va bozonlarning o'ziga xos xususiyatlari namoyon bo'la olmaydi, chunki har bir mikrozzarracha ixtiyorida ancha turli holatlar bor va birdan-bir kvant holatini bir necha zarrachalarning egallashi muammosi paydo bo'lmaydi. Shu sababli, to'plam xususiyati to'laligicha mikrozzarrachalarning o'ziga xosligiga bog'liq emas.

Bunday to'plamlar *aynimagan*, (121.1) shart esa, *aynimaslik sharti* deb ataladi.

Agarda, G holatlar soni N zarrachalar soni bilan bir tartibda bo'lsa, ya'ni:

$$\frac{N}{G} \approx 1, \quad (121.2)$$

shart bajarilsa, alohida holatni yakka tartibda yoki ko'plab mikrozzarrachalar egallashi muhim ahamiyatga ega bo'la boshlaydi. Bu holda mikrozzarrachalarning o'ziga xos xususiyatlari to'la namoyon bo'ladi va to'plam xususiyatiga ta'sir eta boshlaydi.

Bunday to'plamlar *aynigan to'plamlar* deb ataladi. Aynimagan to'plam kvantomexanikaviy xususiyatlarga ega bo'lgan zarrachalardan ham hosil bo'lishi mumkin, chunki bu zarrachalar holatlari diskret o'zgaradi, uning oqibatida G mumkin bo'lgan holatlar soni cheklangan bo'ladi.

G holatlar soni doimo cheksiz katta bo'lganida klassik zarrachalar holati parametrlari uluksiz o'zgarib turadi, uning oqibatida bunday to'plamlar doimo aynimagan to'plam bo'ladi.

Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika *klassik statistika* yoki Maksvell-Bolsman statistikasi deb ataladi.

Aynigan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika *kvant statistikasi* deb ataladi.

Zarrachalarning o'ziga xos xususiyatlarini aynigan to'plam xususiyatiga ta'siri, fermionlar aynigan to'plami bilan bozonlar aynigan to'plami orasida sezilarli farqni keltirib chiqaradi. Shu sababli, ikkita kvant statistikasini farq qiladilar.

Fermionlar kvant statistikasini, E.Fermi va A.Dirak nomlari bilan bog'lab, *Fermi - Dirak statistikasi* deb ataladi.

Bozonlar kvant statistikasini Boze va A. Eynshteyn nomi bilan bog'lab, *Boze - Eynshteyn statistikasi* deb ataladi.

Kvant statistikasida faqat kvant zarrachalar to'plami bo'lishi zarur. Klassik statistikada esa, klassik va kvant zarrachalar qatnashishi mumkin. To'plamda zarrachalar soni kamaya borsa, yoki holatlar soni ortib borsa aynigan to'plam ham aynimagan holatga o'tishi muqarrar. Bu holda fermionlar yoki bozonlar tabiatiga ega bo'lgan to'plam Maksvell-Bolsman statistikasi bilan ifodalanadi.

122 - §. Taqsimot funksiyalari

To'plam holatini belgilash uchun uning termodinamik parametrlarini ko'rsatish lozim. Zarrachalar holatini belgilash uchun ularning koordinatalari va impulslarining tashkil etuvchilarini keltirish lozim. Bu ikki kattaliklarning o'zaro bog'lanishini statistik taqsimot funksiyasi amalga oshiradi:

$$N_{MB}(E)dE, \quad (122.1)$$

$N_{MB}(E)dE$ - holati μ va T termodinamik parametrlar bilan ifodalanadigan tizimdagi, E dan $E + dE$ gacha energetik oraliqdagi zarrachalar sonini belgilaydi. Bunday funksiya *to'la statistik taqsimot funksiyasi* deb ataladi.

To'la taqsimot funksiyasini dE energetik oraliqqa to'g'ri keladigan $g(E)dE$ holatlar sonini, bu holatlarni zarrachalar egallashi mumkin bo'lgan ehtimolikka ko'paytmasidan iborat, deb tasavvur etish mumkin:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE, \quad (122.2)$$

$f(E)$ - funksiya *taqsimot funksiyasi* deb ataladi va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi. Masalan, 100 ta yonma-yon turgan energetik holatlarga 10 ta zarracha to'g'ri kelsa, ularni zarrachalar egallash ehtimolligi $f(E) = 0,1$ ga teng bo'ladi.

Har bir holatga o'rtacha 0,1 ta zarracha to'g'ri kelgani uchun, $f(E)$ funksiya shu holatda turgan zarrachalarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

123 - § Mikrozarrachalarning holatlari soni va zichligi

Klassik mexanikada zarracha holatini, uning uchta x, y, z koordinatalari va impulsining uchta tashkil etuvchilari (p_x, p_y, p_z) bilan belgilash mumkin. x, y, z, p_x, p_y, p_z koordinata o'qlariga ega bo'lgan olti o'lchamli fazoni tasavvur qilamiz. Bu fazoda zarrachaning har bir momentdagi holati (x, y, z, p_x, p_y, p_z) nuqta bilan aniqlanadi va bunga o'xshash nuqtalar fazoviy nuqtalar deb ataladi.

Fazoviy hajm elementi quyidagi kattalik bilan ifodalanadi:

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (123.1)$$

Bu yerda $\Delta\Gamma_v = dx dy dz$ koordinatalar fazosi hajmi elementini; $\Delta\Gamma_p = dp_x dp_y dp_z$ - impuls fazosi hajmi elementini belgilaydi.

Klassik zarrachaning koordinatalari va impulslari uzluksiz o'zgargani uchun, $\Delta\Gamma_v$ $\Delta\Gamma_p$ - elementlar va ular bilan $\Delta\Gamma$ element imkoni boricha kichik bo'lishi kerak.

O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potensial energiyasi nolga teng bo'ladi. Bunday zarrachalar *erkin zarrachalar* deb ataladi. Bu zarrachalar uchun olti o'lchamli fazo o'rniga uch o'lchamli impuls fazosidan foydalanish qulay, chunki zarrachalar holatiga hech qanday cheklashlar qo'yilmagani uchun, $\Delta\Gamma_v$ fazo elementi - zarrachalar harakatlanadigan oddiy hajmga tengdir.

Agarda, zarrachalar to'liq xususiyatiga ega bo'lsalar, olti o'lchamli fazoni oddiy elementlarga ajratib bo'lmaydi. Zarrachalarning to'liq xususiyatiga ega bo'lishi, $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$ fazo elementi \hbar^3 dan kichik bo'lsa, noaniqliklar prinsipiga asosan, x, y, z, p_x, p_y, p_z va $x + dx, y + dy, z + dz, p_x + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z$ ikki holatni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, fazo elementi \hbar^3 dan kichik bo'lmagan taqdirda, mikrozarrachalarning kvant holatiga to'g'ri keladi. Shu sababli kvant statistikasida olti o'lchamli fazoning (eng kichik katagi) elementar yacheykasi \hbar^3 ga teng deb olinadi.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = h^3, \quad (123.2)$$

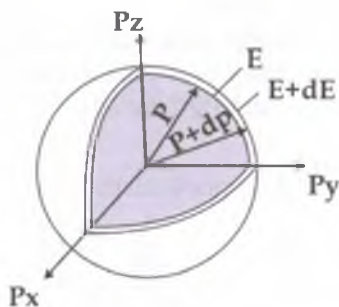
Erkin mikrozarrachalar uchun

$$\Delta\Gamma_p = \frac{h^3}{g}, \quad (123.3)$$

Har bir shunday elementga bir-biridan ajratib bo'ladigan kvant holati to'g'ri keladi. Olti o'lchamli fazoni h^3 yoki $\frac{h^3}{v}$ chekli o'lchamli kataklarga bo'lish *fazoni kvantlash* deb ataladi.

Holatlar zichligi

Zarrachalarning E dan $E+dE$ energiya bo'lagiga to'g'ri kelgan holatlar sonini hisoblab ko'ramiz. Impuls fazosida radiuslari r va $r + dr$ bo'lgan ikkita sferani ajratib olamiz (87 - rasm).



270 - rasm. Sferik impuls fazosida $4\pi p^2 dp$ hajmli shar qatlami

Bu sferalar orasida hajmi $4\pi r^3 dr$ ga teng bo'lgan shar qatlami joylashgan. Bu shar qatlamiga to'g'ri kelgan elementar katakchalar soni quyidagiga tengdir:

$$\frac{4\pi p^3 dp}{\Delta\Gamma_p} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp. \quad (123.4)$$

Har bir elementar katakchaga mikrozarrachaning bitta holati to'g'ri kelgani uchun dr impuls kengligiga to'g'ri keladigan holatlar soni

$$g(p)dp = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp \text{ ga} \quad (123.5)$$

teng bo'ladi. Erkin zarrachalar uchun quyidagi ifodalar:

$$E = \frac{p^2}{m}; \quad dE = \frac{2p}{m} dp; \quad p = \sqrt{2mE};$$

$$dp = \frac{m}{\sqrt{2mE}} dE$$

o'rinli bo'lgani uchun, holatlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$g(E)dE = \frac{2\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE . \quad (123.6)$$

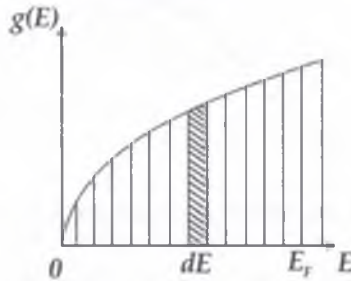
Ana shu, E va $E+dE$ energetik oraliqdagi dE energiya intervaliga to'g'ri kelgan mikrozarrahalar holatlar sonidir. O'z navbatida holatlar zichligi quyidagiga tengdir:

$$g(E) = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} . \quad (123.7)$$

Bu ifodadan, E energiya ortishi bilan holatlar zichligi \sqrt{E} ga proporsional ravishda ortib borishi ko'rinib turibdi (271 - rasm).

Bundan tashqari, holatlar zichligi zarrahalar massasi ortishi bilan ham o'sib boradi.

Mikrozarrahalar sifatida elektronlarni olsak, har bir elementar katakchalarga spinlari bilan farq qiladigan ikkita kvant holati to'g'ri keladi.



271 - rasm. Holatlar zichligining energiyaga bog'liqligi

Shu sababli elektronlar uchun holatlar soni va zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$g(p)dp = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp , \quad (123.8)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE , \quad (123.9)$$

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} , \quad (123.10)$$

124 - §. Ideal gazning aynimaslik sharti

Holatlar zichligi ifodasini 0 dan E gacha kenglikda energiya bo'yicha integrallasak, shu energetik intervalga to'g'ri kelgan mikrozarrahalar holatlar sonini aniqlashimiz mumkin:

$$G = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \frac{2}{3} E^{3/2}$$

Zarrachalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasining temperaturaga bog'liq ifodasi ($E = \frac{3}{2}kT$) dan foydalansak, holatlar sonining temperaturaga bog'liq ifodasiga ega bo'lamiz:

$$G \cong V \cdot \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (124.1)$$

Bu ifodani $\frac{N}{G} \ll 1$ tengsizlikka qo'ysak, ideal gazning aynimaslik shartini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{N}{G} = n \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \ll 1, \quad (124.2)$$

bu yerda $n = \frac{N}{V}$ – birlik hajmdagi zarrachalar sonini belgilaydi.

Misol uchun, normal sharoitdagi azotning molekulyar gazini olamiz. U holda: $n = 10^{26} m^{-3}$, $m = 4,5 \cdot 10^{-26} kg$, $kT = 4 \cdot 10^{-21} G$, $T = 300K$ bo'lsa, $\frac{N}{G}$ nisbat quyidagiga teng

bo'ladi:

$$\frac{N}{G} = n \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \approx 10^{-6}.$$

Demak, normal sharoitlarda oddiy molekulyar gazlar aynimagan holatda bo'ladilar va Maksvell – Bolsman taqsimotiga bo'ysunadilar.

Endi esa, metallarda elektron gazning holatini ko'rib chiqamiz. Metallarda elektron gaz uchun:

$$n = 5 \cdot 10^{28} m^{-3}, m = 9 \cdot 10^{-31} kg$$

normal sharoitda, ya'ni $T=300 K$ bo'lganda $\frac{N}{G}$ nisbat quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{N}{G} \approx 10^4 \gg 1$$

Demak, metallarda elektron gaz, odatdagi sharoitlarda ham aynigan gaz deb hisoblanadi va Fermi-Dirak kvant taqsimotiga bo'ysunadi.

Metallarda elektron gaz holati temperatura $10^5 K$ ga ko'tarilganida aynimagan holatga o'ta boshlaydi, chunki bu temperaturada $\frac{N}{G}$ nisbat birdan kichik bo'lib, $\sim 0,5$ ga teng bo'ladi.

Aynimaslik holati faqat temperatura ortganida kuzatilmay, balki elektron gaz konsentratsiyasi kamayganida ham kuzatiladi. Yarim o'tkazgichlarda, odatdagi sharoitlarda elektron gaz konsentratsiyasi 10^{22} m^{-3} dan kichik bo'ladi. Bu holatda $\frac{N}{G}$ nisbat $>10^{-3}$ dan kichik bo'ladi va yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchilar konsentratsiyasi kam bo'lganida, aynimagan holatda bo'ladi va Maksvell-Bolsman taqsimoti bilan ifodalanadi.

125 - §. Aynimagan gazning taqsimot funksiyasi

Maksvell - Bolsman taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = e^{\frac{\mu-E}{kT}} \quad (125.1)$$

bu yerda k - Bolsman doimiysi; μ - kimyoviy potensial. Hisoblashlarga ko'ra aynimagan gaz uchun kimyoviy potensial

$$\mu = kT \ln \left[\frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \right] \text{ ga} \quad (125.2)$$

teng va uni (125.1) ifodaga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (125.3)$$

Maksvell - Bolsman taqsimot funksiyasi ($f_{MB}(E)dE$) E dan $E + dE$ gacha bo'lgan energetik intervaldagi holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi.

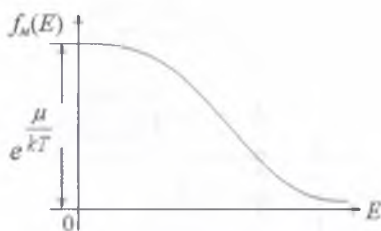
Maksvell - Bolsman funksiyasi grafigi 272 - rasmda ko'rsatilgan. Funksiya $E = 0$ da maksimumga ega va energiya ortishi bilan asimptotik ravishda nolga intiladi.

Taqsimot funksiyasini $g(E)dE$ holatlar soniga ko'paytirsak, zarrachalarning energiya bo'yicha to'la taqsimot funksiyasini keltirib chiqaramiz:

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \cdot dE; \quad (125.4)$$

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi (kT)^3}} e^{-\frac{\mu}{kT}} E^{1/2} dE, \quad (125.5)$$

bu ifoda Maksvell - Bolsmaning to'la taqsimot funksiyasi deb ataladi.



272 - rasm. Maksvell - Bolsman taqsimot funksiyasining energiyaga bog'liqligi

$f_M(E)$ – taqsimot funksiyasi aniq bo'lsa, zarrachalarning impuls va tezlikka bog'liq taqsimot qonunini izlash imkonini beradi.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} p^2 dp \quad (125.6)$$

va

$$N(v)dv = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv \quad (125.7)$$

126 - §. Aynigan gazning taqsimot funksiyasi

Aynigan gazlar uchun Fermi - Dirak taqsimot funksiyasi quyidagidan iboratdir:

$$f_F(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1}, \quad (126.1)$$

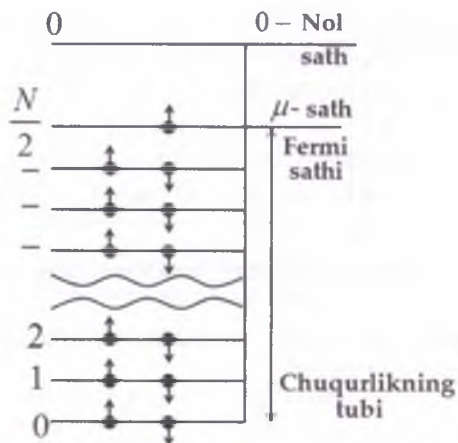
bu yerda μ – kimyoviy potensial yoki Fermi sathi.

E energiya Fermi sathi μ ga teng bo'lganda, noldan farqli istalgan temperaturada ($T \neq 0$) taqsimot funksiyasi 1/2 ga teng bo'ladi. Shu sababli statistik nuqtai nazardan Fermi sathi holatlarni zarrachalar egallash ehtimoli 0,5 ga teng bo'lgan energetik sathni belgilaydi.

Absolyut nol temperaturada metallardagi aynigan elektron gaz holatini ko'rib chiqamiz (273-rasm). Erkin elektronlar uchun metall potensial chuqurlik vazifasini o'taydi, chunki erkin elektronlar chuqurlikdan chiqish uchun bog'lanish kuchlarini yengib, ish bajarishlari lozim.

Gorizontal chiziqilar elektronlar egallashi mumkin bo'lgan energetik sathlarni bildiradi.

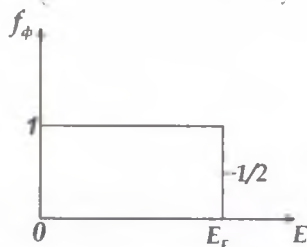
Pauli prinsipiga asosan, har bir energetik sathda spinlari qarama - qarshi bo'lgan ikkita elektron joylashishi mumkin. Agarda elektron gazda N ta elektronlar bo'lsa, u holda, eng oxirgi band bo'lgan energetik sath $N/2$ bo'ladi. Ana shu energetik sath aynigan elektron gaz uchun *Fermi sathi* deb ataladi va absolyut nol temperaturada metallda elektronning olgan eng katta kinetik energiyasini (E_f) ko'rsatadi.



273-rasm. Metallardagi sohalarining tuzilishi

Shunday qilib, absolyut nol temperaturada $E < E_f$ energiyali barcha holatlar elektronlar bilan band bo'ladi, $E > E_f$ energiyali holatlar esa bo'sh bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, $T = 0\text{ K}$ da $E < E_f$ energiyali holatlarni elektronlar bilan to'ldirish ehtimolligi 1 ga teng, $E > E_f$ energiyali holatlarni egallash ehtimolligi nolga tengdir:

$$f_F(E) = \begin{cases} 1 & T=0 \quad \text{da} \quad E < E_f \\ 0 & T=0 \quad \text{da} \quad E > E_f \end{cases} \quad (126.2)$$



274 - rasm. Fermi - Dirak taqsimot funksiyasining energiyaga bog'liqlik grafigi
 $T = 0^\circ\text{ K}$

274 - rasmda Fermi - Dirak taqsimot funksiyasining absolyut nol temperaturadagi energiyaga bog'liqlik grafigi keltirilgan.

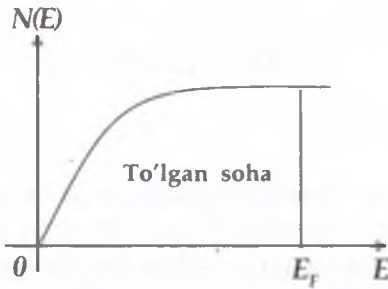
Rasmdan taqsimot funksiyasining qiymati Fermi sathigacha 1 ga tengligi, Fermi sathida esa birdan nolga kamayishi ko'rinib turibdi. Fermi sathigacha energetik holatlarni egallagan elektronlar soni

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2} \text{ ga} \quad (126.3)$$

teng va uning energiyaga bog'liq grafigi 275 - rasmda keltirilgan.

(126.3) - ifodadan Fermi sathining ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$E_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (126.4)$$



275- rasm. Elektronlarning energetik holatlarni egallashining energiyaga bog'liqligi.

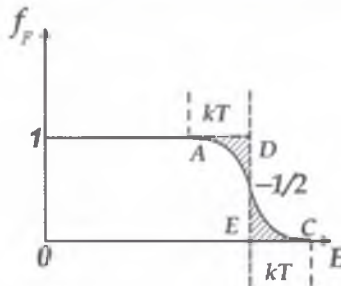
127 - §. Fermi - Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri

Temperaturaning ortishi issiqlik harakati energiyasi hisobiga elektronlarni qo'zg'ata boshlaydi va ular yuqoriroq energetik sathlarga o'ta boshlaydilar, natijada holatlar bo'yicha elektronlarning taqsimot xarakteri o'zgara boshlaydi.

$E = E_f$ - Fermi energiyasi yaqinidagi kT ga teng kenglikdagi elektronlarga qo'zg'atilgan bo'ladi.

Fermi energiyasidan chuqurroqdagi energetik sathlardagi elektronlar o'z holida qoladilar, chunki kT issiqlik harakati energiyasi elektronlarni qo'zg'atish uchun yetarli emas (276 - rasm).

Issiqlik harakati natijasida E_f dan kichik energiyaga ega bo'lgan elektronlarning bir qismi E_f dan katta bo'lgan energetik sathlarga o'ta boshlaydi va Fermi sathi atrofidagi taqsimot ko'rinishi o'zgara boshlaydi. Rasmda $T = 0 K$ da (1 - egri chiziq) va $T > 0 K$ da (2 - egri chiziq) ga to'g'ri kelgan elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimot chiziqlari ko'rsatilgan.



276 - rasm. Fermi-Dirak funksiyasini temperaturaga bog'liqligi

Rasmdan ko'rinishicha, temperatura ortishi kT kenglikda taqsimotni keskin o'zgartirishga va E_f dan yuqorida taqsimotning "dumi" hosil bo'lishiga olib keladi.

276 - rasmdagi shtrixlangan yuzalar $E < E_f$ energiyali holatlarni tashlab ketayotgan va E_f dan yuqoridagi energetik holatlarni egallayotgan elektronlar soniga proporsionaldir. Bu yuzalar qiymatlari bir-biriga teng bo'ladi, chunki bir xil miqdordagi elektronlar Fermi sathi pastidan uning yuqorisiga o'tadi.

Odatda, metallarda Fermi energiyasi $3 \div 10 \text{ eV}$ ga teng bo'ladi. 300 K da $kT \approx 0,025 \text{ eV}$ ga teng.

kT energiya kengligidagi qo'zg'atilgan elektronlar soni quyidagiga tengdir:

$$\Delta N \approx \frac{kT}{2E_f} N, \quad (127.1)$$

bundan, $\frac{\Delta N}{N} < 1\%$ tashkil etadi.

Shunday qilib, temperaturaning katta diapazonida metallardagi elektron gaz aynigan bo'lib, uning taqsimoti deyarli o'zgarmaydi. Faqat Fermi sathi atrofidagi taqsimotining juda kichik qismi ($N \ll 1\%$) issiqlikdan qo'zg'atilgan hisoblanadi.

Metallarda Fermi sathining temperaturaga bog'liq ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\mu = E_f \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_f} \right)^2 \right]. \quad (127.2)$$

Issiqlik harakati energiyasi 300 K da $\sim 0,025 \text{ eV}$ ga teng, 1200 K da esa $\sim 0,1 \text{ eV}$ ga teng va bu qiymat metallardagi Fermi energiyasi qiymatidan ($3 \div 10 \text{ eV}$) 100 martacha kichikdir. Shu sababli, metallarning erish temperaturasigacha Fermi sathi deyarli o'zgarmay qoladi.

128 - §. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi

Pauli prinsipiga bo'ysunadigan fermionlardan farqli ravishda bozonlar, bo'sh energetik holatlardan tashqari, boshqa bozonlar egallagan holatlarga ham joylashishlari mumkin. Buning ustiga, oxirgi holatlar bandligi zichligi qancha katta bo'lsa, shuncha ko'proq egallashga intiladilar. Holatlar bo'yicha bozonlar taqsimot funksiyasi quyidagidan iborat:

$$f_E(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1} \quad (128.1)$$

va uni *Boze-Eynshteyn taqsimot funksiyasi* deb atashadi. Shu funksiyani foton gazi xususiyatini ta'riflash uchun qo'llashga harakat qilamiz.

T temperaturali absolyut qora jism bo'shlig'i muvozanatda bo'lgan issiqlik nurlanishi bilan to'lgan deb faraz qilaylik.

Kvant nuqtai nazaridan, bu nurlanishni foton gazini tashkil qiluvchi benihoya ko'psonli fotonlar majmuasi, deb hisoblash mumkin.

Fotonlar spini 1 ga teng bo'lgan bozonlardir. Shuning uchun, foton gazi Boze - Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi.

Foton quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

1. Fotonlarning tinch holatdagi massasi nolga teng.

2. Barcha fotonlar c yorug'lik tezligi bilan harakatlanadilar, ammo har xil E – energiya va P – impulsga ega bo'ladilar. Energiya – E va impuls – P ν chastotaga quyidagicha bog'langandir:

$$E = h\nu = h\omega, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\omega}{c}. \quad (128.2)$$

Bulardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = pc. \quad (128.3)$$

3. Fotonlar o'zaro to'qnashmaydilar, shu sababli, faqat fotonlarni yutadigan va nurlatadigan xususiyatga ega bo'lgan jism mavjudligida foton gazining muvozanat taqsimoti kuzatilishi mumkin.

4. Fotonlar istalgan miqdorda hosil bo'lishi va yo'q bo'lishi mumkin. Shu sababli, foton gazida fotonlar soni qat'iy cheklangan emas.

V va T ning berilgan qiymatlari uchun foton gazi, muvozanat holatda, N_0 fotonlar soniga ega bo'ladi. Bu esa, foton gazining muvozanatda bo'lish shartini quyidagicha ifodalaydi:

$$\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = 0. \quad (128.4)$$

Doimiy hajmga ega bo'lgan, ajratilgan tizim energiyasining o'zgarishi, undagi zarrachalar sonini bittaga o'zgarishi bilan bog'liqligini kimyoviy potensial ifodalaydi:

$$\mu = \frac{dE}{dN}. \quad (128.5)$$

Shuning uchun $\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = \mu$ ga teng.

Bundan, muvozanat sharti $\mu = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Demak, muvozanatdagi foton gazining kimyoviy potentsiali nolga tengdir.

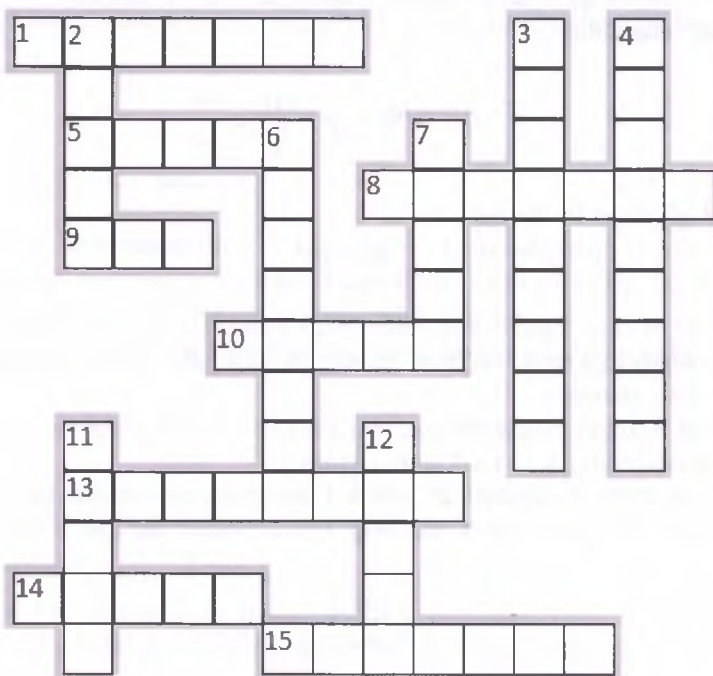
Aynimagan gaz uchun kimyoviy potensial manfiy bo'lishi, $\mu = 0$ holat foton gazini doimo aynigan holatda bo'lishini bildiradi.

(126.2) ifodadan foydalanib, foton gazining taqsimot funksiyasini quyidagicha yozamiz:

$$f(E) = (e^{\frac{E}{kT}} - 1)^{-1} = (e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1)^{-1}. \quad (128.6)$$

Bu *Plank ifodasi* deb ataladi va u $E = h\omega$ energiyaga ega bo'lgan fotonlarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

XIV bob bo'yicha krossvord



Horizantal

1. Spinlari yarimga karrali bo'lgan elektronlar, protonlar va neytronlarga o'xshash zarrachalar qanday nomlanadi ?
5. Aynigan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika bu qaysi statistika ?
8. Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika bu ...
9. Fotonlarning tinchlikdagi massasi nimaga teng ?
10. Fermionlar kvant statistikasini, E. Fermi va qaysi nomlari bilan bog'lanishi Fermi-Dirak statistikasi deyiladi?
13. Fermi sathigacha energetik holatlarni egallagan ...lar sonini aniqlovchi ifoda keltirilgan:

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2}$$

14. Har bir energetik sathda spinlari qarama - qarshi bo'lgan ikkita elektron joylashishi mumkin. Bu kimning prinsipi ?
15. Mikrozarrachalarning o'ziga xos xususiyatlari to'la namoyon bo'lishi va to'plam xususiyatiga ta'sir eta boshlashi qanday to'plamlar ?

Vertikal

2. O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potensial energiyasi nolga teng zarrachalar qanday zarrachalar ?
3. Bozonlar kvant statistikasini Boze va A. Eynshteyn nomi bilan bog'lanishi Boze - statistikasi deyiladi. Nuqtalar o'rniga so'z qo'ying.

4. Muvozanatdagi foton gazining qanday potentsiali nolga teng.

6. $f(E)$ – funksiya va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi va u qanday nomlanadi?



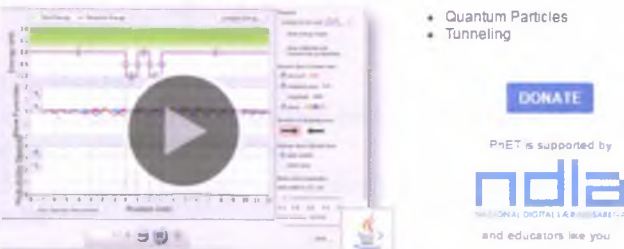



7. $E = h\omega$ energiyaga ega bo‘lgan fotonlarning o‘rtacha soni qaysi ifoda?

11. Qanday jismlarda Fermi sathining temperaturaga bog‘liq ifodasi quyidagi ko‘rinishga ega :

$$\mu = E_f \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_f} \right)^2 \right].$$

12. Spinlari butun son bo‘lgan ifoda, fononlar va boshqa zarrachalar qanday nomlanadi?

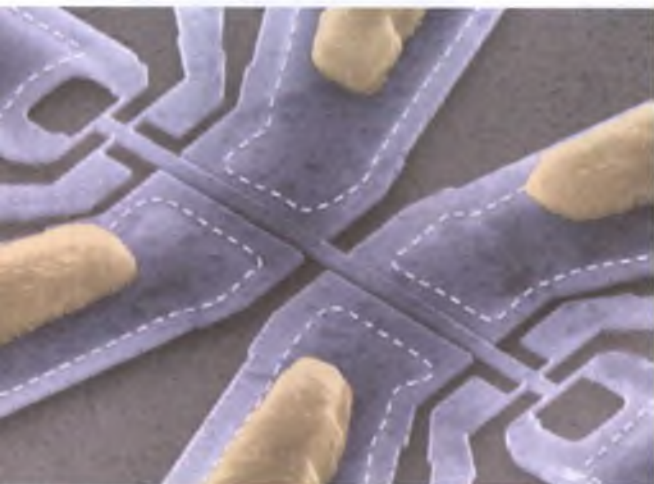
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/rutherford-scattering Rutherford Scattering</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Quantum Mechanics • Atomic Nuclei • Atomic Structure <p>PhET is supported by </p>	<p>Topics Quantum Mechanics Atomic Nuclei Atomic Structure</p> <p>Description How did Rutherford figure out the structure of the atom without being able to see it? Simulate the famous experiment in which he disproved the Plum Pudding model of the atom by observing alpha particles bouncing off atoms and determining that they must have a small core.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/quantum-tunneling Quantum Tunneling and Wave Packets</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Quantum Particles • Tunneling <p>PhET is supported by  NATIONAL DIGITAL LIBRARY FOR EDUCATORS and educators like you</p>	<p>Topics Quantum Particles Tunneling</p> <p>Description Watch quantum "particles" tunnel through barriers. Explore the properties of the wave functions that describe these particles.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/hydrogen-atom Models of the Hydrogen Atom</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Quantum Mechanics • Hydrogen Atom • Bohr Model <p>PhET is supported by  and educators like you</p>	<p>Topics Quantum Mechanics Hydrogen Atom Bohr Model DeBroglie Wavelength Schrodinger Model</p> <p>Description How did scientists figure out the structure of atoms without looking at them? Try out different models by shooting light at the atom. Check how the prediction of the model matches the experimental results.</p>

Nazorat savollari

1. Elektron gaz nima? Aynigan va aynimagan elektron gazlari hamda aynish karraligi nima?
2. Mikrozarrachalarning holatlar soni qanday ifoda orqali aniqlanadi? Holatlar zichligi nima? Molekulyar gazlar uchun aynish karraligini hisoblab bering.
3. Aynigan va aynimagan gazlar uchun taqsimot funksiyalarini yozing. Fermionlar, bozonlar nima va ular qanday taqsimot funksiyalariga bo'ysunadilar?
4. Termodinamik potensial nima?

XV BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI



Mundarija

- 129-§. Bogʻlanish kuchlari
- 130-§. Kristall panjara
- 131-§. Kristall tizimlari
- 132-§. Erkin atomlarning energetik sathlari
- 133-§. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi
- 134-§. Kristallarda energetik sathlarning hosil boʻlishi
- 135-§. Elektron energiyasining toʻlqin vektoriga bogʻliqligi
- 136-§. Elektronning effektiv massasi
- 137-§. Oʻtkazgichlar, dielektriklar va yarim oʻtkazgichlar
- 138-§. Xususiy yarim oʻtkazgichlar
- 139-§. Kirishmali yarim oʻtkazgichlar
- 140-§. Xususiy yarim oʻtkazgichda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va Fermi sathining holati
- 141-§. Kirishmali yarim oʻtkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi
- 142-§. Metallar elektr oʻtkazuvchanligi
- 143-§. Oʻta oʻtkazuvchanlik
- 144-§. Xususiy yarim oʻtkazgichlarning elektr oʻtkazuvchanligi
- 145-§. Kirishmali yarim oʻtkazgichning elektr oʻtkazuvchanligi
- 146-§. Chiqish ishi
- 147-§. Metall-metall kontakti
- 148-§. Metall-yarim oʻtkazgich kontakti. Yopuvchi qatlam
- 149-§. Elektron-kovak (n-p) oʻtish.
- 150-§. Atomlarning magnit xususiyatlari
- 151-§. Magnetiklarda magnit maydonlari
- 152-§. Qattiq jismlarning magnit xususiyatlari

XV BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

129 - §. Bog'lanish kuchlari

Moddalarning qattiq jism holatiga o'tish imkoniyati, tashkil etuvchi zarrachalarning bir-biriga yaqin masofaga yaqinlashishida, ular orasida hosil bo'ladigan bog'lanish kuchlariga bog'liqdir. Bunday zarrachalar, odatda, atom, ion va molekulalardan iboratdir.

Qattiq jismning mustahkam panjaraviy tizimi hosil bo'lishi uchun zarrachalar orasida ikki xil kuch ta'sir etishi mumkin:

- zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishiga to'sqinlik qiluvchi tortishish kuchlari;
 - zarrachalarning bir-biriga qo'shilishiga qarshilik qiluvchi itarish kuchlari.
- Ushbu kuchlarning tabiatini qisqacha ko'rib chiqamiz.

Van-der-Vaals kuchlari

Istalgan atom va molekularlar orasida paydo bo'luvchi umumiyroq ko'rinishda bo'lgan bog'lanish kuchlari – *Van-der-Vaals kuchlaridir*. Bu kuchlar birinchi bo'lib qattiq faza holatida bo'lgan real gazlar holat tenglamasiga kiritilgan edi.

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT, \quad (129.1)$$

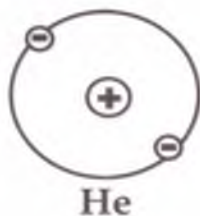
bu yerda $\frac{a}{V_m^2}$ va b – qo'shimcha hadlar, qattiq holatdagi real gaz molekulari orasidagi

tortishish va itarish kuchlarini hisobga olish uchun kiritilgan; b – molekularlarning o'zi egallagan hajmi; a – molekularlar orasidagi tortishish kuchi.

Aniq ko'rinishda bu kuchlar to'liq kimyoviy bog'lanishga ega bo'lgan quyidagi molekularlar orasida paydo bo'ladi: O_2, H_2, N_2, CN_4 . Suyuq va qattiq holatlarda bo'lgan inert gazlar atomlari orasida ham kuzatiladi. Umumiy holda Van-der-Vaals kuchlari o'ziga dispersiyaviy, oriyentatsiyaviy va induksiyaviy ta'sir kuchlarini qamrab oladi.

Dispersiyaviy ta'sir kuchlari

Oddiy misol tariqasida ikkita geliy atomi orasidagi ta'sirni ko'rib chiqamiz. Geliy atomining elektron zichligi taqsimlanishi, uning elektr momentining o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, sferik simmetriyaga ega bo'ladi (277- rasm).

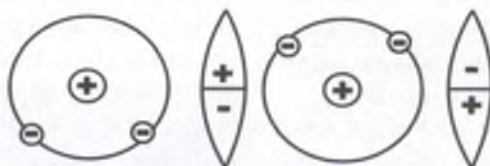


277- rasm. Geliy atomi elektron zichligining taqsimlanishi.

Vaqtning ayrim onlarida elektronlar fazoning ma'lum nuqtalarida joylashib, birdan tez o'zgarib turadigan elektr dipollarini hosil qiladilar.

Ikkita geliy atomlari yaqinlashtirilganida bu atomlar elektronlari harakatida («korrelyatsiya») muvofiqlik oʻrnatiladi, natijada atomlar oʻrtasida oʻzaro taʼsir kuchlari hosil boʻladi. Bunday kuchlar ikki xil xarakterga ega boʻladilar:

- agarda elektronlar atomlarning teskari tomonlariga toʻplanishi muvofiqdansa (278-rasm) tortishish kuchlari hosil boʻladi;



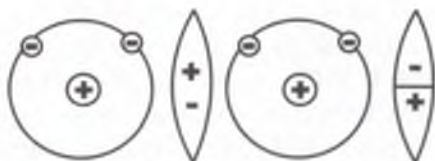
278 - rasm. Geliy atomlarida tortishish kuchlarini hosil boʻlishi

- agarda, elektronlar atomlarning bir tomonlariga toʻplanishi muvofiqdansa, itarish kuchlari paydo boʻladi (279 - rasm).

Elektronlarning muvofiqlashgan harakati natijasida paydo boʻladigan bogʻlanish kuchlari *dispersiyaviy kuchlar* deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$U_d = -\frac{3 \alpha^2 I}{4 r^6}, \quad (129.2)$$

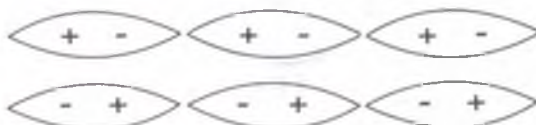
bu yerda α – zarrachaning qutblanishi; I – zarrachalarning qoʻzgʻatilish energiyasi; r – dipollar orasidagi masofa.



279 - rasm. Geliy atomlarida itarish kuchlarining hosil boʻlishi

Oriyentatsiyaviy taʼsir kuchlari

Agar, molekular doimiy M – dipol momentiga ega boʻlsalar, yaʼni qutbli boʻlsalar, u holda, ular orasida elektrostatik taʼsir kuchlari paydo boʻladi, natijada tizimning energiyasi kamayishiga bogʻliq ravishda molekularlar qatʼiy tartibda joylashishga intiladilar (280 – rasm).



280 – rasm. Qutbli molekularlarda elektrostatik kuchlarning hosil boʻlishi

Molekularning toʻgʻri «oriyentatsiyasi» – issiqlik harakatida buzila boshlaydi va kuchli ravishda temperaturaga kuchli ravishda bogʻliq boʻladi. Past temperaturalarda

molekulalar tartibli yo'nalishga to'liq ega bo'lsalar, o'zaro ta'sir energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$U_{or} = -\frac{M^2}{2\pi\epsilon_0 r^3}. \quad (129.3)$$

Yuqori temperaturalarda esa:

$$U_{or} = -\frac{M^2}{24\pi^2\epsilon_0^2 r^3} \frac{1}{r^6}. \quad (129.4)$$

Bu turdagi o'zaro ta'sirlar *oriyentatsiyaviy ta'sirlar* deb ataladi.

Induksiyaviy ta'sir kuchlari

Kuchli qutblanishga ega bo'lgan qutbli molekulalarda qo'shni molekularning doimiy dipoli maydoni ta'sirida qo'shimcha moment hosil bo'lishi mumkin (281 - rasm).

Birinchi molekulaning doimiy dipoli va ikkinchi molekulaning induksiyalangan dipoli orasidagi o'zaro ta'siri natijasida vujudga keladigan o'zaro tortishish energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$U_{ind} = -\frac{\alpha\mu^2}{\gamma\pi\epsilon_0^2} \frac{1}{r^6} \quad (121.5)$$



281 - rasm. Kuchli qutblanishga ega bo'lgan molekulalarda qo'shimcha momentning hosil bo'lishi

Bunday o'zaro ta'sir *induksiyaviy* yoki *deformatsiyaviy* ta'sir deb ataladi.

Umumiy holda, ikkita molekulaning yaqinlashishida, uchta ko'rinishdagi o'zaro ta'sirlar paydo bo'ladi va natijaviy ta'sir kuchlari uchta ta'sir energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$U = U_d + U_{or} + U_{ind}$$

Ionli bog'lanish

Inert gazlardan keyin joylashgan ishqor metallar atomlarining valent elektronlari to'lgan energetik qatlamdan tashqarida harakat qiladilar va yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'ladilar.

Inert gazlardan oldin joylashgan galoidlarda mustahkam bog'lanish uchun bitta elektron yetishmaydi. Shu sababli ular qo'shimcha elektron qabul qilishga intiladilar.

Ishqorli metallar va galoidlar atomlari orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi.

Avval metall atomining elektroni galoid atomiga o'tadi, natijada metall musbat zaryadli ionga, galoid atomi – manfiy zaryadli ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar Kulon qonuniga asosan ta'sirlashadilar. Bunday bog'lanish *ionli* yoki *qutbli* bog'lanish deb ataladi.

Ionlarning tortishish energiyasi quyidagiga tengdir:

$$U_i = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (129.6)$$

Kovalent bog'lanish

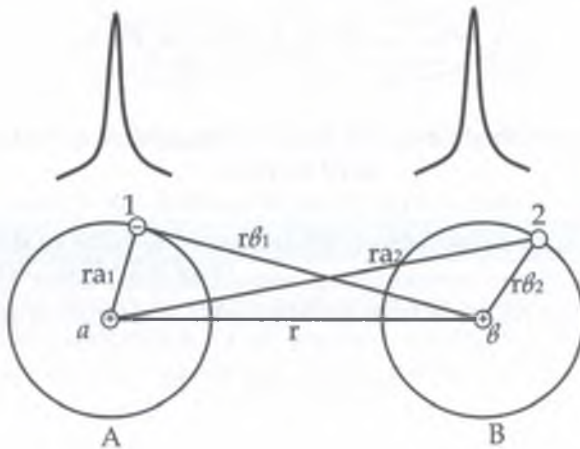
Ionli va Van-der-vaals bog'lanishlari orqali H_2 , O_2 , N_2 kabi molekular birikmalari hosil bo'lishini hamda olmos va yarim o'tkazgich kristallaridagi bog'lanishlarni tushuntirish mumkin emas. Bir jinsli atomlar valent elektronlarini qayta taqsimlash orqali qarama-qarshi zaryadli ionlarni hosil qilish mumkin emas. Boshqa tarafdin, O_2 , H_2 , N_2 molekularidagi mustahkam bog'lanish Van-der-Vaals kuchlaridan juda sezilarli kattadir. Bunday mustahkam bog'lanish *kovalent bog'lanish* deb ataladi.

Vodorod molekulasida bu bog'lanish tabiatini ko'rib chiqamiz (282 - rasm).

Masalan, yadrosi a va elektroni 1 bo'lgan A atom va yadrosi b , elektroni 2 bo'lgan B atom bir-biridan r – katta masofada joylashgan deb hisoblaymiz.

Atom atrofidagi elektron holatini ifodalovchi elektron buluti zichligi ($S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$) masofaga bog'liq tez so'nishi sababli B yadro atrofida 1 - elektronning, a yadro atrofida 2 - elektronning bo'lish ehtimoli juda kichikdir. Shu sababli A va B atomlarni bir-biri bilan ta'sirlashmaydigan alohida atomlar deb hisoblash mumkin va ikki atomdan tashkil topgan tizim energiyasi $2E_0$ ga teng deb hisoblaymiz. Bu yerda E_0 – odatdagi sharoitdagi alohida atomning energiyasidir.

Atomlarning yaqinlashishi bilan begona atomlarga elektronlarning o'tish ehtimoli ortadi.

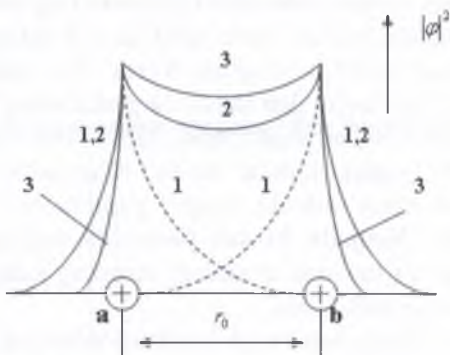


282 - rasm. Katta masofada joylashgan vodorod elektronlari holatlari

Atomlar orasidagi masofa $r \approx 2A^0$ ga yetganda bu atomlarning elektron bulutlari bir-birini to'sa boshlaydi. Atomlarning keyingi yaqinlashishida bulutlarning to'sish darajasi orta boradiki va elektronlarning almashish chastotasi shu darajada osha boradiki, 1 - elektronning A - atomga, 2 - elektronning B - atomga tegishli ekanligi o'z kuchini yo'qotadi (283 - rasm).

Shunday qilib, bu holatda elektronlar bir vaqtda ikkala yadroga tegishli bo‘ladi va ular *umumlashgan* hisoblanadi.

Elektronlarning umumlashishi elektronlar zichligini $|\psi|^2$ qayta taqsimlanishiga va tizim energiyasini alohida atomlarning energiyalari yig‘indisiga $2E_0$ nisbatan o‘zgarishiga olib keladi. Rasmda 1 - punktir chiziqlar bilan alohida atomlarning elektron bulutlari zichligi tasvirlangan; 2 - uzluksiz chiziqlar bilan alohida atomlar elektron bulutlarini oddiy yig‘indisi tasvirlangan; 3 - qalin chiziqlar $a - b$ yadrolar uchun umumlashgan elektronlar hosil bo‘lgandagi elektronlar buluti zichligini taqsimlanishi tasvirlangan.



283 - rasm. Qisqa masofalarda vodorod atomlari elektron bulutlarining bir - birini to‘shishi

1 - va 2 - holatlarga qaraganda 3 - holatda ikkala yadrolar o‘rtasidagi elektronlar zichligi orta boradi. Yadrolar orasidagi fazoda elektron bulutlar zichligining ortishi tizim energiyasining kamayishiga va atomlar orasida tortishish kuchlarini vujudga keltiradi. Ana shu *kovalent bog‘lanishni* hosil bo‘lishidir. Vodorod molekulasining energiyasi

$$U_s = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2} \text{ ga}$$

teng. Bu yerda $2E_0$ – ikkita vodorod atomi energiyalari yig‘indisidir; K - elektronlarning yadro bilan, elektronlarning o‘zaro va yadrolarning o‘zaro elektrostatik ta‘sir energiyasidir. Bu energiya manfiydir va u *Kulon energiyasi* deb ataladi. A – atomlarning o‘zaro elektronlar bilan almashish energiyasidir va u doimo K dan katta bo‘ladi $|A| > |K|$.

$S < 1$, K va A manfiy bo‘lganligi uchun tizim energiyasi kamayib boradi:

$$U_s = 2E_0. \quad (129.7)$$

Har bir vodorod atomi o‘zining bitta qo‘shni atomi bilan bog‘lanish hosil qilishi mumkin. Bu bog‘lanishni tashkil etuvchi ikkita elektron qarama-qarshi spinlarga ega va bitta kvant yacheykani egallaydi.

Uchinchi atom, bu sharoitda tortishmasdan itariladi.

Kremniy, germaniy kristallarida elementar katakchadagi atom valent bog‘lanishni to‘rtta yaqin qo‘shni atomlar bilan hosil qiladi. Shu to‘rtta kovalent bog‘lanishlarni hosil qiluvchi har ikki elektron qarama-qarshi spinlarga ega bo‘ladi.

Metall bog‘lanish

Mendeleyev davriy jadvalining har bir davri boshlanishida turgan metallar alohida jismlar guruhini tashkil etadilar.

Metall atomlari yaqin qo‘shnilari bilan kovalent bog‘lanish hosil qilish uchun yetarlicha valent elektronlariga ega emaslar. Masalan, mis atomi faqat bitta valent elektroniga ega va faqat bitta qo‘shni atom bilan kovalent bog‘lanish hosil qilishi mumkin. Ammo mis kristall panjarasida har bir atom atrofida o‘n ikkiga yaqin qo‘shni atomlar mavjuddir va ular bilan bog‘lanish hosil qilish kerak. Shu sababli metallarda kovalent bog‘lanishdan farqli *metall bog‘lanish* deb ataluvchi alohida bog‘lanish turi mavjuddir.

Metall atomlarida tashqi valent elektronlari yadro bilan kuchsiz bog‘langan. Metall qattiq jism holatiga ega bo‘lganda, atomlar bir-biri bilan juda yaqin joylashishi sababli valent elektronlar o‘z atomlarini tashlab, kristall panjara bo‘ylab erkin harakat qilish imkoniyatiga ega bo‘ladilar. Natijada, kristall panjarada manfiy zaryadlarning bir jinsli taqsimlanishi paydo bo‘ladi va tugunlar orasidagi fazoning katta qismida elektronlarning o‘rtacha zichligi o‘zgarasligi kuzatiladi.

Metall kristall panjarasidagi bog‘lanish musbat ionlarning elektron gaz bilan o‘zaro ta‘sir natijasida paydo bo‘ladi. Musbat ionlar orasidagi elektronlar yadrolarni bir-biriga tortadi va itarish kuchlarini muvozanatlaydi. Boshqa tarafdin, ionlar orasidagi masofa kamayishi bilan tortishish kuchlari orta boshlaydi.

Ionlar orasidagi tortishish va itarish kuchlari teng bo‘ladigan masofa o‘rnatilganda kristall panjara mustahkamlashadi.

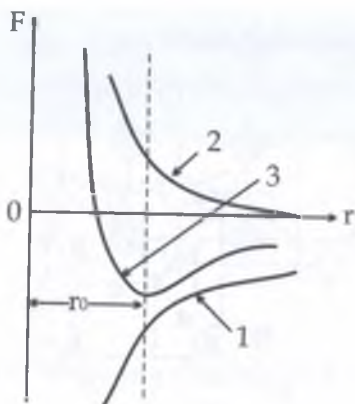
130 - §. Kristall panjara

Atom va molekullarni yaqinlashishida, yuqorida keltirilgan bog‘lanish kuchlarining tabiatiga qaramay, ular orasida bir xil umumiy xarakterga ega bo‘lgan ta‘sir saqlanadi:

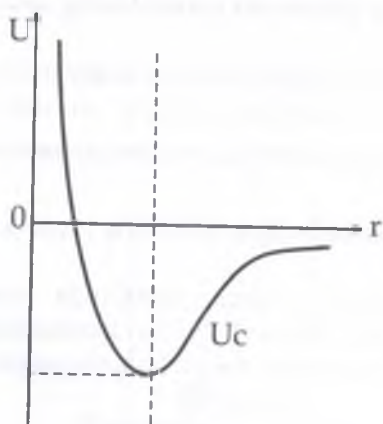
- nisbatan katta masofalarda tortishish kuchlari (F_t) paydo bo‘lib, zarrachalar orasidagi masofa qisqarishi bilan tez orta boshlaydi (284- rasm, (2));

- nisbatan kichik masofalarda itarish kuchi (F_i) paydo bo‘lib, r masofa qisqarishi bilan tortishish kuchiga nisbatan yanada tezroq orta boshlaydi (284-rasm, (1)).

Ma‘lum bir $r = r_0$ masofada itarish kuchlari tortishish kuchlari bilan tenglashadi va natijada natijaviy o‘zaro ta‘sir kuchi F nolga aylanadi (284 - rasm (3)), o‘zaro ta‘sir energiyasi U_c minimal qiymatga erishadi (285 - rasm). Shu sababli r_0 masofaga yaqinlashgan zarrachalar holati mustahkam muvozanatdagi holatga aylanadi. Zarrachalarning bir-biriga nisbatan r_0 masofa bilan qat‘iy tartibda joylashishi, to‘g‘ri ichki tuzilishli qattiq jism tashkil bo‘lishiga olib keladi. Qattiq jismning to‘g‘ri ichki tuzilishi fazoviy panjara yoki kristall panjara deb ataladi. Demak, kristallarda atomlarning joylashishi, ularni fazoviy davriylik yoki translyatsiyaviy simmetriyalik xossasiga ega bo‘lishiga olib keladi. Fazoviy davriylik ikki xil uchraydi: 1. Brave translyatsion panjarasi va 2. Asosli panjara.



284 - rasm. Atomlar orasidagi bog‘lanish kuchlari



285 - rasm. Atomlar orasida mustahkam muvozanat holatining hosil bo‘lishi

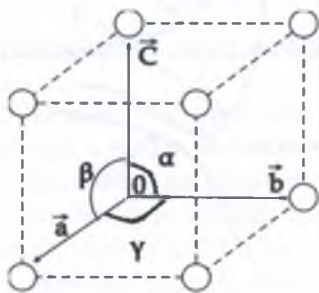
Har qanday kristallda bir tekislikda yotmagan uchta bosh yo‘nalishlar mavjud, bu yo‘nalishlarda bir xil vaziyatdagi qo‘shni atomlar orasidagi masofalar $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ vektorlar orqali belgilanadi. Cheksiz kristall panjarani har bir $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ yo‘nalishlarda, ularga karrali masofaga siljitish kristall panjaraning vaziyatini o‘zgartirmaydi.

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

Shuning uchun $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ vektorlar translyatsiyaning eng kichik vektorlari yoki mashtab vektorlar deb ataladi, ularning sonli kattaliklari *translyatsiya davrlari* deb ataladi.

Uchta bosh yo‘nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko‘chirish natijasida hosil qilingan panjara translyatsiya panjarasi yoki *Brave panjarasi* deb ataladi. $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ vektorlar asosida qurilgan eng kichik parallelepiped kristallning eng kichik katagi yoki *elementar yacheykasi* deyiladi (286 - rasm).

Barcha elementar yacheykalarining hajmi $V_0 = \vec{a}[\vec{b} \cdot \vec{c}]$ ga teng bo'ladi. Kristall panjarasida atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar – *tugunlar*, ular orasidagi soha *tugunlararo soha* deb ataladi.

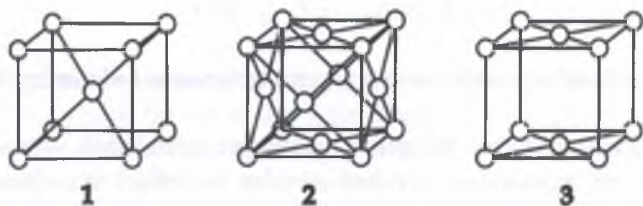


286 - rasm. Elementar yacheykaning asosiy parametrlari

Elementar yacheykani tavsiflash uchun, umumiy holda oltita kattalikni kiritish zarur: elementar yacheykaning uch qirradi ($\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$) va ular orasidagi uchta burchaklar (α, β, γ). Bu kattaliklar elementar yacheykaning parametrlari, a, b, c kesmalarni esa, *o'q birliklari* deb ataladi.

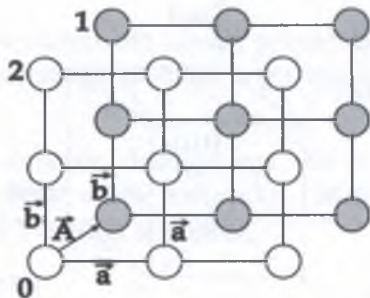
Faqat tugunlarida atomlar bo'lgan elementar yacheyka – oddiy elementar yacheyka deb ataladi.

Cho'qqilaridan tashqari, boshqa nuqtalarida atomlar joylashgan elementar yacheykalar uch xil bo'ladi: hajm bo'yicha markazlashgan panjara (1), tomonlari markazlashgan panjara (2) va asoslari markazlashgan panjara (3) (287 - rasm).



287 - rasm. Elementar yacheykalarining turlari

288 - rasmda bir-biriga yondashtirilgan ikkita Brave panjarasi (1,2) dan hosil bo'lgan panjara keltirilgan. Bu ikkita Brave panjarasi \vec{a}, \vec{b} translyatsiya vektorlaridan iborat. Bunday umumiy ko'rinishdagi panjara *asosli panjara* deb ataladi va ular asosan olmos va yarim o'tkazgichlar kristallarida uchraydi.

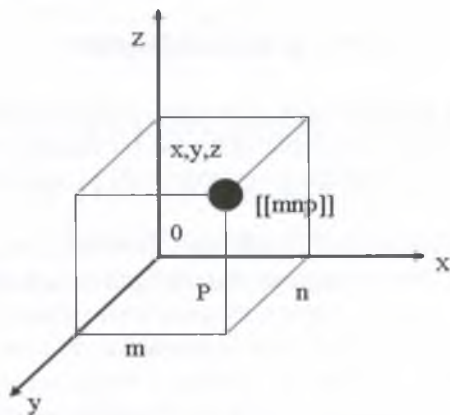


288-rasm. Bir – biriga yondashtirilgan Brave panjaralari

Panjaraning istalgan tuguni holatini tanlangan koordinata boshiga nisbatan, uning uchta koordinatasi x, y, z , bilan aniqlanadi (289 - rasm). Bu koordinatalarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc$$

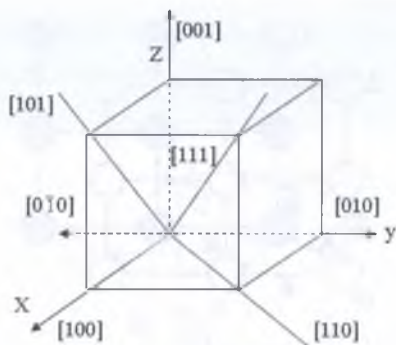
bu yerda a, b, c – panjara parametrlari; m, n, p – butun sonlar.



289 - rasm. Panjaraning tuguni holati

Agarda uzunlik o‘lchovi birligi sifatida panjara parametrlari olinsa, u holda tugunning koordinatalari oddiy m, n, p sonlardan iborat bo‘ladi. Bu sonlar tugunlar *indekslari* deb ataladi va quyidagicha belgilanadi $[[mnp]]$. Manfiy indekslar bo‘lgan holda minus ishoralari indekslar ustiga qo‘yiladi $[\bar{2}1\bar{3}]$.

Kristalldagi yo‘nalishlarni ifodalash uchun koordinata boshidan o‘tgan to‘g‘ri chiziq olinadi (290 - rasm).



290 - rasm. Kristall panjaraning yo'nalishlari

Kristall yo'nalishlari quyidagicha belgilanadi $[mnp]$.

Kristall panjara tekisliklarini panjara o'qini kesib o'tadigan uchta A, B, C kesmalar orqali ifodalanadi. A, B, C o'q birliklarining teskari qiymatlari olinadi: $1/A, 1/B, 1/C$. Qandaydir D umumiy ko'rsatkich tanlangandan so'ng $n = \frac{D}{A}, k = \frac{D}{B}, \ell = \frac{D}{C}$ butun sonlar tekislik indeksleri sifatida qabul qilinadi va quyidagicha belgilanadi (hkl) .

131 - §. Kristall tizimlari

Kristall panjaraning tuzilishi uning izotropik va anizotropik xossalarini taqozo qiladi: izotropiya kristallning barcha yo'nalishlarining har bir nuqtasida fizikaviy xossalari bir xil bo'lishini, anizotropiya esa, kristallning xossalari turli yo'nalishlarda turlicha bo'lishligini bildiradi.

Sodda panjaralar simmetriyasi 7 ta kristall tizimiga (singoniyaga) bo'linadi. Aslida, kristall tizimlarga ajratish, Bragg panjarasi ega bo'lgan turli tartibli simmetriya o'qlarining soni bo'yicha bajariladi. Fazoviy panjara simmetriyasi panjara asosiy parallelepipedning simmetriyasi bilan hamma vaqt ham mos tushavermaydi. Ammo geksagonal panjaradan boshqa, har qanday sodda panjarada, barcha simmetriya elementlariga ega bo'lgan parallelepipedni ajratib olish mumkin. Bunday parallelepipedlarning eng kichigi Bragg parallelepiped deyiladi, ular 6 xil ko'rinishga ega. Bularga geksagonal panjara qo'shilsa, 7 ta asosiy kristall tizimlari hosil bo'ladi.

Bu kristall tizimlarini qisqacha ta'riflaymiz.

Kubik tizim

Bu tizimga uch xil panjara: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, yonlari markazlashgan kubik panjaralar kiradi. Yagona fazoviy parametr Bragg kubi qirrasining a uzunligidir.

Tetragonal yoki kvadratik tizim

Bragg parallelepiped asosi kvadrat bo'lgan to'g'ri prizmadir. Bu tizimga sodda va hajm bo'yicha markazlashgan panjaralar kiradi. Tetragonal panjaraning ikkita parametri bor: kvadrat asosi qirrasining a uzunligi va parallelepipedning s balandligi.

Geksagonal tizim

Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashkil qiladi. Uning asosiy parametrlari – prizma asosi tomonining a uzunligi va prizmaning s balandligidan iborat.

Romboedrik tizim

Brave parallelepiped romboedr shakliga ega. Bu tizimning yagona panjarasi tomonlari bir xil romblardan iborat sodda panjaradir. Uning ikki parametri bor: romb qirrasining a uzunligi va qirralar orasidagi α burchak.

Rombik va ortogonal tizim

Brave parallelepiped to'g'ri burchakli bo'lib, uning uchta qiymati – a, b, c qirralarining uzunliklari panjaraning parametrlari bo'lib xizmat qiladi. Bu tizimda Brave panjarasining 4 xili: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, tomonlari markazlashgan va asoslari markazlashgan panjaralar mavjud.

Monoklin tizim

Brave parallelepiped – to'g'ri parallelepipeddan iborat. Uning asosi parallelogramdan iborat bo'ladi. Monoklin panjaraning 4 xil parametrlari bor: Brave parallelepiped qirralarining a, b, c uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak.

Triklin tizim

Bu tizimning panjaralari faqat sodda panjaralardir. Brave parallelepiped ixtiyoriy shaklda bo'lishi mumkin. Panjaraning parametrlari quyidagilardan iborat: Brave parallelepiped qirralarining a, b, c uzunliklari va ular orasidagi α, β, γ burchaklar.

132 - §. Erkin atomlarning energetik sathlari

Atomda elektronning holati to'rtta kvant soni bilan aniqlanadi:

n – bosh kvant soni; ℓ – orbital; m_ℓ – magnit va G – spin kvant sonlari. Vodorod atomida *bosh kvant soni* atomning statsionar holatdagi energiyasini $E(n)$ belgilaydi:

$$E(n) = -R/n^2, \quad (132.1)$$

bu yerda $R = 13,6 \text{ eV}$ – Ridberg universal doimiysi, ajratilgan vodorod atomi potensial o'rasining chuqurligini belgilaydi.

Orbital kvant soni ℓ elektronning impulsi – harakat miqdorining orbital momentini belgilaydi:

$$P_\ell = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (132.2)$$

ℓ – kvant soni quyidagi butun sonli n – ta qiymatlarni qabul qiladi: $\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$.

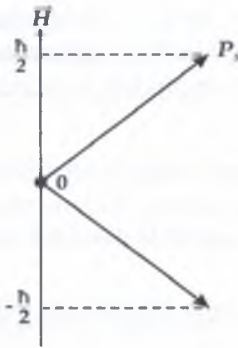
Magnit kvant soni m_ℓ harakat miqdori orbital momentining \vec{H} magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasini belgilaydi: Vektor \vec{P}_ℓ ning \vec{H} yo'nalishiga nisbatan burilishi shunday bo'ladiki, bu holda, uning shu yo'nalishga proyeksiyasi \hbar ga teng karraligi saqlanadi :

$$P_{\ell n} = m_e \hbar, \quad (132.3)$$

m_ℓ – kvant soni quyidagi qator diskret ($2\ell + 1$) ta qiymatlarni qabul qiladi:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, \ell$$

Spin kvant soni elektronning harakat miqdori xususiy momentining \vec{H} yo‘nalishiga nisbatan (oriyetsiyasini) burilishini belgilaydi. \vec{P}_s vektori \vec{H} yo‘nalishga nisbatan shunday buriladiki, uning \vec{H} ga proyeksiyasi quyidagiga teng bo‘ladi (291 - rasm): $P_{SH} = \sigma \hbar$ bu yerda σ – faqat ikkita qiymatni qabul qiladi: $1/2$ va $-1/2$.



291- rasm. Elektronning harakat miqdori xususiy momentlari yo‘nalishlari

Barcha boshqa kvant sonlarining istalgan qiymatlarida orbital kvant sonining qiymati $\ell = 0$ ga to‘g‘ri keladigan holatlar *S – holatlar* deb ataladi; $\ell = 1$ bo‘lgan holatlar – *p holatlar* deb ataladi; $\ell = 2$ bo‘lgan holatlar – *d holatlar* deb ataladi; $\ell = 3$ bo‘lgan holatlar – *f holatlar* deb ataladi.

Vodorod atomining uchta guruh energetik holatlariga tegishli ajralgan energetik sathlarning joylashish chizmasi 3 – jadvalda keltirilgan.

Barcha *S* – energetik sathlar aynimagan sathlardir, chunki bu sathlarga faqat bitta elektron holati to‘g‘ri keladi.

P – energetik sathlar 3 karra aynigan bo‘ladi va ularga elektronlarning 3 ta holati to‘g‘ri keladi:

$$m_l = -1, 0, +1.$$

**Vodorod atomi uchta bosh kvant sonlariga tegishli energetik sathlarning
joylashish chizmasi**

E (n) - energetik holatlar	Ayniganlik karrasi ($2\ell + 1$)	Elektronlarning soni	Ajralgan energetik sathlar
E (3,2) 3d	5	10	----- 2 ----- 1 3d ----- 0 ----- -1 ----- -2
E (3,1) 3p	3	6	----- 1 3p ----- 0 ----- -1
E (3,0) 3s	1	2	3s ----- 0
E (2,1) 2p	3	6	----- 1 2p ----- 0 ----- 1
E (2,0) 2s	1	2	2s ----- 0
E (1,0) 1s	1	2	1s ----- 0

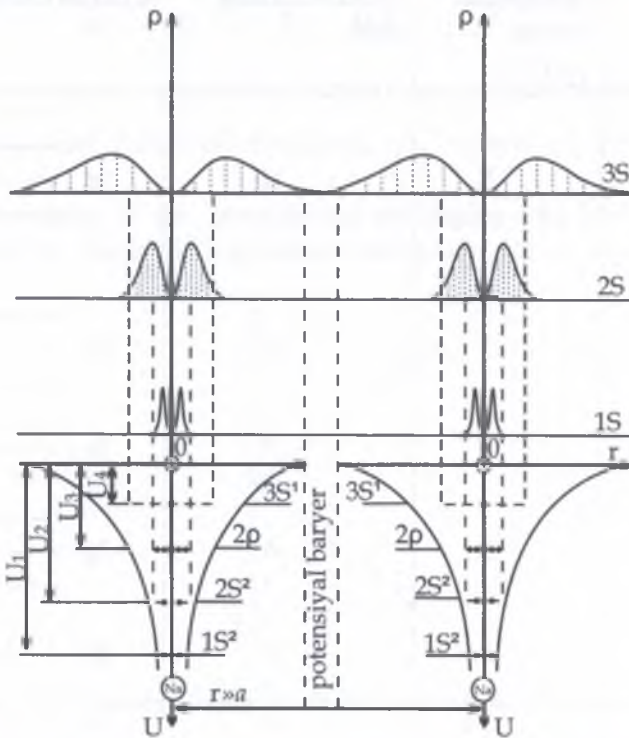
Har bir holatga ikkita elektron joylashishi mumkin bo'lgani uchun, barcha sathlarni to'ldirish uchun 6 ta elektron kerak bo'ladi.

Umumiy holda ℓ orbital kvant sonli sath ($2\ell + 1$) karra aynigan bo'ladi va unda $2(2\ell + 1)$ elektronlar joylashishi mumkin.

Erkin atom kuchli maydonga kiritilsa, sathlarning ayniganligi yo'qoladi va ular ($2\ell + 1$) sathlarga ajraladi. Tashqi maydon, energetik sathlarning potensial chuqurlikda joylashishiga qarab, turlicha ta'sir etadi. Yadroga yaqinroq joylashgan elektronlarga maydon deyarli ta'sir etmaydi. Yadrodan uzoqroq joylashgan elektronlarga maydon kuchli ta'sir eta boshlaydi.

133 - §. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi

Qattiq jismlarda atomlar orasidagi masofalar nihoyatda kichik va har bir atom qo‘shni atomlarning kuchli maydoni ta‘sirida bo‘ladilar. Quyidagi ideallashgan misolda qo‘shni atomlarning kuchli maydonini energetik sathlarga ta‘sirini ko‘rib chiqamiz.



292- rasm. Bir - biri bilan o‘zaro ta‘sirida bo‘lmagan natriy atomlari elektronlarining energetik holatlari

N ta natriy atomini kristall panjara ko‘rinishida joylashtiramiz va boshlanishda ular orasidagi masofani atomlar maydoni bir - biri bilan ta‘sir doirasida bo‘lmaydign tarzda tanlaymiz. Bu holda elektronlarning energetik holatlari xuddi alohida atomlar elektronlarining energetik holatiga o‘xshagan bo‘ladi. 292 - rasmda ikkita natriy atomining energetik chizmasi keltirilgan. Rasmda bu atomlarning har biri ponasimon potensial chuqurlik sifatida va bu chuqurlik ichida 1s, 2s, 2p, 3s energetik sathlar joylashganligi tasvirlangan. Natriyning 1s, 2s, 2p energetik sathlari elektronlar bilan butunlay to‘lgan. 3s sath yarmigacha to‘lgan, 3s dan yuqorida joylashgan energetik sathlar bo‘shdir.

Rasmdan ko‘rinishicha, natriyning alohida turgan atomlari, qalinligi $r \gg a$ bo‘lgan potensial to‘siq bilan ajralib turibdi, bu yerda a – kristall panjara doimiysi.

Har xil energetik sathlarda joylashgan elektronlarning potensial to‘siqlari balandligi U bir-biridan farqlidir. Bu balandliklar 00 – nol energetik sathdan tegishli energetik sathlarga bo‘lgan masofalarga tengdir. Potensial to‘siq bir atomdan ikkinchisiga elektronlarning erkin o‘tishiga qarshilik qiladi.

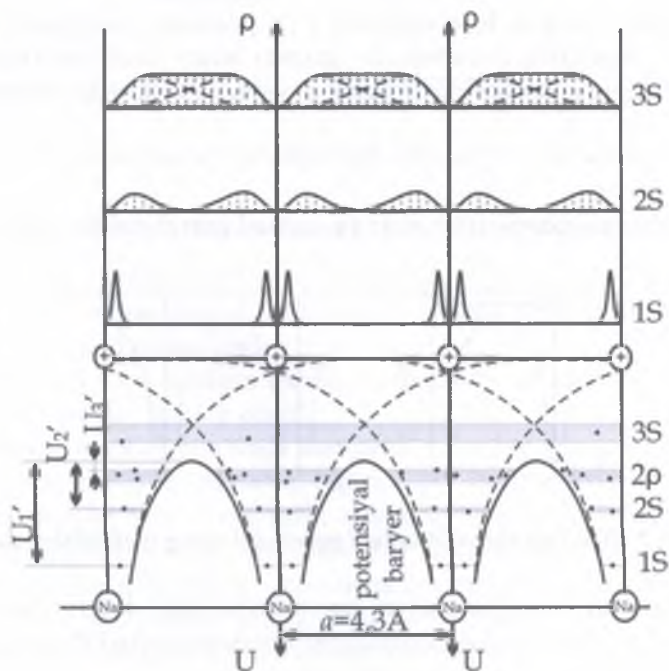
Rasmning yuqori qismida yadrodan berilgan masofada elektron-ning bo‘lish ehtimolligi zichligining taqsimlanishi $S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$ keltirilgan. Bu egri chiziqning

maksimumlari elektronlarning Bor orbitalari holatlariga to'g'ri keladi. Endi kristall panjaraning simmetriyasini buzmasdan, asta-sekin siqa boshlaymiz. Atomlarning bir-biriga yaqinlashishi bilan ular orasidagi ta'sir kuchi kuchaya boshlaydi va kristall panjara doimiysiga teng masofalarda kristallga xos xususiyatlar namoyon bo'la boshlaydi.

293 - rasmdan ko'rinishicha, qo'shni atomlarni ajratuvchi potensial chiziqlar bir-birining ustiga qisman tusha boshlaydi va 00 – nolinch energetik sathdan pastda joylashgan natijaviy egri chiziqni hosil qiladi. Shunday qilib, atomlarning bir - biriga yaqinlashishi potensial to'siqqa ikki xil ta'sir o'tkazadi:

- to'siqning qalinligini panjara doimiysigacha kamaytiradi va balandligini pasaytiradi;

1s energetik sath elektronlari uchun to'siq balandligi U_1^1 , 2s – uchun U_2^1 , 2p – uchun U_3^1 ga teng bo'ladi. 3s – energetik sath elektronlari uchun to'siq balandligi natriy atomining 3s – energetik sathining boshlang'ich holatidan ancha pastda joylashadi.



293 - rasm. Bir - biri bilan o'zaro ta'sirda bo'lgan natriy atomlari elektronlarining energetik holatlari

Shuning uchun bu sathning valent elektronlari amalda bir atomdan ikkinchisiga to'siqsiz o'tishi mumkin bo'ladi. Shu holatni valent elektronlarining elektron buluti xarakteri ham ko'rsatib turibdi. Bu hodisa kristall panjarada *elektronlarning to'la umumlashish hodisasi* deb ataladi. Bunday umumlashgan elektronlar – *erkin elektronlar* kabi bo'lib, ularning to'plami esa *elektron gaz* deb ataladi.

Atomlarning yaqinlashishidan potensial to'siqning kengligi va balandligini keskin kamayishi natijasida kristall panjaraning nafaqat valent elektronlari, balki pastki sathlarda

joylashgan elektronlari ham erkin harakat qilishi mumkin. Pastki energetik sathlardagi elektronlar to'siqni *tunnel mexanizmi* orqali o'tishi hisobiga siljiy oladilar.

To'siqlar balandligi qancha past va kengligi yupqa bo'lsa, elektronlar shuncha to'la umumlashadi va *erkin elektronlar*, deb hisoblanadi.

134 - §. Kristallarda energetik sathlarning hosil bo'lishi

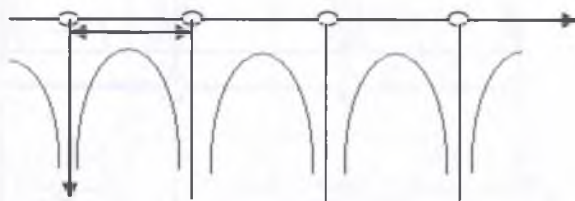
Qattiq jismlar fizikasi nazariyasining asosiy masalasi kristallardagi elektronlarning energetik spektrini aniqlashdan iborat. Kristall panjara bo'yicha elektronning harakatini quyidagi Shrtninger tenglamasi orqali ifodalash mumkin:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0, \quad (134.1)$$

bu yerda E – elektronning to'la energiyasi; U – potensial energiyasi va m – uning massasidir. Agar, umumlashgan elektronlar atomlar bilan yetarlicha kuchli bog'lanishni saqlab qolsalar, ularning potensial energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U = U_a + \delta U, \quad (134.2)$$

bu yerda U_a – alohida atomdagi elektronning potensial energiyasidir (294 - rasm).



294 - rasm. Kristall panjara atomlari potensial energiyalarining ko'rinishi

Kristall uchun bu energiya panjara parametriga teng davriy funksiyadir, chunki elektron energiyasi uni bir atomdan ikkinchisiga o'tishida qaytarilib turadi. δU – qo'shni atomlarning ta'sirini inobatga oluvchi qo'shimcha haddir.

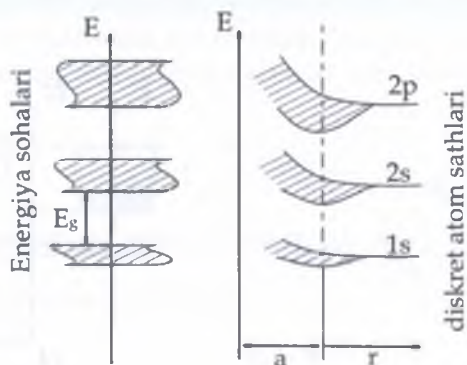
Agarda, (134.2) ifodada qo'shimcha hadni inobatga olmasak, alohida atomdagi elektronning to'lqin funksiyasini va energiyasini quyidagicha tasvirlash mumkin:

$$\psi = \psi_a, \quad E = E_a(n, \ell),$$

bu yerda n, ℓ – atomdagi elektronning energiyasini aniqlovchi bosh va orbital kvant sonlaridir.

Kristall va alohida atomdagi elektronning energetik sathlari orasidagi farq quyidagidan iborat. Agarda, alohida atomdagi $E_a(n, \ell)$ energetik sath yagona bo'lsa, N ta atomlardan tashkil topgan kristallda bu energetik sath N marta takrorlanadi. Boshqacha qilib aytganda, atomdagi har bir energetik sath kristallda N karra aynigan bo'ladi.

Endi potensial energiyadagi δU qo'shimcha hadni ko'rib chiqamiz. Kristall hosil bo'lishida har bir atom qo'shni atomlarning o'sib boruvchi maydoniga kirib boradi va ular bilan o'zaro ta'sirda bo'la boshlaydi. Bu ta'sir yuqoridagi energetik sathlarning aynish holatini yo'qqa chiqaradi. Natijada alohida atomdagi $E_a(n, \ell)$ energetik sath N ta bir-biriga yaqin joylashgan energetik sathlarga ajraladi va energetik soha hosil qiladi (295 - rasm).



295 - rasm. Kristall panjara shakllanishida energetik sohalarning hosil bo'lishi

Agarda, ajralgan atomda energetik sath $(2\ell + 1)$ karralik aynigan bo'lsa, unga tegishli energetik soha, kristall panjara hosil bo'lganida, $N(2\ell + 1)$ ta ajralgan sathlarga ega bo'ladi. S - sath N ta ajralgan sathlardan iborat S - sohani hosil qiladi va bu soha $2N$ ta elektronlarni o'z ichiga joylashtira oladi.

P - energetik sath $3N$ ta ajralgan sathlardan iborat P - sohani hosil qiladi va bu soha o'ziga $6N$ ta elektronlarni joylashtira oladi.

Ma'lum bir o'lchamli kristalldagi energetik sohaning ajralgan energetik sathlari orasidagi masofa juda kichikdir. Masalan, hajmi 1 sm^3 bo'lgan kristall taxminan 10^{22} ta atomlardan tashkil topgan bo'lsa, energetik sohaning kengligi 1 eV bo'lganida, ajralgan energetik sathlar orasidagi energetik masofa $\sim 10^{-22} \text{ eV}$ ga teng bo'ladi. Shuning uchun ajralgan energetik sathlardan tashkil topgan sohani deyarli uzluksiz deb hisoblash mumkin. Ammo energetik sathlar miqdori chegaralangan bo'lgani sababli, holatlar bo'yicha elektronlarning taqsimot xarakterini aniqlash katta ahamiyatga ega bo'ladi.

Kristall panjaraning maydoni atomlarning tashqi valent elektronlariga kuchli ta'sir qiladi. Kristalldagi bu elektronlarning holati eng kuchli o'zgaradi, ularning energetik sathlaridan tashkil topgan energetik soha juda keng bo'ladi. Yadro bilan kuchli bog'langan ichki elektronlar qo'shni atomlarning kuchsiz ta'sirida bo'ladi, natijada, ularning kristalldagi energetik sathlari deyarli ajralgan atomlardagiga o'xshash torligicha o'zgarmay qoladi.

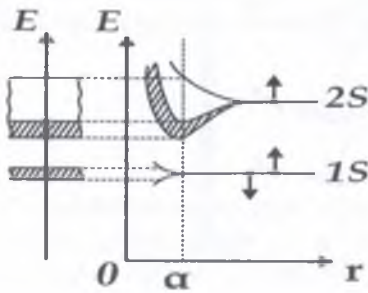
295 - rasmda diskret atom sathlaridan kristall panjara shakllanganda energetik sohalari hosil bo'lishining chizma tasviri keltirilgan.

Shunday qilib, alohida atomning har bir energetik sathiga, kristallda unga tegishli, mumkin bo'lgan energetik soha to'g'ri keladi: $1s$ energetik sathga - $1s$ energetik soha, $2p$ - energetik sathga - $2p$ energetik soha va h.k.

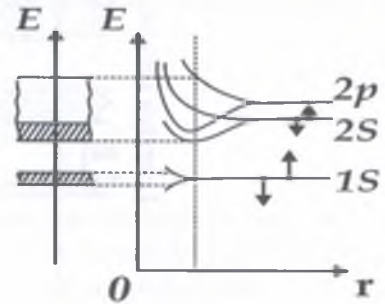
Elektronlar egallashi mumkin bo'lgan energetik sohalar E_g taqiqlangan energetik sohalar bilan ajratilgan bo'ladi. Atomdagi elektronning energiyasi ortishi bilan mumkin bo'lgan energetik sohalar kengligi kattalasha boradi, taqiqlangan sohalar kengligi toraya boshlaydi.

296– 298- rasmlarda misol tariqasida litiy, berilliy va olmos tuzilishiga ega bo'lgan kimyoviy elementlarning (olmos, kremniy, germaniy) energetik sohalarini keltirilgan.

Litiy kristallida (296 - rasm) $1s$ – sath tor energetik sohani, $2s$ – sath keng energetik sohani hosil qiladi.



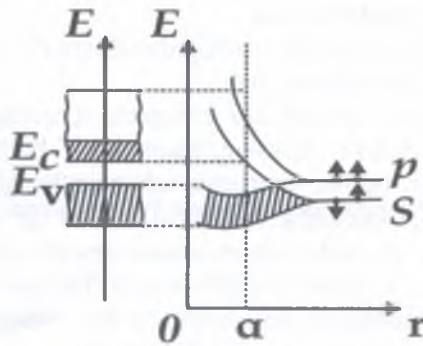
296- rasm.



297- rasm.

Litiy va berilliy elementlarning energetik sohalarini

Berilliy kristallida $2s$ va $2p$ energetik sohalar bir-birini to'sib turadi va *aralashgan, gibrid soha* deb ataluvchi sohani hosil qiladi (297 - rasm).



298 - rasm. Yarim o'tkazgichlarning energetik sohalarini

Xuddi shunday tasvir Mendeleev jadvali 2 - guruhining asosiy elementlarida ham hosil bo'ladi.

Olmos tuzilishli kimyoviy elementlarda energetik sohalar hosil bo'lishi boshqacha kechadi (298 - rasm). Bu yerda s – va p – energetik sathlardan hosil bo'lgan sohalar bir-biri bilan to'sishib, 2 ga ajraladi, ularning har birida bitta s va uchta p – holat mavjuddir (sp^3 – gibrid bog'lanish). Bu sohalar taqiqlangan soha bilan ajralib turadi.

Elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan soha *valent soha*, yuqoridagisi *o'tkazuvchanlik sohasi* deb ataladi.

135 - §. Elektron energiyasining to'liqin vektoriga bog'liqligi

Kristallarda elektronlarning energetik spektrlari sohaviy xarakterga ega bo'lishini ko'rib chiqdik. Endi esa, har bir energetik soha ichida elektronning E energiyasi r - impulsqa qanday bog'liqligini ko'rib chiqamiz.

$E(r)$ - bog'liqlik *dispersiya qonuni* deb ataladi.

Avval, eng oddiy bo'lgan erkin elektronning harakatini ko'rib chiqamiz. Uning x - o'qi bo'ylab harakati quyidagi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0, \quad (135.1)$$

bu yerda $E = \frac{p^2}{m}$ dan iborat, chunki erkin elektron faqat kinetik energiyaga ega bo'ladi. Ana shu ifoda *dispersiya nisbatini* namoyish etadi.

Boshqa tarafdin ,

$$P = \frac{\hbar}{\lambda / 2\pi} \quad (135.2)$$

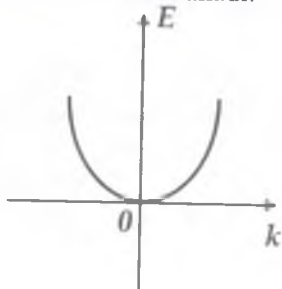
bu yerda λ - elektron to'liqinining uzunligi va u to'liqin vektori bilan quyidagicha bog'langandir:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (135.3)$$

To'liqin vektori elektron to'liqinining tarqalish yo'nalishi bilan mos keladi va *elektronning to'liqin vektori* deb ham ataladi. Yuqoridagi ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (135.4)$$

Bu ifoda erkin elektron energiyasining to'liqin vektoriga bog'liqligini belgilaydi va dispersiya nisbatining boshqacha ko'rinishi hisoblanadi.



299 - rasm. Erkin elektronning dispersiya qonuni

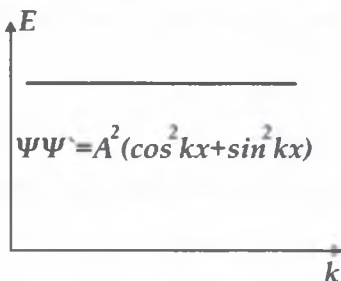
(135.4) ifodadan erkin elektronning dispersiya qonuni bir o'lchamli harakatlar uchun kvadratik xarakterga ega ekanligi ko'rinib turibdi (299 - rasm).

Shredinger tenglamasining (135.1) yechimi yassi chopadigan to‘lqindan iborat:

$$\psi = Ae^{ikx}, \quad (135.5)$$

bu yerda A – to‘lqin amplitudasi.

To‘lqin funksiyasi modulining kvadrati fazoning ma’lum qismida elektronni bo‘lish ehtimolligiga proporsionaldir.



300 - rasm. Erkin elektronning fazoda bo‘lish ehtimolligi

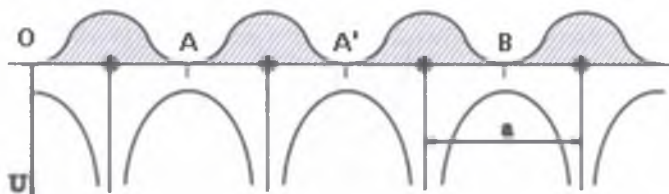
300-rasmdan ko‘rinishicha, erkin elektron uchun bu ehtimollik elektronning koordinatasiga bog‘liq emas, chunki

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = A^2, \quad (135.6)$$

x o‘zgarishi bilan o‘zgarmasdan qoladi. Erkin elektron uchun fazoning barcha nuqtasi ekvivalentdir va uni fazoning istalgan nuqtasida topish ehtimolligi bir xildir.

Kristall panjara ionlarining tartibli joylashishidan hosil bo‘lgan kristallning davriy maydonida harakatlanayotgan elektron uchun dispersiya qonuni boshqacha ko‘rinishda bo‘ladi (301 - rasm).

Kristallning berilgan nuqtasida elektronni topish ehtimolligi x koordinataning davriy funksiyasidir, chunki kristall panjara doimiysi a – ga karrali (A , A' va B) holatlarda elektronning bo‘lish ehtimolligi bir xildir. Faqat bitta davr chegarasidagi nuqталarda elektronni topish ehtimolligi har xildir.



301- rasm. Kristall panjaraning davriy maydoni

Bu davriy maydonda harakat qilayotgan elektronning to‘lqin funksiyasi $\psi(x)$ amplitudasi doimiy o‘zgarmas qolmasligini bildiradi. Boshqacha qilib aytganda, to‘lqin funksiyasining amplitudasi kristall panjara doimiysi a bilan modulyatsiyalangan, deb

hisoblanadi. Ushbu modulyatsiyalangan amplitudani $U(x)$ orqali belgilaymiz. U holda, kristallning davriy maydonida x – o‘qi yo‘nalishida harakatlanayotgan elektronning to‘lqin funksiyasini quyidagi ko‘rinishda keltirish mumkin:

$$\psi(x) = U(x)e^{ikx}, \quad (135.7)$$

bu yerda $U(x+na) = U(x)$, n istalgan butun son. Bu funksiyaning aniq ko‘rinishi Shredinger tenglamasidagi potensial energiyaning $U(x)$ ko‘rinishi bilan aniqlanadi. Elektronning dispersiya qonunida ham tegishli o‘zgarishlar sodir bo‘ladi: Birinchidan, shunday elektronlarning energetik spektri sohaviy xarakterga ega bo‘ladi, E_a atom sathlaridan tashkil topgan, mumkin bo‘lgan sohalar taqiqlangan energiyali sohalar bilan ajralgan bo‘ladi. Ikkinchidan, har bir energetik soha ichida elektronning energiyasi to‘lqin vektorining davriy funksiyasidan iborat bo‘ladi:

$$U(k) = E_a + c + 2A \cos ka, \quad (135.8)$$

bu yerda E_a – soha hosil qiluvchi atom sathining energiyasi; c – ushbu sathning qo‘shni atomlar maydoni ta’sirida siljishi; A – kristalda to‘lqin funksiyalarining o‘zaro tutashuvidan elektronlarning bir atomdan ikkinchisiga o‘tish ehtimolligini hisobga oluvchi o‘zaro almashish integralidir.

To‘lqin funksiyalari qanchalik kuchli tutashishsa, A shuncha katta bo‘ladi, ya’ni qo‘shni atomlar o‘zlarining elektronlari bilan kattaroq chastota bilan almashadilar.

S – holat uchun $A_s < 0$, p – holat uchun $A_p > 0$, shuning uchun (135.8) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$U_s(k) = E'_s - 2A_s \cos ka; \quad (135.9)$$

$$U_p(k) = E'_p + 2A_p \cos ka, \quad (135.10)$$

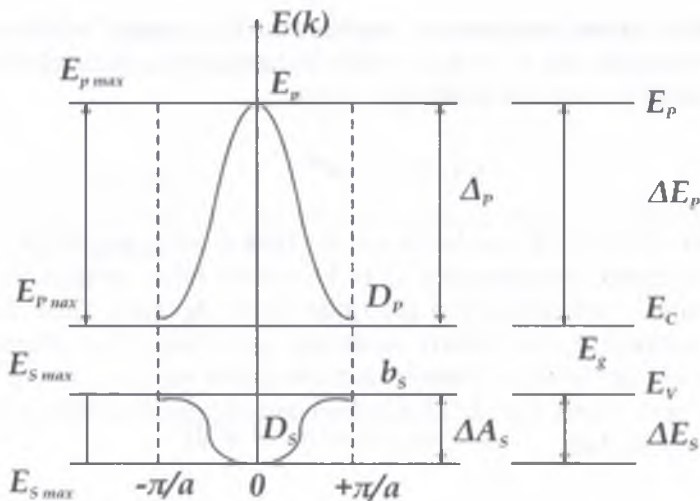
bu yerda A_s, A_p – bu holatlarning almashish integrallarining absolyut qiymatlaridir.

302- rasmda, (135.9) va (135.10) tenglamalar asosida chizilgan, s - va p - sohalarining dispersiya chiziqlari keltirilgan. s – holat uchun E_s $k = 0$ da minimal qiymatga ega:

$$U_{s_{\min}} = E'_s - 2A_s$$

To‘lqin vektorining ortishi bilan $\cos ka$ kamayadi, $E(k)$ o‘sib boradi va $k = +\frac{\pi}{a}$ da

$U_{s_{\max}} = E'_s + 2A_s$ maksimal qiymatga erishadi.



302 - rasm. S – va P – sohalarning dispersiya chiziqlari

To‘lqin vektorining 0 dan $-\frac{\pi}{a}$ gacha o‘zgarishida $E_s(k)$ ham yuqoridagidek o‘zgaradi. Elektronlar uchun mumkin bo‘lgan s – soha kengligi $E_{s_{\min}}$ dan $E_{s_{\max}}$ gacha bo‘lgan qiymatga teng:

$$\Delta E_s = E_{s_{\max}} - E_{s_{\min}} = 4A_s. \quad (135.11)$$

Bu qiymat qo‘shni atomlar to‘lqin funksiyalarining to‘shish darajasiga bog‘liq. p – holat uchun, $k = \pm \frac{\pi}{a}$ bo‘lganda,

$$U_{p_{\min}} = E'_p - 2A_p.$$

$k = 0$ bo‘lganda,

$$U_{p_{\max}} = E'_p + 2A_p$$

qiymatga ega bo‘ladi. p – sohaning kengligi

$$\Delta E_p = E_{p_{\max}} - E_{p_{\min}} = 4A_p, \quad (135.12)$$

ga teng va A_p – almashish integrali qiymati bilan aniqlanadi.

Qoida bo‘yicha, atom sathi qancha yuqori joylashgan bo‘lsa, kristalldagi bu sathning elektronlari to‘lqin funksiyalari bir – birini shunchalik kuchli to‘sadi, natijada almashish integrali qiymati shuncha katta bo‘ladi va shu sathdan tashkil topgan energetik soha kengligi ham katta bo‘ladi. Shu sababli, atomning yuqori sathlaridan, tor taqiqlangan sohalar bilan ajralgan, keng energetik sohalar hosil bo‘ladi.

To'lqin vektorining davriy funksiyasi bo'lgan elektronning $E(k)$ energiyasi, to'la siklli o'zgarishga ega bo'lgandagi to'lqin funktsiya qiymatlarining sohalari *Brillyuen sohalari* deb ataladi.

Bir o'lchamli kristallarda birinchi Brillyuen sohasi $k = -\frac{\pi}{a}$ dan $k = +\frac{\pi}{a}$ gacha davom etadi va $\frac{2\pi}{a}$ uzunlikka ega bo'ladi. Dispersiya egri chiziqlarining ekstremal qiymatlarida, ya'ni $k = 0$, $k = \pm\frac{\pi}{a}$ nuqtalar yaqinida $\cos ka$ ni k bo'yicha qatorga yoysak

$$\cos ka = 1 - \left(\frac{ka}{2}\right)^2 + \dots, \quad (135.13)$$

ga ega bo'lamiz. Bu qiymatni (135.9) – va (135.10) – tenglamalarga qo'ysak, quyidagilarga keltirib chiqaramiz:

$$E_s(k) = E'_s + A_s(ka)^2 - 2A_s = E_{s_{\min}} + A_s(ka)^2,$$

$$E_p(k) = E_{p_{\min}} - A_p(ka)^2,$$

bu yerda $E(k)$ – dispersiya chizig'ining minimumi *energetik sohaning tubi*, maksimumi esa *energetik sohaning shipi* deb ataladi. Yuqorida olingan tengliklarni umumiy ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin: sohaning tubi uchun

$$E_{tub}(k) = E_{\min} + A_T(ka)^2, \quad (135.14)$$

energetik sohaning shipi uchun

$$E_{ship}(k) = E_{\max} - A_{sh}(ka)^2, \quad (135.15)$$

Shunday qilib, energetik sohaning tubi va shipida elektronning energiyasi to'lqin vektorining kvadrati va sohaning kengligini belgilovchi almashish integraliga proporsional ekan.

Quyidagi 303 - rasmda, misol tariqasida, kremniyning o'tkazuvchanlik (1 – egri chiziq) va valent sohasiga (2 – egri chiziq) tegishli dispersiya qonuniyatlarini keltirilgan.



303 - rasm. Kremniyning sohalari tegishli dispersiya chiziqlar

Rasmdan ko'rinishicha, kremniyning o'tkazuvchanlik sohasi tubi D Brilyuen sohaning qoq o'rtasida bo'lmay, [100] yo'nalish chegarasi yaqinida joylashgan.

Valent sohasi parabolaga o'xshash egri chiziq bilan chegaralangan va V shipi Brilyuen sohaning qoq o'rtasiga to'g'ri keladi. Shu holatlarda ham sohalarning shipi va tubida $E(k)$ ning kvadratik bog'lanish xarakteri saqlanib qolingan.

136 – §. Elektronning effektiv massasi

Erkin elektronning impulsi uning to'lqin vektori bilan quyidagicha bog'langan:

$$\vec{P} = \hbar \vec{k} .$$

Elektronning ilgarilanma harakat tezligi esa quyidagichadir:

$$\vec{v} = \frac{\vec{P}}{m} = \frac{\hbar}{m} \vec{k} , \quad (136.1)$$

$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ni k bo'yicha differensiallasak,

$$dE = \frac{\hbar^2}{m} k dk , \quad k = \frac{m}{\hbar^2} = \frac{dE}{dk} \text{ ga}$$

ega bo'lamiz va bularni $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ ga qo'ysak, quyidagi impuls va tezlik ifodalarini topamiz:

$$p = \frac{m}{\hbar} = \frac{dE}{dk} , \quad v = \frac{1}{\hbar} = \frac{dE}{dk} , \quad (136.2)$$

Ilgarilanma harakat impulsi va tezligining bu ko'rinishdagi ifodalari faqat erkin elektronlar uchun emas, balki kristallning davriy maydonida harakat qilayotgan elektronlar uchun ham o'rinlidir. Faqat, bu holda P impulsni *elektronning kvaziimpulsi* deb ataymiz.

Kristallda E tashqi maydon hosil qilamiz. Bu maydon elektronga quyidagi kuch bilan ta'sir qiladi:

$$\vec{F} = -q\vec{E}$$

va quyidagi tezlanishni beradi:

$$a = \frac{d\nu}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$$

F kuch dt vaqt ichida quyidagi ishni bajaradi:

$$dA = F \cdot \nu \cdot dt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Bu bajarilgan ish elektronning energiyasini dE ga orttiradi:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Bundan quyidagiga ega bo'lamiz: $\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar}$

Bu ifodani tezlanish formulasining o'ng qismiga qo'ysak, tezlanish ifodasini quyidagi ko'rinishda qayta yozishimiz mumkin:

$$a = \frac{F}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}, \quad (136.3)$$

Bu ifoda elektronning tezlanishi bilan E tashqi maydon orqali ta'sir qilayotgan F kuch o'rtasidagi bog'lanishni o'rnatadi, ya'ni Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi. Demak, tashqi maydon ta'sirida elektron kristallning davriy maydonida xuddi shunday

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2}, \quad (136.4)$$

massa bilan harakatlanayotgandek tuyuladi. Bu m_{eff} massa – elektronning *effektiv massasi* deb ataladi. Kristallning davriy maydonida elektron shu effektiv massa bilan harakatlansa, uni xuddi erkin elektronday tasavvur etamiz.

Effektiv massa kristallning davriy maydonidagi elektron harakatining barcha xususiyatlarini o'z ichiga olsa ham, eng avval u musbat va manfiy qiymatga ega bo'lishi mumkin, absolyut qiymati bo'yicha tinch holatdagi elektronning massasidan bir necha marta katta yoki kichik bo'lishi mumkin.

Sohaning tubida joylashgan elektronlarning energiyasidan

$$E_{tub} = E_{\min} + A_T(ka)^2$$

k bo'yicha olingan hosila quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = 2A_T a^2$$

Buni (136.4) ifodaga qo'yib elektronning soha tubidagi effektiv massasini quyidagicha belgilaymiz:

$$m_n = \frac{\hbar^2}{2A_T a^2}, \quad (136.5)$$

$A_T > 0$ bo'lgani uchun, $m_n > 0$.

Shunday qilib, energetik sohaning tubida joylashgan elektronlar musbat effektiv massaga ega bo'ladilar, kristall hosil qilgan tashqi maydonda odatdagidek ta'sir qiluvchi kuch yo'nalishida tezlanish oladilar. Bu elektronlarning erkin elektronlardan farqi, faqat ularning effektiv massalari tinch holatda turgan elektronlar massasidan sezilarli farq qilishidir.

(136.5) ifodadan ko'rinishicha, A_{tub} katta bo'lishi bilan (ya'ni mumkin bo'lgan energetik sath kengayishi) effektiv massa shuncha kichik qiymatlarga ega bo'ladi. Soha shipida joylashgan elektronlar energiyasi

$$E_{\min} = E_{\max} - A_{sh}(ka)^2 \text{ dan}$$

k bo'yicha hosila olsak,

$$m'_p = -\frac{\hbar^2}{2A_T a^2}$$

effektiv massaga ega bo'lamiz. Bu effektiv massa manfiydir, shuning uchun bu elektronlar tashqi kuch ta'sirida teskari yo'nalishda tezlanish oladilar. Bu holda ham energetik soha qancha keng bo'lsa, effektiv massa shuncha kichik bo'ladi.

Erkin elektron uchun F – tashqi kuchning bajargan A – to'la ishi elektronning ilgari lanma harakati kinetik energiyasini ortishiga sarf bo'ladi.

$$A = E_k = \frac{m v^2}{2} = m \frac{\hbar^2 k^2}{2m^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Bundan k bo'yicha ikki marotaba hosila olsak,

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{2m} \text{ ga}$$

ega bo‘lamiz. Bu tenglikni (136.3) ga qo‘ysak, effektiv massa erkin elektronning massasiga teng ekanligini keltirib chiqaramiz:

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} = \frac{\hbar^2}{\hbar^2 / m} = m_0, \quad m_{\text{eff}} = m_0$$

Shunday qilib, erkin elektronning effektiv massasi tinch holatda turgan elektronning massasiga teng ekan.

Kristallda, kinetik energiyadan tashqari, potensial energiyaga ega bo‘lgan elektron holati boshqacha kechadi. F tashqi kuch ta’sirida harakatlanayotgan elektron bajarayotgan ishning bir qismi E'_k kinetik energiyaga, boshqa qismi U – potensial energiyaga sarf bo‘ladi:

$$A = E'_k + U$$

Bu holda, bu elektronning kinetik energiyasi va harakat tezligi erkin elektronnikiga nisbatan asta-sekin orta boradi. Boshqacha qilib aytganda, elektron massasi oshib, og‘irlasha boradi. Agarda, barcha bajarilgan ish potensial energiyaga sarf bo‘lsa, u holda, $A = U$ bo‘lib, elektronning kinetik energiyasi va harakat tezligi o‘zgarmasdan qoladi, boshqacha qilib aytganda, elektronning effektiv massasi juda og‘irligicha qoladi. Yana shunday holat kuzatilishi mumkinki, bunda harakat qilayotgan elektronning potensial energiyasiga nafaqat F – tashqi kuchning bajargan barcha ishi, balki E_k – kinetik energiyasiga ham sarf bo‘lishi mumkin:

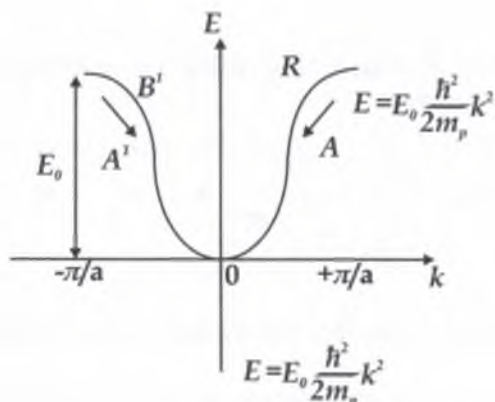
$$U = A + E'_k$$

bu holatda harakat vaqtida elektronning tezligi kamaya borib, xuddi manfiy effektiv massaga ega bo‘lgan elektrondan to‘xtab qoladi. Energetik sohaning shipiga joylashgan elektronning harakati yuqoridagidek kechadi.

Ayrim vaqtda, kristallda teskari holat ham uchrashi mumkin. F tashqi kuch ta’sirida elektron harakatlanayotganda, uning kinetik energiyasiga nafaqat tashqi kuch bajargan ishning barchasi, balki U elektronning potensial energiyasi ham sarf bo‘lishi mumkin:

$$E_k = A + U'$$

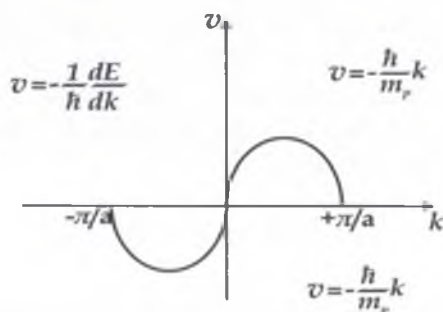
Bunday elektronning E'_k kinetik energiyasi va v tezligi orta boshlaydi va bunday elektron erkin elektrondan yengilroq massa bilan harakatlanadi: $m_{\text{eff}} < m_0$.



304 - rasm. Elektron kinetik energiyasining to‘lqin vektoriga bog‘liqligi

Yuqoridagi elektronning $E(k)$ kinetik energiyasi, v harakat tezligi va m_{eff} effektiv massasining to‘lqin vektoriga bog‘liq o‘zgarishi quyidagi 304– 306- rasmlarda keltirilgan.

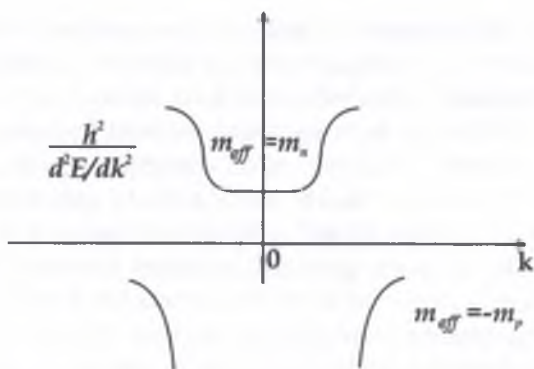
Energetik soha tubida ($k = 0$ atrofida), k o‘shishi bilan elektronning $E(k)$ kinetik energiyasi k^2 ga proporsional ravishda o‘sa boradi (304 - rasm).



305 - rasm. Elektron harakat tezligining to‘lqin vektoriga bog‘liqligi

Elektronning ilgari tanilgan harakat tezligi $v \approx \frac{dE}{dk}$ ga proporsional ravishda o‘zgaradi, harakat tezlanishi musbat va effektiv massa m_n musbat qiymatini o‘zgartirishini saqlab qoladi (306- rasm):

$$m_{eff} = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2}$$



306- rasm. Elektron effektiv massasining to'liqin vektoriga bog'liqligi

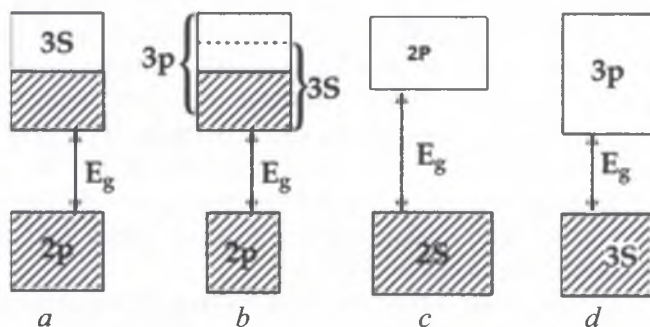
A nuqtada $E(k)$ egri chiziqning bukilishida $\frac{d^2 E}{dk^2} = 0$ ga intiladi, $\frac{dE}{dk}$ o'zining maksimal qiymatiga erishadi. Shu sababli bu nuqtaga yaqinlashganda $m_{eff} \rightarrow \infty$, $v \rightarrow v_{max}$ ga intiladilar. Bu nuqtadan keyin $\frac{dE}{dk}$ so'na boshlaydi, natijada v harakat tezligi kamayadi, tezlanish o'z qiymati bo'yicha manfiy bo'ladi.

Sohaning cho'qqisida $E(k)$ qaytadan k ning kvadratik funksiyasi bo'ladi va effektiv massa m_n^* o'zgarmas manfiy qiymatga erishadi.

137 - §. O'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar

Har bir energetik soha chegaralangan miqdordagi energetik sathlardan iborat. Pauli prinsipiga asosan, har bir energetik sathni ikkita ortiq bo'lmagan elektronlar egallashi mumkin.

Qattiq jismda, elektronlar soni chegaralangan bo'lganida, faqat quyi energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'ladi.



307 - rasm. Qattiq jismlar energetik sohalarini elektronlar egallashi turlari

Elektronlarning sohalarini egallashi tabiatiga ko'ra, barcha jismlar ikkita katta guruhga bo'linadilar. Birinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi (307a- rasm). Bunday energetik soha elektronlar bilan qisman to'lgan

atom sathlaridan hosil bo'lishi mumkin, (masalan ishqor metallarida). Qisman to'lgan soha, gohi paytlarda, elektronlar to'la egallagan sohani qisman to'lgan soha to'sganda ham hosil bo'lishi mumkin (Berilliy va ishqor metallarda) (307b- rasm).

Ikkinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohadan yuqorida bo'sh sohalarga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi (307c- va 307d- rasmlar). Qattiq jismlarning bunday namunaviy misollariga Mendeleyev davriy jadvalining IV guruh elementlari – uglerod, kremniy, germaniy va kul rang qalay kiradilar. Bu elementlarning kristall panjaralari olmos tuzilishiga o'xshaydi. Shu ikkinchi guruhga ko'pgina kimyoviy birikmalar – metall oksidlari, nitridlar, karbidlar, galogenidlar va ishqor metallari kiradi.

Qattiq jismlarning sohalar nazariyasiga asosan, tashqi energetik sohalarning elektronlari, metall yoki dielektrik bo'lishiga qaramay, amalda bir xil harakat erkinligiga ega bo'ladilar. Bir atomdan ikkinchi atomga elektronlar tunnel o'tish orqali harakatlana oladilar. Shunga qaramay, bu qattiq jismlarning elektr xususiyatlari bir-biridan juda katta farq qiladilar.

Metallarning elektr o'tkazuvchanligi $\sigma = 10^7 \text{ Om}^{-1} \text{ m}^{-1}$ ga, yaxshi dielektriklarning elektr o'tkazuvchanligi esa $\sigma < 10^{-11} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ qiymatlarga yaqin bo'ladi. Kristall panjara bo'yicha ko'chishi mumkin bo'lgan elektronlarning borligi jismlarda elektr o'tkazuvchanlikning bo'lishiga yetarli omil emas ekan.

Kristallga E – tashqi maydon qo'yilganida, har bir elektronga bu maydon $F = -qE$ kuch bilan ta'sir etadi. Natijada, elektronlarning tezlik bo'yicha taqsimoti simmetriyasi buziladi, tashqi kuchlarga qarshi elektronlar harakati sekinlanishiga va tashqi kuch ta'siri yo'nalishida harakatlanayotgan elektronlar tezlanishiga olib keladi.

Yuqoridagi tezlanish va sekinlanish, albatta, elektronning energiyasini o'zgarishi bilan bog'liqdir, bu esa elektronni yuqori va quyi energiyali yangi kvant holatlariga o'tishini belgilaydi. Bunday o'tishlar, elektronlar egallagan energetik sohada bo'sh holatlar bo'lgandagina sodir bo'ladi. Chunki bu vaziyatda kuchsiz elektr maydoni ham elektronga bo'sh kvant holatlarga o'tish uchun yetarlicha qo'shimcha impuls bera oladi.

Natijada, qattiq jismdan tashqi maydon yo'nalishiga qarshi harakatlanayotgan elektronlarning imtiyozi ortadi va elektr tokining hosil bo'lishiga olib keladi. Bunday qattiq jismlar yaxshi o'tkazgichlar bo'lishi kerak.

Endi kristallning elektronlar bilan to'la egallangan valent sohasidan, o'tkazuvchanlik sohasi E_g keng energetik tirqish bilan ajralgan bo'lsin. Bunday kristallga qo'yilgan tashqi maydon elektronlarni yuqoridagi bo'sh o'tkazuvchanlik sohasiga o'tkaza olmaganligi uchun valent sohasidagi elektronlarning harakati tusini o'zgartira olmaydi.

Bo'sh energetik sathlardan holi bo'lgan valent sohada elektronlar tezligi bo'yicha taqsimot simmetriyasini buzmasdan, faqat o'z o'rinlarini almashtirishlari mumkin. Shuning uchun bunday jismlarda tashqi elektr maydon elektronlarning yo'naltirilgan harakatini hosil qila olmaydi. Bunday qattiq jism, tashqi maydon ta'sirida elektr toki hosil bo'lmagani uchun, u elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.

Xulosa qilib aytganda, elektr o'tkazuvchanlik bo'lishi uchun qattiq jismlar energetik spektrida elektronlar bilan qisman to'ldirilgan energetik sohalar bo'lishi zarur (307b- rasm). Qattiq jismlar energetik spektrida bunday qisman to'lgan energetik sohalarning bo'lmashligi ularda elektr o'tkazuvchanlik yo'q bo'lishiga sabab bo'ladi.

Ikkinchi guruhdagi qattiq jismlarning taqiqlangan sohasi kengligiga qarab, ularni dielektrik va yarim o'tkazgichlarga bo'lish mumkin. Dielektriklarga, nisbatan keng taqiqlangan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi. Odatdagi dielektriklar taqiqlangan

sohasi kengligi $E_g > 3 \text{ eV}$ dan katta bo'ladi. Masalan, olmosda $E_g = 5,2 \text{ eV}$, bornitridida $E_g = 4,6 \text{ eV}$, alyumin oksidida $Al_2O_3 - E_g = 7 \text{ eV}$ ga tengdir.

Tor energetik sohalarga ega bo'lgan qattiq jismlar yarim o'tkazgichlarga kiradi, ularning kengligi taxminan $\sim 1 \text{ eV}$ atrofida bo'ladi.

Masalan:

Germaniyda (Ge): $E_g = 0,66 \text{ eV}$;

Kremniyda (Si): $E_g = 1,08 \text{ eV}$;

Antimonid indiyda ($InSb$): $E_g = 0,17 \text{ eV}$;

Arsenid galliyda ($GaAs$): $E_g = 1,42 \text{ eV}$.

138 - §. Xususiy yarim o'tkazgichlar

Kimyoviy jihatdan toza yarim o'tkazgichlar *xususiy yarim o'tkazgichlar* deb ataladi. Ularga bir qator toza elementlar (Ge - germaniy, Si - kremniy, Se - selen, Te - tellur) va kimyoviy birikmalar ($GaAs$ - galliy arsenidi, $InAs$ - indiy arsenidi va h.k.) kiradi. Bu yarim o'tkazgichlardan Si - kremniy hozirgi zamon mikroelektronikasining eng asosiy xom ashyosi hisoblanadi.

308 - rasmda xususiy yarim o'tkazgichning energetik sohalari strukturasi chizilgan. Absolyut nol ($T = 0 \text{ K}$) temperaturada valent soha elektronlari bilan to'lgan, valent sohadan yuqorida, E_g energetik masofada joylashgan o'tkazuvchanlik sohasidagi energetik sathlar bo'shdir. Bu temperaturada elektronlarning issiqlik harakati energiyasi E_g - taqiqlangan soha kengligini yengib o'tishga yetarli emas, shu sababli, xususiy yarim o'tkazgich xuddi dielektrik moddasidek o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.



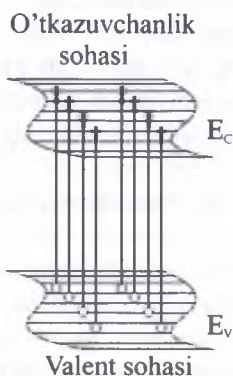
308- rasm. Xususiy yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi

Temperatura ortishi bilan, uning ta'sirida valent sohadagi elektronlarning bir qismi termik qo'zg'alib, taqiqlangan sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadigan energiyaga ega bo'ladi (309 - rasm).

Bu holda, o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar, valent sohada esa, shu sohani tashlab ketgan elektronlarning bo'sh energetik holatlari hosil bo'ladi.

Bunday kristallga tashqi elektr maydoni qo'yilganda, o'tkazuvchanlik sohasida elektronlarning maydon yo'nalishiga teskari bo'lgan tartibli harakati paydo bo'ladi. Valent sohada esa, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tgan elektronlarning musbat zaryadlangan holatlarining maydon yo'nalishidagi tartibli harakati paydo bo'ladi. Natijada, kristall

o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Taqiqlangan soha kengligi kichrayishi va kristall temperaturasi ortishi bilan, o'tkazuvchanlik sohasiga elektronlar ko'proq o'ta boshlaydi va kristallning o'tkazuvchanligi orta boshlaydi.



309 - rasm. Xususiy yarim o'tkazgich valent elektronlarining tashqi ta'sir natijasida qo'zg'alishi

Taqiqlangan sohasi kengligi $E_g = 0,66 \text{ eV}$ ga teng bo'lgan germaniyda uy temperaturasida ($T = 25^{\circ}\text{C}$) o'tkazuvchanlik sohasidagi elektron gaz konsentratsiyasi $n_i \sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ ga va kristallning solishtirma qarshiligi $\rho \approx 0,48 \text{ Om.m}$ ga teng bo'ladi.

Xuddi shu sharoitda taqiqlangan sohaning kengligi $E_g = 5,2 \text{ eV}$ ga teng bo'lgan olmosning o'tkazuvchanlik sohasida elektronlar konsentratsiyasi $n_i \sim 10^9 \text{ sm}^{-3}$ ga, kristallning solishtirma qarshiligi $\rho_i \sim 10^8 \text{ Om.m}$ ga teng bo'ladi. Ammo, temperatura 600K ga teng bo'lishi bilan elektron gazning konsentratsiyasi olmosda bir necha tartibga ortadi, solishtirma qarshiligi esa $\sim 0,5 \text{ Om.m}$ ga yaqinlashadi.

Yuqoridagilardan quyidagi ikkita muhim xulosa kelib chiqadi:

–yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi valent sohadagi elektronlarga o'tkazuvchanlik sohasiga o'tish uchun yetarli bo'lgan energiyani beruvchi tashqi kuchlar ta'sirida paydo bo'ladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar o'tkazuvchanligi qo'zg'atilgan o'tkazuvchanlikdan iboratdir;

–qattiq jismlarning yarim o'tkazgichlar va dielektriklarga bo'linishi ma'lum bir hisobda shartli tabiatga ega. Uy temperaturasida dielektrik xususiyatga ega bo'lgan olmos, yuqori temperaturalarda sezilarli o'tkazuvchanlikka ega bo'lib, yarim o'tkazgich xususiyatini oladi.

Tashqaridan berilgan ta'sir hisobiga valent sohadagi elektronlar taqiqlangan sohani yengib, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadi. Natijada, valent sohada bo'sh energetik holatlar hosil bo'ladi. Kristallga tashqi elektr maydoni qo'yilganida, valent sohadagi elektron hosil bo'lgan bo'sh energetik o'rinni egallaydi va o'zi tashlab ketgan joyda kavak hosil qiladi. Yangi hosil bo'lgan bo'sh kavakni valent sohadagi boshqa elektron egallaydi.

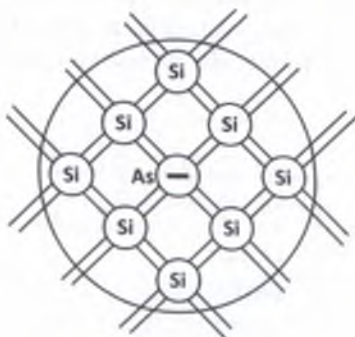
139 - §. Kirishmali yarim o'tkazgichlar

Hattoki yetarlicha toza bo'lgan yarim o'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar, yarim o'tkazgichning taqiqlangan sohasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan

har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarim o'tkazgichga kerakli elektrofizikaviy xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritiladi.

Kirishma atomlari energetik sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

Donor sathlar

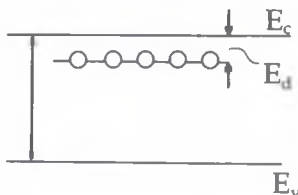


310 - rasm. Donor kirishmali kremniyning kristall panjarasi

Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega bo'lgani uchun, bu panjarada har bir atomning to'rtta eng yaqin qo'shnisi bor, ular bilan 4 ta valent elektronlari orqali kovalent bog'lanishni hosil qiladi. Kremniy panjarasining tekislikdagi shartli ravishda ko'rinishi 310 - rasmda tasvirlangan.

Faraz qilaylik, kremniy kristalida bir qism kremniy atomlari o'rniga besh valentli mishyak atomlari joylashtirilgan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni o'rnatish uchun mishyak atomi 4 ta valent elektronlarini sarflaydi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi.

Mishyak atomi, dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 12$ bo'lgan kremniy kristall panjarasi muhitida bo'lgani uchun, 5-elektron mishyak atomi yadrosi bilan 12 marta susaygan bog'lanishda bo'ladi va mishyak atomi maydonida o'z harakatini davom ettiradi.



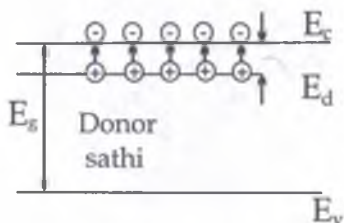
311 - rasm. Yarim o'tkazgichda donor kirishma atomlarining energetik sathi

Maydonning susayganligi sababli, 5 - elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi, uning mishyak atomi bilan bog'lanish energiyasi $\epsilon^2 = 144$ marta kamayib, $E_d = 0,01 eV$ qiymat atrofida bo'ladi (311-rasm).

Elektronga bunday energiyani uzatganda u mishyak atomidan uzilib, kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi.

“Sohalar” nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin: valent va oʻtkazuvchanlik sohalari orasidagi taqiqlangan sohada mishyak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo boʻladi (311 - rasm). Bu energetik sath oʻtkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida $E_d \approx 0,01 \text{ eV}$ energetik masofada joylashadi.

Bunday energetik sathlarda joylashgan elektronlarga E_d – energiya uzatilsa, ular oʻtkazuvchanlik sohasiga oʻtib, oʻtkazuvchanlikda qatnashadilar, hosil boʻlgan musbat zaryadlar qoʻzgʻalmas mishyak atomlarida joylashgan boʻlib, elektr oʻtkazuvchanlikda qatnashmaydilar (312 - rasm).



312 - rasm. Yarim oʻtkazgichda donor atomlarining ionlashishi

Oʻtkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar *donorlar* deb ataladi, ularning energetik sathlari *donor sathlar* deb ataladi.

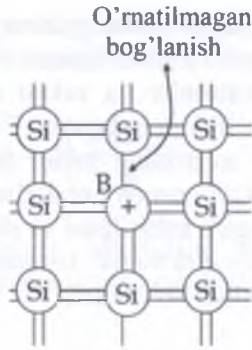
Donor kirishmalarga ega boʻlgan yarim oʻtkazgichlar, *elektron yarim oʻtkazgichlar* yoki *n – tipdagi yarim oʻtkazgichlar* deb ataladi.

Akseptor energetik sathlar

Yana faraz qilaylik, kremniy kristall panjarasidagi bir qism kremniy atomlari oʻrni 3 valentli Bor (B) atomlari egallagan boʻlsin. 4 ta qoʻshni atomlar bilan kovalent bogʻlanishni hosil qilish uchun bor atomiga bitta elektron yetishmaydi. Bu yetishmaydigan elektronni qoʻshni kremniy atomlaridan olishi mumkin. Bu holda ham qoʻshimcha elektronni olish uchun taxminan $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ energiya zarur boʻladi.

Toʻldirilmagan bogʻlanish kavakni eslatadi va kremniyning valent sohasida boʻsh vakant holatni hosil qiladi. 130 - rasmda bor kirishma atomiga ega boʻlgan kremniyning sohasiy tuzilishi tasvirlangan.

Valent sohasi shipining yaqinida $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ masofada bor atomining elektronlar egallamagan energetik sathi joylashgan. Nisbatan yuqori boʻlmagan temperaturalarda valent sohasidagi elektronlar bu energetik sathlarga oʻtib, bor atomlari bilan bogʻlanish hosil qiladi va kristall panjarada harakat qilish ehtimolligini yoʻqotadilar, elektr oʻtkazuvchanlikda ishtirok eta olmaydilar. Musbat zaryad tashuvchilar faqat valent sohasida hosil boʻlgan kavaklardan iborat boʻladi.



313 - rasm. Kremniy kristall panjarasida bor (B) atomining joylashishi

Yarim o'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar – akseptorlar, ularning energetik sathlari – akseptor sathlar deb ataladi.

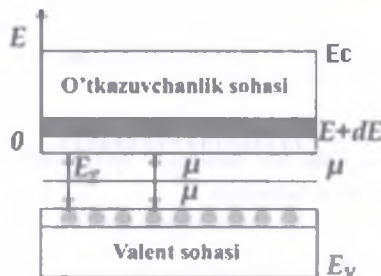
Akseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar kavakli yarim o'tkazgichlar yoki *p*-tipli yarim o'tkazgichlar deb ataladi.

140 - §. Xususiy yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va Fermi sathining holati

Yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchi gazning xususiyatlarini belgilovchi asosiy parametrlardan biri μ –kimyoviy potensialdir. Elektron va kavakli gazlar uchun, kimyoviy potensial oddiygina qilib *Fermi sathi* deb ataladi. Ma'lumki, metallarda Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar bilan to'lgan oxirgi energetik sathni belgilaydi. $T = 0 K$ da Fermi sathidan pastdagi barcha energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan, undan yuqoridagi energetik sathlarning barchasi bo'shdir.

Metallarda elektron gazning konsentratsiyasi o'tkazuvchanlik sohasidagi holatlar soni bilan bir xil bo'ladi, shuning uchun bu gaz aynigan gaz hisoblanadi va elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimoti Fermi - Dirak statistikasi bilan ifodalanadi. Bunday gazdagi elektronlar konsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas.

Xususiy va kam kirishmali yarim o'tkazgichlarda elektron yoki kavak gazlari aynimagan gazlardir va ularning holatlar bo'yicha taqsimlanishi Maksvell–Bolsman klassik statistikasi bilan ifodalanadi. Bundan yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi Fermi sathi va temperaturaga bog'liqdir.



314 - rasm. Xususiy yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi

314- rasmda aynimagan yarim o'tkazgichning sohalar tuzilishi keltirilgan. Temperatura absolyut noldan sezilarli farqli bo'lganda $T = 0 K$, bu yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar va valent sohasida kavaklar hosil bo'ladi. Ularning konsentratsiyasini n va p deb belgilaymiz. Elektronlar kinetik energiyasining hisob boshi qilib o'tkazuvchanlik sohasining tubini qabul qilamiz. Shu sathga yaqin masofada, o'tkazuvchanlik sohasida dE energiya oraliq'ini ajratib olamiz.

Rasmda xususiy yarim o'tkazgich keltirilgani va elektron gaz aynimagan bo'lganligi sababli, dE energiya oraliq'idagi dn elektronlar konsentratsiyasini Maksvell - Bolsman taqsimotiga asoslanib hisoblashga urinib ko'ramiz:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad , \quad (140.1)$$

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu-E}{kT}} \quad , \quad (140.2)$$

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}} \quad , \quad (140.3)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE \quad , \quad (140.4)$$

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu-E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (140.5)$$

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda μ – manfiy qiymatga ega bo'ladi va Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasining tubidan pastda joylashadi.

O'tkazuvchanlik sohasidan Fermi sathigacha bo'lgan energetik masofani μ va valent sohasi shipidan bu sathgacha bo'lgan energetik masofani μ' deb belgilaymiz va ular taqiqlangan soha kengligi bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$-E_g = \mu + \mu' \quad \mu' = -(E_g + \mu) \quad , \quad (140.6)$$

bu yerda E_g – taqiqlangan sohaning kengligi. T temperaturada o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning konsentratsiyasini 0 dan eng yuqori energetik sath – E_{yu} gacha energiya oraliq'ida integrallash bilan topamiz:

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\mu} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (140.7)$$

E ortishi bilan $e^{-\frac{\mu}{kT}}$ funksiyasi juda tez kamayib borishini e'tiborga olsak, integrallash chegarasini 0 dan ∞ gacha deb olish mumkin:

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE \quad . \quad (140.8)$$

Bu funksiyaning yechimi xususiy yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasining ifodasini beradi:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}}. \quad (140.9)$$

Xuddi shu amallarni valent sohasidagi kavaklar uchun qo'llab ularning konsentratsiyasi uchun quyidagi munosabatga ega bo'lamiz:

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}, \quad (140.10)$$

(140.9) va (140.10) – ifodalarda m_n va m_p elektron va kavaklarning effektiv massalaridir. Shu ifodalardan ko'rinib turibdiki, Fermi sathi bilan sohalar o'rtasidagi energetik masofa kengayishi bilan shu sohaga tegishli zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari (n va p) kamayib boradi.

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda, belgilangan biror T – temperatura uchun, elektronlar bilan kavaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir.

$$n \cdot p = n_i p_i = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (140.11)$$

Xususiy yarim o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasi n_i valent sohadagi kavaklar konsentratsiyasi p_i ga tengdir:

$$n_i = p_i, \quad (140.12)$$

chunki valent sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga qancha elektron o'tsa, shuncha bo'sh energetik o'rinlar, ya'ni kavaklar hosil bo'ladi. Shuning uchun (140.9) va (140.10) ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Bu ifodani μ ga nisbatan yechib, xususiy yarim o'tkazgichning Fermi sathi holatini aniqlaymiz:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}, \quad (140.13)$$

$T = 0 K$ bo'lgan holda, $\mu = -\frac{E_g}{2}$ ga teng, ya'ni Fermi sathi taqiqlangan sohaning qoq o'rtasida joylashgan. Temperatura ortishi bilan, agar, $m_p > m_n$ bo'lsa, Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasi tubi tomon siljiydi, $m_n > m_p$ bo'lsa, valent sohasi shipi tomon siljiydi.

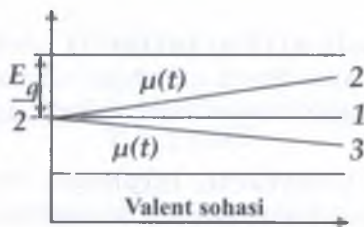
Lekin bu siljishlar shunchalik kichikki, ularni ayrim hollarda e'tiborga olmasa ham bo'ladi (315 - rasm).

Fermi sathining qiymatini (140.9) va (140.10) ifodalarga qo'ysak, xususiy yarim o'tkazgichlardagi elektron va kavaklar konsentratsiyasini aniqlashimiz mumkin:

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (140.14)$$

ular taqiqlangan soha kengligi va temperaturaga bog'liqdir. Xususiy yarim o'tkazgichlarda belgilangan T – temperatura uchun elektronlar va kavaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$np = n_i^2, \quad (140.15)$$



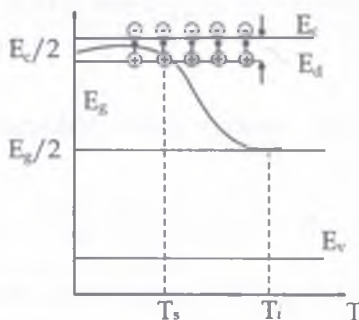
315- rasm. Xususiy yarim o'tkazgichdagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

141 – §. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar kontentratsiyasi

316 - rasmda n – tipli yarim o'tkazgichda Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi keltirilgan.

Past temperaturalar sohasi

Past temperaturalarda kristall panjaraning issiqlikdan tebranishi o'rtacha energiyasi E_g taqiqlangan soha kengligidan juda sezilarli kichikdir, natijada bu tebranishlar valent elektronlarini qo'zg'ata olmaydi va o'tkazuvchanlik sohasiga uzata olmaydi.



316 - rasm. Kirishmali yarim o'tkazgich Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

Energiyasi $E_d \sim 0,01 \text{ eV}$ bo'lgan donor sathlaridan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun zarur bo'lgan temperatura deyarli bir necha Kelvin graduslaridan boshlanadi. Bu past temperaturalar sohasida n – tipli yarim o'tkazgichda, Fermi sathi holatini aniqlovchi ifoda quyidagi shart orqali topiladi $n = N_d$:

$$N_c \cdot e^{\frac{E_c - \mu}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{\frac{\mu - E_d}{kT} + 1}}, \quad (141.1)$$

bu yerda $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$ ga tengdir, $E_c = 0$.

(141.1) ifodani μ ga nisbatan yechsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right) \right\}. \quad (141.2)$$

Juda past temperaturalarda quyidagi holat kuzatiladi:

$$\frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_d}{kT}} \gg 1,$$

bu holda, Fermi sathi holati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_c}, \quad (141.3)$$

Xuddi shunga o'xshash, p – tipli yarim o'tkazgichda Fermi sathi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\mu = -\frac{E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_v}, \quad (141.4)$$

bu yerda $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}$ ga teng; E_a – akseptor energetik sathi; N_a – akseptorlar konsentratsiyasi. (141.3) ifodadagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq chizmasi 316 - rasmda keltirilgan.

Elektronli va akseptorli yarim o'tkazgichlardagi Fermi sathi ifodalaridan foydalanib, shu yarim o'tkazgichlardagi elektron va kavaklar konsentratsiyalari ifodalariga ega bo'lamiz:

$$n = \sqrt{2N_d} \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{\frac{E_d}{2kT}}, \quad (141.5)$$

$$p = \sqrt{2N_a} \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (141.6)$$

Kirishmalarning kambag'allashish sohalari

Temperatura ko'tarilishi bilan o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasi orta boradi, donor sathlaridagi elektronlar konsentratsiyasi kamayadi, donor sathlari elektronlardan kambag'allashadi.

Akseptor sathlar ham p – tipli yarim o'tkazgichda, xuddi shunga o'xshash, bo'sh holatlardan kambag'allashadi.

Kirishmalarda elektronlar butunlay tugaganda, n – tipli yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida elektronlar konsentratsiyasi N_d – donorlar konsentratsiyasiga tenglashadi:

$$n \sim N_d, \quad (141.7)$$

p – tipli yarim o'tkazgichda esa:

$$p \sim N_a, \quad (141.8)$$

Bu holatga to'g'ri keluvchi T – temperatura E_d yoki E_a sathlardagi elektron yoki kavaklarning konsentratsiyasi ortishi bilan katta qiymatga erishadi. Misol uchun, kremniyda donor konsentratsiyasi $N_d = 10^{18} \text{sm}^{-3}$ ga teng bo'lganida T_s temperatura 150K ga teng bo'ladi.

Yuqori temperaturalar sohasi

Temperaturaning bundan keyingi ortishida xususiy zaryad tashuvchilar faol qo'zg'ala boshlaydilar, yarim o'tkazgich xususiy yarim o'tkazgich holatiga yaqinlasha boradi, natijada, Fermi sathi xususiy yarim o'tkazgichdagi Fermi sathi holatiga ($E_g/2$) yaqinlashadi. Xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi N_d dan kichik bo'lganda $n_i \ll N_d$,

$$n = n_i + N_d$$

$n = N_d$ ga teng bo'lib, ma'lum temperatura qiymatigacha o'zgarmasdan qoladi, bu holatda Fermi sathi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$\mu = E_c + kT \ln \frac{N_d}{N_c}, \quad (141.9)$$

bu yerda E_c energiyaning hisob boshi bo'lgani uchun $E_c = 0$ dir.

Ammo, yetarlicha yuqori temperaturalarda xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi nafaqat N_d ga teng bo'ladi, balki undan sezilarli katta bo'ladi:

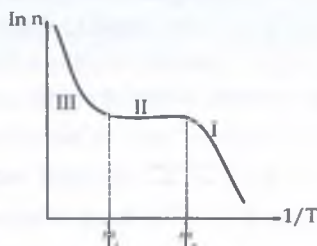
$$n_i \gg N_d$$

Bu holda, $n = n_i + N_d \approx n_i$ bo'lib, kirishmali yarim o'tkazgich xususiy yarim o'tkazgich xususiyatiga ega bo'ladi.

$n = n_i$ bo'lganda kirishmali yarim o'tkazgichning Fermi sathi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \frac{N_v}{N_c}, \quad (141.10)$$

317- rasmda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini logarifmining temperaturaga bog'liq o'zgarishi grafigi keltirilgan.



317 - rasm. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

T_i – temperatura taqiqlangan soha kengligi ortishi bilan ortaboradi.

T_i – temperaturadan yuqori temperaturalarda kirishmali yarim o'tkazgich Fermi sathi xususiy yarim o'tkazgich Fermi sathi bilan ustma-ust tushadi va (141.10) ifoda bilan belgilanadi. Tok tashuvchilar konsentratsiyasi xususiy yarim o'tkazgichning shu temperaturadagi konsentratsiyasiga teng bo'ladi:

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p}}{h^2} kT \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (141.11)$$

Shunday qilib, aynimagan yarim o'tkazgichda Fermi sathi holati mumkin bo'lgan barcha temperaturalar kengligida quyidagi ikkita ifoda bilan ifodalanadi:

$T = 0$ dan T_k - elektronlar kambag'allashishi temperaturasigacha:

$$\mu = -E_d + kT \ln \left\{ \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right) \right\}$$

ifoda bilan, T_k dan yuqori temperaturalargacha:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{N_d}{2N_c} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right) \right\} \quad (141.12)$$

142 - § . Metallar elektr o'tkazuvchanligi

Drude, Tompson va Lorenslar tomonidan yaratilgan metallarning klassik elektron nazariyasida metall kristall panjarasini to'ldirgan elektron gazi molekulyar fizikaning ideal gazi deb hisoblanadi va kristall panjara bilan issiqlik muvozanatida bo'ladi. Bundan

tashqari, elektron gaz o'zining xususiy hajmiga ega emas va elektronlar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydilar, deb hisoblanadi.

Umuman har bir zarrachaning harakati holati uchta x, y, z koordinatalar va u_x, u_y, u_z tezlikning tashkil etuvchilari yoki \vec{v} va \vec{v} (yoki \vec{p}) vektor kattaliklar bilan belgilanadi. Elektronning xususiy hajmini kristallning ma'lum birlik hajmiga nisbatan hisobga olmaslik haqiqatda o'rindidir. Masalan, klassik nazariyada elektronning radiusi

$r_0 \approx 10^{-15}m$, hajmi $V_0 = 10^{-45}m^3$ ga tengdir. Agarda kristallning birlik hajmida elektronlar konsentratsiyasi $n_0 \approx 10^{28}m^{-3}$ ga teng bo'lsa, u holda, kristallning birlik hajmida elektronlarning egallagan umumiy xususiy hajmi $b = nV_0 = 10^{-17}$ qismiga tengdir.

Endi elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashishi to'g'risida mulohaza qilib ko'ramiz. Elektronning zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19}Cl$, kristall panjara doimiysi $10^{-10}m$ ga teng bo'lgan masofada elektronlar taxminan $2 \cdot 10^8 N$ kuch bilan o'zaro ta'sirlashadilar. Bu kuch ta'sirida elektronning olgan tezlanishi $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = 2 \cdot 10^{22} \frac{m}{s^2}$, Kulon o'zaro ta'sir energiyasi ($r \sim 10^{-10}m$ bo'lganida) taxminan $14 eV$ ga teng bo'ladi.

Elektronlar orasidagi kuchli itarish kuchidan tashqari, uning tartibida bo'lgan elektronlar bilan yadrolar orasida tortishish kuchlari mavjuddir. Har bir elektron yuqoridagi itarish va tortishish kuchlari ta'sirida harakatlanadilar. Ana shu holat, harakatdagi elektronlar o'zaro ta'sirda bo'lmaydi, degan tasavvurni bildiradi.

Berilgan temperaturada elektronlar kristall panjarada tartibsiz harakat qiladilar va panjara ionlar bilan to'qnashganda tezliklarning miqdorini (moduli) va yo'nalishni o'zgartiradilar. Elektron tezligining modulini o'zgarishi uning kinetik energiyasini o'zgarishiga olib keladi.

Termodinamik muvozanat holatida elektron gazning temperaturasi panjara temperaturasiga yaqin bo'ladi.

Elektronlarning panjara ionlarida sochilish xarakteri tasodif bo'lgani uchun, bitta elektronning, uzoq vaqt oraligidagi, o'rtacha tezligi va uning o'rtacha siljishi vektor kattaliklar bo'lgani uchun, nolga tengdir. Barcha elektronlar bir xil sharoitda bo'lgani uchun bu fikr istalgan elektronga ham tegishlidir.

Tartibsiz harakatdagi elektronlarning o'rtacha ko'chishi nolga teng bo'lgani uchun, tartibsiz harakat elektr tokini, ya'ni qandaydir ko'ndalang yuza kesimi bo'yicha yo'naltirilgan zaryadlar ko'chishini hosil qilmaydi. Demak, elektr tokini hosil qilish uchun elektronlarning yo'naltirilgan harakatini qo'zg'atish kerak, uning uchun elektronlarga elektr maydoni, temperatura gradienti, bir jinsli bo'lmagan yoritilganlik va boshqa tashqi ta'sir berish kerak.

Kristall panjarada E elektr maydoni hosil qilinganda har bir elektron maydonga qarshi yo'nalgan

$$F = -qE$$

kuch ta'sir etadi va elektronlarning bir tomonga yo'naltirilgan harakatini vujudga keltiradi, ya'ni elektr tokini hosil qiladi. Bu hosil bo'lgan tokni quyidagicha hisoblash mumkin. F kuch ta'sirida elektron $\ell = v_T \tau$ erkin yugurish yo'lining oxirida yo'naltirilgan harakatning v_d - tezligiga erishadi.

$$v_d = a\tau = \frac{F}{m}\tau = \frac{eE}{m}\tau, \quad (142.1)$$

bu yerda m – elektron massasi; a – harakat tezlanishi; τ – o‘rtacha erkin yugurish yo‘lini bosib o‘tish uchun ketgan vaqt.

Elektr maydoni ta‘sirida elektronlar majmuasining yo‘naltirilgan harakati *dreyf* va shu yo‘naltirilgan harakat tezligi v_d *dreyf tezligi* deb ataladi.

Kristall panjara tuguni (ion) bilan elektron to‘qnashganda v_d – tezlik nolga aylanadi. Shuning uchun elektronning tartibli harakati o‘rtacha tezligi quyidagiga teng bo‘ladi:

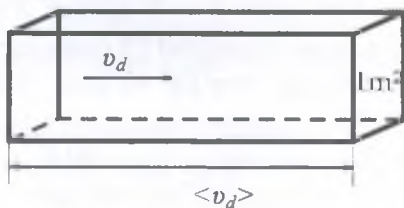
$$\langle v_d \rangle = \frac{v_d}{2} = \frac{e\tau}{2m} E, \quad (142.2)$$

bu yerda $\tau = \frac{\ell}{\langle v \rangle}$, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ – miqdori jihatidan $\langle v_d \rangle$ dan sezilarli katta bo‘lgan elektronning issiqlik harakati o‘rtacha tezligi, v – tezlikni nolga aylanishi uchun zarur bo‘lgan to‘qnashishlar soni.

$$\langle v_d \rangle = \frac{E}{2m} \frac{\ell}{\langle v \rangle}, \quad \mu = \frac{\langle v_d \rangle}{E} = \frac{e\ell v}{2m \langle v \rangle}, \quad (142.3)$$

bu yerda μ – dreyf tezligini elektr maydon kuchlanganligi bilan bog‘lovchi kattalik, elektronlarning *harakatchanligi* deb ataladi. Elektronlarning harakatchanligi kuchlanishga ega bo‘lgan elektr maydonidagi dreyf tezligiga miqdor jihatdan teng kattalikka aytiladi.

Elektronning tartibli harakati o‘rtacha tezligi $\langle v_d \rangle$ ga teng bo‘lganda, oqimga perpendikulyar bo‘lgan 1 m^2 yuzadan 1 sek vaqt ichida qirrasini $\langle v_d \rangle$ ga teng bo‘lgan parallelepiped ichida joylashgan barcha elektronlar o‘tadi (318 - rasm).



318 - rasm. $\langle v_d \rangle$ harakat tezligiga ega elektronlar oqimi

Bu parallelepipedning hajmi $\langle v_d \rangle$ ga teng va bu hajmdagi elektronlar soni $n \langle v_d \rangle$ ga teng. Bu yerda n – metallidagi elektronlar konsentratsiyasi. Shuning uchun o‘tkazgichdagi tok zichligi

$$\vec{j} = en \langle \vec{v}_d \rangle = en \mu \vec{E} \text{ ga} \quad (142.4)$$

teng. O‘tkazgichning solishtirma o‘tkazuvchanligi

$$\sigma = \frac{j}{E} = en\mu \text{ ga} \quad (142.5)$$

tengdir. (142.3) ifodadan foydalanib metallarning klassik elektron nazariyasiga tegishli solishtirma o'tkazuvchanlik ifodasini keltirib chiqaramiz:

$$\sigma = \frac{e^2 n \ell}{2m \langle v_T \rangle}, \quad (142.6)$$

Bu nazariyada $\ell, v = l$ bo'lganda, kristall panjara doimiysiga teng bo'lgan qiymatga ega bo'ladi.

Misol tariqasida kumushning solishtirma o'tkazuvchanligining absolyut qiymatini hisoblab ko'ramiz.

Quyidagi koeffitsiyentlarni berilgan deb hisoblaymiz:

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}, m = m_0 = 9 \cdot 10^{-31} \text{kg}, n = 6 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}, l = 3 \cdot 10^{-10} \text{m}$$

Issiqlik harakatining o'rtacha tezligini

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

deb olsak, u $300 \text{ } ^\circ\text{K}$ da $\langle v_T \rangle = 1,08 \cdot 10^5 \text{m/s}$ ga teng bo'ladi. Kumushning solishtirma o'tkazuvchanligini (142.6) ifoda orqali hisoblash quyidagi natijani beradi:

$$\sigma = \frac{ne^2}{2m} \frac{\ell}{\langle v_T \rangle} \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

Amalda $300 \text{ } ^\circ\text{K}$ dagi tajriba natijalari kumushning solishtirma o'tkazuvchanligi $6,3 \cdot 10^7 \text{Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ga teng ekanligini ko'rsatadi. Bu qiymatga erishish uchun (142.6) – ifodadagi $\langle \ell \rangle$ – o'rtacha erkin yugurish yo'li qiymati o'rniga $7,5 \cdot 10^{-9} \text{m}$ qiymatni olish kerak bo'ladi, ya'ni kristall panjara doimiysini 25 marta katta deb olish kerak bo'ladi.

(142.6) ifoda temperaturaga bog'liq bo'lgan birdan - bir kattalik – issiqlik harakatining o'rtacha tezligidir:

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Bu ifodaga binoan, temperatura ortishi bilan solishtirma qarshilik \sqrt{T} ga proporsional ravishda ortishi kerak edi. Ammo amalda temperaturaning keng sohasida metallarning solishtirma qarshiligi ρ temperaturaga to'g'ri proporsionaldir.

Klassik nazariyaning bunday kamchiliklari asosan, metallning erkin elektronlarini Maksvell-Bolsman statistikasiga bo'ysunadigan ideal molekulyar gaz zarrachalaridir, deb hisoblashdan kelib chiqadi.

Kvant nazariyasiga asosan, metall kristall panjarasini egallagan umumlashgan elektronlar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadigan aynigan elektron gazni hosil qiladi.

Fermi-Dirak statistikasiga asoslangan metallar elektr o'tkazuvchanligini hisoblash quyidagi ifodani beradi:

$$\sigma_{kv} = \frac{e^2 n \ell(E_F)}{m \langle v_T(E_F) \rangle}, \quad (142.8)$$

bu yerda $\ell(E_F)$ – Fermi energiyasiga ega bo'lgan elektronning o'rtacha erkin yugurish yo'li, $\langle v_T(E_F) \rangle$ – shunday elektronning o'rtacha tezligidir.

Klassik va kvant nazariyalarning elektr o'tkazuvchanlik ifodalari mos ravishda (142.6) va (142.8), tashqi ko'rinishlari bilan bir-biriga o'xshasalar ham, bu ifodalarning mazmunlari bir-biridan farq qiladi.

(142.6) ifodadagi $\langle v_T \rangle$ – erkin elektronlarning \sqrt{T} ga proporsional bo'lgan issiqlik harakatining o'rtacha tezligidir.

(142.8) ifodadagi $\langle v_T(E_F) \rangle$ – amalda, temperaturaga bog'liq emas, chunki temperatura o'zgarishi bilan E_F – Fermi energiyasi deyarli o'zgarmasdan qoladi.

(142.6) va (142.8) ifodalarning eng sezilarli farqi ℓ – erkin yugurish yo'liga klassik va kvant nazariyalari qanday mazmun berishlariga bog'liq.

Erkin elektronlarni odatdagi zarrachalar deb hisoblaydigan klassik nazariya metallarda kuzatiladigan qarshilikni kristall panjara tugunlari bilan elektronlarning uzluksiz to'qnashishi natijasida paydo bo'ladi, deb hisoblaydi.

Kvant nazariyasi elektronlarni to'lqin xususiyatiga ega bo'lgan zarrachalar deb hisoblaydi, metall bo'yicha o'tkazuvchanlik elektronlari harakatini esa, uzunligi De Broyl ifodasi

$$\langle \ell \rangle = \frac{\hbar}{P} = \frac{\hbar}{m v}$$

bilan aniqlanadigan elektron to'lqinlarning tarqalish jarayoni deb tasavvur etadi. Elektron to'lqinlar tarqalish jarayoni shunday kechadi. Tugunlarida qo'zg'almas ionlar joylashgan nuqsonsiz kristall panjara elektron to'lqinlarga qarshilik qilmay, ularni sochmaydi. Erkin elektronlar oqimi panjarada to'siqsiz harakat qiladi va panjara elektr toki oqimiga qarshilik qilmaydi.

Elektron to'lqinlarning sochilish jarayoni, o'lchami to'lqin uzunligidan katta bo'lgan, sochilish markazlarini kristall panjarada hosil bo'lishidan paydo bo'ladi, deb hisoblanadi. Bunday markazlar, birinchi navbatda, panjara tugunlarini issiqlikdan tebranishi hisobiga zichlik nobirjinsiligi hosil bo'lishidan paydo bo'luvchi, kristall panjara aslligini buzilishidan iboratdir.

Issiqlik hisobiga betartib tebranuvchi, qattiq jismni tashkil etuvchi behisob atomlar ichida muayyan vaqtda bir-biriga qarama-qarshi harakatlanuvchi atomlar uchrab turadi. Bu vaqtda ular orasidagi masofalar qo'zg'almas panjara tugunlari orasidagi masofadan kichik yoki katta bo'lishi mumkin. Shunday qilib, qattiq jism panjara tugunlarining issiqlik harakati hisobiga har vaqtda mikroskopik bir jinsli bo'lmagan sohalar hosil bo'ladi. Odatda, ularning o'lchami erkin elektronlarning to'lqin uzunligidan katta bo'lishi hisobiga elektron to'lqinlarni sochuvchi effektiv markazlarga aylanadi.

Elektron to'qlinlarni sochuvchi markazlarning boshqa manbalari - metallardagi boshqa yot kirishmalar atomlaridan iboratdir. Bu sochuvchi markazlar absolyut toza metallarda elektr qarshiligi paydo bo'lishiga asosiy sababchilardir.

Yuqoridagilarga asoslanib, metallarning solishtirma qarshiligini quyidagicha ifodalash mumkin: $\rho = \rho_T + \rho_H$. bu yerda ρ_T - kristall panjaraning issiqlik tebranishidan hosil bo'luvchi solishtirma qarshilikdir, ρ_H - nuqsonlar, kirishmalar atomlarida elektron to'qlinlarning sochilishi hisobiga paydo bo'luvchi qarshilikdir.

$T \rightarrow 0$ bo'lganda, $\rho_T \rightarrow 0$ ga intiladi va $\rho \approx \rho_H$ bilan aniqlanadi. ρ_H - temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun $T = 0^0K$ da u yo'qolmaydigan qoldiq qarshilik bo'lib hisoblanadi.

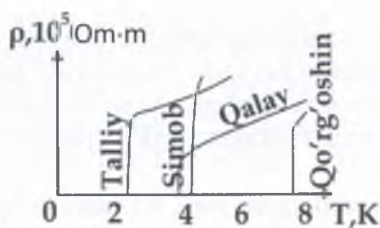
143 - §. O'ta o'tkazuvchanlik

Metallarda qoldiq qarshilikka kirishma atomlarining ta'sirini o'rganish maqsadida 1941-yilda Kamerling - Onnes o'ta tozalangan simob ustida izlanishlar olib bordi. Izlanish jarayonida kutilmagan natijani kuzatdi: $T = 4,2^0K$ temperaturada simobning qarshiligi sakrab nolga intila bordi (319 - rasm).

Bu o'tkazgichda induksiyalangan elektr toki qarshiliksiz, istalgan uzoq vaqtgacha saqlanib qoldi. Bu hodisa o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi deb ataladi.

Moddaning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasi T_k - shu holatga o'tishning kritik temperaturasi deb ataladi.

Om qonuni bo'yicha $\rho = \frac{E}{j}$ bo'lgani uchun, j - chegaralangan tok zichligida $\rho = 0$ bo'lishi uchun o'ta o'tkazgichning istalgan nuqtasida elektr maydonining kuchlanganligi nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni $E = 0$.



319 - rasm. Toza metallarning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish kritik temperturalari

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi 20 dan ortiq toza kimyoviy elementlarda, bir necha yuz kimyoviy birikma va qorishmalarda kuzatilgan. Bu moddalarda kritik temperatura qiymati $\sim 0,01$ dan $\sim 20 K$ gacha intervalda yotadi.

Meysner va Oksenfeld 1933-yili o'ta o'tkazgich moddalar ichidan tashqi yoki ichki magnit maydonlarni itarib chiqilishi hodisasini kuzatganlar (320 - rasm).



320- rasm. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasida qattiq jismlarda magnet maydonini siqib chiqarish

O'ta o'tkazgichning ichidan magnet maydoni kuch chiziqlarining itarilib chiqilishi, unda magnet induksiyasi $B = 4\pi M + H$ nolga tengligini anglatadi. Magnet qabul qilish xususiyati manfiydir: $\lambda = -1/4 \pi$. Shu sababli o'ta o'tkazgichni past temperaturalarda juda yaxshi o'tkazgich bo'lishi bilan ideal diamagnetik deb hisoblash mumkin.

O'ta o'tkazuvchanlik holatini kuchsiz N magnet maydoni bilan buzish mumkin va bu magnet maydoni qiymatini N_k - kritik magnet maydoni deb ataladi. N_k ning qiymati temperaturaga bog'liq va moddaning T_k - kritik temperaturasida nolga teng bo'lib, temperatura pasayishi bilan o'zining maksimal qiymatiga erishadi.

O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tgan toza metallarda issiqlik o'tkazuvchanligi kamayadi. Bu holatda metallarda issiqlik o'tkazishga bog'liq ko'chish hodisalariga javobgar erkin elektronlar kristall panjara bilan o'zaro ta'sirini yo'qota boshlaydi va issiqlik o'tkazishda qatnasha olmaydi. Izlanishlar natijasida o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tgan toza metallar energetik spektrining Fermi sathi atrofida juda tor bo'lgan energetik tirqish hosil bo'lishi tajribada kuzatilgan.

Quyidagi jadvalda ayrim metallarning kritik temperaturalari, energetik tirqish kengligi qiymatlari keltirilgan.

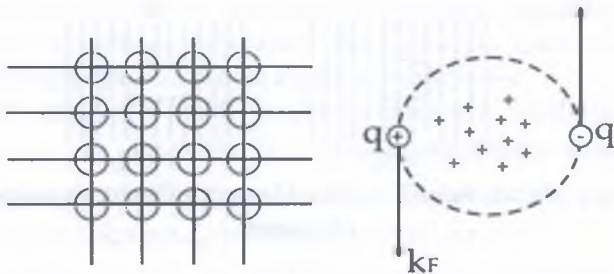
5 - jadval O'ta o'tkazuvchanlik holatidagi metallarning energetik parametrlari

	Al	Sn	Hg	V	Pb	Nb
$E_f(0), 10^3 eV$	3,26	11,0	16,4	14,3	21,4	22,4
T_k, K	1,2	3,73	4,15	4,9	7,19	9,22

Jadvalda keltirilgan natijalardan energetik tirqish kengligi juda torligi ko'rinib turibdi, uning qiymati $\sim 10^{-3} \div 10^{-2} eV$ kenglikda yotadi. Tabiiyki, o'ta o'tkazgichlarning o'tkazuvchanlik sohasida tor energetik tirqish hosil bo'lishi elektronlarning qandaydir qo'shimcha o'zaro ta'siri natijasida hosil bo'lishi kerak.

O'tkazuvchanlik sohadagi erkin elektronlarning kristall panjara bo'ylab harakatida ionlar bilan o'zaro ta'sirlashib, ularni ozgina bo'lsa ham muvozanat holatidan siljitib, musbat zaryadlarning fazoviy nobirjinsililigini hosil qiladi va kristall panjaraning ayrim qismlaridagi ortiqcha musbat zaryad boshqa elektronlarni o'ziga tortadi. Shu sababli, metallarda elektronlar orasidagi o'zaro itarish kuchlaridan tashqari, ortiqcha musbat zaryadlar bilan bog'liq bo'lgan tortishish kuchlari paydo bo'ladi (321 - rasm). Agarda, bu tortishish kuchlari itarish kuchlaridan katta bo'lsa, o'zaro bog'langan juft elektronlar hosil bo'lish ehtimolligi ortadi.

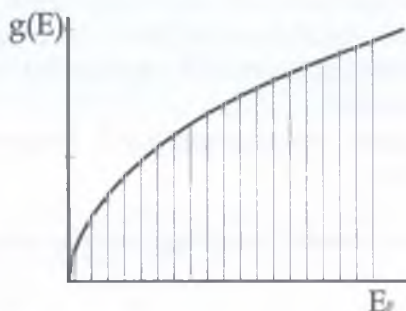
Bog'langan juftlar - Kuper juftlari deb ataladi.



321 - rasm. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasida Kuper juftlarining hosil bo'lishi

Kuper juftlari butun sonli spinga ega bo'lganligi uchun ular bozon zarrachalar deb ataladi. Butun sonli spinli bozon zarrachalar kvant zarrachalar bo'lishiga qaramay, Pauli prinsipiga bo'ysunmaydilar. $T \rightarrow 0$ ga intilganida bitta energetik sathni bozonlar egallay boshlaydilar.

Kuper juftligi hosil bo'lganida tizimning energiyasi juftdagi elektronlarning E_b – bog'lanish energiyasi qiymatiga kamayadi.



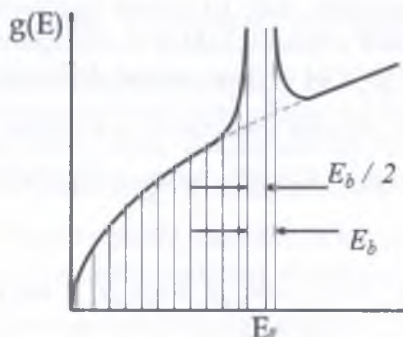
322- rasm. Normal holatdagi metallarda holatlar zichligining energiyaga bog'liqligi

Metallar normal holatda bo'lganligidagi o'tkazuvchanlik sohasi elektronlari $T = 0K$ da E_F – maksimal energiyaga ega bo'ladi (322 - rasm).

Bog'langan juftlikka o'tganda ikkita elektronning energiyasi E_b – bog'lanish energiyasiga, har birining energiyasi esa $E_b/2$ – qiymatga kamayadi.

Shuning uchun bu juftlikni buzib, elektronlarni normal erkin elektron holatiga o'tkazish uchun energiya sarf qilish zarur bo'ladi.

Juftlik holatida bo'lgan elektronlarning yuqori energetik sathi bilan normal elektronlarning sathi orasida E_b – kenglikka teng bo'lgan energetik tirqish hosil bo'ladi (323- rasm).



323 - rasm. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishdagi energetik tirqishning hosil bo'lishi

Tirqishning chegarasida holatlar zichligining qiymati ortganligi sababli, toraygan $E_T/2$ sohada, o'tkazuvchanlik sohasining barcha elektronlarini joylashtirish mumkin bo'lgan energetik holatlar paydo bo'ladi.

Nazariy hisoblashlar va jadvalda keltirilgan ma'lumotlarga ko'ra, E_b qiymati metallning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga to'g'ri kelgan kT_k – issiqlik harakati energiyasiga tengdir.

Asosiy energetik sathga joylashgan elektronning yutishi mumkin bo'lgan minimal energiya porsiyasi $kT_k \approx (0,001 \div 0,01)eV$ ga teng.

Past temperaturalarda $kT \sim 8,6 \cdot 10^{-5}eV$ ga yaqin bo'lgani sababli, kristall panjaradagi elektron kT_k ga teng energiya porsiyasini ola olmaydi, Kuper juftligidagi elektronlar, past energetik sathlardagi o'tkazuvchanlik sohasidagi normal elektronlar bilan o'zaro ta'sirda bo'lmay, metallning kristall panjarasi bo'ylab qarshilikka uchramay, harakatini davom ettiradi.

Temperatura ortishi bilan elektronlarning kristall panjaradan oladigan energiya porsiyalari kT_k ga yaqin bo'ladi va elektronlar asosiy energetik sathlaridan aynigan energetik sathlarga o'ta boshlaydi. Temperatura T_k ga yetganda E_b – energetik tirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holati yo'qoladi.

Shuni qayd qilish kerakki, o'tkazuvchanlik sohasining hamma elektronlari Kuper juftligini hosil qilishda qatnasha olmaydi. Kuper juftligi hosil bo'lishi uchun elektronlarning energiyasi juda bo'lmaganda $E_b/2$ ga o'zgarishi kerak, shuning uchun Fermi energiyasi yaqinidagi $E_b/2$ ga teng energetik sohadagi elektronlar ishtirok etishi mumkin. Taxminiy hisoblashlarga ko'ra, o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning $\sim 10^{-4}$ qismigina Kuper juftligini hosil qilishda ishtirok etishlari mumkin.

144 - §. Xususiy yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi

Kirishmalardan yuqori darajada tozalangan yarim o'tkazgichlar, juda past bo'lmagan temperaturalarda, qo'yilgan tashqi maydon ta'sirida o'zining xususiy zaryad tashuvchilari – elektronlar va kavaklarning yo'naltirilgan harakati hisobiga elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Bu elektr o'tkazuvchanlik yarim o'tkazgichlarning xususiy o'tkazuvchanligi deb ataladi.

Xususiy yarim o'tkazgichda, ikki xil zaryad tashuvchilar-elektronlar va kavaklar mavjudligi uchun, uning elektr o'tkazuvchanligi n_i konsentratsiyali erkin elektronlarning o'tkazuvchanligi ($\sigma_p = ep_i \mu_p$) va p_i konsentratsiyali kavaklarning o'tkazuvchanligidan ($\sigma_n = en_i \mu_n$) iborat bo'ladi. Xususiy elektronlar va kavaklar konsentratsiyalari bir-biriga teng bo'lgani uchun ($n_i = p_i$), xususiy yarim o'tkazgichning to'la o'tkazuvchanligi quyidagicha bo'ladi:

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = en_i \mu_n + ep_i \mu_p = en_i (\mu_n + \mu_p), \quad (144.1)$$

Xususiy yarim o'tkazgichda elektronlar va kavaklar konsentratsiyasi quyidagiga tengdir:

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (144.2)$$

Bu ifodadan foydalansak, yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\sigma_i = 2e \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_g}{2kT}} (\mu_n + \mu_p) = \sigma_0 \cdot e^{\frac{E_g}{2kT}}, \quad (144.3)$$

bu yerda

$$\sigma_0 = 2e(\mu_n + \mu_p) \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

eksponenta oldidagi ifodadir.

Elektron va kavaklar harakatchanligi temperaturaga quyidagicha bog'liqdir:

$$\mu_n, \mu_p \sim \frac{1}{\sqrt{T^3}}$$

va uning temperaturaga bog'liq o'zgarishi, $e^{-\frac{E_g}{2kT}}$ ning temperaturaga bog'liq o'zgarishidan bir necha tartib sustdir.

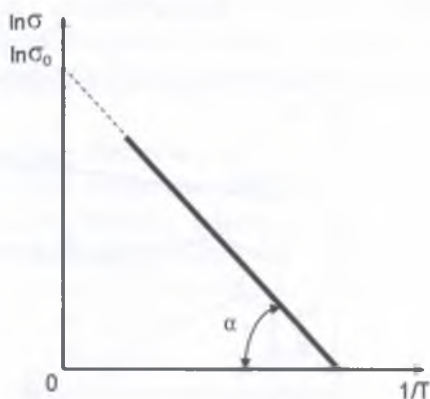
(144.2) ifodadan, $T \rightarrow \infty$ intilganda $\sigma \rightarrow \sigma_0$ ga teng bo'ladi, ya'ni juda yuqori temperaturalarda ham σ_0 sezilarli o'zgarimasdan, $T \rightarrow \infty$ da yarim o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligini bildiradi.

Yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligini yarim logarifmik koordinatalarda keltirish juda qulaydir. (144.2) ifodani logarifmlasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2kT}, \quad (144.4)$$

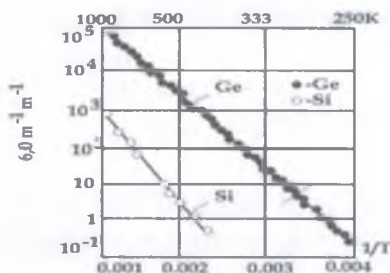
Agarda, absissa o'qi bo'ylab $1/T$, ordinata o'qi bo'ylab $\ln \sigma$ o'zgaruvchilarini qo'ysak, ordinata o'qini $\ln \sigma_0$ bo'lakda kesib o'tadigan to'g'ri chiziqqa ega bo'lamiz (324-rasm). To'g'ri chiziqning absissa o'qi bilan hosil qilgan α – burchakning tangensi $E_g/2k$ ga tengdir. Shunday chizma tuzib yarim o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi qiymati σ_0 ni va taqiqlangan soha kengligi E_g ni aniqlashimiz mumkin.

Misol tariqasida, 325 - rasmda xususiy germaniy va kremniy uchun tajribada olingan $\ln \sigma$ ning $1/T$ ga bog'liq o'zgarishi natijalari keltirilgan. Bu tajriba natijalaridan germaniy va kremniyning taqiqlangan sohalarining kengliklari, mos ravishda $E_{Ge} = 0,72 eV$ va $E_{Si} = 1,2 eV$ ga tengdir. 143- va 144 - paragraflarda keltirilgan natijalardan quyidagicha xulosa qilish mumkin:



324 - rasm. Yarim o'tkazgich xususiy o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

Metallarda elektron gaz aynigan bo'lgani uchun, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas va metallar o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi butunlay tok tashuvchilar harakatchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi bilan aniqlanadi.



325 - rasm. Kremniy va germaniy yarim o'tkazgichlari elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

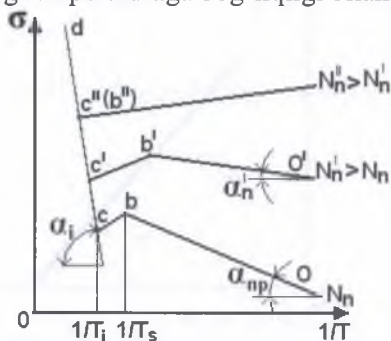
Yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchi gaz aynimagan gazdir va uning konsentratsiyasi temperaturaga bog'liq ravishda juda kuchli o'zgaradi:

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}.$$

Shuning uchun yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi faqat tok tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liqligi bilan aniqlanadi.

145 - §. Kirishmali yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligi

Aynimagan kirishmali yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi, xususi yarim o'tkazgichdagiga o'xshash, asosan tok tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liqligi bilan aniqlanadi.



326-rasm. Kirishmali yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqlik chizmasi

326 - rasmda kirishmali yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqlik chizmasi keltirilgan. Bu chizmani uchta xarakterli sohalarga ajratish mumkin: *ab*, *bc*, va *cd*.

“*ab*” soha past temperaturalar sohasiga taalluqli bo'lib, kirishma sathlarining elektronlardan kambag'allashish temperaturasigacha (T_k) davom etadi. Bu sohada, tok tashuvchilar konsentratsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$n = \sqrt{2N_d} \left(\frac{2\pi m_n \cdot kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (145.1)$$

ulaming harakatchanligi kirishmalarda sochilishi bilan aniqlanib, $T^{3/2}$ ga proporsionaldir. Kirishmali yarim o'tkazgich elektr o'tkazuvchanligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\sigma_{ya.o'.T} = \sigma_{ya.o'.T} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (145.2)$$

bu yerda $\sigma_{ya.o.}$ temperaturaga kuchsiz bog'liq bo'lgan eksponenta oldidagi koeffitsiyentdir. (145.2) ifodani logarifmlasak,

$$\ln \sigma_{ya.o.T} = \ln \sigma_{ya.o.T} - \frac{E_g}{2kT} \text{ ga} \quad (145.3)$$

ega bo'lamiz. Absissa o'qiga $1/T$ va ordinata o'qiga $\ln \sigma_{ya.o.}$ o'zgaruvchilarini qo'ysak, 326-rasmda keltirilgan chizmaga ega bo'lamiz.

"ab" to'g'ri chiziq absissa o'qi bilan α_k burchak hosil qiladi va uning tangensi kirishmaning donor energetik sathi qiymatiga (E_d) proporsional bo'ladi:

$$\text{tg} \alpha_k = \frac{E_d}{2k}. \quad (145.4)$$

Shunday qilib, "ab" soha yarim o'tkazgichning kirishma o'tkazuvchanligiga to'g'ri keladi.

"bc" soha kirishmalarning elektronlardan kambag'allashish temperaturasidan (T_k) xususiy o'tkazuvchanlikka o'tish temperaturasigacha (T_i) davom etadi. Bu sohada barcha kirishma atomlari ionlashgan bo'ladi, ammo xususiy tok tashuvchilar yetarlicha qo'zg'atilmagan, ya'ni $n \sim N_d$ o'zgarmas qoladi. Shu sababli bu sohadagi yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi tok tashuvchilar harakatchanligining temperaturaga bog'liqligi bilan aniqlanadi.

"cd" soha yarim o'tkazgich xususiy o'tkazuvchanligiga o'tish sohasini bildiradi. Bu sohada tok tashuvchilar konsentratsiyasi xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi bilan

aniqlanadi va xususiy o'tkazuvchanlik quyidagicha ifodalanadi: $\sigma \approx \sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}$.

146 - §. Chiqish ishi

Metallning kristall panjarasini tashkil etuvchi musbat ionlar, kristall panjarada tugunlardan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'ylab davriy qaytariladigan musbat potentsialli elektr maydonini hosil qiladi (327 - rasm).

Qo'pol xatolik bo'lsa ham, bu davriy potentsialni metallning barcha nuqtalarida o'zgarmas hisoblab, o'rtacha U_0 ga teng deb olamiz. Bu maydonga kiritilgan erkin elektron manfiy potensial energiyaga ega bo'ladi:

$$U_0 = -qU_0$$

327-rasmning pastida elektronning vakuumdan metallga o'tishidagi potentsial energiyasining o'zgarishi keltirilgan.

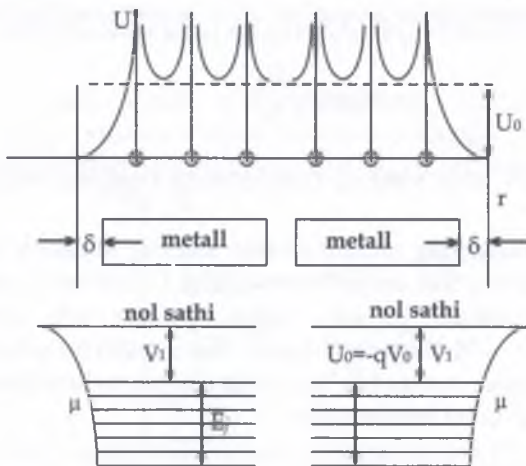
Elektronning vakuumdagi potentsial energiyasi $U = 0$ bo'lsa, metallda esa

$$U = U_0 = -qU_0$$

ga tengdir.

Bu o'zgarish xarakteri bo'yicha sakrashga o'xshasa ham u panjara parametriga teng bo'lgan δ kesma uzunligida sodir bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha, metall elektronlar uchun potensial chuqurlik vazifasini o'taydi va bu chuqurlikdan elektronlarni vakuumba chiqishi uchun qandaydir chiqish ishini bajarish kerak bo'ladi.

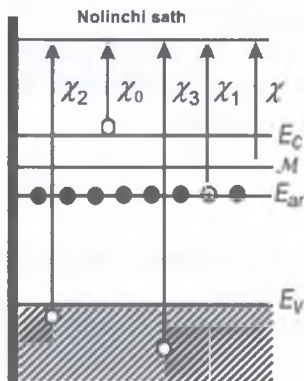
Metallda elektronlarning kinetik energiyasi bo'lmaganda ularni vakuumba chiqarish uchun potensial o'ra chuqurligiga teng – energiya zarur bo'lardi. Ammo past temperaturalarda ham μ – Fermi sathigacha bo'lgan energetik sathlardagi elektronlar davriy maydonda harakatda va ma'lum kinetik energiyaga ega bo'ladilar. Shuning uchun elektronlarning metalldan chiqishi uchun U_0 ga nisbatan kichik ish bajarishi talab qilinadi.



327 - rasm. Metall atomlarining energetik diagrammasi va ichki davriy potentsiali

Metalldan elektronlarni vakuumba chiqarish uchun eng kam bajariladigan ish Fermi sathidan U_0 sathigacha bo'lgan χ ga tengdir. Bu *termodinamik chiqish ishi* deb ataladi.

Yarim o'tkazgichlarda elektronlarning chiqish ishini aniqlash birmuncha qiyindir. 328 - rasmda n – tipli yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi keltirilgan.



328 - rasm. Elektron tipli yarim o'tkazgichda elektronlarning vakuumba chiqish yo'llari

O'tkazuvchanlik sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun χ_0 – eng kam chiqish ishini bajarish kerak. Ammo bu elektronlarni vakuumga chiqarish elektron gazi muvozanat holatining buzilishiga olib keladi va muvozanat holatini tiklash uchun kirishma sathi va valent sohasidan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga yetkazib berish kerak. Bu esa kristallning ichki energiyasini sarf bo'lishiga va kristallning sovishiga olib keladi. Valent sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarishda muvozanat holat tiklanishi uchun o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning bir qismini valent sohasiga qaytarish lozim bo'ladi. Bu holatda energiya ajralib chiqadi va kristall isiy boshlaydi.

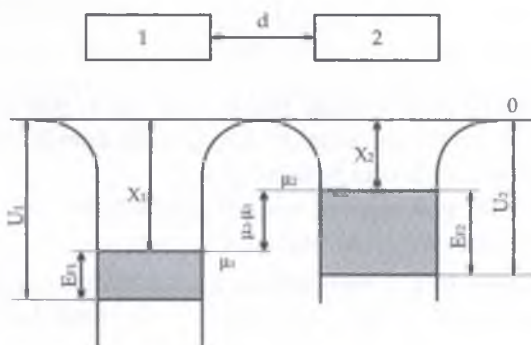
Fermi sathidan bir vaqtda yuqori va past sathlardan elektronlarni vakuumga chiqarish tizimning muvozanat holatini buzmaslikka va kristall temperaturasini o'zgarishiga olib keladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar uchun chiqish ishini Fermi sathidan nolinchi sathgacha bo'lgan energetik masofaga teng, deb hisoblanadi.

Chiqish ishi odatda, *elektronvoltlarda* o'lchanadi. Chiqish ishini elektronning zaryadiga nisbati chiqish potensialini belgilaydi va Voltlarda o'lchanadi.

147 - §. Metall - metall kontakti

Energetik diagrammalari 329 - rasmda keltirilgan ikki metallni yaqinlashishida sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Ajratilgan holatda bu metallardagi elektron gazlar μ_1 va μ_2 – kimyoviy potentsiallar bilan xarakterlanadi. Elektronlarning termodinamik chiqish ishlari χ_1 va χ_2 ga tengdir.

Termoelektron emissiya orqali elektronlar bilan effektiv almashish mumkin bo'lgan yoki to'g'ridan - to'g'ri bir - biriga elektronlar o'tishi mumkin bo'lgan d – masofaga metallarni bir-biriga yaqinlashtiramiz.

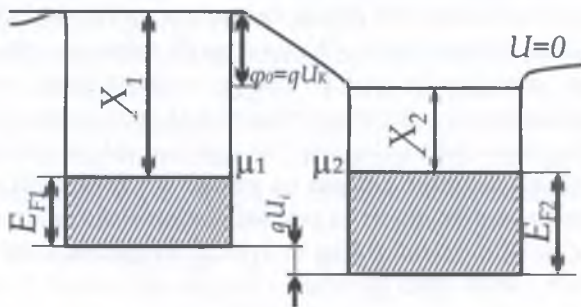


329 - rasm. Ikki ajratilgan metallning energetik diagrammalari

Kontakt o'rnatilganidan so'ng boshlang'ich momentda, (μ_1 va μ_2) – kimyoviy potentsiallar har xil balandlikda bo'lgani uchun ikkinchi metall elektron gazi birinchi metall elektron gazi bilan muvozanatda bo'lmaydi (330 - rasm).

Fermi sathlari farqi ($\mu_1 - \mu_2$) mavjudligi ikkinchi metall dan birinchisiga imtiyozli elektron o'tishi hosil bo'lishiga olib keladi. Bu holda birinchi metall manfiy, ikkinchisi esa

musbat zaryadlanadi. Bu zaryadlarning hosil bo'lishi, o'z navbatida, metallar energetik sathlarini siljishiga olib keladi: manfiy zaryadlangan 1 - o'tkazgichda barcha sathlar oldingi holatga nisbatan yuqoriga ko'tariladi, 2 - metallda esa pastga tushadi.



330- rasm. Metall - metall kontaktining energetik diagrammasi

Bu jarayonni oson tasavvur etish mumkin: zaryadlanmagan metalldagi nol sathdan manfiy zaryadlangan metallning nol sathiga elektronni o'tkazish uchun qV_1 ga teng ish sarflash kerak. Bu bajarilgan ish elektron potensial energiyasining ortishiga olib keladi. Xuddi shu sababga ko'ra, musbat zaryadlangan metallning nol sathi zaryadlanmagan metallning nol sathidan pastga tushadi.

Asta - sekin 1 - metallning ko'tarilayotgan μ_1 kimyoviy potensial sathi va 2 - metallning pasayotgan μ_2 - kimyoviy potentsiali sathi bir balandlikka to'g'ri kelganda 2 - metalldan 1-metallga elektronlarning imtiyozli o'tishi yo'qola boradi va ikkala metallar orasida muvozanat holati vujudga keladi. Bu holatda metallarning nol sathlari orasida U_k - kontakt potentsiallar farqi paydo bo'ladi:

$$U_k = \frac{(\chi_1 - \chi_2)}{q} \quad (147.1)$$

Bu potentsiallar farqi *tashqi kontakt potentsiallar farqi* deb ataladi, u metallarning chiqish ishlarini farqiga to'g'ri proporsionaldir. Chiqish ishi kam bo'lgan metall elektronlari chiqish ishi katta bo'lgan metallga o'ta boshlaydilar.

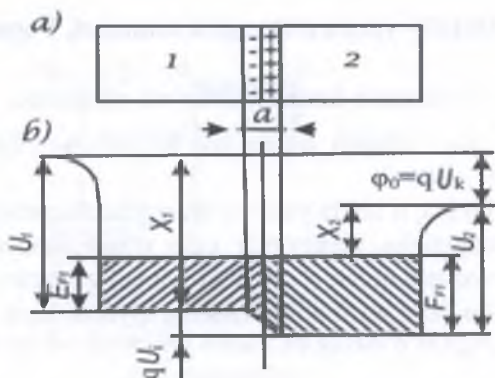
Metallarning kimyoviy potentsiallari sathlari tenglashishi bilan 1 - va 2 - metallardagi elektronlar kinetik energiyalari bir xil bo'lmaydi ($E_{F2} > E_{F1}$).

Metallarni to'g'ridan - to'g'ri tutashishida 2 - metalldan 1-metallga elektronlarning yo'naltirilgan diffuziyasi paydo bo'ladi, bu holda, U_i *ichki kontakt potentsiallar farqi* hosil bo'ladi:

$$U_i = \frac{(E_{F1} - E_{F2})}{q} \quad (147.2)$$

Muvozanat o'rnatilganidan so'ng metallarda tok zichligi nolga teng bo'lganligi uchun, Om qonuniga asosan $j = \sigma E$, E - elektr maydon metall qalinligi bo'yicha har bir nuqtada nolga teng bo'ladi. Ammo metallar kontakti chegarasida d - yupqa qatlamga

ichki kontakt potentsiallar farqining hammasi joylashgan bo'ladi (331 - rasm).



331 - rasm. Ikkita metall tutashganda ichki kontakt potentsiallar farqining hosil bo'lishi

Qo'sh elektr qatlarning qalinligi bo'yicha U_i - potensial sakrashga o'xshab o'zgaradi. Shu qatlamning qalinligini hisoblab ko'ramiz.

Qo'sh elektr qatlami yassi kondensatorga o'xshaydi, d - uning qalinligi, qoplamalaridagi zaryadni Q orqali belgilasak, potentsiallar farqi U_i ga teng bo'ladi. Qoplamalarning yuzasi 1 m^2 , dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 1$ bo'lgan yassi kondensatorning sig'imi quyidagiga teng:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d}, \quad C = \frac{Q}{U_i}$$

bu yerda $d = \frac{\epsilon_0 U_i}{\varphi}$ ga ega bo'lamiz.

Qo'sh qatlamning qalinligi panjara parametridan kichik bo'lmaydi, ya'ni $3 \cong A^0$, $U_i = 1V$ bo'lganda 2 - metall qatlamining 1 m^2 yuzasidan 1- metallga o'tadigan zaryad miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q = \frac{\epsilon_0 U_i}{d} = \frac{1V \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}}{3 \cdot 10^{-10} \text{ m}} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Kl}$$

Bu holda, sirtidagi zaryadlar konsentratsiyasi

$$\Delta n = \frac{Q}{q} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \text{ Kl}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^2 \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Ammo real sharoitda metallning 1 m^2 yuzasida 10^{19} atom bor, shuning uchun, $n_{10} = 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Δn ni n_{S0} bilan taqqoslasak, qo'sh elektr qatlami hosil bo'lishi uchun, qalinligi $\sim 3A^0$ bo'lgan metall sirtidagi elektronlarning faqat $\sim 2\%$ oqib o'tar ekan.

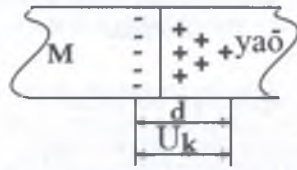
Elektron gaz konsentratsiyasining kontakt qatlamida bunday sezilmaydigan

o'zgarishi bu qatlarning elektr o'tkazuvchanligini sezilarni o'zgartirmaydi.

148 - §. Metall - yarim o'tkazgich kontakti. Yopuvchi qatlam

Metall – yarim o'tkazgich kontaktini ko'rib chiqamiz. χ_m – chiqish ishiga ega bo'lgan M – metall, $\chi_{ya\delta}$ – chiqish ishiga ega bo'lgan n – tipli yarim o'tkazgich bilan kontaktida bo'lsin (332 - rasm).

Agar $\chi_m > \chi_{ya\delta}$ bo'lsa, u holda yarim o'tkazgichdan metallga, μ_m va $\mu_{ya\delta}$ - kimyoviy potentsiallar tenglashmaguncha, elektronlar oqib o'tadi, undan so'ng metall va yarim o'tkazgich orasida muvozanat holati o'rnatiladi. Metall va yarim o'tkazgichlar chegarasida U_k – kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi, uning qiymati ham taxminan $\sim 3 B$ atrofida bo'ladi.



332 - rasm. Metall - yarim o'tkazgich kontaktida yopuvchi qatlamning hosil bo'lishi

Bu potentsiallar farqi hosil bo'lishi uchun metall - metall kontaktiga o'xshash yarim o'tkazgichdan metallga $\sim 10^{17}$ elektronlar oqib o'tishi kerak. Yarim o'tkazgich kristall panjarasi parametri $\sim 5A^0$ ga teng, undagi elektron gaz konsentratsiyasi $n = 10^{21}m^{-3}$ ga teng. Yarim o'tkazgich sirtidagi konsentratsiya $n_s \sim 10^{14}m^{-3}$ elektronlarni tashkil etadi. Shuning uchun $\Delta n \approx 10^{17}m^{-3}$ elektronlarni yetkazib berish uchun 10^3 ta yarim o'tkazgichning atom qatlamlari elektronlardan xoli bo'lishi kerak.

Shunday qilib, metall - yarim o'tkazgich kontaktida kontakt potentsiallar farqi $d \sim 5 \cdot 10^3 A^0 = 5 \cdot 10^{-7}m$ qalinlikni egallaydi. Bu qatlamda qolgan ionlashgan kirishmalar atomlari qo'zg'almas hajmiy musbat zaryadlarni hosil qiladi. $5 \cdot 10^{-7}m$ qalinlikdagi qatlam deyarli erkin elektronlarga ega bo'lmagani uchun uning qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan sezilarli katta bo'ladi, shu sababli, juda katta qarshilikka ega bo'ladi.

Bu qatlam yopuvchi qatlam deb ataladi.

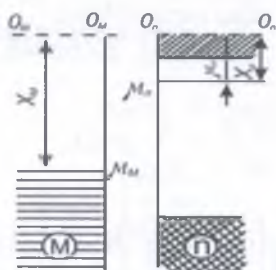
Kontakt elektr maydonining yarim o'tkazgichning energetik sathlariga ta'siri

Metall va yarim o'tkazgich orasida paydo bo'luvchi – kontakt potentsiallar farqi d yopuvchi qatlarning qalinligi bo'ylab joylashadi (332 - rasm). Kontakt maydonning kuchlanganligi

$$\epsilon_s = \frac{U_k}{d} = \frac{V}{5 \cdot 10^{-7}m} = 2 \cdot 10^6 \frac{V}{m} \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Bu kristallning ichki maydon kuchlanganligidan 10^3 marta kichikdir. Shu sababli kontakt maydoni yarim o'tkazgichning energetik spektriga (taqiqlangan soha kengligi, kirishmalarning ionlanish energiyasi) deyarli ta'sir etmaydi. 333 - rasmda

kontaktga keltirilguncha M – metall va n – tipdagi yarim o‘tkazgichning energetik chizmasi ko‘rsatilgan.



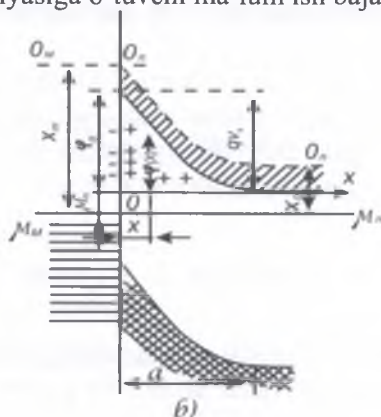
333 - rasm. Kontakt hosil bo‘lgunicha metall va yarim o‘tkazgichning energetik diagrammalari

Metallning chiqish ishi yarim o‘tkazgichnikidan katta, deb hisoblanadi. Kontakt o‘rnatilganidan va muvozanat holati boshlanganidan so‘ng, yarim o‘tkazgichda qo‘zg‘almas hajmiy musbat zaryadlar d – yopuvchi qatlam bo‘yicha hosil bo‘ladi (334 - rasm).

Kontakt maydon yo‘qligida metall va yarim o‘tkazgichda energetik sathlar gorizontol to‘g‘ri chiziqlardan iborat bo‘ladi, ya‘ni yarim o‘tkazgichning hamma nuqtalarida elektronning energiyasi bir xil bo‘ladi.

Metallning chiqish ishi yarim o‘tkazgichnikidan katta, deb hisoblanadi. Kontakt o‘rnatilganidan va muvozanat holati boshlanganidan so‘ng, yarim o‘tkazgichda qo‘zg‘almas hajmiy musbat zaryadlar d – yopuvchi qatlam bo‘yicha hosil bo‘ladi (334 - rasm).

Kontakt potentsiallar farqi hosil bo‘lishida, kontakt maydon joylashgan qatlamdagi elektronga qatlamdan itarib chiquvchi kuch ta‘sir etadi. Bu kuchni yengish uchun elektronning potensial energiyasiga o‘tuvchi ma‘lum ish bajarish kerak. Shu sababli,



334 - rasm. Metall - yarim o‘tkazgich kontakti

elektronning potensial energiyasi yarim o‘tkazgichning ichki qatlamidan kontakt chegarasigacha siljishida uning potensial energiyasi $\varphi(x)$ ortib boradi va chegarada

maksimal qiymatga ($\varphi_0 = qU_k$) erishadi. Natijada, kontakt maydon yarim o'tkazgichning energetik sohasini qiyshaytiradi. φ_0 – kattalik, yarim o'tkazgichdan metallga o'tuvchi elektronlarga muvozanat potensial to'siqni xarakterlaydi.

Kontaktidagi potensial to'siq funksiyasi ko'rinishi Puasson tenglamasi orqali ifodalanadi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon} \rho(x), \quad (148.1)$$

bu yerda ε – yarim o'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi; $\rho(x)$ – qo'zg'almas zaryadlarning hajmiy zichligidir. Bu holda, yarim o'tkazgichdagi barcha donor atomlar N_d ionlashgan bo'ladi. U holda:

$$\rho = qN_d, \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q^2}{\varepsilon\varepsilon_0} N_d, \quad (148.2)$$

Bu tenglik uchun quyidagi chegaraviy shartlar o'rinalidir:

$$\varphi(d) = 0, \quad \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=d} = 0, \quad (148.3)$$

chunki kontakt qatlamidan tashqarida $x \gg d$ kontakt maydon yo'qdir. (148.2) tenglamani integrallash quyidagi natijani beradi:

$$\varphi(x) = \frac{q^2 N_d}{2\varepsilon_0\varepsilon} (d-x)^2, \quad (148.4)$$

Bu ifodadan yarim o'tkazgichdagi potensial to'siq ko'rinishi parabolaga o'xshashligi ko'rinib turibdi. $x = 0$ bo'lganda, $\varphi_0 = \chi_u - \chi_n$ ga tengdir. U holda yopuvchi qatlam qalinligi quyidagicha bo'ladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\varphi_0}{q^2 N_d}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon U_k}{q^2 n_0}}, \quad (148.5)$$

bu yerda $n_{n_0} - Nd$ ga teng bo'lgan n – yarim o'tkazgichdagi elektronlar konsentratsiyasidir.

Elektronlardan holi bo'lgan yopuvchi qatlam qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan ikki – uch tartibda katta bo'lgani uchun, bu qatlam juda katta qarshilikka ega bo'ladi.

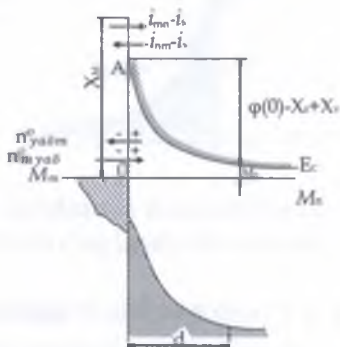
Yarim o'tkazgich - metall kontaktida to'g'rilash hodisasi

335 - rasmda muvozanat holatda bo'lgan elektron yarim o'tkazgich - metall kontaktining sohalari tuzilishi keltirilgan.

Metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potensial to'siq chiqish ishlarining farqiga ($\chi_m - \chi_n$) tengdir: Yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan

elektronlarga ta'sir etuvchi potensial to'siq $\varphi_0 = qU_k$ ga tengdir. Metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlar oqimini, $n_{mya\bar{o}}^0$ yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar oqimini esa $n_{ya\bar{o}m}^0$ deb belgilaymiz. Bu elektron oqimlariga, mos ravishda, quyidagi tok zichliklari to'g'ri keladi:

$$J_{ya\bar{o}m} \text{ va } J_{mya\bar{o}}.$$



335 - rasm. Muvozanat holatdagi metall - yarim o'tkazgich kontakti

Muvozanat holatida kontakt orqali o'tadigan natijaviy tok nolga teng, shu sababli $J_{ya\bar{o}m} = J_{mya\bar{o}}$ o'z navbatida, muvozanat holatiga to'g'ri keluvchi toklar zichliklari quyidagicha belgilanadi:

$$J_{ya\bar{o}m} = J_{mya\bar{o}} = J_s, \quad (148.6)$$

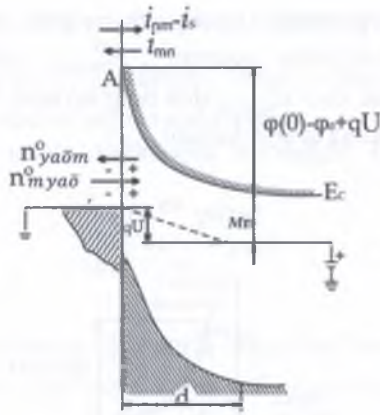
Kontaktga kontakt potentsiallar farqi V_k yo'nalishiga mos bo'lgan tashqi potentsiallar farqini qo'yamiz. Yopuvchi qatlam qarshiligi yarim o'tkazgich boshqa qismlarining qarshiliklaridan bir necha tartibda katta bo'lgani uchun, tashqi potentsiallar farqi asosan yopuvchi qatlama tushadi.

Yarim o'tkazgichdagi musbat zaryadlangan energetik sathlar pastga qarab qU qiymatga siljiydi. μ - Fermi sathi ham shu masofaga pastga tushadi (153 - rasm). Rasmdan ko'rinishicha, yopuvchi qatlam kontakt potentsiallar farqi yo'nalishida quyilgan tashqi potentsiallar farqi V yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar uchun potensial to'siqning balandligini oshiradi:

$$\varphi(0) = \varphi_0 + qU, \quad (148.7)$$

bu esa, potensial to'siqning kengligini ham ortishiga olib keladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(U_k + U)}{q^2 n_0}}, \quad (148.8)$$



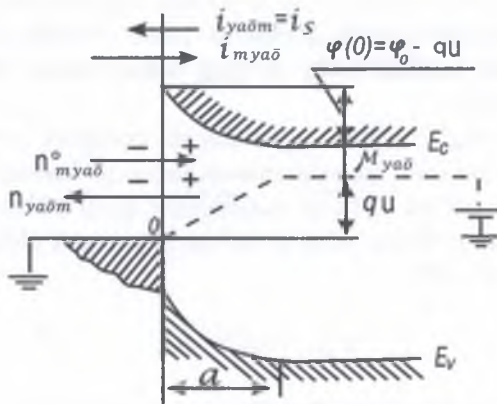
336 - rasm. Metall - yarim o'tkazgich kontaktiga teskari yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilishi

337 - rasmda kontaktga to'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilgan holat keltirilgan.

Bu holda manfiy zaryadlangan yarim o'tkazgichning barcha energetik sathlari, u bilan birga Fermi sathi μ_n ham, qU masofaga yuqoriga siljiydi. Bu esa yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar uchun energetik to'siqning pasayishiga olib keladi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 - qU, \tag{148.9}$$

Natijada, to'siq kengligi ham torayadi:



337 - rasm. Metall - yarim o'tkazgich kontaktiga to'g'ri yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgan holat

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (U_k - U)}{qn_n}}, \tag{148.10}$$

Tashqi potentsiallar farqi ta'sirida, potensial to'siqning balandligi va kengligi o'zgarishi, kontakt bo'yicha ikki tomonga o'tayotgan elektronlar oqimi muvozanatining buzilishiga olib keladi.

Kontaktga yopish yo'nalishida, tashqi potentsiallar farqi V quyilganda j_{mn} tok zichligi $e^{qU/kT}$ marta kamayadi, chunki potensial to'siq balandligi $\varphi_0 + qU$ qiymatga oshganida, to'siqni yengib o'tuvchi elektronlar soni

$$n_{ya\delta m} = n_{ya\delta m}^0 e^{-\frac{qU}{kT}}$$

marta kamayadi, bu holda, j_{myao} tok zichligi quyidagicha teng bo'ladi:

$$j_{myao} = j_s e^{-\frac{qU}{kT}}$$

$j_{yao'm}$ tok zichligi, metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlar uchun potensial to'siq balandligi o'zgarmaganligi uchun, o'zgarmay qoladi va j_s ga teng bo'ladi.

Tashqi potentsiallar farqi yopish yo'nalishida qo'yilgandagi kontakt bo'yicha *natijaviy tok zichligi* quyidagicha ifodalanadi:

$$j_{resk} > j_t e^{-\frac{qU}{kT}} - j_t = j_t \left(e^{-\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (148.11)$$

va tok yarim o'tkazgichdan metallga oqadi. Teskari yo'nalishdagi tashqi kuchlanishni oshira borsak, $j_t e^{-\frac{qU}{kT}}$ kamayib nolga intiladi, teskari yo'nalishdagi j_t ga yetishadi.

Bu tok zichligi to'yinish toki zichligi deb ataladi.

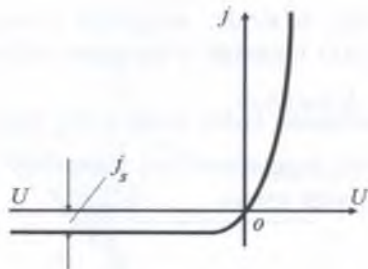
To'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilganda yarim o'tkazgichdan metallga qarab o'tayotgan elektronlar uchun potensial to'siq balandligi qU qiymatga kamayadi, natijada j_{myao} tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{myao} = j_t e^{\frac{qU}{kT}}, \quad (148.12)$$

j_{myao} esa o'zgarimasdan qolib, j_t ga teng bo'ladi. To'g'ri yo'nalishdagi natijaviy tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{to'g'ri} = j_{myao} = j_{ya\delta m} = j_t \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (148.13)$$

(148.11) va (148.13) ifodalar metall – yarim o'tkazgich kontaktining *volt-amper xarakteristikasi* deb ataladi va uning chizmasi 338 - rasmda keltirilgan.



338-rasm. Metall - yarim o'tkazgich kontaktining volt - amper xarakteristikasi.

149 - §. Elektron - kavakli (n - p) o'tish

Ikkita yarim o'tkazgich kristallarini bir-biriga to'g'ridan-to'g'ri tekkazish bilan elektron-kavakli o'tish hosil qilish mumkin emas. Chunki kristallar sirti oksidlangan bo'lishi mumkin, bundan tashqari, chegara sirtida yarim o'tkazgichlarning energetik spektriga ta'sir qiluvchi begona kirishmalar atomlari, har xil ifloslanish va nuqsonlar bo'lishi mumkin.

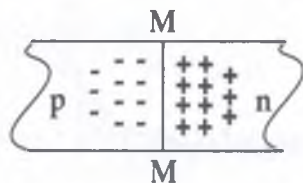
Elektron - kavakli o'tishni hosil qiluvchi, amalda, eng ko'p tarqalgan usullardan biri - diffuziya jarayonidir. Diffuziya jarayoni - gaz, suyuqlik va qattiq holatda bo'lgan kirishma atomlarini yuqori temperaturada yarim o'tkazgich kristall panjarasiga kiritishdan iborat. Masalan, n - turli yarim o'tkazgichga akseptor kirishmalarini yoki p - turli yarim o'tkazgichga donor kirishmalarini diffuziya usuli orqali kiritishdir.

Kirishmalarning ichkariga qanchalik kirganlik darajasi yoki n - p o'tishning chuqurligi diffuziya jarayoni vaqti va temperaturasiga bog'liqdir.

Ikki turli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan sohalarni ajratuvchi chegara *elektron - kavakli o'tishni* bildiradi.

339 - rasmda ikki xil o'tkazuvchanlikdan iborat bo'lgan yarim o'tkazgichlar sohalari chegarasi keltirilgan va u *MM* tekislik bilan aniqlanadi.

Chegaraning chap tarafida N_a - akseptor konsentratsiyali p - turli yarim o'tkazgich, o'ng tarafida esa, N_d - donor konsentratsiyali n - turli yarim o'tkazgich joylashgan.



339 - rasm. Elektron-kavakli o'tishning hosil bo'lishi

Akseptor va donor kirishmalarning konsentratsiyalarini bir-biriga teng deb hisoblaymiz:

$$N_a = N_d = 10^{22} \text{ m}^{-3}$$

n – sohada asosiy tok tashuvchilar elektronlardan, p – sohada esa kavaklardan iboratdir. Asosiy tok tashuvchilar donor va akseptor kirishmalarning ionlashishi natijasida paydo bo‘ladilar. Juda past bo‘lmagan temperaturalarda bu kirishmalar to‘la ionlashgan bo‘ladi, n – sohadagi elektronlar konsentratsiyasi n_{n_0} donor atomlari konsen-tratsiyasiga teng bo‘ladi ($n \sim N_d$). p – sohada esa, kavaklar konsen-tratsiyasi akseptor atomlar konsentratsiyasiga teng bo‘ladi ($p \sim N_a$).

Bu n - va p - sohalar, asosiy tok tashuvchilardan tashqari, asosiy bo‘lmagan tok tashuvchilarga ham egadir:

n sohada – kavaklarga (p_{n_0}), p – sohada – elektronlarga (n_{p_0}). Asosiy bo‘lmagan tok tashuvchilar konsentratsiyasi ta’sirlashuvchi massalar qonunidan topiladi:

$$n_{n_0} p_{p_0} = p_{p_0} \cdot n_{n_0} = n_i^2, \quad (149.1)$$

bu yerda n_i – xususiy yarim o‘tkazgichdagi tok tashuvchilar konsentratsiyasidir.

$n_{n_0} p_{p_0} = 10^{22} m^{-3}$ va $n_i = 10^{19} m^{-3}$ bo‘lganda, $p_{n_0} = n_{p_0} = 10^{16} m^{-3}$ ga teng bo‘ladi. Demak, r – sohadagi kavaklar konsentratsiyasi n – sohadagi kavaklar konsentratsiyasidan 10^6 marta ko‘pdir, xuddi shunday, n – sohadagi elektronlar konsentratsiyasi ham p – sohadagi asosiy bo‘lmagan elektronlar konsentratsiyasidan 10^6 marta ko‘pdir. Yarim o‘tkazgichlar kontakti atrofidagi sohalarida bir turli tok tashuvchilar konsentratsiyasining farqi n – sohadan p – sohaga elektronlarning diffuziyaviy oqimi ($n_{n \rightarrow p}$), p – sohadan – sohaga kavaklarning diffuziyaviy oqimi ($p_{p \rightarrow n}$)-hosil bo‘lishiga olib keladi. Natijada n – soha musbat, p – soha manfiy zaryadlanadi.

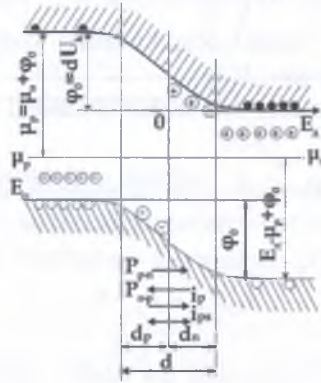
Sohalarning bunday zaryadlanishi n – sohada barcha energetik sathlarni va Fermi sathini pasayishiga, p – sohada ularning ko‘tarilishiga olib keladi.

O‘ngdan chapga elektronlarning o‘tishi va chapdan o‘ngga kavaklarning o‘tishi, p – sohadagi ko‘tarilayotgan Fermi sathi (μ_p), n – sohada pasayotgan Fermi sathi (μ_n) bilan bir balandlikda o‘rnatilmaguncha davom etadi. Bu Fermi sathlari bir balandlikda o‘rnatilganda so‘ng, n – va p – sohalarida muvozanat holati o‘rnatiladi va ikki tarafdan kelayotgan elektron va kavaklar oqimlari bir - biriga tenglashadilar:

$$n_{n \rightarrow p} = n_{p \rightarrow n}, \quad n_{p \rightarrow n} = n_{n \rightarrow n}, \quad (149.2)$$

n – sohaning kontaktga yaqin qatlamidan elektronlarning p – sohaga ketishi, n – sohaning shu qatlamida ionlashgan donor kirishma atomlarining qo‘zg‘almas musbat hajmiy zaryadi paydo bo‘lishiga sabab bo‘ladi, bu qatlamning qalinligini dn deb belgilaymiz. Xuddi shunga o‘xshash p – sohaning kontaktga yaqin qatlamidan kavaklarning n – sohaga o‘tishi, p – sohaning dp qatlamida ionlashgan akseptor kirishma atomlarining qo‘zg‘almas manfiy hajmiy zaryadini hosil qiladi. Shu qatlamlar orasida U_k kontakt potentsiallar farqi hosil bo‘ladi, bu o‘z navbatida, n – sohadan p – sohaga elektronlarning, p – sohadan n – sohaga kavaklarning o‘tishiga to‘sqinlik qiluvchi $\varphi_0 = qU_k$ potentsial to‘siqni hosil qiladi. Potentsial to‘siq quyidagicha ifodalanadi:

$$\varphi_0 = kT \ln \frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} = kT \ln \frac{p_{p_0}}{p_{n_0}}, \quad (149.3)$$



340 - rasm. P-n o'tishning muvozanat holatdagi energetik diagrammasi

340 - rasmda p - n o'tishning muvozanatdagi energetik diagrammasi tasvirlangan. Rasmdan kontakt potentsiallar farqi Fermi sathlari farqiga teng ekanligi ko'rinib turibdi:

$$\varphi_0 = \mu_n - \mu_p, \quad (149.4)$$

Natijaviy hajmiy zaryad qatlami kengligi $d = d_n + d_p$ quyidagicha ifodalanadi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \varphi_0 (n_{n_0} + p_{p_0})}{q^2 n_{n_0} \cdot p_{p_0}}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon U_k (n_{n_0} + p_{p_0})}{q n_{n_0} \cdot p_{p_0}}}, \quad (149.5)$$

Muvozanat holatida p - n o'tish bo'yicha asosiy tok tashuvchilar hosil qilgan natijaviy tok zichligi, asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar hosil qilgan natijaviy tok zichligi bilan tenglashadi:

$$j = (j_n + j_p) = j_m + j_{pt}, \quad (149.6)$$

p - n o'tish orqali oqayotgan to'la tok zichligi nolga teng bo'ladi:

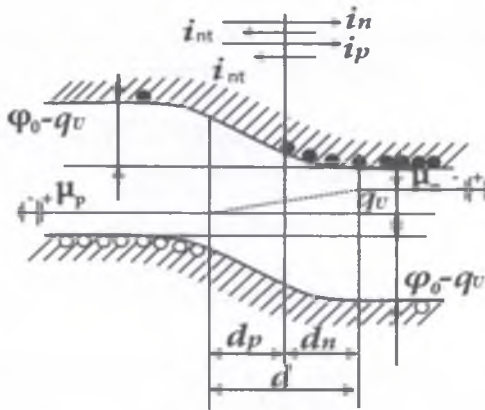
$$j = (j_n + p_p) - (j_m + j_{pt}) = 0, \quad (149.7)$$

bu yerda $j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0}$, $j_{pt} = q \frac{L_p}{\tau_p} n_{p_0}$, L_n, L_p elektron va kavaklarning diffuziyaviy yo'l uzunliklari; i_n, i_p - ularning o'rta yashash vaqtlaridir.

Muvozanat holatida bo'lgan p - n o'tishga to'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqini U qo'yamiz (341-rasm), ya'ni kuchlanish manbaining musbat qutbini p - sohaga, manfiy qutbini n - sohaga ulaymiz.

Bu tashqi kuchlanish asosiy tok tashuvchilar potentsial to'sig'ini $\varphi_0 - qU$ qiymatga pasaytiradi. Bu esa n - sohadan elektronlar oqimi ($n_{n \rightarrow p}$) va p - sohadan kavaklar oqimining ($p_{p \rightarrow n}$), $e^{qU/kT}$ marta ortishiga olib keladi, natijada, bu elektron va kavaklar hosil qilgan toklar zichligi quyidagicha ifodalanadi:

$$j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} e^{qU/kT}, \quad j_p = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} e^{qU/kT}$$



341 - rasm. $P - n$ o'tishning to'g'ri yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgandagi energetik diagrammasi

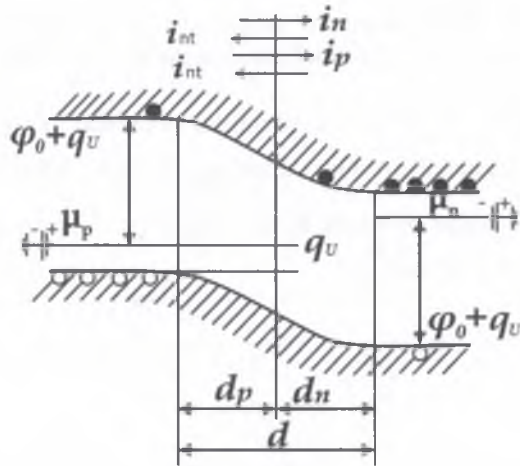
Asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar uchun potentsial to'siq balandligi o'zgarmagani uchun, ularning tok zichliklari ham o'zgarmasdan qoladi.

Tashqi kuchlanish to'g'ri yo'nalishda qo'yilganda, $p - n$ o'tish bo'yicha oqayotgan to'la tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{to'g'ri} = (j_n + j_p) - (j_{n_0} + j_{p_0}) = q \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{qU/kT} - 1), \quad (149.8)$$

Agarda, $p - n$ o'tishga teskari yo'nalishda tashqi kuchlanish qo'ysak (342- rasm), $p - n$ o'tishidagi potentsial to'siq balandligi ($\varphi_0 + qU$) qiymatgacha ortadi va asosiy tok tashuvchilar hosil qilgan tok zichliklarini $e^{qU/kT}$ marta kamaytiradi:

$$j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} e^{-qU/kT}, \quad j_p = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} e^{-qU/kT}, \quad (149.9)$$



342 - rasm. *P - n o'tishning teskari yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgandagi energetik diagrammasi*

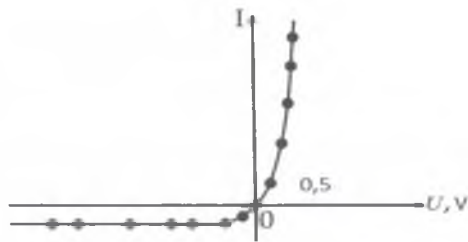
Teskari yo'nalishda kuchlanish qo'yilgandagi *p - n* o'tishdan o'tayotgan to'la tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi va *teskari tok* deb ataladi:

$$j_{teskari} = q \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{qU/kT} - 1), \quad (149.10)$$

(149.8) va (149.10) ifodalardagi to'g'ri va teskari toklarni birlashtirsak, *p - n* o'tishning volt-ampere xarakteristikasiga ega bo'lamiz:

$$j = q \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{qU/kT} - 1), \quad (149.11)$$

bu ifodaning grafik chizmasi 343 - rasmda keltirilgan.



343 - rasm. *Elektron - kavakli o'tishning volt - ampere xarakteristikasi*

p - n o'tishning kengligi (149.5) ifoda bilan aniqlanganda

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_k (n_{n_2} + p_{p_2})}{q n_{n_2} \cdot p_{p_2}}}$$

$p - n$ o'tish n – sohada musbat zaryadlangan qoplamaga, p – sohada manfiy zaryadlangan qoplamaga ega bo'lgan yassi kondensatorni eslatadi. Bu kondensatorning zaryadiy sig'imi quyidagicha bo'ladi:

$$C_{p-n} = \sqrt{\frac{\varepsilon e^2}{8\pi(\varphi_0 - eU)(n_{n_2} + p_{p_2})}}, \quad (149.12)$$

$p - n$ o'tishning elektr sig'imi tashqi kuchlanishga bog'liq bo'lganidan foydalanib, kuchlanishga bog'liq o'zgaruvchan kondensator yaratish mumkin.

Amalda, $p - n$ o'tishlardan to'g'rilagichlar, termoelementlar, elektron kalitlar, kuchlanishni doimiy qiymatda yetkazib beruvchi – stabilitronlar, fotoelementlar va h.k. yasaladi. Ikki $p - n$ o'tishdan tranzistor hosil qilish mumkin.

$p - n$ o'tishlar, metall – yarim o'tkazgich kontaktlar, tranzistorlar murakkab elektronika qurilmalarida, elektron hisoblash mashinalarida, mobil aloqa telefonlarida, har xil televizion kamera va boshqalarda asosiy aktiv, passiv elementlar xizmatini bajaradi.

150 - §. Atomlarning magnit xususiyatlari

Atomning orbital magnit momenti

Istalgan elementning atomi musbat zaryadlangan yadro va elektron qobig'idan tashkil topgan. Ko'p magnit hodisalarni tushuntirish uchun, elektronlar ma'lum orbita bo'yicha harakatlanadi, deb hisoblaydigan Bor nazariyasidan foydalanish mumkin.

Har bir elektron yopiq kontur bo'yicha tok kuchini hosil qiladi:

$$I = -qv$$

Va uning magnit momenti quyidagiga teng bo'ladi:

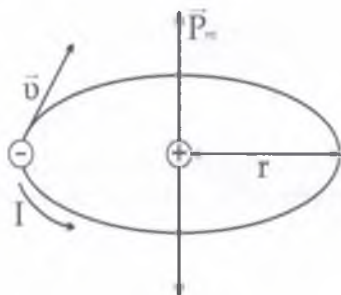
$$M = \mu_0 IS = -\mu_0 qvS$$

bu yerda r – orbita radiusi; $v = \frac{v}{2\pi r}$ – elektronning orbita bo'ylab aylanish chastotasi;

$S = \pi r^2$ – orbita yuzasi, μ_0 – vakuumning magnit singdiruvchanligi. Elektronning yadro atrofidagi harakati natijasida hosil bo'lgan magnit momentini – *orbital magnit momenti* deb ataymiz va μ_ℓ orqali belgilaymiz:

$$M = \mu_\ell = -\mu_0 q \cdot \frac{vr}{2}. \quad (150.1)$$

Bu magnit momenti orbita tekisligiga perpendikulyar yo'nalgandir va uning yo'nalishi parma qoidasi bilan aniqlanadi (344 - rasm).



344 - rasm. Elektronning yadro atrofida yopiq kontur bo'yicha harakati

Elektron harakat miqdorining mexanik momenti quyidagiga teng:

$$P_{\ell} = m v r \quad , \quad (150.2)$$

bu yerda m – elektronning massasi. P_{ℓ} orbital magnet momentiga teskari yo'nalgan bo'ladi. (150.1) va (150.2) ifodalarni taqqoslasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mu_{\ell} = -\frac{\mu_0 q}{2m} P_{\ell} \quad , \quad (150.3)$$

quyidagi nisbat

$$\Gamma_e = \frac{\mu_{\ell}}{P_{\ell}} = -\frac{\mu_0 q}{2m} \quad (150.4)$$

giromagnet nisbat deb ataladi.

Kvant mexanikasi qonunlariga asosan, \vec{P}_{ℓ} ning \vec{H} – magnet maydon yo'nalishiga $P_{\ell H}$ proyeksiyasi faqat diskret qiymatlarni qabul qilishi mumkin

$$P_{\ell} = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad ; \quad (150.5)$$

$$P_{\ell H} = m_{\ell} \hbar \quad , \quad (150.6)$$

bu yerda ℓ – orbital kvant soni, u faqat quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n, \quad (150.7)$$

n – bosh kvant soni, m_{ℓ} - magnet kvant soni, u ham $(2\ell+1)$ qiymatlarga ega bo'lib, kvantlangan bo'ladi:

$$m_{\ell} = -\ell, -(\ell-1), \dots, 0, \dots, (\ell-1), \ell \quad . \quad (150.8)$$

Shu sababli, μ_l – magnit momenti va uning \vec{H} maydon yo‘nalishiga μ_{lH} – proyeksiyasi quyidagi diskret qiymatlarni qabul qiladi:

$$\mu_{lH} = -\frac{\mu_0 q}{2m} \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} = -\mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (150.9)$$

yoki

$$\mu_{lH} = -m_l \cdot \mu_B, \quad (150.10)$$

bu yerda

$$\mu_B = \frac{\mu_0 q}{2m} \hbar = 1,15 \cdot 10^{-29} \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{m} \quad (150.11)$$

Bor magnetoni deb ataladi va u magnit momentining “kvanti”ni belgilaydi va atom tizimlarining magnit momentlarini o‘lchashda o‘lchov birligi xizmatini o‘taydi.

Elektron qobig‘i ko‘p elektronlardan iborat bo‘lgan murakkab atomlar uchun natijaviy orbital magnit momenti alohida elektronlarning momentini jamlash orqali aniqlanadi.

Elektron qobiqlari elektronlar bilan to‘la egallangan atomlar uchun natijaviy orbital magnit momenti nolga teng. Shuning uchun faqat qisman to‘lgan elektron qobiqlar noldan farqli orbital magnit momentiga ega bo‘lishi mumkin. Ammo bu holatda ham to‘la egallanmagan qobiq tashqi qobiqqa yaqin joylashgan bo‘lsa va qattiq jism holatida atomlarning o‘zaro ta’siri kuchli bo‘lsa, magnit momentlari qotib qolishi mumkin, ular jismni magnitlanishida deyarli qatnashmasliklari mumkin.

3d qobig‘i tugallanmagan temir guruhi elementlarida elektronlarning orbital momentlari o‘zlarini xuddi yuqoridagidek tutishlari mumkin.

Atomning spin magnit momenti

Elektron harakat miqdori orbital momentidan tashqari, P_s – spin deb ataluvchi, xususiy mexanik momentiga ham ega bo‘lishi mumkin.

$$P_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (150.12)$$

\vec{H} magnit maydon yo‘nalishiga spinning proyeksiyasi ikkita qiymatni qabul qiladi:

$$P_{SH} = \pm \frac{\hbar}{2}, \quad (150.13)$$

Elektronning harakat miqdori xususiy momenti bilan μ_s – xususiy magnit momenti, quyidagi ifoda bilan o‘zaro bog‘langan:

$$\mu_{SH} = \pm \mu_B = \pm \frac{\mu_0 q \hbar}{2m} = -\frac{\mu_0 q}{m} P_{SH}, \quad (150.14)$$

Elektron xususiy momentining giromagnit nisbati quyidagiga teng:

$$\Gamma_s = \frac{\mu_{SH}}{P_{SH}} = -\frac{\mu_0 q}{2m}, \quad (150.15)$$

Quyidagi jadvalda temir guruhi erkin atomlarining $3d$ qobiqlari elektronlarining spinlari konfiguratsiyasi to'g'risidagi ma'lumotlar keltirilgan.

Xrom va manganetsda spinlarning kompensatsiyalashmaganligi maksimal qiymatga ega bo'ladi, shuning uchun bu elementlarda spin magnit momentlarining maksimal natijaviy qiymatlari kuzatiladi. Ammo bunday spinlarning oriyentatsiyasi qattiq fazaviy holat hosil bo'lganda buziladi.

6 - jadval

Ayrim metall atomlari elektronlarining kompensatsiyalashmagan spinlari

Elementlar	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni
Natijaviy Spin	1	2	3	5	5	4	3	2
Kompensatsiya	↓	↓↓	↓↓↓	↓↓↓↓	↓↓↓↓	↑↓↓↓↓	↓↑↓↑↓↓	↑↓↑↓↑↑

Yadroning magnit momenti

Atom yadrosi spin va u bilan bog'langan magnit momentiga ega. Yadroning spini ham miqdor jihatdan elektronning spiniga teng bo'ladi. Yadroning massasi elektron massasidan taxminan 10^3 marta katta bo'lgani uchun, yadroning magnit momenti elektronning magnit momentidan ming marta kam bo'ladi.

Shu sababli yadrolarning magnit momentlari jismning magnit xususiyatiga deyarli ta'sir etmaydi, deb hisoblash bo'ladi.

Atomning natijaviy magnit momenti

Avval, fazoviy kvantlash qoidasiga asosan, harakat miqdorining natijaviy orbital momentini topamiz:

$$P_L = \hbar\sqrt{L(L+1)}, \quad (150.16)$$

L – son, alohida elektronlarning orbital kvant sonlarining (ℓ_i) barcha minimal va maksimal qiymatlarini qabul qiladi.

Keyin atomning natijaviy spin momenti topiladi:

$$P_S = \hbar\sqrt{S(S+1)}, \quad (150.17)$$

S – son alohida elektronlarning spin kvant sonlarining algebraik yig'indisining minimal va maksimal qiymatlarining 1 ga farq qiluvchi qiymatlarini qabul qiladi.

Natijada, atom harakat miqdorining to'la momenti topiladi:

$$P_J = \hbar\sqrt{j(j+1)}, \quad (150.18)$$

j – son quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

agarda, $S < L$ bo'lsa: $j = L + S, L + S - 1, \dots, L - S$;

agarda, $S > L$ bo'lsa: $j = S + L, S + L - 1, \dots, S - L$.

Atom harakat miqdorining to'la momenti \vec{H} magnit maydoni kuchlanganligining yo'nalishida

$$P_{LH} = m_j \hbar$$

karrali proyeksiyaga ega bo'lishi mumkin.

Atom harakat miqdorining to'la momentiga (P_j) quyidagi magnit momenti to'g'ri keladi:

$$m_j = -g\mu_B \sqrt{j(j+1)} \quad (150.19)$$

va uning \vec{H} maydon yo'nalishiga proyeksiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$M_{jH} = -m_j g \mu_B, \quad (150.20)$$

bu yerda

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) + L(L+1)}{2j(j+1)} \quad (150.21)$$

151 - §. Magnetiklarda magnit maydonlari

Kuchlanganligi \vec{H} va induksiyasi $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ bo'lgan bir jinsli maydonga V – hajmli izotrop jismni joylashtiramiz. Maydon ta'sirida jism M – magnit momentiga ega bo'lib, magnitlanadi. Magnit momentining jism hajmiga nisbati *jismning magnitlanganligi* deb ataladi.

$$j_m = \frac{M}{V}, \quad (151.1)$$

Agarda, jismning magnitlanganligi bir jinsli bo'lmasa,

$$j_m = \frac{dM}{dV}, \quad (151.2)$$

differentensial ko'rinishga ega bo'ladi.

Jism magnitlanganligi vektor kattalikdir, bir jinsli magnetiklarda $j_m \vec{H}$ kuchlanganlikka parallel yoki antiparallel yo'nalishi mumkin.

XB tizimida magnit momentining o'lchov birligi

$$1V \cdot s \cdot m = \text{Veber} \cdot m \text{ ga}$$

teng, j_m – magnitlanganlik esa, quyidagicha bo'ladi:

$$J_m = I \cdot V \cdot s / m^2 = \text{Veber} / m^2.$$

Jismning J_m magnitlanganligini maydonning B_0 induksiyasiga nisbati χ – *magnit qabul qiluvchanlik* deb ataladi:

$$\chi = \frac{J_m}{B_0} = \frac{J_m}{\mu_0 H} \quad (151.3)$$

va u o‘lchovsiz kattalik hisoblanadi. Bundan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$J_m = \chi \cdot \mu_0 H, \quad (151.4)$$

Tashqi maydonga joylashgan magnitlangan jism o‘zining xususiy maydonini hosil qiladi va izotrop magnetiklar chegarasidan tashqarida tashqi maydonga parallel yoki antiparallel yo‘nalgan bo‘ladi.

Tashqi maydon induksiyasini B_i orqali va natijaviy maydon induksiyasini B deb belgilaymiz.

Bir jinsli magnetiklar uchun

$$B = B_0 + B_i, \quad (151.5)$$

bu yerda

$$j_m = \chi B_0, \quad (151.6)$$

Shuning uchun

$$B = (1 + \chi) B_0, \quad (151.7)$$

$\mu = (1 + \chi)$ – kattalik *magnetikning magnit singdiruvchanligi* deb ataladi. Bu ifodadan

$$\chi = \mu - 1, \quad (151.8)$$

Shunday qilib, natijaviy magnit induksiyasini quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$B = \mu B_0 = \mu \mu_0 H, \quad (151.9)$$

XB tizimida \vec{H} kuchlanganlikning o‘lchov birligi $1A/m$ bo‘lsa, B induksiyaning o‘lchov birligi $1V \cdot s / m^2 = Vb / m^2$ ga tengdir.

152 - §. Qattiq jismlarning magnit xususiyatlari

150 - § da keltirilgan natijalardan, orbital va spin magnit momentlarini jamlashda ularning to‘la kompensatsiyalashishi sodir bo‘lishi mumkin, u holda atomning natijaviy magnit momenti nolga teng bo‘ladi. Bunday kompensatsiya sodir bo‘lmasa, qattiq jismlarning magnit xususiyatlari har xil bo‘lishi mumkin.

Magnit qabul qiluvchanlikning absolyut qiymati va ishorasiga qarab, barcha jismlarni uchta katta guruhga: diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklarga bo'lish mumkin.

Diamagnet jismlar

Atomlari doimiy magnit momentiga ega bo'lmagan moddalar (*Be, C, He, Mg*) diamagnet xususiyatiga ega bo'ladilar. Diamagnet xususiyati, moddalar atomlari elektronlarining orbital harakatlarini tashqi magnit maydon t'sirida o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladi.

Bu o'zgarish barcha jismlarga xos bo'lib, juda kuchsiz bo'ladi va nisbatan kuchli paramagnet va ferromagnet xususiyatlar bo'lgan holda ko'rinmay qoladi. Shu sababli diamagnetizm, toza ko'rinishda, atomlarning natijaviy magnit momenti nolga teng bo'lgan moddalarda kuzatiladi.

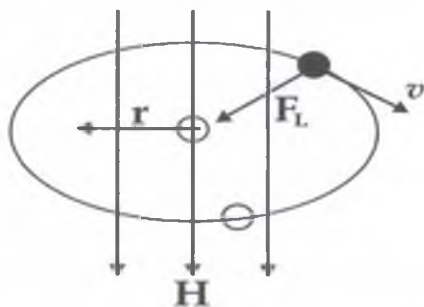
Moddalarda diamagnetizm tabiatini ko'rib chiqish uchun elektronning r radiusli orbita bo'yicha harakatini olaylik. Tashqi magnit maydoni yo'qligida elektronga ta'sir etuvchi markazga intilma kuch quyidagiga tengdir:

$$F_{mi} = \frac{m v_0^2}{r} = m \omega_0^2 r$$

bu yerda v_0 – elektronning aylana bo'ylab harakatining chiziqli tezligi; ω_0 – elektron harakatining burchakli tezligi.

Orbital tekisligiga perpendikulyar bo'lgan N – tashqi magnit maydoni qo'yilganda, elektronga orbita radiusi bo'ylab yo'nalgan Lorens kuchi ta'sir etadi (345- rasm):

$$F_L = q v_0 \cdot B_0$$



345- rasm. Orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektronga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi

bu yerda B_0 – maydon induksiyasi.

Natijaviy markazga intilma kuch

$$F = F_{mi} + F_L \text{ yoki } m \omega^2 r = m \omega_0^2 r + q \omega_0 r B_0 \text{ ga}$$

teng bo'ladi. Bu yerda n quyidagiga ega bo'lamiz:

$$mr(\omega^2 - \omega_0^2) \approx 2mr\omega_0\omega_L = w\omega_0rB_0, \quad (152.1)$$

$$\omega_L = \omega - \omega_0 = \frac{q}{2m} B_0, \quad (152.2)$$

ω_L – Larmor burchakli chastotasi deb ataladi.

Shunday qilib, tashqi magnit maydoni elektronning orbita bo'ylab burchakli chastotasining o'zgarishiga olib keladi. Bu o'zgarish barcha elektronlarga tegishli bo'ladi, ularning orbitalari radiusiga va harakatining chiziqli tezligiga bog'liq bo'lmaydi. Larmor burchakli chastotasi yo'nalishi maydon induksiyasi yo'nalishiga mos keladi. Umumiy holda, orbita tekisligiga H perpendikulyar bo'lmaganda, maydon ta'sirida, orbita pretsessiyasi, ya'ni orbita tekisligiga o'tkazilgan normal - orbital moment maydon atrofida konus chiza boshlaydi (346 - rasm).

Bu elektron orbitasining H maydon atrofidagi pretsessiyasi, elektronning qo'shimcha harakatini hosil qiladi. Elektronning bu qo'shimcha harakati natijasida quyidagi yopiq tokni hosil qilamiz:

$$\Delta I = -q v_L = -q \frac{\omega_L}{2\pi} = -\frac{q^2}{4\pi m} B_0, \quad (152.4)$$

bu yerda ω_L – pretsessiya chastotasi $\omega_L = 2\pi v_L$.

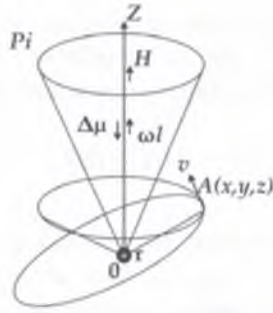
ΔI elementar tok quyidagi magnit momentiga ega bo'ladi:

$$\Delta\mu = \mu_0 \Delta I \cdot S = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot S}{4\pi m} \cdot B_0, \quad (152.5)$$

bu yerda $S = 2\pi r^2/3$ pretsessiya konturi yuzasi. Shu sababli

$$\Delta\mu = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot r^2}{6m} \cdot B_0, \quad (152.6)$$

bu har bir elektronning tashqi magnit maydoni ta'sirida H yo'nalishiga teskari bo'lgan qo'shimcha induksiyalangan magnit momentidir.



346 - rasm. Diamagnetikda tashqi maydon qo‘yilganda elektron orbitasining pretsessiyasi

Birlik hajmda n ta atom bo‘lgan holda, magnitlanish jadalligi

$$j_m = n\Delta M = -\frac{\mu_0 Z q^2 n \langle a^2 \rangle}{6m} \cdot B_0, \quad (152.7)$$

magnit qabul qiluvchanlik

$$\chi = \frac{j_m}{B_0} = -\frac{\mu_0 Z q^2 n \langle a^2 \rangle}{6m}, \quad (152.8)$$

bo‘ladi. Bu yerda Z – atomdagi elektronlar soni; $\langle a^2 \rangle$ – yadrodan elektrongacha bo‘lgan masofaning o‘rtacha kvadrati.

Demak, diamagnet jismlar uchun $|\chi| < 1$ va manfiydir. U tashqi maydon kuchlanganligiga va temperaturaga bog‘liq emas. Diamagnet jismlar tashqi maydon yo‘nalishiga teskari yo‘nalishda magnitlanadilar, tashqi maydon kuchlanganligining katta qiymatlarida o‘sha sohadan itarilib chiqiladi.

Paramagnet jismlar

Atomlarda energetik holatlari elektronlar bilan to‘la egallanmagan qobiqlar mavjudligi natijasida paramagnetizm sodir bo‘ladi. Pauli prinsipiga asosan, har bir kvant holatni faqat spinlari bir-biriga qarama-qarshi yo‘nalgan ikkita elektron egallashi mumkin. Bu elektronlarning natijaviy spin momenti nolga teng. Agarda atom toq sonli elektronlarga ega bo‘lsa, u holda ularning bittasi juftlashmagan bo‘ladi va atom doimiy magnit momentiga ega bo‘ladi. Bunday holat H, K, Na, Ag atomlarida kuzatiladi.

Elektronlar soni juft bo‘lganda, atomda ikkita holat kuzatiladi: barcha elektronlar juftlashgan va natijaviy spin momenti nolga teng bo‘ladi; ikkita yoki bir necha elektronlar juftlashmagan bo‘lsa, atom doimiy magnit momentiga ega bo‘ladi (masalan, kislorod atomi).

Agar atomlar magnit momentlarining o‘zaro ta’siri nolga teng yoki juda kichik bo‘lsa, bunday atomlardan tashkil topgan jism paramagnet bo‘ladi.

Paramagnit jismning atomlari doimiy magnit momentiga (M) ega bo'lsalar, ya'ni ular doimiy magnit dipollarini tashkil etsalar, bu dipollar oralarida o'zaro ta'sir kichik bo'ladi. Bunday dipol N magnit maydonida quyidagi magnit energiyasiga ega bo'ladi:

$$U_m = -MH \cos \theta, \quad (152.9)$$

bu yerda θ – M va H orasidagi burchak. Bu burchak nolga tenglashganda dipolning U_m magnit energiyasi minimal qiymatga erishadi. Shu sababli dipollar H maydon yo'nalishiga moslashishga intiladi. Ammo bunga doimo issiqlik harakati to'sqinlik qiladi. Moddaning natijaviy magnit momenti alohida atomlar magnit momentlarining H maydon yo'nalishiga proyeksiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Magnitlanish jadalligi

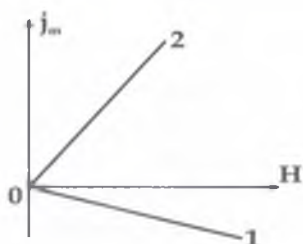
$$j_m = n \langle M_H \rangle = \frac{nM^2}{3kT} H \text{ ga} \quad (152.10)$$

teng bo'ladi. Magnit qabul qiluvchanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT}, \quad (85.11)$$

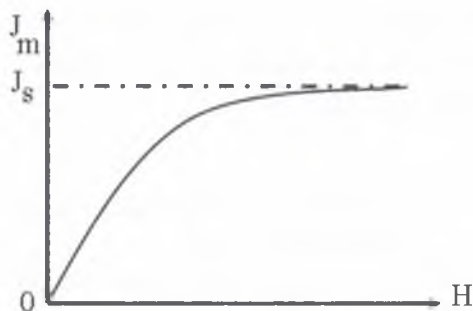
bu yerda n – birlik hajmdagi atomlar soni. Demak, paramagnit jismlarda magnit qabul qiluvchanlik birdan kichik va musbat bo'ladi. Bunday jismlar H maydon yo'nalishida magnitlanadilar va H ning maksimal sohasiga tortiladi.

347- rasmda magnitlanish jadalligining magnit maydoniga bog'liqligi diamagnetiklar (1) va paramagnetiklar (2) uchun keltirilgan. Ikkala holda, $j_m H$ ga proporsional ravishda o'zgarib boradi. Paramagnetiklar uchun bu bog'liqlik faqat nisbatan kichik magnit maydon kuchlanganligida va yuqori temperaturalarda kuzatiladi.



347 - rasm. Diamagnetik va paramagnitlarda magnitlanish jadalligining magnit maydoniga bog'liq o'zgarishi

Kuchli magnit maydonlarida va past temperaturalarda $j_m(H)$ o'zining j_s to'yinish qiymatiga asimptotik yaqinlashadi (348 - rasm).



348 - rasm. Kuchli magnet maydonlarida paramagnet materiallarda to'yinish hodisasi

Paramagnetik jismlarda magnet qabul qiluvchanlik temperaturaga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT}, \quad (152.11)$$

Bu ifoda birinchi marta Kyuri tomonidan topilgan va u *Kyuri qonuni* deb ataladi. 152.11 ifodada $C = \frac{nM^2}{3\mu_0 k}$ – Kyuri doimiysi deb hisoblanadi. Bu doimiylikdan foydalanib

Kyuri qonunini quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (152.12)$$

Tashqi magnet maydoni erkin elektronlarga ikki xil ta'sir ko'rsatadi. Birinchidan, magnet maydoni erkin elektronlarning harakat yo'lini egrilaydi, ularni vintsimon chiziq bo'ylab harakatlanishga majbur qiladi. Ikkinchidan, spin magnet momentiga ega bo'lgan har bir elektronga magnet maydoniga yo'naltiruvchi ta'sir ko'rsatadi, chunki kristalldagi erkin zaryad tashuvchilar kvant tizimini tashkil qiladi, Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi va elektronlar Pauli prinsipiga bo'ysunishi zarur bo'ladi.

Bir energetik sathda turgan ikki elektronning spinlari antiparallel bo'lsa bir-birini kompensatsiyalaydi. Tashqi magnet maydonga kiritilgan, spin magnet momenti \vec{H} ga parallel bo'lgan elektronning potensial energiyasi spini \vec{H} ga antiparallel bo'lgannikidan kam bo'ladi. Birinchi elektron barqaror holatda bo'ladi. Elektronlar tizimi barqaror holatda bo'lishi uchun antiparallel spinli elektronlar spin magnet momentlari ag'darilib, ular yuqori energetik holatlarga chiqib olishi kerak.

O'tkazuvchanlik elektronlarining paramagnet qabul qiluvchanligi

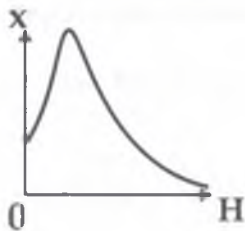
$$\chi_c = \frac{\pi\mu_B^2}{F}, \quad (152.13)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Bu yerda F – Fermi sathi. Metallarda Fermi sathi va erkin elektronlar konsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog‘liq emas. Shuning uchun χ_e temperaturaga kuchsiz bog‘liq bo‘ladi.

Ferromagnetik jismlar

Ferromagnetik moddalar kuchli magnit xossalriga ega bo‘lgan moddalar bo‘ladi. Ularning asosiy xossalari quyidagilardan iborat:

1. Ferromagnetiklarning μ magnit singdiruvchanligi yoki magnit qabul qiluvchanligi χ maydon kuchlanganligiga bog‘liq bo‘ladi (349 - rasm).



349 - rasm. Ferromagnitlar magnit qabul qiluvchanligining maydon kuchlanganligiga bog‘liq o‘zgarishi

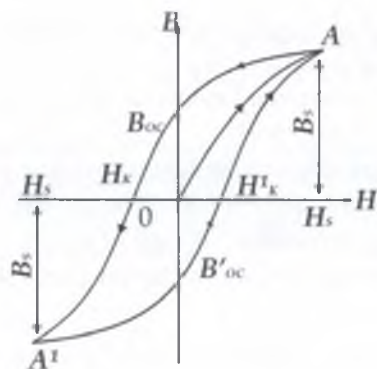
2. Ferromagnetiklar qoldiq magnetizmga ega bo‘ladi, ya‘ni ular tashqi magnit maydoni bo‘lmaganida ham magnitlangan holatda bo‘la oladi. Qoldiq magnetizm modda qayta magnitlanganda B magnit induksiyasining H magnit maydon kuchlanganligining o‘zgarishidan orqada qolish mumkin yoki magnit gisterezisi sababchisi bo‘ladi (350 - rasm).

Ferromagnetik xossalarga ega bo‘lgan metallar (temir, nikel va kobalt) Kyuri nuqtasi deb ataladigan T_k temperaturadan yuqorida paramagnetikka aylanib qoladi va uning magnit qabul qiluvchanligi

$$\chi = \frac{C}{T - T_{kp}}, \quad (152.14)$$

qonunga bo‘ysunadi. Masalan, kobalt va temir uchun Kyuri nuqtalari mos ravishda, 150°C va 770°C bo‘ladi.

Odatda, ferromagnetiklarning natijaviy magnit momenti elektronlar spin magnit momentlarining betartib yo‘nalganligi bilan aniqlanadi. Ferromagnetizm mavjud bo‘lishining zaruriy sharti ferromagnetizm atomlarida spinlari kompensatsiyalashmagan elektronlarning mavjud bo‘lishidadir. Masalan, kompensatsiyalashmagan spinlar nikelda – ikkita, kobaltda – uchta, temirda – to‘rtta, marganets va xromda – beshtadandir.



350 - rasm. Ferromagnitlarda gisterezis hodisasi

Ferromagnetik kristallar mikroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan kichik sohalar – domenlardan tashkil topgandir. Har bir domen sohasida barcha atomlar magnit momentlari bir xil yo'nalgan bo'ladi.

Domenlar o'zlarining to'yingan katta magnit momentiga ega bo'lgani bilan, ayrim domenlar magnit momentlari har xil yo'nalgan bo'ladi, bu holda, tashqi magnit maydoni bo'lmaganda ferromagnetikning to'la magnit momenti nolga teng bo'lishi mumkin.

Kvant mexanikasiga asosan, o'z-o'zidan magnitlanish hodisasi almashuv o'zaro ta'siri natijasida sodir bo'ladi.

Kompensatsiyalashmagan spinli elektron orbitali diametri ($2R$) kristall panjara doimiysidan 1,5 martadan ortiq kichik bo'lganda $d / 2R > 1,5$, bu holda, o'zaro ta'sirlashuvchi elektronlar spinlari bir-biriga parallel bo'lishga intiladi va domenlar hosil bo'lish ehtimolligi ortadi. Demak, ferromagnit holati o'rinni bo'ladi.

				a)
				b)
				c)
				d)

351 - rasm. Moddalarda magnit momentlari yo'nalishlarining joylashish turlari

Shunday qilib, atomlari doimiy magnit momentiga ega bo'lgan jismlar paramagnit, ferromagnit, antiferromagnit va ferrimagnit bo'lishlari mumkin:

- agarda, atomlar magnit momentlari o'zaro ta'siri kuchsiz yoki nolga teng bo'lsa, bunday jism paramagnit bo'ladi (351 a - rasm);

- agarda, qo'shni magnit momentlar bir-biriga parallel bo'lishga intilsalar, bunday jism ferromagnit bo'ladi (351 e -rasm);

- agarda, qo'shni magnit momentlar bir-biriga antiparallel bo'lishga intilsalar, bunday jism antiferromagnit bo'ladi (351 c -rasm);

- agarda, qo'shni magnit momentlar bir-biriga nisbatan antiparallel joylashib, miqdor jihatdan bir xil bo'lmasalar, bunday jism ferrimagnit bo'ladi (351-d rasm), bunday jismlardan tayyorlangan magnitlar *ferritlar* deb ataladi.

Ferrimagnetiklarga temir oksidlari birikmasi, magnetiklar $FeO \cdot Fe_2O_3$ misol bo'lishi mumkin.

Kislorodning manfiy ionlari tomonlari markazlashgan kub ko'rinishdagi panjarani hosil qiladi, bu panjarada har bir $FeO \cdot Fe_2O_3$ molekulaga bitta ikki valentli (Fe^{2+}) va ikkita uch valentli (Fe^{3+}) temir ionlari to'g'ri keladi. Ikki valentli temir ioni o'rnini ikki valentli metallar *Mg, Ni, Co, Mn, Cu* egallashi mumkin. Natijada, murakkab panjara bir-biriga kirishgan, uch valentli temir ioni panjarasi va ikki valentli temir yoki uning o'rniga joylashuvchi metallar ionlari panjarasidan iborat bo'ladi.

Bir-biriga kirishgan panjaralar magnit momentlari bir-biriga antiparallel bo'ladi. Shu sababli uch valentli temir ionlari magnit momentlari kompensatsiyalashadi va o'z - o'zidan magnitlanish ikki valentli metall ionlari magnit momentlaridan qo'zg'atiladi.

Ferritlar kuchli magnit singdiruvchanlik, kichik koertsitiv kuch, katta elektrik qarshilikli magnit to'yinishning qiymatiga ega bo'ladi. Shu sababli, ferritlar yuqori va juda yuqori chastotali texnikada va doimiy magnitlar ishlab chiqishda ishlatiladi.

Nazorat test savollari
QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

www://

Fizika.uz

1. Quyida keltirilgan ta'kidlashlarning qaysi biri Maksvell - Bolsmanning klassik statistikasi asosida yotadi?

1. Zarrachalar klassik mexanika qonunlariga bo'ysunadi, molekullarning barcha xarakteristikalari 0 dan ∞ gacha uzluksiz o'zgaradi

2. Zarrachalar energiyalar qiymatining faqat diskret qatorini qabul qilishi mumkin

3. Zarrachalar – bir-biridan farq qilmaydigan zarralar

4. Zarrachalar individual xususiyatlarga ega

5. Zarrachalar tizimining barcha mikroholatlari bir xil ehtimollikka ega

- A) 1, 4, 5 B) 2, 3, 5
C) 1, 3, 4 D) 1, 3, 5,
E) 2, 4, 5

2. Kvant statistikasi elektronlarga nisbatan quyidagi qoidalarni kiritishni talab qiladi:

1. Elektronlarning individualligi
2. Elektronlarning bir xilligi
3. Elektronlarning bog'langanlik holati
4. Elektronlar holatining yagonaligi
5. Elektronlar harakati
A) 1,4 B) 2,3 C) 2,4 D) 3,5

3. Fermi - Dirak taqsimoti ifodasini ko'rsating.

A) $n = n_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$

B) $\langle N_i \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{kT}\right) + 1}$

C) $\langle N_i \rangle = A \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)$

D) $\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(-\frac{E_{01} - E_{02}}{kT}\right)$

4. Aniq bir kristall tuzilishiga ega bo'lmagan qattiq jismlar – bu ...

- A) Amorf moddalar
B) Polikristall moddalar
C) Monokristall moddalar
D) Kristallar

5. Atomlari fazoda tartibli joylashgan va uch o'lchamli davriy strukturani hosil qiluvchi qattiq jismlar – bu ...

- A) Amorf moddalar
B) Polikristall moddalar
C) Monokristall moddalar
D) Kristallar

6. Atom zaryadi taqsimotidagi fluktuatsiyalar natijasida paydo bo'ladigan atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanish – bu ...

- A) Kovalent bog'lanish
B) Ionli bog'lanish
C) Van – der - Vaals bog'lanishi
D) Metall bog'lanish.

7. Qarama - qarshi zaryadlangan ionlarning elektrostatik ta'sirlashuviga asoslangan kimyoviy bog'lanish – bu...

- A) Ionli bog'lanish
B) Van – der - Vaals bog'lanishi
C) Metall bog'lanish
D) Kovalent bog'lanish.

8. Almashinuv mexanizmi yordamida elektron juftlikni umumlashtirish hisobiga paydo bo'ladigan kimyoviy bog'lanish – bu ...

- A) Metall bog'lanish
B) Ionli bog'lanish
C) Kovalent bog'lanish
D) Van – der - Vaals bog'lanish

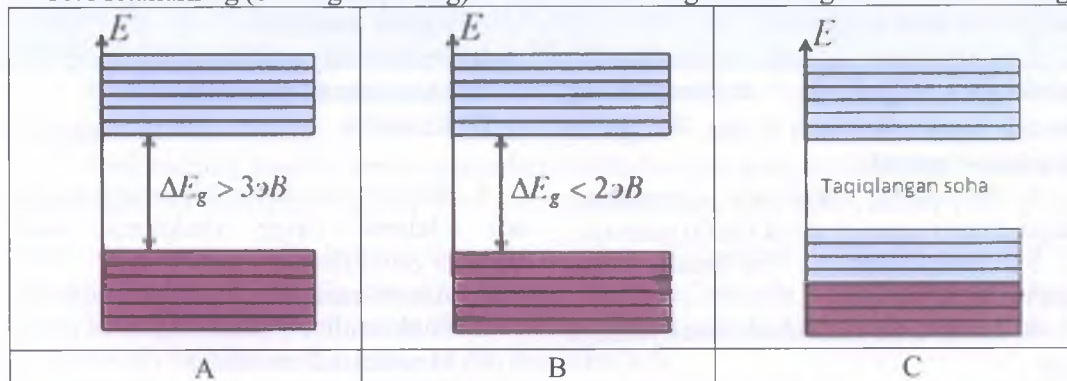
9. Panjaraning musbat ionlari bilan elektron gaz orasidagi ta'sirlashuv

natijasida paydo bo'ladigan kimyoviy bog'lanish – bu...

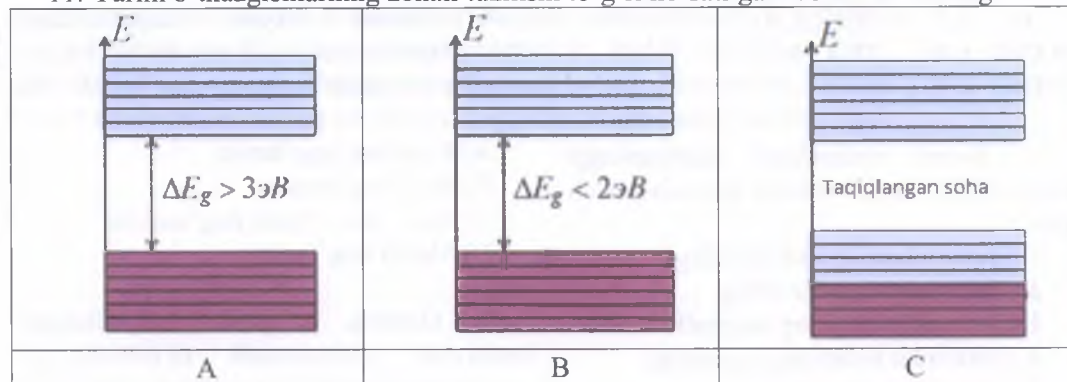
- C) Kovalent bog'lanish
D) Metall bog'lanish.

- A) Van – der - Vaals bog'lanishi
B) Ionli bog'lanish

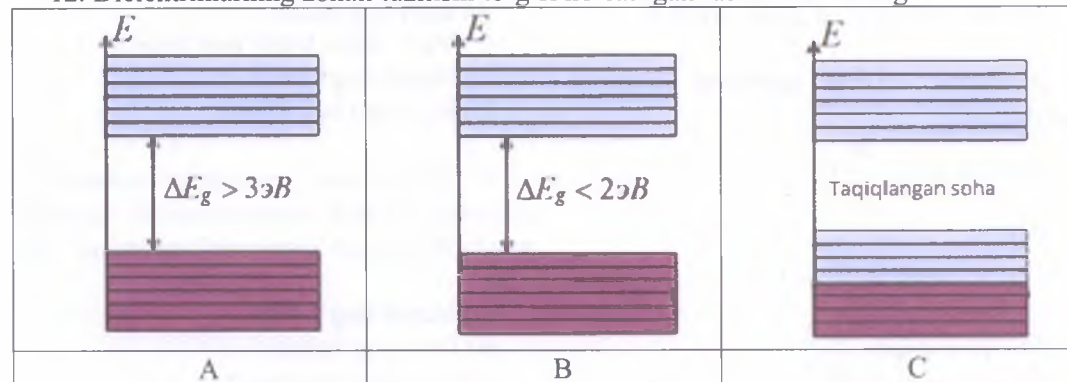
10. Metallarning (o'tkazgichlarning) sohali tuzilishi to'g'ri ko'satilgan rasmni ko'rsating



11. Yarim o'tkazgichlarning zonali tuzilishi to'g'ri ko'satilgan rasmni ko'rsating



12. Dielektriklarning zonali tuzilishi to'g'ri ko'satilgan rasmni ko'rsating



13. Kvant sonlarning qaysi biri elektronning atomdagi aniqiyadi?

- A) m – magnit kvant soni
B) l – orbital kvant soni
C) n – bosh kvant soni

D) S – spin kvant soni

14. Kvant sonlarning qaysi biri elektronning orbitasi shaklini aniqlaydi?

A) m – magnit kvant soni

B) l – orbital kvant soni

C) n – bosh kvant soni

D) S – spin kvant soni

15. Kvant sonlarning qaysi biri fazoda elektronning orbita tekisligi oriyentatsiyasini aniqlaydi?

A) m – magnit kvant soni

B) l – orbital kvant soni

C) n – bosh kvant soni

D) S – spin kvant soni

16. Kvant sonlarning qaysi biri harakat miqdori xususiy momentining tanlangan yo‘nalishga nisbatan oriyentatsiyasini aniqlaydi?

A) m – magnit kvant soni

B) l – orbital kvant soni

C) n – bosh kvant soni

D) S – spin kvant soni

17. To‘g‘ri ta‘kidlarni ko‘rsating

1) Ruxsat etilgan energetik sohalar kengligi kristall o‘lchamlariga bog‘liq emas

2) Ruxsat etilgan energetik sohalar kengligi kristall o‘lchamlariga bog‘liq

3) Kenglik qattiq jismni tashkil qilayotgan atomlarning tabiatiga bog‘liq

4) Kenglik qattiq jismni tashkil qilayotgan atomlarning tabiatiga bog‘liq emas

5) Kenglik kristall panjara simmetriyasi bilan aniqlanadi

6) Kenglik kristall panjara simmetriyasiga bog‘liq emas

A) 1,3,5 B) 2,4,6

C) 1,4,6 D) 2,3,5

18. To‘g‘ri ta‘kidlarni ko‘rsating

1. Butunlay to‘lgan va eng katta energiyaga ega bo‘lgan ruxsat etilgan soha valent soha deb ataladi.

2. Valent soha va o‘tkazuvchanlik sohasi orasida elektronlar uchun taqiqlangan energiyalar oralig‘i mavjud

3. Energetik shkala bo‘ylab yuqoriga siljiganda ruxsat etilgan sohalar kengligi ortadi, taqiqlangan energetik oraliqlar kengligi esa mos holda kamayadi

4. Energetik shkala bo‘ylab yuqoriga siljiganda ruxsat etilgan sohalar kengligi kamayadi, taqiqlangan energetik oraliqlar kengligi esa mos holda ortadi

5. Taqiqlangan sohalariga tegishli energiya qiymatlaridan foydalanilmaydi

6. Sohalar soni qattiq jismni tashkil etuvchi atomlar soniga bog‘liq emas

A) 1,3,5,6 B) 1,2,4,6

C) 1,2,3,5 D) 2,3,5,6

19. Yarim o‘tkazgichlar shunday kristall moddalarki,...

A) ularda 0 K temperaturada valent soha elektronlar bilan to‘la, taqiqlangan soha kengligi esa katta emas, yani $\Delta E_{\text{taqiq}} < 3eV$

B) ularda taqiqlangan soha kengligi $\Delta E_{\text{taqiq}} > 3eV$ bo‘lib, issiqlik harakati erkin sohaga elektronlarni yetarli darajada o‘tkaza olmaydi

C) ularda valent soha o‘tkazuvchanlik sohasi bilan tutashib ketgan bo‘lib, issiqlik harakati energiyasi elektronlarni yuqoriroq sathlarga o‘tkaza oladi

D) To‘g‘ri javob yo‘q.

20. Elektron xarakteristikalarini to‘g‘ri ko‘rsating

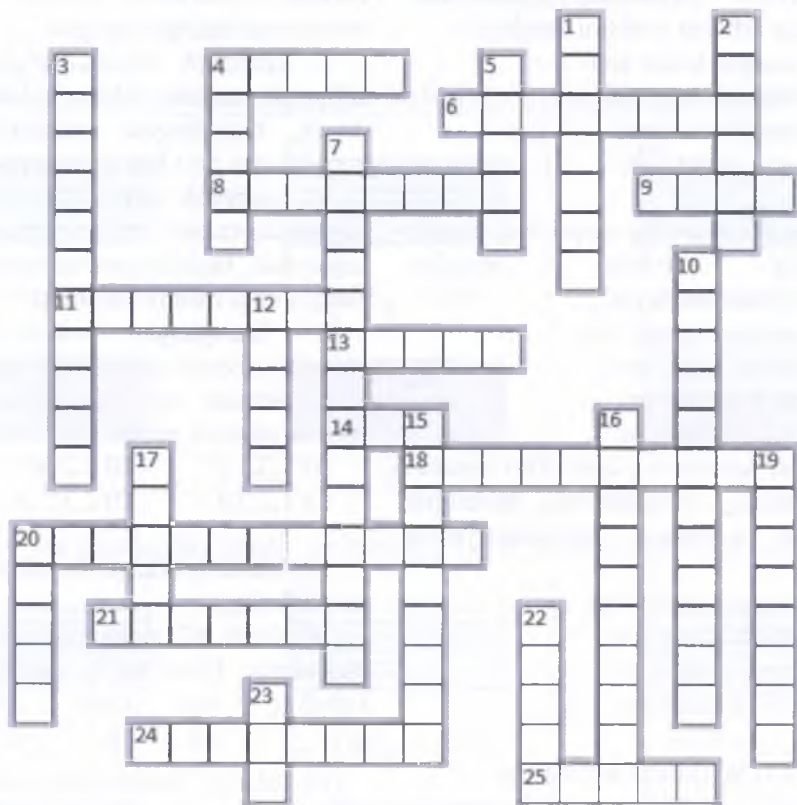
A) $e = 1.6 \cdot 10^{-19} Cl$ $m = 9.1 \cdot 10^{-31} kg$

B) $e = -1.6 \cdot 10^{-19} Cl$ $m = 1.67 \cdot 10^{-27} kg$

C) $e = 1.6 \cdot 10^{-19} Cl$ $m = 1.67 \cdot 10^{-27} kg$

D) $e = 1.6 \cdot 10^{-19} Cl$ $m = 1.67 \cdot 10^{-31} kg$

XV bob bo'yicha krossvord



Gorizontal

5. O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar qanday nomlanadi ?
6. Zarrachalarning bir-biriga nisbatan r_0 masofa bilan qat'iy tartibda joylashishi, to'g'ri ichki tuzilishli qattiq jism tashkil bo'lishi. Bu panjara deyiladi. Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.
8. Tashqi maydon ta'sirida elektron kristallning davriy maydonida xuddi shunday massa bilan harakatlanayotgandek tuyulishi qanaday massa deyiladi ?
9. $E(k)$ – dispersiya chizig'ining maximumi energetik sohaning qayeri hisoblanadi ?
11. Yarim o'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar qanday nomlanadi ?
13. Metall kristall panjarasidagi bog'lanish musbat ionlarning elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'lishi qanday bog'lanish deyiladi ?
14. $E(k)$ – dispersiya chizig'ining minimumi energetik sohaning qayeri hisoblanadi ?
18. Brave parallelepiped romboedr shaklga ega. Bu tizimning yagona panjarasi tomonlari bir xil romblardan iborat sodda panjaradir. Uning ikki parametri bor: romb qirrasining a uzunligi va qirralar orasidagi α burchak. Bu qanday tizim ?
20. Elektronlarning muvofiqlashgan harakati natijasida paydo bo'ladigan bog'lanish kuchlari qanday kuchlar deyiladi ?

21. Elektronning yadro atrofidagi harakati natijasida hosil bo'lgan magnit momenti qanday magnit momenti deyiladi ?

24. Brave parallelepiped – to'g'ri parallelepipeddan iborat. Uning asosi parallelogramdan iborat bo'ladi. Monoklin panjaraning 4 xil parametrlari bor: Brave parallelepiped qirralarining a , b , c uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak. Bu qanday tizim ?

25. Elektronlarning yadro bilan, elektronlarning o'zaro va yadrolarning o'zaro elektrostatik ta'sir energiyasi qanday energiya deyiladi ?

Vertikal

1. Kimyoviy jihatdan toza yarim o'tkazgichlar qanday yarim o'tkazgichlar deyiladi ?

2. To'lqin vektori elektron to'lqinining tarqalish yo'nalishi bilan mos kelishi elektronning qanday vektori deyiladi ?

3. Tugunlar orasidagi soha qanday soha deyiladi ?

4. Ferromagnetik kristallar mikroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan kichik sohalar qanday nomlanadi ?

5. Uchta bosh yo'nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko'chirish natijasida hosil qilingan panjara translyatsiya panjarasi qanday panjara deyiladi ?

7. Birinchi molekulaning doimiy dipoli va ikkinchi molekulaning induksiyalangan dipoli orasidagi o'zaro qanday ta'sir deyiladi ?

10. Chiqish ishi o'lchov birligi.

12. Kristall panjarasida atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar nima deb nomlanadi ?

15. To'lqin vektorining davriy funksiyasi bo'lgan elektronning $E(k)$ energiyasi, to'la siklli o'zgarishga ega bo'lgandagi to'lqin funksiya qiymatlarining sohaları qanday sohalar deb ataladi ?

16. Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashkil qiladi. Uning asosiy parametrlari – prizma asosi tomonining a uzunligi va prizmaning s balandligidan iborat. Bu qanday tizim ?

17. O'zaro bog'langan juft elektronlar hosil bo'lish ehtimolligining ortishi qanday juftlar deyiladi ?

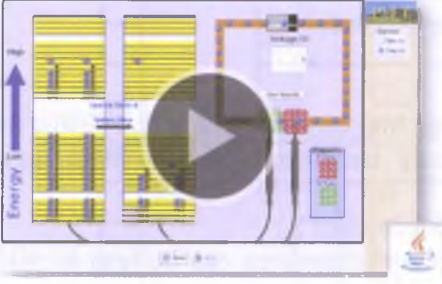
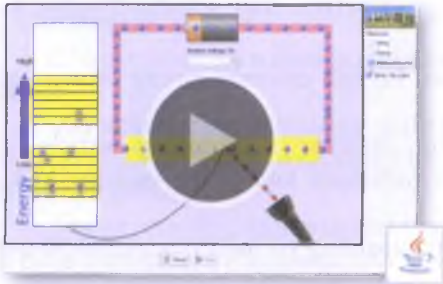
19. Yadrolar orasidagi fazoda elektron bulutlar zichligining ortishi tizim energiyasining kamayishiga va atomlar orasida tortishish kuchlarini vujudga keltirishi qanday bog'lanish bo'ladi ?

20. Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakati qanday nomlanadi ?

22. Bu tizimga uch xil panjara: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, yonlari markazlashgan kubik panjaralar kiradi. Bu qanday tizim ?

23. Magnit momentining "kvanti"ni belgilaydi va atom tizimlarining magnit momentlarini o'lchashda o'lchov birligi xizmatini o'taydi. Bu magnetoni deyiladi. Nuqtalar o'rniga kerakli so'zni qo'ying.

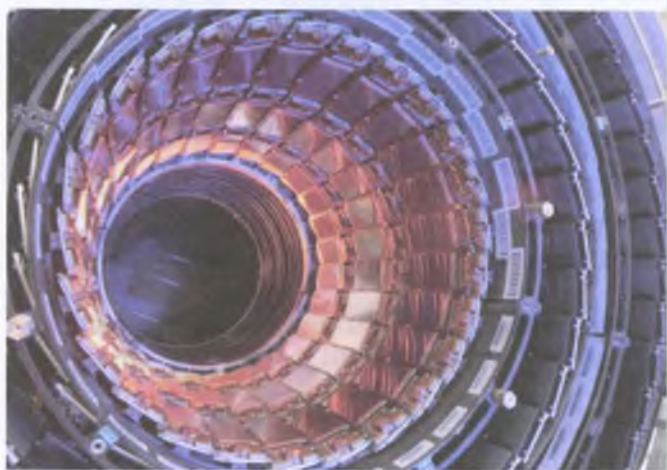
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/semiconductor</p> <p>Semiconductors</p> 	<p>ABOUT</p> <p>Topics Semiconductors Diodes Transistors</p> <p>Description Dope the semiconductor to create a diode. Watch the electrons change position and energy.</p> <p>Sample Learning Goals Recognize that the battery is the driving force in a circuit. Describe how n and p dopants change the structure of electron energy levels in a semiconductor. Explain why an np junction acts as a diode, allowing current to flow one way but not another.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/conductivity</p> <p>Conductivity</p> 	<p>Topics Conductivity Energy Levels Photoconductors</p> <p>Description Experiment with conductivity in metals, plastics and photoconductors. See why metals conduct and plastics don't, and why some materials conduct only when you shine a flashlight on them.</p> <p>Sample Learning Goals Identify the driving force in a circuit. Explain the difference in conducting behavior between metals, plastics, and photoconductors in terms of the difference in the structure of energy levels. Explain why shining light on a photoconductor causes it to conduct.</p>

Nazorat savollari

1. Qattiq jismlarda qanday bog'lanish kuchlari mavjud? Molekulalar orasidagi dispersiyaviy, oriyentatsiyaviy va induksiyaviy ta'sir kuchlari nima? Ularning asosiy parametrlari nima?
2. Kristall panjara tuzilishining 7 guruhga ajratilishini tushuntiring.
3. Erkin atomlarning energetik sathlari va ularda elektronlar taqsimoti to'g'risida tushunchalar bering.
4. Kristallarda energetik sohalarning hosil bo'lishini tushuntiring.
5. Elektronlarning effektiv massasi nima? Nima uchun kristallarda elektronlarning massalari erkin elektron massasiga teng, undan katta yoki kichik bo'lishi mumkin?
6. Sohalar nazariyasiga ko'ra o'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar qanday tushuntiriladi?
7. Nima uchun xususiy yarim o'tkazgichda elektronlar konsentratsiyasi o'tkazuvchan kavaklar konsentratsiyasiga teng bo'ladi?
8. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda donorlar va akseptorlar sathi qanday joylashgan? Bularda Fermi sathi qanday joylashadi?
9. Xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ifodalarini yozing? Elektr o'tkazuvchanlik nimalarga bog'liq?
10. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tushuntiring.
11. Kontakt hodisasi. Metall – metall, metall - yarim o'tkazgich va yarim o'tkazgich - yarim o'tkazgich kontaktlarida potentsiallar farqining hosil bo'lishi va uni elektr o'tkazuvchanlikka ta'sirini tushuntiring.
12. Moddalarning magnit xususiyatlari. Diamagnetik, paramagnetik va fermomagnetiklarda magnit kirituvchanlik qanday farq qiladi?

XVI BOB. ATOM FIZIKASI



MUNDARIJA

153-§.Atom yadrosi

154-§.Yadro kuchlari

155-§.Yadro reaksiyalari

156-§.Radioaktivlik. α , β , γ –
nurlar

157-§.Elementar zarrachalar

XVI BOB. ATOM FIZIKASI

153 - §. Atom yadrosi

Tabiatdagi hamma moddalar atomlardan tashkil topgan bo'lib, ular elektron va atom yadrosidan iboratdir. Atom yadrosining asosiy xarakteristikalari bo'lib ularning zaryadi, massasi, spini va yadro magnit momenti hisoblanadi. Atom yadrosi proton va neytronlardan iborat bo'lib, bular *yadro nuklonlari* deyiladi. Atomlar neytral zarracha ekanligini e'tiborga olsak, ularda nechta proton, ya'ni musbat zarracha bo'lsa, yadro atrofida xuddi shuncha elektron bo'lishi kerak.

Yadrodagi nuklonlar – proton (p) musbat va neytron (n) esa neytral, ya'ni zaryadsiz zarrachalardir. Protonning zaryad miqdori elektron zaryadiga teng bo'lib $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} C$ ga tengdir. Erkin holda proton barqaror musbat zarrachadir. Atom massasini massaning atom birliklarida (m.a.b.) o'lchash ancha qulaydir. Uglarod ($^{12}_6C$) atomining 1/12 massasi, massaning atom birligi qilib qabul qilingan.

Protonning massasi

$$M_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0072 \text{ m.a.b.} = 938,7 \text{ Mev.}$$

Bu massa elektron massasidan 1836 marta kattadir ($m_p = 1836 m_e$). Proton spinga ($S = \frac{1}{2}$) va xususiy magnit momentiga ega $\mu_p = +2,79 \mu_{ya} \cdot \mu_{ya}$ – yadroning magnit momenti

deyiladi va uning magnetoni $\mu_{ya} = \frac{\hbar \ell}{2m_p}$ Bor magnetonidan 1836,5 marta kichikdir.

Neytron elektr zaryadga ega emas, massasi $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0086 \text{ m.a.b.}$ ga teng va proton massasidan biroz kattaroqdir. Proton kabi, neytronning spini ($S = \frac{1}{2}$) va xususiy magnit momenti $-1,91$ ga teng (bu yerda manfiy ishora xususiy mexanik va magnit momentlarining yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi).

Neytron erkin holatda beqaror (radioaktiv) zarracha bo'lib, uning yarim yemirilish davri ~ 12 min ga teng, u o'z - o'zidan bo'linib, parchalanib ketadi:



Parchalanish natijasida 1 ta proton, 1 ta elektron va 1 ta antineytrino hosil bo'ladi. Neytrino juda kichik zarracha bo'lib, neytronga o'xshash zaryadsizdir.

Yadrodagi protonlar soni $+Ze$, yadroning zaryadlar sonini ham belgilaydi. Z – Mendeleyev davriy tizimida kimyoviy elementning tartib nomerini yoki yadrosining zaryadlar sonini ko'rsatadi.

Yadrodagi nuklonlar soni A bilan belgilanadi va yadroning massa soni deb ataladi. Neytronlar soni $N = A - Z$ orqali aniqlanadi.

Yadrolar ${}_Z X^A$ – simvol bilan ko'rsatiladi. X – kimyoviy elementning simvolidir.

Yadrolardagi nuklonlarning tarkibiga qarab yadrolar 4 ta guruhga bo'linadilar.

1. Zaryadlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotoplar* deyiladi. Masalan, vodorodning 3 ta izotopi bor ${}_1X^1$ – odatdagi vodorod, u ba'zan protiy deb ataladi ($Z = 1, N = 0$). ${}_1X^2$ – og'ir vodorod yoki deyteriy ($Z = 1, N = 1$), ${}_1X^3$ - ($Z = 1, N = 2$) esa, tritiy deb ataladi.

Kislorodning 3 ta izotopi bor ${}_8O^{16}$, ${}_8O^{17}$, ${}_8O^{18}$.

2. Massalar soni bir xil, zaryad va neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izobarlar* deyiladi. Misol qilib massa soni bir xil bo'lgan ${}_{18}Ar^{40}$ va ${}_{18}Ca^{40}$ larni ko'rsatish mumkin.

3. Neytronlar soni N bir xil, zaryad va massalar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotonlar* deyiladi. Masalan, ${}_6C^{13}$, ${}_{17}N^{14}$, bularda neytronlar soni $N = 7$ tengdir.

4. Zaryad (Z) va massalar (A) sonlari bir xil bo'lib, yarim yemirilish davrlari har xil bo'lgan yadrolar *izomerlar* deyiladi. Masalan, ${}_{35}Br^{80}$ yadrosining 2 ta izomerlari bor, bularning yarim yemirilish davrlari $T_1=18 \text{ min.}$ va $4,4 \text{ soat}$ ga tengdir.

Yadro juda kichik zarrachadir. Yadroning radiusi: $R = 1.3 \cdot 10^{-15} A^{0,33} \text{ m}$ ga teng. Ushbu ifodaga ko'ra yadroni shar shaklida deb faraz qilib, massasini bilgan holda, zichligini hisoblab ko'rish mumkin:

$$\rho_{ya} = \frac{M_{ya}}{\frac{4}{3}\pi R^3}, \quad (153.3)$$

Bu yerda $M_{ya} = m_n A$, m_n – neytron massasidir. U holda:

$$\rho_{ya} = \frac{1,673 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14 (1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}, \quad (153.4)$$

Bu nihoyatda katta qiymat bo'lib, bunday zichlikni tasavvur qilish juda qiyin. Solishtirish uchun tabiatda uchraydigan ba'zi zichligi eng katta bo'lgan moddalarni keltiramiz: qo'rg'oshin $11,34 \text{ kg/m}^3$, simob $14,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, uran $18,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, oltin $19,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, platina $21,45 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ va iridiy $22,42 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Tabiatda Z soni 1 dan 92 gacha bo'lgan elementlar uchraydi (texnitsiy T_s , $Z = 43$ va prometiy P_m , $Z = 61$ lardan tashqari).

Hozirgi vaqtda, tabiatda uchraydigan elementlardan tashqari, jami $Z = 117$ gacha bo'lgan elementlar aniqlangan bo'lib, ularning barchasi sun'iy yo'l bilan olingan.

Massa defekti va bog'lanish energiyasi

Atom yadrosi juda murakkab tuzilishga ega bo'lganligi uchun alohida qonuniyatlarga bo'ysunadi. Shulardan biri, alohida nuklonlar massalarining yig'indisi har doim shuncha nuklonli yadro massasidan katta bo'ladi, ya'ni:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{ya}, \quad (153.5)$$

Bu massa farqi – massa defekti nomini olgan bo‘lib, yadro shakllanishida massaning bir qismi bog‘lanish energiyasiga ($W = mc^2$) aylanib ketishini ko‘rsatadi.

Demak, yadro nuklonlarining bog‘lanish energiyasi:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{ya} \}, \quad (153.6)$$

ko‘rinishida yoziladi. Bu energiyani yaqqolroq tasavvur qilish uchun geliy (${}_2\text{He}^4$) yadrosining bog‘lanish energiyasini hisoblab ko‘ramiz:

$$W_{bog'} = [2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5] - 3728,0 = 28,4 \text{ MeV}, \quad (153.7)$$

bu yadroda, (He) bitta nuklonga mos kelgan bog‘lanish energiyasi $\frac{W_{bog'}}{A} = 7,1 \text{ MeV}$ ni tashkil qiladi. Bu nihoyatda katta energiya ekanligini quyidagi misolda ko‘rish mumkin.

Solishtirish uchun ko‘mir yonganda, ya‘ni bitta uglerod atomi ikkita kislorod atomi bilan birikkanda (CO_2) - 5 eV energiya ajralishini xayolga keltirish mumkin.

Demak, yadro juda mustahkam qurilmadir. Davriy jadvaldagi qolgan yadrolarning ham bog‘lanish energiyalari hisoblangan bo‘lib, eng katta bog‘lanish energiyasi $\Delta W = 8,7 \text{ MeV}$ davriy tizimning $A = 50 - 60$ massa sonlariga mos kelishini ko‘rish mumkin. Undan keyin A ning ortishi, bog‘lanish energiyasini biroz kamayishiga mos keladi. Uran yadrosining solishtirma bog‘lanish energiyasi $\Delta W = 7,5 \text{ MeV}$ ga tengdir. Demak, bitta og‘ir yadroni o‘rtacha og‘irlikdagi bir necha yadrolarga ajratish mumkin yoki bir necha yengil yadrolarni birlashtirib o‘rtacha yadroni hosil qilinganda juda katta ortiqcha energiyaga ega bo‘lish mumkin. Masalan, uran izotopini ${}_{92}\text{U}^{238}$ (solishtirma bog‘lanish energiyasi $7,5 \text{ MeV}$ bo‘lgan) ikkita, massalari $A = 120$ ga teng bo‘lgan yadrolarga ajratganimizda (solishtirma bog‘lanish energiyasi $8,5 \text{ MeV}$ bo‘lgan) - 240 MeV energiya ajralgan bo‘lar edi yoki ikkita vodorod izotoplarini (${}_1\text{H}^2$) birlashtirish orqali 1 ta geliy (${}_2\text{He}^4$) hosil qilinsa - 24 MeV energiya ajralib chiqqan bo‘lar edi. Hozirgi paytga kelib bunday reaksiyalar amalga oshirilayotganini talabalarning deyarli hammasi biladi. Bu bo‘linish reaksiyalari yadro (yadro reaktorlari) qozonlarida yoki atom bombasining portlashida amalga oshiriladi. Yengil yadrolarning qo‘shilishi – termoyadro reaksiyalaridan iborat bo‘lib, termoyadro generatorlarida (MGD – generatorlarida) amalga oshiriladi. Tabiiy holda Quyosh va yulduzlarda ham sodir bo‘ladigan vodorod - vodorod yoki uglerod - uglerod siklli sintez reaksiyalari ham bitmas - tugalmas energiya manbalaridan iboratdir.

154 - §. Yadro kuchlari

Yadro mustahkam tizim ekanligini e‘tiborga olsak, eng avval, nuklonlar orasidagi bog‘lanish juda katta energiyaga egadir va bu kuchlar biz bilgan kuchlarning birortasiga ham mos kelmaydi. Bu – yadro kuchlaridir. Yadro kuchlari gravitatsiyaviy kuch bo‘la

olmaydi. Butun olam tortishish qonuniga o'xshash, bu kuchlar hisoblab ko'rilsa, yadro kuchlaridan 10^{36} marta kichik ekanligini bilish mumkin. Yadro kuchlari elektrostatik kuch bo'lishi ham mumkin emas, chunki bir xil ishorali protonlar (masalan, Uran – U ; $Z = 92$) bir - biridan qochib, yadroni tark etgan bo'lar edi. Demak, yadro nuklonlari juda murakkab bog'lanish va kuchlarga ega bo'lgan tizim bo'lib, 4 ta asosiy xususiyatlarga egadirlar.

1. Yadro kuchlari. Ta'sir radiusi juda qisqa masofada $2,2 \cdot 10^{-15} m$ kuzatiladi. Bu masofadan katta masofalarda nuklonlar o'zaro ta'sirlashmaydilar.

2. Yadro kuchlari zaryaddan mustaqildir, ya'ni proton - proton, proton - neytron yoki neytron - neytronlar bir xil tortishish va itarish kuchlarini hosil qiladi. Bu xususiyat yadrolarning zaryaddan *mustaqillik prinsipi* deb ataladi.

3. Yadro kuchlari, o'zaro ta'sirdagi nuklonlar spinlarining joylashishiga bog'liqdir. Masalan, neytron bilan protonning spinlari bir - biriga parallel bo'lgandagina ular **deytron** hosil qilib, birga tura oladi, bo'lmasa, yadro parchalanib ketadi.

4. Yadro kuchlari to'yinish xossasiga ega, ya'ni yadrodagi har bir nuklon chekli sondagi nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashadi, qolganlarini esa tanimaydi.

Hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra, yadro kuchlari, ya'ni kuchli o'zaro ta'sir *mezonlar* deb ataluvchi virtual zarralar almashinishi orqali o'zaro ta'sirlashadi, deyiladi.

1934-yilda I.Ye.Tamm nuklonlar orasidagi ta'sir, qandaydir virtual zarracha yutilishi yoki chiqishi orqali amalga oshadi, deb hisobladi. 1935-yili yapon olimi X. Yukava nuklonlar, elektron massasidan 200 – 300 marta katta bo'lgan va o'sha vaqtgacha aniqlanmagan zarrachalarni yutilishi yoki chiqishi orqali ta'sirlashadilar, deb faraz qildi. Keyinchalik, bu zarrachalar *mezonlar* (grekcha “mezos” o'rtacha) deb ataldi.

Tez orada bunday zarrachalarni kosmik nurlar orasida borligi aniqlandi. 1936-yili Anderson va Neddermeyerlar kosmik nurlar orasida massasi $207m_e$ bo'lgan zarrachalarni aniqlashdi. Bu zarrachalar μ – mezonlar (myuonlar – μ^+, μ^-, μ^0) deb ataldi. Lekin nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvda bu zarrachalar bo'la olmasligi tezda isbotlandi, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga bu mos kelmasligi aniqlandi. 1947- yilda kosmik nurlarni ilmiy izlashda X.Yukava bashorat qilgan nurlarni Okkialini va Pouellar kashf qildilar. Bu zarrachalarning massasi elektron massasidan – $270m_e$ marta kattaligi ma'lum bo'ldi. Bu zarrachalar π – mezonlar nomini oldi. π – mezonlar yoki musbat π^+ , manfiy π^- va neytral π^0 bo'lishi mumkin ekan. Zaryadli pionlar massalari bir xil bo'lib, $273m_e$ ($140MeB$)ga teng va neytral mezon massasi esa, $264m_e$ ($135MeB$)ga teng. Bu zarrachalarning spinlari ($S = 0$) nolga teng. Zarrachalar juda beqaror bo'lib, $2,55 \cdot 10^{-8} s$ da parchalanib ketadi:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

yoki
$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-.$$

Bu yerda μ^+, μ^- – myumezonlar; γ – gamma nurlar; e^+, e^- – musbat pozitron va manfiy elektronlar; ν va $\bar{\nu}$ lar neytrino va antineytrinolardir. Endi nuklonlar orasida bo'ladigan ta'sirlashuvni bemalol yozish mumkin:

$$P \leftrightarrow n + \pi^+; \quad n \leftrightarrow p + \pi^-,$$

$$P \leftrightarrow P + \pi^0; \quad n \leftrightarrow n + \pi^0.$$

Bunday ta'sirlashuv orqali nuklonlarning biri ikkinchisiga yoki ular o'rin almashinishlari mumkin. Demak, proton virtual mezon chiqarib, neytronga aylanadi yoki neytron mezonni yutib, protonga aylanadi. Bu jarayonlarning barchasi tajribada tasdiqlangan.

155 - §. Yadro reaksiyalari

Atom yadrosining elementar zarrachalar yoki boshqa yadrolar bilan ta'sirlashib, boshqa tur yadroga aylanishi, yadro reaksiyalari orqali amalga oshadi. X yadro bilan (a) zarracha ta'sirlashganda Y yangi yadro va yangi (b) zarracha hosil bo'lishi quyidagi chizma orqali amalga oshadi:



va bu quyidagicha ifodalanadi: $X(a, b)Y$.

Yadro reaksiyalarida a va b zarrachalar neytron (n), proton (p) va ba'zi yadrolardagi α , β – zarrachalar va γ – fotonlar bo'lishi mumkin.

Yadro reaksiyalarida energiya chiqishi yoki yutilishi kuzatiladi.

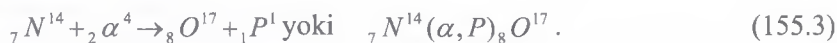
Tez sodir bo'lmaydigan yadro reaksiyalarini ikki bosqich bilan amalga oshirish mumkinligi 1936-yilda N. Bor tomonidan aniqlangan. Bunda murakkab yadro, ya'ni *kompaund yadro* deb ataluvchi oraliq yadro Π paydo bo'ladi:



Agar, $a = b$ bo'lsa, sochilish, ya'ni $E_a = E_b$ elastik sochilish va $E_a \neq E_b$ noelastik sochilish reaksiyalari kuzatiladi.

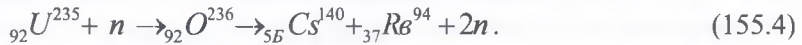
Murakkab yadro, yashash vaqti ($10^{-14} - 10^{-12}$ sek) davrida yemirilib, boshqa YA turdagi yadroga aylanishi mumkin.

Yadro reaksiyasi, birinchi bo'lib 1919-yilda E.Rezerford tomonidan amalga oshirilgan. Azot atomlari α – zarrachalar bilan bombardimon qilinganda, kislorod atomi va yana bitta proton hosil bo'lgan:



1938-yilda nemis olimlari O.Gan va F. Shtrassmonlar uran yadrosiga neytronlar dastasini yog'dirganda yadroning ikkiga bo'linishini kuzatganlar. Bunda bariy va lantan hosil bo'lishi kuzatilgan. Keyinchalik 80 taga yaqin har xil yadro parchalari hosil bo'lishi

aniqlandi. Yadro har bir bo‘linishda – 2,5 ta neytron hosil qiladi:

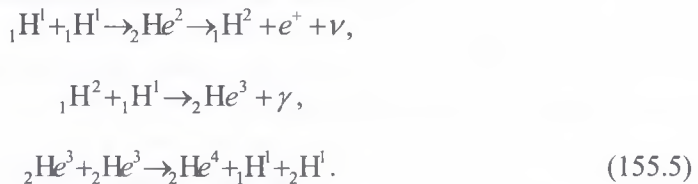


Yadro reaksiyalarida har doim zaryad va massaning saqlanish qonunlari bajariladi, ya’ni reaksiyaga kirishgacha bo‘lgan zaryad va massa, reaksiyadan keyin ham shundayligicha qolishi kerak. Bunday reaksiyadan foydalanib, neytronlar oqimini kuchaytirish mumkin va bo‘linish reaksiyasida juda katta miqdorda energiya ajratib olish mumkin. Bu jarayon yadro reaksiyalari qozonlarida amalga oshiriladi va bunday qozonlarda zanjir reaksiyasi amalga oshiriladi. Zanjir reaksiyasi amalga oshishi uchun V.Geyzenberg aniqlagan kritik massa bo‘lishi kerak, bu – 9kg uran – 235 ga mos keladi. Zanjir reaksiyasida juda katta miqdorda energiya ajralganligi uchun bu energiyadan tinch maqsadlarda - atom elektrostansiyalarini yaratish va qurishda foydalaniladi.

Bulardan tashqari, yengil yadrolarni qo‘shish orqali yadro reaksiyalarini hosil qilish mumkin. Bu reaksiyalar, yadrolarning itarish kuchlarini yengib, ularni birlashtirish orqali amalga oshiriladi va *sintez reaksiyalari* deyiladi. Yadrolar musbat ishorali bo‘lganligi sababli, itarish kuchlarini yengish uchun, ularning kinetik energiyalari sezilarli darajada ortganida to‘qnashishi hisobiga yangi yadroni hosil qilishi mumkin.

Yadroning kinetik energiyasini oshirish uchun ularni juda yuqori temperaturada qizdirish kerak ($\approx 10^7 \text{ } ^\circ K$), shuning uchun bu reaksiyalar *termoyadro reaksiyalari* deb ataladi.

Vodorod yadrolarining qo‘shilib, geliy yadrosini hosil bo‘lish reaksiyasi Quyosh va yulduzlarda kuzatiladi va bunda ularning temperaturasi $10^7 - 10^8 \text{ } ^\circ K$ ga yetadi. Bunda proton - proton sikli yoki uglerod - uglerod sikli amalga oshadi. Oldin 2 ta proton qo‘shilib, geliy izotopini hosil qiladi va u β zarracha chiqarib yemiriladi, natijada og‘ir vodorod ${}_1H^2$ hosil bo‘ladi va u oddiy vodorod yadrosi bilan birlashib geliy ${}_2He^3$ izotopini hosil qiladi. Bunday yadro birlashishi natijasida yana 2 ta vodorod va 1 ta barqaror geliy yadrosi hosil bo‘ladi. Bu reaksiya *vodorod sikli* deb ataladi:



Sintez reaksiyasida juda katta miqdorda energiya ajraladi, bitta nuklonga mos kelgan energiya $3.5MeV$ ga to‘g‘ri keladi va bo‘linish reaksiyasida bitta nuklonga – $0.85MeV$ energiya to‘g‘ri keladi. Nuklonlar soni juda ko‘pligini e’tiborga olsak, nihoyatda katta energiya ajralishini tasavvur qilish mumkin.

Tabiatdagi energiya manbalari ko‘mir, gazlarning zahiralari kamayib borayotganligini e’tiborga olsak, insoniyat energiya zahiralarni yadro reaksiyalari orqali to‘ldirishi mumkinligi ko‘rinib turibdi.

Hozirgi vaqtda bunday qurilmalardan ba’zilari ishlab turibdi. Bular atom elektr stantsiyalarida va laboratoriya qurilmalarida, termoyadro reaksiyalarining yashash vaqtini

uzaytirish hisobiga (MGD generatorlari) amalga oshirilyapti. Lekin ko'pchilik foydalanadigan, ya'ni butun insoniyatga foydasi tegadigan qurilmalarni kashf qilish, kuchli intellektual salohiyatga, juda kuchli bilimga ega bo'lgan insonlarga bog'liq ekanligini unutmazlik lozim.

156 - §. Radioaktivlik. α , β , γ – nurlar

Beqaror kimyoviy elementlarning, o'z - o'zidan zaryadlangan zarrachalar yoki yadrolar chiqarib, boshqa tur kimyoviy elementlarga aylanish xususiyati – radioaktivlik deyiladi. Radioaktivlik Anri Bekkerel, tomonidan 1896-yilda kashf qilingan. U Uran tuzlarining lyuminesstent xususiyatlarini tekshirayotib, ularni fotoplastinkalarga ta'sirini sezib qolgan va Uran tuzlari o'z o'zidan alohida nur chiqaradi va bu nurlar tashqi muhit shart-sharoitlariga, ya'ni temperatura, bosim va yoritilganlikka mutlaqo bog'liq emasligini ta'kidladi. Bu ishlarni P'yer va Mariya Kyurilar davom ettirib, 1898-yilda ikkita yangi radioaktiv elementni kashf qildilar. Bular Poloniy ${}_{88}^{226}\text{Po}$ va Rادي $({}_{88}^{226}\text{Ra})$ elementlari edi. Yangi nurlanish hosil qiluvchi bunday moddalar *radioaktiv moddalar* va jismlarning (zarrachalar ko'rinishda) nurlar chiqarish xususiyati *radioaktivlik* deb ataldi. Radioaktiv moddalar magnit maydoniga (M.Kyuri bajargan) joylashtirilganida, ular 3 turga ajralib ketishi ma'lum bo'lib qoldi:

magnit maydoni ta'sirida, α zarrachalar musbat zarrachalar kabi og'ganligi sababli musbat zarrachalar, β zarrachalar manfiy zarrachalar kabi og'ganligi sababli manfiy zarrachalar va γ – nurlar o'zgarmaganligi uchun neytral zarrachalar, deb hisoblandi.

Keyinchalik o'tkazilgan tadqiqotlarga ko'ra, α – zarrachalar geliy (${}_{2}\text{He}^4$) yadrosining oqimidan iborat, β – zarrachalar tez uchib chiquvchi elektronlar oqimidan va γ – nurlar qisqa to'lqin uzunlikdagi [$\lambda = (10^{-3} - 1)\text{A}^0$] elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi aniqlandi. Bu zarrachalar juda kuchli ionlantirish xususiyatiga ega, masalan, α – zarracha havoda 10^5 juft ion hosil qiladi.

Radioaktiv yemirilishda, yemirilayotgan yadro *ona yadro* va yangi hosil bo'lgani esa *bola yadro* deb ataladi. Biror dt vaqt oralig'ida yemirilgan yadrolar soni dN shu vaqtga va boshlang'ich radioaktiv yadrolar soniga proporsionalligidan yemirilish qonuni topilgan, ya'ni:

$$-dN = \lambda N dt$$

va bu ifodani integrallab, quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (156.1)$$

bu yerda λ – berilgan modda uchun o'zgarimas son bo'lib, *yemirilish doimiysi* deyiladi; N_0 – boshlang'ich vaqtdagi yemirilmagan atomlar soni; $N - t$ vaqt momentidagi atomlar soni.

(156.1) ifodadan ko'rinishicha, yemirilish eksponentsial qonun bo'yicha kamayib boradi.

Boshlang'ich paytdagi atomlar miqdorining yarim yemirilishga ketadigan vaqti moddalarning *yarim yemirilish davri* (T) deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T},$$

va bundan

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (156.2)$$

Hozirgacha ma'lum bo'lgan moddalarning yarim yemirilish davri $3 \cdot 10^{-7}$ s dan $5 \cdot 10^{15}$ yilgacha bo'lgan oraliqqa mos keladi.

Tajriba yo'li bilan radioaktiv yemirilishda zaryad va massaning saqlanish qonunlari bajarilishi isbotlangan. Demak, moddalarning radioaktiv yemirilish qonuniga ko'ra, yuqoridagi qonunlardan foydalanib, yemirilgandan so'ng qanday modda hosil bo'lishini aytish mumkin. Shunga ko'ra, α va β – yemirilishda siljish qonunini ko'rish mumkin. Agar yemirilayotgan ona yadro ${}^A_Z X$ bo'lsa, α – yemirilishda:



va β – yemirilishda:



Oddiy hisoblashlar, har ikkala yemirilishda, massa va zaryadning saqlanish qonunining bajarilishini ko'rishimiz mumkin. (156.3) formulaga ko'ra, yemirilishda hosil bo'lgan bola yadroning massa soni 4 ga kamayadi, zaryadi esa 2 ga kamayadi va Geliy yadrosining hosil bo'lishi bilan sodir bo'ladi. Natijada, hosil bo'lgan yadro Mendeleev davriy jadvalidagi yemirilayotgan yadrodan 2 ta katak oldingi elementning hosil bo'lishini ko'rish mumkin.

Aynan shu jarayonni ${}_{92}U^{238}$ ni yemirilishida kuzatish mumkin:



Demak, yemirilish natijasida toriy izotopi hosil bo'ladi.

Shunga o'xshash misolni β – yemirilish uchun ham keltirish mumkin:



Radioaktiv yemirilishda α – zarrachalar katta energiyali zarrachalar to'plamlaridan iborat bo'lsa, β – yemirilishda elektronlarning energiyasi 0 dan E_{max} oraligida alohida taqsimotga bo'ysunadi.

Rasmda β – yemirilishda yadrolar chiqaradigan elektronlarning energetik spektri,

ya'ni dE energetik oraliqda bo'lgan elektronlar taqsimoti keltirilgan.

β – yemirilish uch xil bo'lishi mumkin. Yemirilish manfiy elektron chiqarish bilan, musbat pozitron chiqarish va K – tutish (K – qobiqdagi elektron tutilishi) bilan amalga oshishi mumkin. Bu yemirilishda β – zarracha bilan birga har doim yana bitta neytral zarracha chiqadi. Bu zarracha, E. Fermi taklifiga ko'ra, neytrino (kichkina neytron) deb ataldi. Neytrino ikki xil bo'lishi mumkin: neytral $\bar{\nu}$ va antineytrino $\bar{\nu}$.

Radioaktivlikning siljish qonunidan, α , β – yemirilishda radioaktiv atomlarning yadrosi boshqa tur kimyoviy atom yadrosiga aylanib qolishini ko'rish mumkin. Ko'p hollarda hosil bo'lgan yangi yadro ham radioaktiv bo'lib qoladi, natijada ular ham har xil (α , β) nurlanishlar chiqarib, bir necha pog'onadan o'tib, barqaror atom yadrolarini hosil qiladi. Bular *radioaktivlikning yemirilish qatori* yoki *radioaktivlik oilasi* deb ataladi. Tabiiy radioaktiv yadrolar uch xil radioaktiv yemirilish qatorini hosil qiladi, bular Uran ${}_{92}U^{238}$, Toriy ${}_{90}U^{232}$ va Aktiniy ${}_{89}Ac^{235}$ atomlari yadrolarining qatoridir. Bulardan tashqari, sun'iy yo'l bilan olingan Neptun ${}_{93}Np^{237}$ ham ular qatoriga kiradi. Uran, Toriy va Aktiniy yemirilishidan qo'rg'oshinning har xil barqaror izotoplari hosil bo'ladi. Bu radioaktiv moddalar har xil α , β , nurlanishlar chiqarishida, Uran – ${}_{82}Pb^{206}$, Toriy – ${}_{82}Pb^{208}$ va Aktiniy – ${}_{82}Pb^{207}$ va Neptunning yemirilish qatorining oxirida barqaror Vismutning ${}_{83}Bi^{209}$ izotopi hosil bo'ladi.

Keltirilgan ma'lumotlardan ko'rinishicha, radioaktivlik 2 xil: tabiiy va sun'iy bo'ladi.

Sun'iy yo'l bilan, ya'ni og'ir yadrolarga zarrachalar va yengil yadrolarni kiritish yo'li bilan, yangi radioaktiv yadrolarni hosil qilish mumkin. Tabiiy va sun'iy radioaktiv moddalarning yemirilish qonunlarida hech qanday farq yo'q.

Vaqt birligi ichida bo'linuvchi yadrolar soniga teng bo'lgan kattalik *radioaktiv moddalarning aktivligi* (A) deb ataladi:

$$A = \lambda N \quad (156.7)$$

yoki

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N,$$

bu yerda A – radioaktiv moddalarning aktivligi. Bu shunday aktivlikki, bunda 1 sekund davomida 1 dona bo'linish sodir bo'ladi. Aktivlikning tizimga kirmagan o'lchov birligi – Kyuridir (Kyu). 1 gramm Radiyning 1 sekundda hosil qiladigan aktivligi 1 Kyuri deyiladi.

$$\frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu} \quad (156.8)$$

ifodaga ko'ra, agar berilgan radioaktiv moddaning massasi ma'lum bo'lsa, molyar massani bilgan holda berilgan moddaning aktivligini oson hisoblash mumkin:

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N_A \frac{m}{\mu}, \quad (156.9)$$

Bu ifoda, istalgan vaqtdagi radioaktiv moddaning aktivligini hisoblash juda qulaydir.

Gamma nurlanish – elektromagnit to‘lqinlardan iborat bo‘lgani uchun, bu haqida alohida to‘xtalib o‘tishni lozim ko‘rdik. Bu nurlanishda massa va zaryad qiymatlari o‘zgarmaydi, shuning uchun saqlanish qonunlari amal qilmaydi. Gamma – yemirilish har doim α yoki β yemirilishda hosil bo‘ladi. Bu yemirilishlarda γ nurlar ona yadrodan emas, balki bola yadrosidan hosil bo‘ladi. Yemirilish sodir bo‘lganidan so‘ng, ko‘p hollarda, bola yadro qo‘zg‘atilgan, ya‘ni yuqori energetik holatda bo‘ladi. Bola yadro ortiqcha energiyasini, juda qisqa vaqtda (10^{-13} - 10^{-14} C) γ – nurlar ko‘rinishda chiqarib normal, ya‘ni statsionar holatga o‘tadi:

$$h\nu_{ik} = W_i - W_k, \quad (156.10)$$

bu yerda ν_{ik} – i sathdan k – energetik sathga o‘tgan yadroning chiqargan gamma - nurlanish chastotasi va $W_i - W_k$ – yadroning qo‘zg‘atilgan va oddiy holatlardagi energiyalari farqidir.

Barcha jismlarga radioaktiv nurlanish ta‘sir etadi va u jism atomlarini ionlashtirib yuboradi. Bu ta‘sir, ayniqsa, insonlarda yomon oqibatlariga olib keladi. Ionlashtiruvchi nurlanishlarning ta‘siri ularni *nurlanish dozasi* (D) bilan aniqlanadi. Nurlanish dozasi Joule/kilogrammlarda (J/kg) o‘lchanadi, ya‘ni 1 kg jismga mos kelgan energiya bilan aniqlanuvchi kattalik grey (Gr) deb ataladi. Lekin odatda nurlanish dozasi “rad” larda o‘lchanadi va tizimga kirmagan o‘lchov birligi hisoblanadi:

$$1rad = 10^{-2} \frac{J}{kg} = 10^{-2} Gr.$$

Vaqt birligiga mos kelgan dozaning qiymati *dozaning quvvati* deb ataladi:

$$N = \frac{D}{t}; \quad [N] = \frac{Vt}{kg}, \quad (156.11)$$

Shuningdek, nurlanishning tirik mavjudodlarga ta‘sirini o‘rganishda *rentgenning, biologik ekvivalenti* (ber) bo‘lgan kattalik ishlatiladi. Biologik ob‘yektlarning, 1 rentgen nurlanishga ekvivalent – yutgan nurlanish energiyasi, quyidagiga tengdir:

$$1ber = 10^{-2} \frac{Dj}{kg}.$$

Radioaktiv nurlanishning asosiy energetik xarakteristikasi – quruq havoni ionlashtirish xususiyatiga bog‘liq bo‘lgan ekspozitsiyaviy doza hisoblanadi (De). Uning birligi (C/k^2) dan iborat. Lekin tajribada, tizimga kirmagan o‘lchov birligidan juda keng qo‘llaniladi. Bu o‘lchov birligi bir rentgendir $1R = 2,58 \cdot 10^{-4} C/k^2$. 1R ekspozitsiyaviy doza, normal atmosfera bosimida ($v = 10^6 m^3$) quruq havoda $\frac{1}{3} \cdot 10^{-3} Cl$ bo‘lgan bir jinsli zaryad hosil qila oladi.

Radioaktiv nurlanish bilan ishlaydigan inson organizmiga bu nurlanish, albatta, kuchli ta'sir o'tkazadi. Tadqiqotlarning ko'rsatishicha, qoldiq radioaktiv nurlanish va Yer qa'ridan keladigan nurlardan hosil bo'ladigan radioaktiv fondan 250 marta ortiq nurlanish inson organizmiga sezilarsiz va asoratsiz, ya'ni zararsiz hisoblanadi. Nurlanish bundan ortiq bo'lganda maxsus muhofaza choralarini ko'rish zarur. Inson hayoti uchun chegaraviy nurlanish 400 rentgen hisoblanadi.

157 - §. Elementar zarrachalar

Elementar zarrachalar – o'zlari bo'linmaydigan boshlang'ich zarrachalardir. Jismlar asosan, shu zarrachalar to'plamidan hosil bo'ladi. Bu albatta, shartli tushuncha, chunki XIX asr boshlarida jismlarni tashkil etuvchi eng kichik elementar zarracha atom deb hisoblanar edi.

XX asr boshlariga kelib elementar zarrachalar deb elektron, proton va neytronlar hisoblanardi. Hozirgi vaqtga kelib, bunday "elementar" deb ataluvchi zarrachalarning 100 dan ortiq turi mavjud. Elementar zarrachalarning ko'pchiligi kosmik nurlarni o'rganish orqali aniqlangan. Koinotdan Yerga har doim atom yadrosining tashkil etuvchilari oqimi kelib turadi. Bu nurlar Yer atmosferasi bilan to'qnashib, ikkilamchi nurlanishni hosil qiladi.

Yerning magnit maydoni kosmik nurlanishning asosiy qismini Yer atrofida ushlab qolib radiatsiyaviy kamar hosil qiladi. Radiatsiyaviy kamarlar Yerni o'rab turadi. Ekvator tekisligida ichki radiatsiyaviy kamar 600 dan 6000 km gacha va tashqi kamar 20000 dan 60000 km gacha cho'zilgan. 60–70° kengliklarda ikkala kamar (poyas) Yerga bir necha yuz kilometr chamasida yaqin turadi.

Zaryadlangan zarralarni tezlashtirish qurilmalari yaratilganidan so'ng elementar zarralarni o'rganish juda jadallashib ketdi.

Hozirgi vaqtda elementar zarrachalar orasida bo'ladigan to'rt xil o'zaro ta'sir ma'lum: kuchli o'zaro ta'sir, kuchsiz o'zaro ta'sir, elektromagnit ta'sir va gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirlar.

Kuchli o'zaro ta'sir. Bunday o'zaro ta'sirlashuv yadro nuklonlari orasida mavjud bo'ladi, ularni o'zaro bog'laydi. Zarralarni o'zaro ta'siri *ta'sir doimiysi* deb ataluvchi kattalik bilan xarakterlanadi. Bu o'lcamsiz kattalikdir. Bundan tashqari, zarrachalar ta'sir sferasining radiusi bilan ham xarakterlanadi. Kuchli o'zaro ta'sirda o'zaro ta'sir doimiysi l ga va o'zaro ta'sir vaqti 10^{-23} ga tengdir.

Elektromagnetik o'zaro ta'sirda ta'sir sferasining radiusi ($r=\alpha$) cheklanmagan, ta'sir doimiysi esa $\sim 10^{-2}$ atrofida bo'ladi.

Kuchsiz o'zaro ta'sir ham kuchli o'zaro ta'sir kabi, yaqin masofada ta'sir qiladi. Ta'sir doimiysi juda kichik 10^{-14} , o'zaro ta'sir vaqti esa 10^{-9} s atrofida bo'ladi. Bu ta'sirlashuv β – yemirilishda, elementar zarrachalarning yemirilishida, neytrino bilan moddalar orasida bo'ladigan ta'sirlashuvlarda kuzatiladi.

Gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirning ham ta'sir radiusi cheklanmagan ($r=\alpha$). O'zaro ta'sir doimiysi bo'lsa, nihoyatda kichik $\sim 10^{-39}$ va ta'sir vaqti esa juda katta $\sim 10^9$ s. bo'ladi. Bu ta'sir universal bo'lsa ham, mikrozzarrachalarning o'zaro ta'sirida, qiymati juda kichik bo'lgani uchun e'tiborga olinmaydi.

Elementar zarrachalar o'zaro ta'sir xarakteriga qarab, 3 sinfga bo'linadilar:

1. Fotonlar (yorug'lik kvantlari), γ (elektromagnit maydon kvantlari). Bu zarrachalar elektromagnit o'zaro ta'sirda ishtirok etadi, lekin kuchli va kuchsiz ta'sirga ega emas.

7 – jadval O'zaro ta'sir turlari

O'zaro ta'sir turlari	O'zaro ta'sir doimiysi	O'zaro ta'sir vaqti, s
Kuchli (yadroviy)	1	10^{-23}
Elektromagnit	$\sim 10^{-2}$	10^{-21}
Kuchsiz (yemirilishda)	10^{-14}	10^{-9}
Gravitatsiyaviy	10^{-39}	10^{16} (10^9 yil)

2. Leptonlar (grekcha “leptos” - yengil). Bu zarrachalarga myuonlar (μ^- , μ^+), elektronlar (e^- , e^+) va neytrinolar (γ , γ^-) kiradi. Leptonlarning spini ($\frac{1}{2}$) teng bo'lgani uchun

Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadilar. Bu zarrachalar kuchsiz o'zaro ta'sirda va zaryadli zarrachalar bo'lganliklari uchun, elektromagnit o'zaro ta'sirda ham qatnashadilar.

3. Adronlar kuchli va kuchsiz elektromagnit ta'sirlarga egadirlar. Adronlar ikkiga bo'linadi: mezonlar va barionlar. Mezonlar: π^+ , π^- , π^0 - mezonlar, K - mezonlar, (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0). K – mezonlarning yashash vaqti 10^{-8} s. Ular tezda yemirilib, π – mezonlar va leptonlarni hosil qiladi. Hamma mezonlarning spini 0 ga teng, shuning uchun bular Boze - Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunib, *bozonlar* deb ham yuritiladi. Bu zarralar kuchli va kuchsiz (zaryadsiz π^0 , K^0 lardan tashqari) elektromagnit ta'sirlarga ham ega.

Barionlar: nuklonlar (p, n) va massalari ulardan katta bo'lgan beqaror gineronlarni o'z ichiga oladi. Hamma barionlar kuchli o'zaro ta'sirga ega va ularning spini $1/2$ ga teng. Protondan boshqa hamma barionlar beqaror bo'lib, juda tezda parchalanib ketadi.

Hozirgi vaqtga kelib elementar zarralar soni shunchalar ko'payib ketdiki, ularning elementar ekanligiga shubha paydo bo'la boshladi. Masalan, barionlarni o'zi *kvarklar* deb ataluvchi gipotetik zarralarga bo'linishi taxmin qilinmoqda. Kvarklarning elektr zaryadi - $1/3$; $+2/3$; $-1/3$ bo'lishi mumkin. 6 ta kvark va antikvarklar orqali hamma barionlarni hosil qilish mumkin: bular (**u**p – yuqori), **d** (**down** – quyi), **S** (**strange** – g'alati), **s** (**charmed** – jozibali), **b** (**bottom** – pastki), **t** (**top** – yuqorigi).

Kvarklar shartli ravishda rangli deb qabul qilingan. 3 ta rangli kvarklar qo'shilishidan yangi neytral oq rang hosil bo'ladi. Demak, kvarklar 6 xil bo'lib, ularning har biri 3 xil rangda bo'lishi mumkin: sariq, ko'k va qizil. (Har uchlasining qo'shilishidan oq rang hosil bo'ladi).

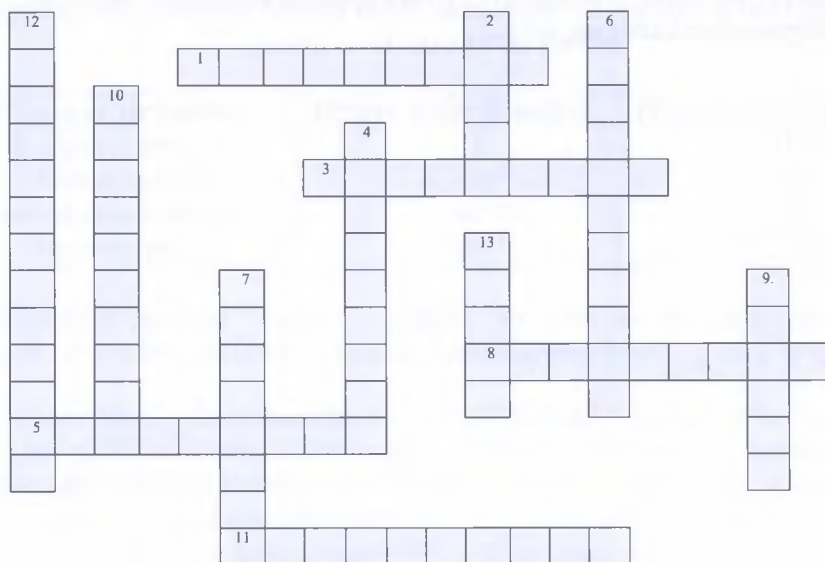
Kvarklar to'g'risidagi g'oya juda ajoyib bo'lib, bir qancha yangi zarrachalar hosil bo'lishini oldindan aytib berish mumkin bo'ldi. Hozirgacha kvarklarni erkin holatda mavjud bo'lishi aniqlanmagan.

Ta'sirlashuvning umumiy nazariyasi

Dunyoga mashhur bo'lgan yirik olimlarning ko'pchiligi umumiy maydonlar nazariyasini yaratish ustida juda katta mehnat qildilar. Bular A.Eynshteyn, P.Dirak va V.Geyzenberglar umrlarining oxirigacha yuqoridagi nazariyani yaratishga ulgura olmadilar. XX asrning ikkinchi yarmida S.Vaynberg, SH. Li Gleshou va Abdus Salam kabi fizik olimlar birlashgan elektron kuchsiz ta'sirlashuv nazariyasini yaratdilar.

Bu ta'sirlashuv elektromagnit va kuchsiz ta'sirlashuvlarni umumlashtiradi. Umumlashgan va barcha ta'sirlashuvni o'z ichiga oladigan birlashgan maydonlar nazariyasi hozircha nihoyasiga yetkazilgani yo'q.

XVI bob bo'yicha krossvord




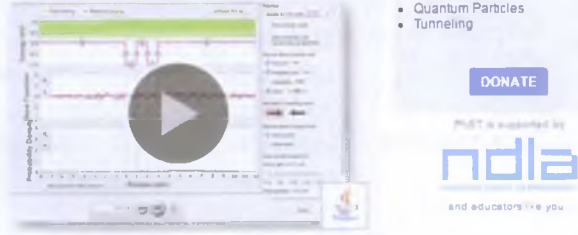
Gorizontal

1. Atom yadrosi proton va neytronlardan iborat bo'lib, bular yadroi deyiladi.
3. Zaryadlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar.
5. Neytronlar soni N bir xil, zaryad va massalar soni har xil bo'lgan yadrolar.
8. 1947-yilda π mezonlarni kashf qilgan olimlardan biri.
11. Yangi nurlanish hosil qiluvchi moddalar ... moddalar deyiladi.

Vertikal

2. Atom elektron va dan iborat.
4. Massalar soni bir xil, zaryad va neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar.
6. Yadro kuchlari zaryaddan mustaqilligi, ya'ni proton - proton, proton - neytron yoki neytron - neytronlar bir xil tortishish va itarish kuchlarini hosil qilishi ... prinsipi deyiladi.
7. Hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra, yadro kuchlari, ya'ni kuchli o'zaro ta'sir ... deb ataluvchi virtual zarralar almashinishi orqali o'zaro ta'sirlashadi, deyiladi.
9. Yengil yadrolarni qo'shish orqali yadro reaksiyalarini hosil qilish ... reaksiyalari deyiladi.
10. Yadroning kinetik energiyasini oshirish uchun ularni juda yuqori temperaturada qizdirish ... reaksiyalari deyiladi.
12. Jismlarning (zarrachalar ko'rinishda) nurlar chiqarish xususiyati ... deb ataladi.
13. Mezonlar and barionlar kabi turlarga bo'linadigan, kuchli va kuchsiz elektromagnit ta'sirlarga ega zarrachalar.

Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar

Resurs nomi	Tasnifi
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/rutherford-scattering Rutherford Scattering</p> 	<p>Topics Quantum Mechanics Atomic Nuclei Atomic Structure Description How did Rutherford figure out the structure of the atom without being able to see it? Simulate the famous experiment in which he disproved the Plum Pudding model of the atom by observing alpha particles bouncing off atoms and determining that they must have a small core.</p>
<p>https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/quantum-tunneling Quantum Tunneling and Wave Packets</p> 	<p>Topics Quantum Particles Tunneling Description Watch quantum "particles" tunnel through barriers. Explore the properties of the wave functions that describe these particles.</p>

Nazorat savollari

1. Yadro nuklonlari nima va ular orasida qanday farq bor?
2. Massa defekti nima? Bog'lanish energiyasining ifodasini yozing. Qanday yadrolar eng katta bog'lanish energiyasiga ega? Bo'linish va sintez reaksiyalarni tushuntiring.
3. Yadro kuchlarining asosiy mohiyati nima?
4. Yadro reaksiyalarida zaryad va massaning saqlash qonunini tushuntirib bering.
5. Radiativlik xususiyatini tushuntiring. Siljish qonuni nima?
6. Gravitatsiyaviy, elektromagnit, kuchli va kuchsiz o'zaro ta'sirlashuvlar haqida ma'lumot bering.
7. Elementar zarralar turlarini sanab chiqing. Kvarklar, gipotetik zarralar haqida qanday ma'lumotga egasiz?

XVII BOB. ASTROFIZIKA VA KOSMOLOGIYA



MUNDARIJA

- 158-§. Yulduzlar va galaktikalar
- 159-§. Yulduz evolyutsiyasi: yulduzlarning tugʻilishi va oʻlishi, yadro sintezi
- 160-§. Yulduz evolyutsiyasi: yadrosintez
- 161-§. Kichik massali yulduzlar – oq mittilar
- 162-§. Yangi yulduz va oʻta yangi yulduzlar
- 163-§. Umumiy nisbiylik nazariyasi: Gravitatsiya va fazoning egriligi
- 164-§. Olamning egrilanishi
- 165-§. Qora tuynuklar
- 166-§. Kengayuvchi koinot. Qizil siljish va Xabbl qonuni
- 167-§. Qizil siljishlarning manbai
- 168-§. Mashtab
- 169-§. Kengyish va kosmologik prinsip
- 170-§. Statsionar model
- 171-§. Buyuk portlash va kosmik mikrotoʻlqinli fon nurlanish

XVII BOB. ASTROFIZIKA VA KOSMOLOGIYA

Oldingi bo'limda biz olamning mitti ob'yektlari bo'lgan elementar zarrachalarni o'rgandik. Endi esa koinotning yirik ob'yektlari bo'lgan yulduzlar, galaktikalar va galaktika klasterlarini, yana koinotning tuzilishi va uning tarixini o'rganishga o'tamiz. Bu elementar zarrachalar va koinot orasidagi eng qiziqarli va hayajonli fan mavzularidir. Bundan tashqari, 16-bobda eslatib o'tganimizdek, mazkur ikkita yo'nalish ham fundamental fanlar oilasiga kiradi [1].

Tungi osmonni o'rganishda fizika g'oyalari va uslublarini amalda qo'llash astrofizikadan tez-tez talab qilinadigan masaladir. Hozirgi vaqtda Koinotni tushinishdagi asosiy nazariya bu gravitatsiyani kengroq yorituvchi Eynshteynning umumiy nisbiylik nazariyasidir. Fizikaning boshqa yo'nalishlari, elektromagnetizm va termodinamikadan to atom va yadro fizikasigacha, hattoki elementar zarralar fizikalarini ham o'rganishni taqazo etadi. Shuningdek, umumiy nisbiylik nazariyasi Koinotni butunligicha o'rganuvchi zamonaviy kosmologiyani shakllantirishga ham xizmat qiladi. Kosmologiya asosan nazariy jihatdan kuzatuvdagi koinotning kelib chiqishi va kelajagini tushintiradi. Kosmologiya tomonidan o'rta tashlangan savollar juda katta va murakkabdir, ya'ni uzundan-uzoq javob beriladigan savollardir. Masalan, "Koinot har doim mavjud bo'lganmi?" yoki "uning boshlang'ich vaqti mavjudmi?", vaqt abadiy orqaga yoki koinot boshlagan muhim onga qaytadimi?, ko'rinishdagi savollarga javoblarni tasavvur qilish ancha mushkul. Bundan tashqari, koinotning o'lchami aniqmi? U cheksizmi? Koinotning cheksiz yoki cheksizmasligini tasavvur qilish ham qiyin, hattoki uning atrofida nima borligi haqidagi savol ham ma'noga ega emas, chunki koinot hamma joyda mavjudligi ko'zga tashlanib turibdi.

158 - §. Yulduzlar va Galaktikalar

Qadimdan yulduzlar juda ko'p va bir-biriga (sayyoralarga) nisbatan harakatlanuvchi mitti yorug' sharga o'xshab ko'ringan. Koinot mukammal, bir butundir hamda biz uning markazida yoki markaz yaqinida joylashganmiz. Lekin 1609-yili dastlabki Galileyning optik teleskoplar yordamida tungi osmonni kuzatuvlaridan keyin Koinot to'g'risidagi tasavvurlarimiz dramatik tarzda o'zgardi. Endi biz o'zimizni Koinot markazida deb tasavvur qila olmaymiz va u mislsiz kattadir. Masofa shu qadar kattaki, biz maxsus yorug'likning biror vaqt davomida o'tgan yo'li bilan bog'liq atamalar kiritamiz:

$$1 \text{ yorug'lik-sekund} = (3.0 \cdot 10^8 \text{ m/s})(1.0 \text{ s}) = 3.0 \cdot 10^8 \text{ m} = 300,000 \text{ km};$$

$$1 \text{ yorug'lik-minut} = (3.0 \cdot 10^8 \text{ m/s})(60 \text{ s}) = 18 \times 10^6 \text{ km}.$$

Ular orasida eng ko'p ishlatiladigan birlik bu *yorug'lik - yili* (*y.y*):

$$1 \text{ yy} = (2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s})(3.156 \cdot 10^7 \text{ s/y}) = 9.46 \cdot 10^{15} \text{ m} \approx 10^{16} \text{ m}.$$



352 - rasm. Somon yo‘li galaktikasining bir qismi. (a) rasmdagi ingichka chiziq qorong‘i diagonal soha yorug‘likning galaktika changlari tomonidan yutilishi hisobiga hosil bo‘gan. (b) rasm galaktika markazi tomonidan ko‘rinishi (Arizona (AQSH) yozida tasvirga olingan)

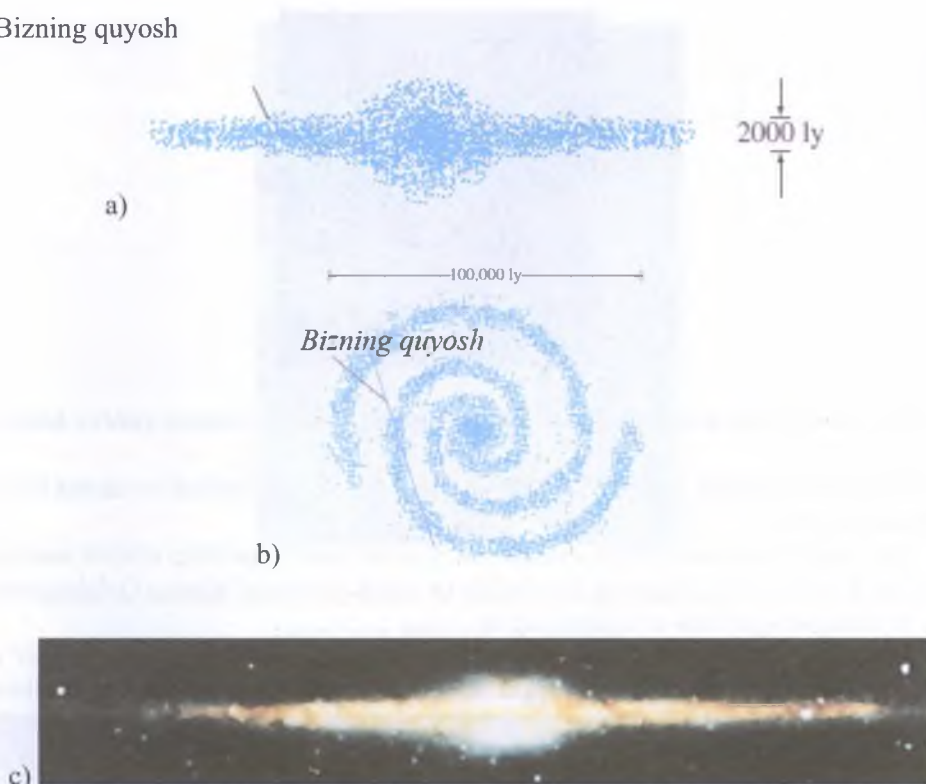
Oygacha va Quyoshgacha masofalar uchun odatda kilometr yoki metrni yorug‘lik - sekundga almashtirgan holda foydalanamiz. Yerdan Oygacha masofa $384,000\text{km}$, bu 1.28 yorug‘lik - sekundga teng. Yer - Quyosh orasidagi masofa esa $1.50 \cdot 10^{11}\text{m}$, yoki $150,000,000\text{ km}$; bu 8.3 yorug‘lik - minutga teng (Quyoshdan chiqqat yorug‘lik Yerga 8.3 minutda yetib keladi). Quyosh tizimida Plutongacha masofa $6 \cdot 10^9\text{ km}$, yoki $6 \cdot 10^{-4}\text{ y.y}^3$. Bizga eng yaqin bo‘lgan yulduz Proksima Centauria taxminan 4.2 y.y uzoqligida joylashgan.

Oysiz tunda ochiq osmonda biz minglab har xil yorqinlikdagi yulduzlarni, shuningdek, Somon Yo‘lining uzun yorug‘ bulutli tasma-sini ham ko‘rishimiz mumkin. (352 - rasm). Galiley ilk bor o‘zining teleskopida Somon yo‘lining son - sanoqsiz alohida yulduzlardan tashkil topganligini kuzatgan. Qariyb bir yarim asr keyinroq (taxminan 1750-yillarda) Tomas Vrayt hozirda biz Galaktika⁴ deb nomlaydigan Somon yo‘lini bir tekislikda juda katta masofalarga yoyilib ketgan yulduzlardan iborat yassi disk, deb taxmin qildi.

³ Deyarli 5 yorug‘lik-soatga teng.

⁴ Galaktika (bosh harf bilan) bu biz joylashgan galaktika, qolganlari kichik harflar bilan keltiriladi

Bizning quyosh



353 - rasm. Bizning Galaktikamizning tashqi tomondan ko‘rinishi: (a) disk tekisligida "yondan ko‘rinishi"; (b) "ust ko‘rinishi". (Tashqi tomondan ko‘rinishi – agar buni iloji bo‘lganida huddi shunday ko‘ringan bo‘lar edi!) (c) Somon yo‘li galaktikasi ichkari tomonidan olingan infraqizil tasvir – Galaktika diski va markaziy do‘nglik ko‘ringan holda. Bu COBE sun‘iy yo‘ldoshidan juda katta burchakda, osmonning deyarli 360 burchakli qismidan olingan tasvir Oq nuqtalar qo‘shni yulduzlardir

Bizning Galaktikamiz diametri deyarli 100 ming y.y. va diski qalinligi 2000 y.y.ga teng. U yana markaziy do‘nglik va spiral “qo‘l”lariga ega (353 - rasm). Quyoshimiz Galaktika markazidan to chekkasigacha bo‘lgan masofaning o‘rtalarida joylashgan, bu taxminan markazdan 26000 y.y ga teng. Bizning Galaktikamiz taxminan 400 milliard yulduzlardan tashkil topgan. Quyosh Galaktika markazi atrofigda har 250 million yilda bir marta aylanib chiqadi va tezligi Galaktika markaziga nisbatan 200km/sga teng. Yana shunday qat‘iy dalil ham borki, Galaktika massiv ko‘rinmas “qorong‘i materiya” bilan o‘ralgan.

Bundan tashqari, agar biz tungi ochiq osmonni teleskop yordamida kuzatsak, Somon Yo‘lining ichidagi va tashqarisidagi yulduzlar “nebula” (Lotin tilidan “bulut”) deb ataladigan yorug‘ bulutlarni ko‘rishimiz mumkin. Oddiy ko‘z bilan ochiq osmonni kuzatganimizda, ularning ko‘pchiligi Andromeda va Orion deb ataluvchi yulduzlar turkumiga kiruvchi tumanliklarda ko‘rishimiz mumkin. Ba’zi yulduz turkumlari va guruhleri ko‘p sonli yulduzlardan iborat bulutga o‘xshab ko‘rinadi (354 – rasm).



354 - rasm. «Hercules» yulduz turkumida joylashgan sharsimon yulduz klasteri

Boshqalari qizigan gaz, chang yoki bug'lar ko'rinishida bo'ladi va ularni biz asosan nebula deb ataymiz.

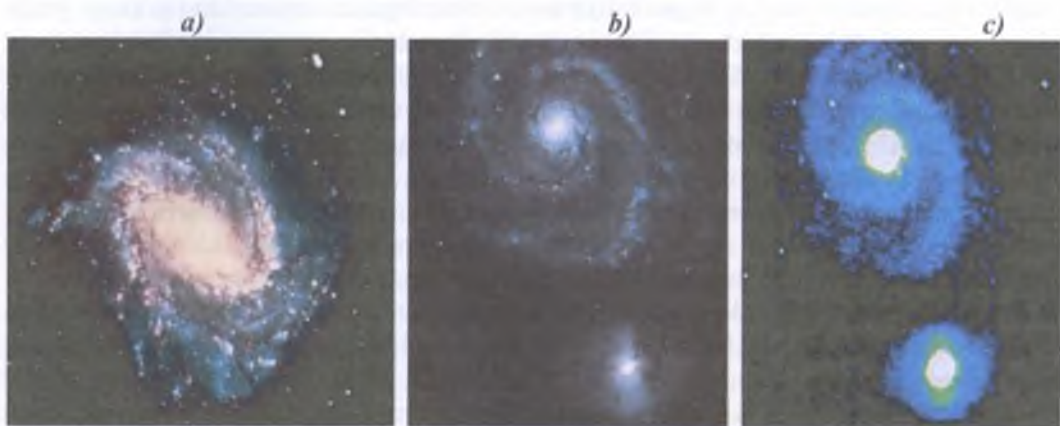
Eng ajoyib uchinchi toifaga mansub bo'lganlar: ular ko'pchiligi elliptik shakiga ega. Immanuel Kant (1755-y.) ularning hira bo'lib ko'rinishi sababini bizning Galaktikadan juda olisda joylashganligimizda deb tushintirgan.

Dastlab, bu ob'yektlar Galaktikamizdan tashqaridagi (extragalaktik) ob'yektlar ekanligi ishonarli deb tan olinmadi, lekin XX asrga kelib juda katta diametrli teleskoplar barpo etildi va ular yordamida extragalaktik ob'yektlar kuzatila boshaladi, hattoki ko'pgina yulduzlarning boshqa, Galaktikamizdan olisdagi spiralsimon galaktikalardagi aniq joylashgan o'rinlari va boshqa xususiyatlari aniqlandi. Edvin Habb (1889–1953) 1920-yillarda Los Angeles va California yaqinidagi Vilson tog'ida joylashgan 2.5m li teleskop yordamida ko'pgina kuzatuvlarni olib bordi. Habb ushbu ob'yektlar haqiqatan ham Galaktikamizdan tashqarida joylashganini ulargacha masofaning juda kattaligidan kelib chiqqan holda isbotlab berdi. Bizga eng yaqin galaktika bo'lgan Andromeda tumanligigacha masofa 2 million y.y.ga teng, bu esa Galaktikamiz o'lchamidan 20 barobar katta degani. Mantiqan olib qaraganda, bu tumanlik bo'lib ko'rinishiga qaramasdan, u ham Galaktikamizga o'xshash galaktika bo'lsa ajab emas. Bugungi kunga kelib, koinotning kuzatish mumkin bo'lgan sohasida taxminan 10^{11} ta galaktikalar mavjud, bu degani galaktikalar soni taxminan bitta galaktikadagi yulduzlar soniga teng (355 – 356-rasmlarga qarang).

Odatiy yulduzlardan tashqari galaktalarda, yulduz klasterlarida, galaktikalar klasterlarida va superklasterlarida ko'plab qiziqarli ob'yektlar ham mavjud. Ular orasida qizil gigantlar, oq mittilar, neytron yulduzlar, «nova» va «supernove» deb ataluvchi yulduzlarning portlashi va hattoki yorug'lik ham chiqib ketolmagigan, gravitatsiyasi kuchli bo'lgan qora o'ralar bizga ma'lum.



355 - rasm. «Carina» yulduz turkumida joylashgan gazsimon tumanlik. Bizdan taxminan 9000 y.y. uzoqlikda



356 - rasm. Galaktikalarning rasmlari, (a) Hydra yulduzlar turkumlaridagi spiral galaktikalar, (b) Ikkita galaktika: kattaroq va dramatikrog'i mashhur Whirlpool galaktikasi, (c) (b)dagi galaktikaning infraqizil tashviri ("yasama" ranglarda berilgan), bu yerda spiral galaktikaning (b) rasmda ko'rinmay qolgan "yenglari" ham ko'rsatilgan; har hil ranglar har xil intensivliklarga to'g'ri keladi. Ko'rinuvchi nurlar galarikalararo "changlar" da infraqizil nurlarga nisbatan ko'proq yutiladi va sochiladi, shuning uchun infraqizil nurlar aniqroq tasvir beradi

Bundan tashqari, Yerga elektromagnit to'liqlar ham yetib keladi, ammo ular nuqtavuy yorug'lik manbalaridan chiqmaydi: ayniqsa muhim tomoni shundaki, mikroto'liqlik nurlanish foni koinotning barcha yo'nalishlarida bir hil.

Nihoyat, uzoq galaktikalar markazlarida o'ta yorqin nuqtaviy yorug'lik manbalari bo'lgan faol galaktika yadrolari (FGY) ham mavjud. FGYlarning eng ta'sirchan ko'rinishi

yorqinligi katta bo'lgan kvazarlardir ("kvazyulduz" yoki "yulduzga o'xshash ob'yektlar"). Ularning yorug'liklari galaktika markazlarida joylashgan gigant qora o'ralar orqali o'tib keladi.

159 - §. Yulduz evolyutsiyasi: yulduzlarning tug'ilishi va o'lishi, yadro sintezi

Agar, biz yulduzlarni har kuni tungi ochiq osmonda kuzatadigan bo'lsak, u holda ularni har kuni bitta nuqtada ayni joyda paydo bo'lishini ko'ramiz. Haqiqatan ham, yulduzlarning katta qismi (nova, supernova va ayrim o'zgaruvchan yulduzlardan tashqari) inson hayoti davomida vaziyatini juda kam o'zgartiradi. Garchi yulduzlarni bir-biriga nisbatan harakatda bo'ladi deb hisoblasak, ularning harakatini aytarli aniqlikda qayd qilish mumkin. Yulduzlarning qo'shni yulduzlarga nisbatan tezliklari yuzlab $km/soat$ bo'lishi mumkin, lekin ulargacha masofaning juda kattaligidan faqatgina katta aniqlikdagi o'lchashlardagina qayd qilish mumkin. Yulduzlarning nurlanish energiyasining va ularning bizdan uzoqligining har xilligi hisobiga ularning yorqinliklari ham har xildir.

Yulduzlarning yoritilganligi va ravshanliklari

Har bir yulduzning yoki galaktikaning o'ziga xos yorituvchanligi (L – *Vat*larda o'chanadigan umumiy nurlanish quvvati) mavjud. Shuningdek, ravshanlikni – Yerga yetib kelayotgan yorug'lik trayektoriyasiga perpendikulyar birlik yuzadan kesib o'tayotgan quvvat deb hisoblash kerak. Fazoda nurlarning yutilishini hisobga olmagan holda, energiya saqlanishini quyidagicha deb hisoblaymiz: agar Yerdan yulduzgacha masofani d deb olsak, yulduzdan chiqib d masofa bosib o'tgan nurlarning to'la quvvati L ga teng bo'ladi (Yerdagi birlik yuzaga mos keladigan quvvat).

Qo'shni yulduzlarni sinchkovlik bilan o'rganish ularning yorqinliklari massalariga bog'liq ekanligini ko'rsatadi: og'ir yulduzlar katta yorqinliklarga ega. Yulduzlarning yana bir muhim parametrlaridan biri bu ularning sirtidagi temperaturasi. Uni biz yulduzlardan kelayotgan elektromagnit to'lqinlar spektiga qarab aniqlay olamiz. Spektir chastotasi pastroq (to'lqin uzunligi kattaroq, qizil nurlar to'qin uzunliklari) tomonga siljishi, uning temperaturasi kamayganligini ko'rsatadi, yoki aksincha. Bu munosabatni Vinning siljish qonuni orqali toppish mumkin: qora jism nurlanishidagi maksimum λ_p uning Kelvinlardagi temperaturasi teskari proporsionaldir, yani $\lambda_p T = 2.9 \cdot 10^{-3} mK$. Odatiy yulduzlarning sirt temperaturasi $3000K$ (rangi qizg'ish) dan $50.000K$ (ultrabinafsha) oralig'ida bo'ladi.

160 - §. Yulduz evolutsiyasi: Yadro sintez

Nima uchun qizil gigantlar, oq mittilar va boshqa ketma - ketlikdagi yulduzlarga o'xshagan turli-tuman yulduzlar mavjud? Ular dastlab xuddi shunday paydo bo'lganmi? Yoki turli tipdagi yulduzlarning har biri hayot sikli davomida har xil yoshda bo'lishi mumkinmi? Bugungi kunda astronom va astrofiziklar ikkinchi tushuncha to'g'riligiga ishonch hosil qilmoqdalar. Ammo shuni ta'kidlash joizki, istalgan yulduz yashash davrining juda kichik qismini ham yashashga imkonimiz yo'q, chunki ular million yoki milliard yil yashaydilar. Shunday bo'lsa-da, yulduzning tug'ulishidan o'lishigacha bo'lgan evolyutsiyasi jarayoniga bir nazar solishimiz mumkin.

Gravitatsiyaning tortishish kuchi sababli gaz bulutlarining (asosan, vododrod gazlari) qisqarishi hisobiga yulduzlar paydo bo'ladi, deb hisoblanadi. Ulkan gaz buluti ko'plab mayda massa qismlariga bo'linishi mumkin va har bir massa zichligi atrofidagi nuqtalarning zichligidan kattaroq bo'lgan joyga to'planadi. Bunday turdagi "pufakchalarning" hosil bo'lishi bilanoq, gravitatsiya har bir pufakchani massa markazi tomon siqilishiga sabab bo'ladi. Bunday *protoyulduzning* (yulduzning yulduz bo'lib shakllanishidan avval yuzaga keladigan tuzilishi) zarrachalari markazga tomon tezlashganligi sababli ularning kinetik energiyalari oshib boradi, yetarlicha katta qiymatga erishganda, musbat zaryadlar o'rtasida vujudga keladigan Kulon itarishish kuchlari barcha vodorod yadrolarini ma'lum masofada ushlab turish va yadro reaksiyalarini amalga oshishi uchun yetarlicha kuchli bo'ladi.

Quyoshga o'xshash yulduzda, vododrod sintezi⁵ (ba'zan "yonish" deb nomlanadi) 1 ta proton - proton bog'lanish yordamida sodir bo'ladi, ya'ni to'rtta proton yonib geliy yadrosi gamma chaqnashlar, positronlar va neytronlar bilan birgalikda vujudga keladilar:

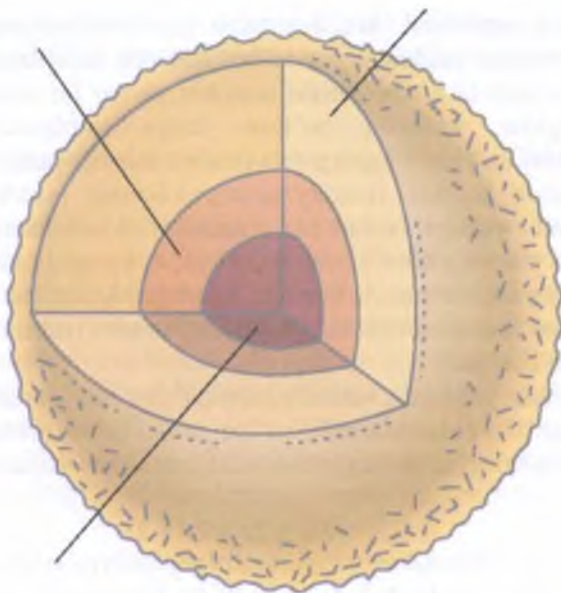


Bunday reaksiyalar sodir bo'lishida o'rtacha $1keV$ li kinetik energiyaga mos keluvchi taxminan $10^7 K$ temperatura talab qilinadi. Ko'pgina massivroq yulduzlarda, uglerod sikli xuddi shu hodisani yuzaga keltiradi: to'rtta vodorod H atomi geliy atomini He hosil qiladi. Sintez reaksiyalari asosan yulduzning yadrosida sodir bo'ladi. Yadro markazida, temperatura T $10^7 - 10^8 K$ tartibida bo'lishi mumkin. (Yuza temperaturasi bir necha ming kelvin atrofida, bu esa markazga nisbatan juda ham kichik.) Sintez reaksiyasi natijasida g'oyat katta energiya ajraladi va bu o'z navbatida gravitatsion siqilishga yetarlicha tenglasha oladigan va tashqariga yo'nalgan ichki bosimni vujudga keltiradi. Endilikda yosh yulduz sifatida qaraladigan protoyulduz bosh ketma-ketlikni barqarorlashtiradi. Yulduzning bosh ketma - ketlikdagi aniq joylashgan o'rni uning massasiga bog'liq.

Quyushdan bosh ketma - ketlikdagi yulduzlar tarkibiga kirishi uchun taxminan 30 *million yil* talab qilingandir, lekin quyosh keyingi 10 *milliard* (10^{10}) yil davomida bosh ketma - ketlikning a'zosi bo'lib qolaveradi. Ko'pchilik yulduzlarning yoshi milliard yil bo'lishiga qaramasdan, dalillar hozirgi kunda ham yulduzlar tug'ilayotganligidan dalolat bermoqda. Og'ir yulduzlarning temperaturasi ancha yuqori va kulon kuchlarining tezda bartaraf bo'lishligi sababli bu yulduzlar kamroq yashaydi, ya'ni tezda yonib tugaydi. Bizning quyosh bosh ketma - ketlikdagi yulduzga aylanishi uchun 10^{10} *yil* kerak, lekin 10 marta og'irroq bo'lgan yulduz uchun atigi 10^7 *yil* kifoya qilishi mumkin.

Vodorod atomlari birlashib geliy atomini hosil bo'lishi sababli, hosil bo'lgan geliy zichroq bo'ladi va o'zi tug'ilgan yadroda to'planadi. Geliy yadrosi ortib borishi bilan vodorod uning atrofidagi qobiqda sintezlana boshlaydi (*357-rasm*). Yadro ichidagi sintezlanayotgan vodorodlarning soni kamayib borishi bilan, markazda energiya ajralishi ham kamayadi va tashqaridan siqadigan ulkan gravitatsiya kuchlariga qarshilik ko'rsata

⁵ Sintez ma'nosini anglatuvchi «yonish» so'zi qo'shtirnoq ichiga olingan, chunki yuqori temperaturali sintez (yonish) reaksiyalari yadroviy jarayon orqali sodir bo'ladi. Shuning uchun bu "yonish" ximik reaksiya hisoblanuvchi va atom darajasida sodir bo'luvchi (juda past temperaturada) havodagi oddiy yonishdan (aytayik: qog'oz, yog'och yoki ko'mir) tubdan farq qiladi.

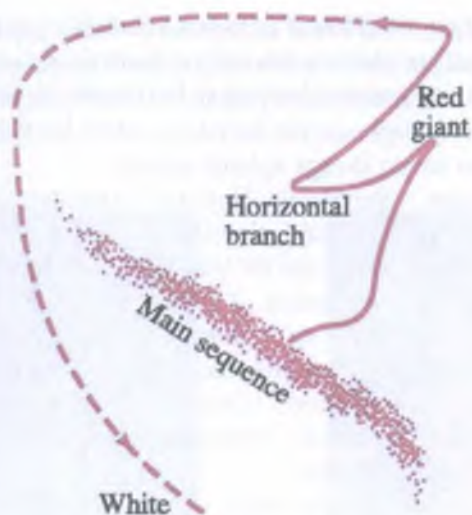


357- rasm. “Sintezlanuvchi” vodorod qobig‘i (geliy hosil bo‘lishi uchun) markazda yangi hosil bo‘lgan geliylarning atrofini qurshab oladi

olmay qoladi. Natijada, temperaturaning ortib borishi sababli yadro atrofidagi vodorod juda tez suratda sintezlanadi, bu esa o‘z navbatida yulduz tashqi qobig‘ining kengayib borishiga va sekin-asta sovishiga sabab bo‘ladi. Sovugan tashqi qatlam temperaturasi to‘lqin uzunligi katta bo‘lgan (qizg‘ish) yorug‘lik spektrlarini yuzaga keltiradi.

Bu jarayon istalgan yulduz evolyutsiyasidagi yangi qadamdir. Yulduzning hajmi kattalashib qizil tusga kira boshlaydi va yorqinroq bo‘ladi. Bu uning bosh ketma - ketlikni tark etayotganidan dalolat beradi va 358 - rasmda ko‘rsatilgan diagrammaning o‘ng tomonidagi yuqori qismi tomon siljiydi va qizil gigantlar safiga qo‘shiladi. Shuning uchun, mavjud nazariya qizil gigantlarning paydo bo‘lishini yulduz evolyutsiyasidagi tabiiy qadam sifatida tushuntiriladi. Misol uchun, bizning quyosh 41 milliard yildan buyon bosh ketma-ketlikdagi yulduzlar safida turibdi. Shuni ta’kidlash joizki, quyosh katta ehtimollik bilan yana 5 yoki 6 milliard yil shu bosqichda qoladi. Quyosh bosh ketma - ketlikni tark etganda, uning diametri 100 barobar yoki undan ham ko‘p marta (qizil gigant bo‘lish bosqichida) kattalashishi kuzatilishi mumkin. Hajmining bu tartibda ortishi natijasida quyoshga yaqin bo‘lgan planetalar Merkuriy, Venera va hatto Yer ham qizib turgan ulkan sharning domiga g‘arq bo‘ladi.

Agar, yulduz bizning quyoshga o‘xshagan yoki kattaroq yulduz bo‘lsa, undagi yadro sintez jarayoni uzoq vaqt davom etadi. Yulduzning tashqi qatlami kengayib borishi asosida, uning yadrosi kichrayishda va yonishda davom etadi. Temperatura $10^8 K$ ga yetganida hatto geliy yadrolari, o‘zining ulkan zaryadiga va elektr qarshilik kuchiga ega bo‘lishiga qaramasdan, sintez reaksiysi amalga oshishi uchun yetarli darajada bir - biriga yaqin keladi.



358 - rasm. Gertsshprut-Rassel diagrammada tasvirlangan Quyoshga o'xshash yulduzning evolyutsion izi

Geliyning bu tartibda sintezlanishi Gertsshprut - Rassel diagrammaning (358 - rasm) "gorizontal qismi" bo'ylab tez suratda ko'chib borayotgan yulduzning o'zgarishiga sabab bo'ladi va geliy uglerod bilan birgalikda kislorod hosil bo'ladigan uzoq sintezlanuvchi reaksiyalar sodir bo'lishiga olib keladi. *Ne* yoki *Mg* elementlariga o'xshash og'ir *Z* elementlar massiv yulduzlarda amalga oshgan sintez reaksiyalar natijasi o'laroq hosil bo'ladi. Og'ir yadrolardan engil yadrolarning ajralish (yoki *Z* og'ir elementlarda sodir bo'ladigan neytronlarning yutulishi orqali) jarayoniga yadrosintez jarayoni deb nomlanadi.

161 - §. Kichik massali yulduzlar – Oq mittilar

Yulduzning so'nggi qismati uning massasiga bog'liq. Yulduzlar tashqi qobig'ining ochiq fazoga sochilishi vaqtida, o'z massalarining ma'lum qismini yuqotishi mumkin. Taxminan 8 quyosh massasidan kichik massa bilan tug'ilgan yulduzlarning qismati 1.4 quyosh massasidan kichik massagacha o'z poyoniga yetadi. Qoldiq 1.4 quyosh massasi Chandrasekar limiti hisoblanadi. Massasi shu limitdan kichik yulduzlar uchun, yadrolar o'rtasida mavjud bo'lgan Kulon itarish kuchlarining yetarlicha katta bo'lganligi sababli termoyadro energiyasi ajralmaydi. Bunday turdagi "kichik massa"li yulduzning yadrosi (haqiqiy massasi 8 quyosh massasiga teng) gravitatsiya bilan o'zaro muvozanatda bo'ladi. Yulduzning tashqi qobig'i yana kengayadi va hatto yorqinroq va kattaroq qizil gigantga aylanadi (358 - rasm). Bu jarayon oxirida, tashqi qobiqlar ochiq fazo tomon tarqaladi, provardida yulduzning hosil bo'lgan yangi yuzasi avvalgidan ham ancha issiqroq bo'lib qoladi va u Gertsshprut-Rassel diagrammada (358 - rasmdagi gorizontal uzuq chiziq) chap tomonga siljiydi. Yulduz markazi qisqarib borishi bilan, yulduz soviy boshlaydi va mos ravishda 358 - rasmning chap tomonida tasvirlangan uzuq chiziq bo'ylab pastga siljib borishi davomidagi oq mittiga aylanadi. Quyosh massasiga teng bo'lgan oq mitti yulduz Yer hajmiga teng bo'lgan hajmga ega bo'lishi mumkin. Oq mitti yulduzlar elektronlar bilan to'lib boradigan sath tomon siqilib boradi ammo bu siqilish uzoq vaqt davom etmaydi,

chunki Pauli prinsipiga asosan bitta kvant sathida ko'pi bilan faqat ikkita elektron mavjud bo'la oladi. Bu sathdagi aynigan elektron bosimi yulduzni tashqi siqilishdan himoya qiladi. Oq mitti radiatsiya orqali ichki energiyasini yuqota boshlaydi, bu esa uning temperaturasini kamayishiga, qolaversa, yorqinligi susayib borishiga sabab bo'ladi. Oxir-oqibat juda zich moddalardan tashkil topgan sovuq jismga aylanib qoladi.

Og'ir massali yulduzlar – Supernova, Neytron Yulduzlar, Qora O'ralar massalari 8 quyosh massasidan katta massaga ega yulduzlarning qismati biroz boshqa ssenariy bo'yicha amalga oshadi. Bunday ulkan massaga ega bo'lgan yulduzlar gravitatsiya ta'sirida siqilishi va hatto, uzoq vaqt chaqnaq turishi mumkin. $T \sim 3$ yoki $4 \cdot 10^9 K$ temperaturalar sharoitida ^{56}Fe va ^{60}Ni og'ir yadrolariga o'xshash og'ir yadro hosil bo'lishi mumkin. Ammo bu kabi yulduzlarda sintezlanish orqali yengil yadrolardan o'gir yadrolarni hosil bo'lishi to'xtaydi. Ma'lumki, har bitta yadroga mos keluvchi o'rtacha ajlashish energiyasi 60 dan kattaroq bo'lgan A uchun kamayishni boshlaydi. Sintezlanishning uzoq davom etishi energiya ajratishdan ko'ra, uni ko'proq talab qiladi.

$10^9 K$ dan ham yuqori temperaturalarda, yuqori-energiyali to'qnashuvlar temir va nikel yadrolarining geliy (He) yadrolariga va pirovardida proton va neytronlarga bo'linishiga olib kelishi mumkin:



Bunday turdagi reaksiyalar – energiya sarflaydigan (endotermik) reaksiyalar hisoblanadi, yani asosiy enegiyani yadrodan o'g'irlash evaziga gravitatsion siqilishga ko'maklashadi. Bu esa o'z navbatida elektron va protonlarning o'zaro birlashib neytronlarni hosil qilishga undaydi:



Bu kabi reaksiyalarning natijasida, yulduz yadrosidagi bosim kutulmaganda pasayib ketadi. Katta gravitatsiya kuchlari ta'sirida yulduz yadrosi buzulishga uchraganda, ulkan massali yulduz deyarli faqat netronlardan tashkil topgan yetarlicha katta yadroga ayalanadi. Yulduzning hajmi elektronlar uchun qo'llaniladigan prinsipga asoslanmaydi, balki aynigan neytron bosimi evaziga o'zgara oladi va shu bilan bir qatorda yulduz juda zich neytron yulduzga aylanishi uchun tez suratda siqiladi. Neytron yulduzining markazi siqilishi natijasida undagi barcha neytronlar bir - biriga xuddi atom yadrosining ichidagi kabi yaqin keladi, natijada uning zichligi Yerdagi normal qattiq va suyuq jismlarning zichligidan 10^{14} tartibida katta bo'lgan zichlikka ega bo'ladi. Bunday zichlikka ega modda massasi milliard tonnalarda ifodalanadi. 1.5 quyosh massasi tartibidagi neytron yulduzning diametri atigi 20km atrofida bo'ladi (avvalgi sahifada eslatilgandek, bu qiymatni 1 quyosh massasiga va taxminan $\approx 10^4 km$ diametrga ega oq mitti yulduz bilan solishtirish mumkin).

Massiv yulduz yadrosining qisqarishi gravitatsion potensial energiyaning kamayishini anglatadi. Bu energiya qanday bo'lsa ham ajralib chiqadi. Haqiqatda, 1930-yillarda ilgari surilgan g'oyaga binoan neytron yulduz hosil bo'lishidagi yadro siqilishining eng so'ngi bosqichida, supernova sifatida ma'lum bo'lgan dahshatli portlash sodir bo'lishi mumkin. Yuqori energiyani ajralishi (359 - rasm) davriy jadvaldagi deyarli barcha

elementlarni hosil qiladi va yulduzning tashqi to‘la qobig‘ini portlatib ochiq fazoga tarqatib yuboradi. Yerdagi va quyosh tizimida og‘ir elementlarning mavjudligi bizning quyosh tizimimiz o‘ta yangi yulduzlar (supernova) portlashlarining qoldiqlaridan tashkil topganligi xulosa qilinadi.



a)



b)

359 - rasm. 1987-yilda (SN1987A) raqamli o‘ta yangi

yulduzning portlashi natijasida hosil bo‘lgan kamon shaklida tasvirlangan yulduz (a). Yorqin dog‘ (b) ulkan hajmdagi energiya ajralishini bildiradi, lekin uning fizikaviy miqdorini tasvirlamaydi

Nikeldan (Ni) ham og‘irroq elementlarning o‘ta yangi yulduzlarning portlashida neytronni yutish orqali hosil bo‘lishligi e‘tiborga olinadi. Yadro reaksiyalaridan hosil bo‘lgan katta sondagi erkin neytronlar o‘ta birlashgan yulduzlarning ichida mavjud va ular tezda temir $^{56}_{26}Fe$ yadrolari

bilan birlashib temir $^{59}_{26}Fe$ izotopini (agar uchtasi yutilsa) hosil qiladi, buning o‘zi esa kobalt

$^{59}_{27}Co$ elementiga parchalandi. $^{59}_{27}Co$ neytronlarni yutadi va uning o‘zi ham beta zarracha orqali yuqori Z elementlarga parchalanishda davom etadi va neytronlarga aylanadi.

Neyron yulduzning so‘ngi qismati uning massasiga bog‘liq bo‘ladi. Uning oxirgi massasi uch quyosh massasidan kichik bo‘lsa, neytron yulduzining keyingi evolyutsiyasi oq mittiga o‘xshash deb hisoblanadi. Agar, massa yuqorida keltirilgan massadan ancha katta bo‘lsa (haqiqiy massasi 40 quyosh massasiga teng), neytron yulduzi hatto aynigan neytron bo‘lishiga qaramasdan gravitatsiya ta‘sirida inqirozga uchraydi. Natijada, gravitatsiya hatto uning ta‘siridan yorug‘lik ham chiqib keta olmas darajada kuchli bo‘ladi va neytron yulduzi ham bu gravitatsiya kuchi ta‘sirida qoladi. Demak, radiatsiya ham bu yulduzni tark etolmaganligidan biz uni ko‘rmaymiz, pirovardida u qora jismligicha qoladi. Uning atrofidan o‘tayotgan biror bir ob‘yekt uning kuchli gravitatsiyasi ta‘siriga uchraydi, lekin juda yaqin

kelganda unga tortiladi va hech qachon uni tark eta olmaydi. Bunday ob'yekt qora o'ra hisoblanadi.

162 - §. Yangi yulduz va o'ta yangi yulduzlar

Yangi yulduz lotin tilidan olingan bo'lib "yangi" degan ma'noni bildiradi) yorqinligi kuchsiz yulduzlar hisoblanadi va so'nishidan avvalgi bir ikki oyda oshadi. Yangi yulduz – bu yaqin hamrohidan massa oladigan (bitta orbitada harakatlanuvchi qo'shaloq yulduzlar tizimi) kuchsiz oq mitti yulduzdir. Vodorodning bunday yo'l bilan to'plangan massasi taxminan bir necha hafta ichida tez suratda geliyga aylandi. Yangi yulduzlar (balki barcha yangi yulduzlar) davriy yulduzlar hisoblanadi, ya'ni ularning yorqin portlashi bir necha yildan so'ng takrorlanishi mumkin.

O'ta yangi yulduzlar ham qisqa portlovchi hodisadir, lekin ulardan yangi yulduzga nisbatan million marta ko'p energiya ajralib chiqadi va ularning yorqinligi ham bizning quyoshga nisbatan 1010 marta katta bo'lishi mumkin. Ularning ravshanligi ular joylashgan galaktikaning ravshanligidan ham ustunroq bo'ladi, ammo ularning ravshanligi faqat bir necha kun yoki hafta davom etadi xolos. Ular bir necha oy davomida sekinlik bilan so'nib boradi. O'ta yangi yulduzlar, yuqorida bayon qilinganidek, yadro siqilishi natijasida neytron yulduzga aylanadi. (359 - rasmga qarang).

Ia turidagi o'ta yangi yulduzlar bir - biridan farq qiladi. Ularning barchasi deyarli bir xil yorqinlikka egadek ko'rinadi. Bu kabi o'ta yangi yulduzlar xuddi yangi yulduzga o'xshab ketadi va qo'shaloq yulduz tizimi deb hisoblanadi, ya'ni yaqin qo'shnisidan massa oladigan oq mitti shu qo'shaloq yulduz tizimidagi yulduzlarning biridir. Massasi kattarog'idan massa olishi natijasida, umumiy massasi 1.4 quyosh massasiga teng bo'lgan Chandrasekarning *massa chegarasiga* qadar yetib boradi. Oq mittini butunlay yo'q qilishga qodir yadro zanjir reaksiyasi "termoyadro reaksiyasi" orqali o'ta yorqin yulduz "oq-mitti" sifatida portlaydi. Ia turidagi o'ta yangi yulduzlar "doimiy shamlar" sifatida qorong'i osmonda masofani aniqlash uchun juda foydali hisoblanadi.

163 - §. Umumiy nisbiylik nazariyasi: Gravitatsiya va fazoning egriligi

Biz shuni guvohi bo'ldikki, yulduzlarda sodir bo'ladigan jarayonlarda gravitatsiya kuchi o'ta muhim vazifani bajarar ekan. Gravitatsiya shu bilan birga koinotning to'liq evolyutsiysi uchun ham juda muhim hisoblanadi. Gravitatsiya tabiatda mavjud to'rtta kuchlarning biri bo'lishidan tashqari, koinotda quyidagi ustivor vazifalarni bajaradi: (1) u keng qamrovli va (2) tortuvchi xususiyatlarga ega ekanligi. Kuchli va kuchsiz yadro kuchlari faqat qisqa masofalarda, ya'ni yadrolarning o'lchami tartibida o'z ta'siriga ega. Shuning uchun, ular astronomik masofalarda o'z ta'sirini butunlay yuqotadi. Elektromagnit kuchlar gravitatsiyaga o'xshab olis masofalargacha o'z ta'sirini o'tkazadi, hamda tortuvchi va itaruvchi xususiyatlarga ega bo'ladi. Koinot sof elektr zaryadga ega bo'lgan ulkan hududlarni o'z ichiga olmaganligi sababli, katta hajmlarda ta'sir etadigan kuchlarni hosil qilmaydi. Lekin gravitatsiya barcha massalar o'rtasida faqat *tortuvchi* kuch sifatida o'zini namoyon qiladi va koinotda ulkan hajmdagi massa toplanishiga sabab bo'ladi. Nyuton o'zining butun olam tortishish qonunida ta'kidlangan gravitatsiya kuchi Eyneshteyn tomonidan takomillashtirilgan. O'zining umumiy nisbiylik nazariyasida, Eynshteyn

hozirgi kunda kosmologik dinamikaning asosini tashkil qilgan gravitatsiya nazariyasini rivojlantirdi.

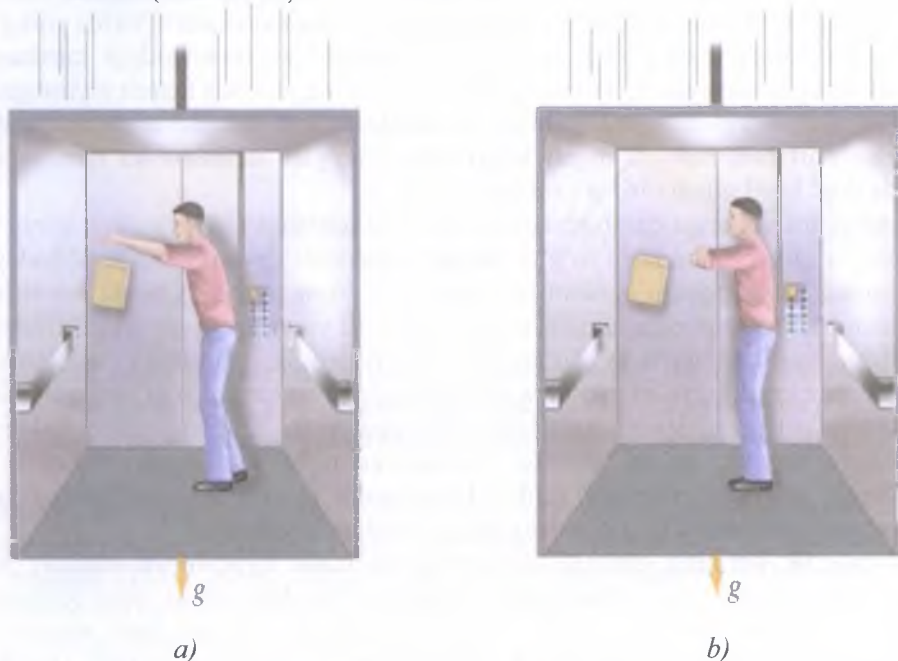
Maxsus nisbiylik nazariyasida, Eyneshteyn xulosasiga ko'ra, kuzatuvchi uchun berilgan sanoq tizimida jismlarning tinch turishi yoki to'g'ri chiziq bo'ylab o'zgarmas tezlik bilan harakat qilishini o'lchash-dan boshqa yo'li yo'q. Shuning uchun fizika qonunlari barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil kechadi. Ammo harakatning umumiyroq ko'rinishi tezlashayotgan sanoq tizimlarida qanday kechadi?

Eyneshteyn o'zining umumiy nisbiylik nazariyasida tezlanish bilan harakatlanuvchi sanoq tizimi muammosiga yechim topadi va shu bilan birga gravitatsiya nazariyasini ham rivojlantiradi. Umumiy nisbiylik nazariyasi barcha holatlarni inobatga olishi sababli uning matematik apparati o'ta murakkabdir.

Eyneshteynning ekvivalentlik prinsipidan boshlaymiz, bu prinsipga ko'ra hech qanday tajriba bir jinsli gravitatsion maydon va unga ekvivalent bir jinsli tezlanish o'rtasidagi farqni ajrata olmaydi.

Agar, kuzatuvchilar o'larini tezlashayotganliklarini sezganlarida edi, ular haqiqatda gravitatsion maydon ta'sirini sezmagaliklarini istalgan tajriba yordamida isbotlay olmagan bo'lardilar. Aks holda, haqiqatda tezlanish bilan harakatlanayotgan vaqtda biz gravitatsiya tomonidan tortilyapmiz deb, o'ylashimiz mumkin.

Yerning sirti yaqinida erkin tushayotgan liftdagi odamni tasavvur qilaylik. Agar, liftdagi odam qo'liga kitobni olib keyin tashlab yuborsa, qanday hodisa sodir bo'ladi? Lift, uning ichidagi odam va tashlab yuborilgan kitob gravitatsiya ta'sirida bir xil tezlanish ($g = 9.8 \text{ m/s}^2$) bilan tushadi. Natijada, kitob liftdagi odamning o'ng tomonida havoda muallaq qolishi kerak bo'ladi (360 - rasm).



360- rasm. Liftda gravitatsiya ta'sirida erkin tushush, (a) kitob tashlab yuborildi; (b) tashlab yuborilgan kitob muallaq turibdi; (b) - (a) ning biroz vaqtdan keyingi holati

Bu natija xuddi sanoq tizimi tinch turgandagi va hech qanday kuchlarning ta'siri bo'lmagandagi kabi bir xil bo'ladi. Boshqa tomondan, agar, lift gravitatsion maydon nolga teng bo'lgan fazoda joylashganida edi, tashlangan kitob xuddi 360-rasmdagi harakatga o'xshab havoda muallaq suzib yurgan bo'lar edi. Keyingi holatda, agar lift (tashqarida) 9.8 m/s^2 bilan yuqoriga harakatlantirilsa (raketa yordamida), kitob xuddi Yerning sirtidagi gravitatsiya ta'siri kabi 9.8 m/s^2 tezlanish bilan liftning poliga tushadi. Ekvivalentlik prinsipiga ko'ra, kuzatuvchi kitobni liftning yuqoriga tomon tezlanish bilan harakatlanganligi sababli yoki lift tinch turgan paytda pastga toman yo'nalgan gravitatsion maydon sababli tushganligini ajrata olmaydi. Bu ikki tushuncha bir - biriga ekvivalent.

Ekvivalentlik prinsipi ikki xil massa tushunchasi bilan chambarchas bog'liq. Nyutonning ikkinchi qonunida ($F = ma$) keltirilgan massa inersial massa sifatida nazarda tutiladi. Inersial massa istalgan turdagi kuchga "qarshilik" bildiradi deb aytishimiz mumkin. Ikkinchi turdagi massa bu – gravitatsion massadir. Bir jism gravitatsion kuch ta'sirida boshqasini o'ziga tortadi (Nyutonning butun olam tortishish qonuniga asosan, $F = Gm_1m_2/r^2$), kuchning kattaligi ikkita jismning gravitatsion massalariga to'g'ri proporsional.

Bu esa elektr zaryadlariga to'g'ri proporsional bo'lgan ikki zaryad o'rtasidagi Kulon kuchiga juda ham o'xshaydi. Elektr zaryadi inersial massaga bog'liq emas, shu sababli nima uchun zaryadning gravitatsion massasini (gravitatsion zaryad deb ham qarash mumkin) inersial massaga bog'liq deb hisoblashimiz kerak? Har doim ularni bir xil deb hisoblab keldik. Nima uchun? Chunki hech qaysi bir hatto yuqori aniqlikka ega bo'lgan tajriba ham inersial va gravitatsion massalar orasidagi istalgan farqni aniqlash imkoniga ega emas. (Misol uchun, havoning qarshiligi bo'lmaganda, barcha ob'yektlar yerga bir xil g tezlanish bilan tushar edi). Bu esa – ekvivalentlik prinsipini boshqacha ifodalanishidir.

Ekvivalentlik prinsipi massiv ob'yekt orqali gravitatsion kuch ta'sirida yorug'likning sinishini ko'rsatish uchun ham qo'llaniladi. Boshqa bir tasavvurdagi tajribani qarab chiqaylik: lift gravitatsiyaning ta'siri e'tiborga olinmaydigan erkin fazoda joylashgan. Agar yorug'lik nuri, o'zgarmas tezlik bilan harakatlanyotgan lift devoriga mahkamlangan manbadan nurlansa, nur lift orqali to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi va qarama - qarshi tomonda dog' hosil qiladi (361 a - rasm).

Agar, lift yuqoriga qarab tezlanish bilan harakatlansa (361b- rasm), yorug'lik nuri tinch turgan sanoq tizimida to'g'ri chiziqli harakatini davom ettiradi. Shunday bo'lsa ham nurning pastga tomon egrilanishi kuzatiladi. Nima uchun? Chunki nur liftning bir tomonidan boshqa tomoniga tarqalishi davomida, lift yuqoriga yorug'likka nisbatan ortib borayotgan vertikal tezlikda ko'tariladi. Ekvivalentlik prinsipiga asoslanib shuni ta'kidlashimiz kerakki, ya'ni yuqoriga tezlanish bilan harakatlanuvchi sanoq tizimi pastga tomon yo'nalgan gravitatsion maydonga ekvivalent ekan. Shuning uchun 361 b-rasmda gravitatsion maydon ta'siri asosida yuzaga keluvchi egrilangan yorug'lik nurini kuzatishimiz mumkin. Shunday qilib, ekvivalentlik prinsipidan gravitatsiya yorug'lik nuriga o'z ta'sirini va uni to'g'ri chiziqdan og'dirishini kuzatamiz!

Yorug'lik nurining gravitatsiya ta'siriga uchrashi Eyneshteyn umumiy nisbiylik nazariyasining asosiy muhim bashorati hisoblanadi. Shu bilan birga, buni tekshirish ham mumkin. Yurug'lik nurining to'g'ri chiziqdan og'adigan qiymati hatto massiv ob'yekt atrofidan o'tsa ham juda kichik bo'ladi. (Misol uchun, nur Yerning atrofida 1 km masofani o'tganida, uning qiymati bor - yo'g'i 10^{-10} m ga kamayadi, bu esa kichik atomning diametriga teng demakdir).



a)



b)

361- rasm. (a) Yorug'lik nurining tinch turgan liftda to'g'ri chiziq bo'ylab harakati. (b) Yorug'lik nurining tezlanish bilan harakatlanuvchi liftdagi kuzatuvchiga nisbatan egrilanishi



(a)



(b)

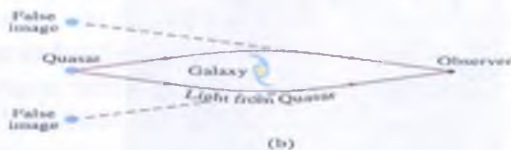
362 - rasm. (a) Yerdan kuzatilgan osmondagi ikkita yulduz, (b) Agar, ikki yulduzning biridan kealayotgan yorug'lik Quyosh atrofidan o'tsa, yulduz o'zi joylashgan o'rnidan ham yuqoriroqda joylashib qoladi (yorug'lik nurining egrilanishi hisobiga)

Bizning atrofimizdagi massiv ob'yekt bu – Quyoshdir, uning sirtidan uzoqdagi yulduzdan kelayotgan nurning $1.75''$ arc sekundgacha (juda kichik, lekin o'lchanadigan) sinishi topilgan (362 - rasm). Biroq bunday o'lchamga faqatgina Quyoshning to'liq tutulishi davomida erishish mumkin, natijada Quyoshning ulkan yorug'ligi uning yuzasidan o'tayotgan yulduz nurini to'sib qololmaydi.

Bunga xos bo'lgan tutulish 1919-yilda sodir bo'lgan va buni kuzatish uchun olimlar shimoliy Atlantikaga yo'l olishdi. Ularning yulduzlarni olgan suratlaridan, xuddi Eynshteyn aytganidek, siljish borligi aniqlandi. Gravitatsion siljishning boshqa misoli bu –

gravitatsion linzalardir (363 - rasmdan ko'rishingiz mumkin).

1600-yillarda matematik Ferma, optik hodisalarni, shu jumladan, qaytish, sinish va linza effektlarini oddiy prinsiplar orqali amalga oshirish mumkin deb hisobladi, ya'ni, bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga harakat qilayotgan nur har doim eng qisqa masofa bo'ylab harakatlanadi. Demak, gravitatsiya yorug'liq yo'lini egrilar ekan, u holda, gravitatsiya fazoning o'zini ham egrilaydi.

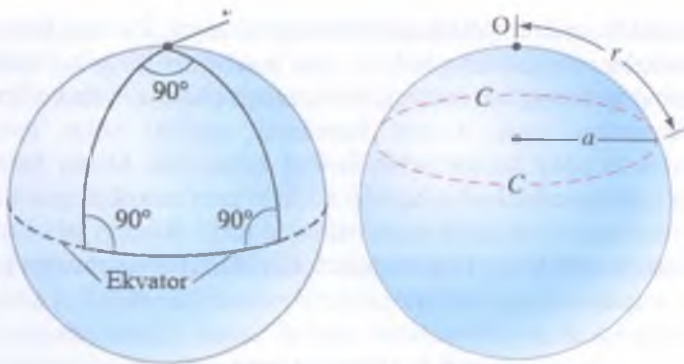


363- rasm. (a) Habbli teleskopida olingan, o'zida gravitatsion linzalanishni namoyon qiluvchi Eynshteyn xochi surati: markazdagi dog' nisbatan yaqin galaktika, qolganlari esa bu galaktika ortidagi kvazarlardir. (b) Bu sxemada kvazarlardan kelayotgan nurlarni markazdagi galaktika tomonidan qanday egrilanishi va to'rtta ko'rinish paydo qilishi tasvirlangan. (Agar galaktika va kvazarlarning shakli va bog'lanishi ideal holdagi sfera va to'g'ri bo'lganda edi, bu yerdagi tasvir doyira va atrofda kvazarlar galo ko'rinishida bo'lar edi). Bunday halqa Eynshteyn halqasi deb ataladi

Ya'ni fa'zoning egrilanishiga, gravitatsion massa sabab boladi. Darhaqiqat, fazoning egriligi, yoki aniqroq aytadigan bo'lsak, to'rt o'lchovli vaqt va fazo Eynshteynning umumiy nisbiylik nazariyasi asosini tashkil etadi. Fazoning egrilanishi deganda nima nazarda tutiladi? Buni tushunish uchun, biz yashayotgan fazoni Evklid fazosi, ya'ni tekis fazo deb tasavvur qilaylik. Evklid fazosida biz isbotsiz qabul qiladigan teorema va aksiomalar juda ko'p, masalan uchburchakning ichki burchaklari yig'indisi 180^0 ga teng. Fazoning egrilanishini ifodalovchi Noevklid geometriyasi ham matematiklar tomonidan ilgari suriladi. Uch o'lchovli egrilangan fazoning o'zini tasavvur qilish ancha qiyin, shunday ekan, to'rt o'lcho'vli vaqt - fazoning egrilanganligi haqida esa gapirmasa ham bo'ladi. U holda, fazoning egrilanganligini ikki o'lchovli sirt orqali tushunishga urinib ko'ramiz.

Masalan, sfera yuzasini qaraymiz. 364 - rasmdan ko'rinib turibdiki, har holda bu bizga uch o'chovli fazomizdan qaraganimizda egrilangan sirt bo'lib ko'rinadi. Ammo qanday qilib gipotetik ikki o'lchamli borliqning egrilanganligi yoki tekisligini aniqlash mumkin? Buning bitta usuli uchburchakning burchaklari yig'indisini hisoblashdir. Agar, sirt tekis bo'lsa, u holda, tekislik geometriyasidan bizga ma'lum bo'lganidek, burchaklar yig'indisi 180^0 ga teng. Fazo egrilangan holda, uchburchak o'lchami ham yetarlicha katta bo'lsa, uning burchaklari yig'indisi 180^0 ga teng bo'lmaydi.

Xuddi 364 - rasmdagidek egrilangan sirt uchburchak yasash uchun, tog'ri chiziqning ekvivalentidan foydalanamiz, ya'ni: ikki nuqta orasidagi eng qisqa masofa geodezik chiziq deb ataladi. Sfera sirtida geodezik chiziq, huddi Yer globusidagi ekvator kabi katta aylananing yoyidan iboratdir. 364 - rasmdagi katta uchburchakni qaraylik: uning ikkita uzun tomoni ekvatorni kesib o'tadi, uchunchi tomoni esa ekvatorning bir



364 - rasm. Ikki o'lovli sferik sirtida C aylana (qizil chiziq bilan) chizilgan

qismi hisoblanadi. Ikki tomonidagi chiziqlar ekvator bilan 90° li burchakni tashkil etadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, ichki burchaklar yig'indisi $90^\circ + 90^\circ + 90^\circ = 270^\circ$. Bu esa Evklid fazosi emasligi ayondir. Biroq ta'kidlash joyizki, agar, uchburchak o'lchami yetarlicha kichik bo'lsa, u tekis sirt kabi ko'rinadi, burchaklari deyarlik 180° ga teng bo'ladi. Ikki o'lovli sirtida uchburchak burchaklarining yig'indisi 180° dan oshmaydi.



365- rasm. Manfiy qiymatli egrilikka ega sirtga misol

Fazo egriligini hisoblashning boshqacha usuli r radiusini katta doyraning aylanasi uzunligi C ni topishdir. Tekis fazoda $C = 2\pi r$. Lekin 364 - rasmdagi ikki o'lovli sirtidan ko'rinib turibdiki, aylana uzunligi $2\pi r$ dan kichik. Uzunlik va radius orasidagi bog'liqlik $2\pi r$ dan kichik. Bunday sirt musbat qiymatli egrilikka ega deb ataladi. 365 - rasmdagi egarsimon sirtida aylana uzunligi $2\pi r$ dan katta, uchburchak burchaklari yig'indisi esa 180° dan kam. Bunday sirt esa manfiy qiymatli egrilikka ega sirt deyiladi.

164-§. Olamning egrilanishi

Bu borada biz yashayotgan fazo haqida nima deya olamiz? Katta masshtablarda (nafaqat katta massalar atrofida) koinotimizning egriligi qanday? U manfiy egrilikka egami yoki musbat, yoki tekis fazomi? Biz uni odatda Evklid fazosi kabi qabul qilamiz, ammo unutmashimiz kerakki, u qandaydir bizga sezilmaydigan egrilikka ega bo'lishi mumkin. Bu kosmologiyadagi juda muhim savol bo'lib, uni faqat aniq tajribalar orqali isbotlashimiz mumkin. Agar, koinot musbat egrilikka ega bo'lganida, u holda, u yopiq yoki chekli o'lchamga ega bo'lgan Koinot bo'lgan bo'lar edi. Ammo bu yulduzlar va galaktikalar bir

bo'shliqdagi fazoda bir joyda to'planib turishini anglatmaydi. Bunday koinotning chegarasi yo'q. Agar, zarrachalar to'g'ri chiziq bo'ylab, ma'lum yo'nalishda harakatlana olganlarida edi, u holda ularning boshlang'ich nuqtaga kelish vaqti cheksiz katta bo'lar edi.

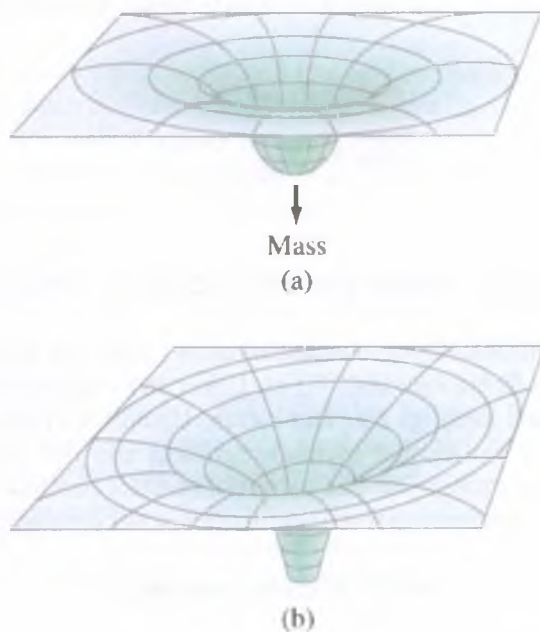
Boshqa tomondan, agar, koinot fazosining egriligi nolga teng yoki manfiy bo'lganida, u holda bunday koinot ochiq koinot bo'lar edi. Ochiq koinot esa, cheksiz bo'ladi: biroq so'nggi kuzatishlar boshqacha bo'lishi ham mumkinligini ko'rsatdi.

Hozirda koinotimiz juda katta masshtablarda tekis ekanligi isbotlangan. Haqiqatan bunday masshtablarda egrilikning juda ham kichikligidan, biz uni musbat yoki manfiy deya olmaymiz.

165-§. Qora tuynuklar

Eynshteynning umumiy nisbiylik nazariyasi (UNN)ga ko'ra massiv ob'yektlar atrofida fazo egrilanadi. Biz koinotni xuddi yupqa rezina sirtga o'xshatishimiz mumkin, bunda bu sirtida biror massiv jism qo'ysak, u 366 - rasmdagidek cho'ziladi.

Bu yerda massa shunchalik kattaki, u fazoning egrilanishiga sabab bo'ladi. Shunday qilib, biz UNNda kuchlarning ob'yektlarga qanday tasiri haqida emas, balki ob'yektlar va yorug'lik nurining egrilangan fazoda qanday harakatlanishi haqida gaplashamiz.



366 - rasm. (a) moddiy dunyo tomonidan egrilangan vaqt - fazoning modeli. (b) atrofidan o'tuvchi barcha ob'yektlarni yutadigan qora tuynukning modeli

Jismlar tinch holatda yoki sekin harakatlanayotganlarida xuddi 366a-rasmda ko'rsatilganidek, massiv jism atrofida geodezik chiziqlar bo'ylab harakatlanadilar. 366b-rasmda esa, qora tuynuk tomonidan hosil qilingan mavjud bo'lishi mumkin bo'lgan eng

katta egrilik tasvirlangan. Yuqorida aytilganidek, qora tuynuk shu qadar katta egrilikka ega bo‘ladiki, uni hatto yorug‘lik nuri ham tark eta olmaydi. Massiv ob‘yekt qora tuynukka aylinishi uchun u Shvarshil radiusi deb ataluvchi o‘lchamgacha kollapslanishi kerak.

$$R = \frac{2GM}{c^2}$$

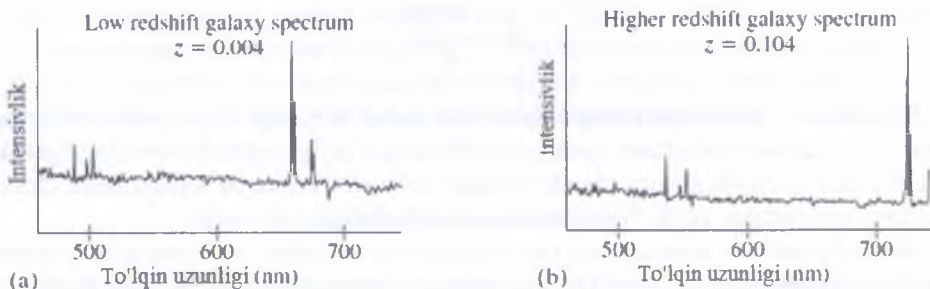
Bu yerda G – gravitatsiya doyimiyasi, c esa, yorug‘lik tezligi. Agar, yuqorida aytilgandek, ob‘yekt $r = 0$ gacha kollapslansa, cheksiz zichlikka ega bo‘lgan gravitatsion singularlik hosil bo‘ladi. Bu ta‘rif hozircha noaniq, chunki shunday holat ro‘y bersa, bu sohada kvant mexanikasi va gravitatsiya birlashishi kerak, biroq bunday nazariya hali mavjud emas.

Shvarshil radiusi, shuningdek, qora tuynukning voqealar gorizontini ham ifodalaydi. Voqealar gorizonti deganda, u yerdan nurlanadigan signallar mavjud bo‘lmaydigan va bizga hech qanday ma‘lumot kelmaydigan sirtni tushunamiz. Yulduz qora tuynuk tomonidan tortilayotganda gravitatsiya kuchlari tomonidan qattiq siqiladi va yanada yorqinroq nur chiqara boshlaydi, buni esa biz kuzata olishimiz mumkin. U voqealar gorizontiga tortilib bo‘lganidan keyin, undan hech qanday signal, hatto nur ham chiqa olmaydi. Qora tuynuk haqida bilishimiz mumkin bo‘lgan narsalar bu uning massasi, burchak moment va elektr zaryadidir. Bundan boshqa hech qanday ma‘lumotni biz aniqlay olmaymiz. Qora tuynuklarni qanday qilib kuzatishimiz mumkin? Ulardan hech qanday nur chiqa olmaganligi sababli, bizga ular ko‘rinmiydi. Ular qora osmondagi qora ob‘yektlar kabidir. Ammo ular atrofidagi ob‘yektlarga va o‘tayotgan nurlarga gravitatsiya ta‘sir ko‘rsatadi (366-rasm). Galaktikamiz markazidagi materiyaning harakatiga qarab, u yerda massiv qora tuynuk borligi aniqlandi. Kuzatishning boshqacha usuli esa qo‘shaloq tizimlar orqali amalga oshirilishi mumkin. Bunda qo‘shaloq tizimdagi yulduzning ko‘rinmaydigan ikkinchi ob‘yekt atrofidagi harakati tekshiriladi. Agar, ko‘rinmayotgan ob‘yekt qora tuynuk bo‘lsa, u holda, u ko‘rinadigan ob‘yekt moddasini gaz korinishida tortib olayotganini kuzatish mumkin. Qora tuynuk, moddalarni juda ham tez tortib olishi natijasida rentgen nurlari ajralb chiqishi kuzatiladi. Shu kabi rentgen nurlari va juda katta massaning bu yerda mujassamlashgani qora tuynuk haqida darak beradi. Bunday qora tuynuklarga nomzod sifatida *Signus - X1* ni keltirishimiz mumkin. Hozirda barcha galaktikalar markazida massasi 10^6 dan 10^9 Quyosh massasiga teng bo‘lgan massali qora tuynuklar mavjudligi haqidagi taxminlar bor.

166-§. Kengayuvchi koinot: Qizil siljish va Habbl qonuni

Yuqorida yulduzlarning evolyutsiyasi, ya‘ni hosil bo‘lishidan toki yoq bo‘lgunga qadar kuzatish mumkin bo‘lgan Oq mitti, neytron yulduz va qora tuynuk holatlarini ko‘rdik. Agar, bu jarayonni koinotimizga nisbatan o‘rgansak nima bo‘ladi: u o‘zgarasmi yoki o‘zgaruvchanmi? XX asrdagi eng katta kashfiyotlardan biri quyidagidan iborat: aniqlanishicha barcha galaktikalar bizdan yiroqlashyapti, ustiga - ustak, ular bizdan qancha yiroqda bo‘lsa, shuncha katta tezlik bilan yiroqlashyapti. Shu bobning oxirida, koinotdagi bunday uzoqlashishni astronomlar qanday aniqlashi va kelajakda koinotimiz qanday bo‘lishi haqida so‘z yuritamiz.

Koinotning kengayayotganligi 1929 - yili Edvin Habbli tomonidan tasdiqlangan. Bu g'oya, galaktikalar orasidagi masofani hisoblashga, ya'ni, ulardan kelayotgan nur spektrining siljishini hisoblashga asoslangan (367- rasm).



367- rasm. Atom va molekular o'zlarining energetik sathlariga bog'liq holda nur chiqaradi va yutadi. (a) Nisbatan sekin harakatlanuvchi galaktikadan olingan yorug'lik, (b) bizdan katta tezlikda uzoqlashayotgan galaktikadan olingan spektr. Spektir cho'qqilarining katta to'lqin uzunlik tomon siljishini kuzatamiz

Ilgari biz ikki manba bir - biriga tomon harakatlanayotgan vaqtida ovoz chastotasining yuqorilashishi va to'lqin uzunligini qisqarishini ko'rgan edik. Agar, ular bir - biridan uzoqlashayotgan bo'lsa aksincha, chastota kamayadi, to'lqin uzunlik esa ortadi. Bu Dopler effekti bo'lib, u yorug'lik to'lqini uchun ham o'rinlidir, biroq uning ifodasi boshqacharoq ko'rinishda bo'ladi:

$$\lambda_{obs} = \lambda_{rest} \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}}$$

bu yerda λ_{rest} tinch holatdagi kuzatuvchiga nisbatan o'lchangan to'lqin uzunligi, λ_{obs} esa v tezlik bilan harakatlanayotgan kuzatuvchiga nisbatan o'lchangan to'lqin uzunligi. Agar manba bizdan uzoqlashayotgan bo'lsa, undan chiqqan to'lqin uzunligi kattalashib boradi va yorug'lik rangi qizil spektr tomon siljiydi. Aksincha, manba biz tomonga qarab harakatlanayotgan bo'lsa, spektrning ko'k tomoniga, yoki qisqa to'lqin uzunlik tomon siljiydi.

Yulduzlar va galaktikalardan kelayotgan nurlarning spektri ham xuddi atomning nurlanish spektriga o'xshash bo'ladi. Habbli shuni aniqlaganki, bizga kelayotgan yorug'lik spektri uning bizga nisbatan masofasiga mos ravishda o'zgarar ekan. Ya'ni galaktika qanchalik uzoqda bo'lsa, uning yorug'lik spektri qizil tomon siljigan bo'ladi. Bundan ko'rinib turibdiki, ular bizdan qanchalik uzoqda bo'lsa, shunchalik tezroq uzoqlashmoqda:

$$v = H_0 d$$

Habblning bu qonuni astronomik qonuniyatlar ichida eng asosiy fundamental qonunlardan biri hisoblanadi. Bu g'oya birinchi bo'lib 1927-yilda belgiyalik olim Jorj

Lemetr tomonidan ilgari surilgan bo‘lib, keyinchalik *Buyuk portlash nazariyasi* deb nomlana boshlandi. H – Habbl doymiysi deb ataldi.

H ning qiymati yaqinlargacha ham taxminan 20% aniqlikda aniqlangan deb kelinar edi, ya’ni 15km/s va 20km/s oralig‘ida deb hisoblanar edi, ammo keyingi vaqtlarda uning qiymati 21km/s deb deyarlik aniq o‘lchandi.

$$H_0 = 21\text{km/s/Mly}$$

167- §. Qizil siljishlarning manbai

Bizga yaqin galaktikalarning ayrimlari biz tomonga qarab (binafsha spektr hosil qilib), ayrimlari esa aksincha, bizdan uzoqlashayotgandek (qizil spektr hosil qilib), taxminan 0.001*c* tezlik atrofida, xuddi betartib harakatlanayotganga o‘hshaydi. Ammo uzoqdagi galaktikalarning tezliklari yaqin galaktikalar tezliklariga qaraganda ancha katta bo‘lgani Habbl qonunining katta ahamiyatini bildiradi. Uzoq galaktikalarning uzoqlashish tezligi yanada kattaroq bo‘lganidan, ularda kosmologik qizil siljish kuzatiladi. Bunday qizil siljish orqali koinotning kengayayotganligini tushuntirish mumkin.

185-rasmda ko‘rsatilganidek, biz dastlabki nurlangan to‘lqin uzunligi haqida gapirishimiz mumkin. Habbl buni oddiy Dopler effekti bilan bog‘lagan bo‘lsada, biz buni koinot kengayayotgani bilan izohlaymiz.



368 - rasm. Koinotning havo shariga o‘xshagan ikki o‘lchovli modeli. Shar hajmi kattalashgan sari, ya’ni kengaygan sari uning sirtidagi to‘lqinlar kattalashib boradi

Qizil siljishning paydo bo‘lishining uchunchi korinishi ham mavjuddir. Bu – gravitatsion qizil siljish. Yulduzdan chiqqan yorug‘lik nuri ma’lum gravitatsion energiyaga (xuddi Yerda otilgan tosh kabi) ega bo‘ladi. Shunday qilib, har bir fotonning kinetik energiyasi kichikroq bo‘ladi. Energiyaning kichikligi chastotaning kichikligini eslatadi, bu esa o‘z navbatida kattaroq to‘lqin uzunligini bildiradi yoki qizil siljishni anglatadi. Qizil siljishning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{rest}}$$

Bu yerda λ_{rest} manbaga nisbatan tinch holatda bo'lgan kuzatuvchi o'lchagan to'lqin uzunligi, λ_{obs} esa harakatlanuvchi kuzatuvchi o'lchagan to'lqin uzunligidir. Yuqoridagi tenglama boshqacha ko'rinishga ega:

yoki

$$z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{rest}} - 1$$

$$z + 1 = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{rest}} \quad (167.1)$$

Yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lgan tezliklarda ($v \leq 0.1c$), oddiy Dopler effektida qizil siljishning qiymati z manbaning yo'nalishiga bog'liq bo'lishini kuzatamiz.

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{rest}} \approx \frac{v}{c} \quad (167.2)$$

Ammo qizil siljishning qiymati katta bo'lganida (167.2) tenglama o'rinli bo'lmaydi.

168- §. Masshtab

Fazoning kengayishini, xuddi ikki nuqtaning bir - biridan uzoqlashishi sifatida tushuntirish mumkin. Agar ikkita galaktika boshlang'ich vaqtda bir - biridan d masofada joylashgan bo'lsa, ma'lum t vaqtdan keyin ular orasidagi masofa t ga teng bo'ladi. Yorug'lik uchun ham siljish koeffitsiyenti (167.1) tenglamaga o'xshash bo'ladi.

yoki

$$\frac{d(t) - d_0}{d_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = z$$

$$\frac{d(t)}{d_0} = 1 + z$$

Masalan, galaktika $Z = 3$ ga teng qizil siljish koeffitsiyentiga teng bo'lsa, masshtab koeffitsiyenti $1 + 3 = 4$ marta katta bo'ladi. Ya'ni galaktikalararo masofa 4 martaga kattalashdi. Demak, to'lqin uzunligining kattalashishini ko'rsatuvchi parameter aslida galaktikaning kengayishini ko'ratadi (368 - rasm).

169- §. Kengayish va kosmologik prinsip

Galaktikalarning bunday tarzda, ya'ni qancha uzoqda bo'lsa shuncha katta tezlik bilan bizdan uzoqlashishi nimani bildiradi? Qachonlardir, qandaydir portlash ro'y bergan. Hozir bir qarashda biz shu jarayonning xuddi o'rtasida turgandek tasavvur paydo bo'ladi. Ammo bunday emas. Kengayish koinotning har qanday nuqtasidan bir xil bo'lib ko'rinadi. Buni tushunish uchun 369 - rasmga qarang. 186-a rasmda kuzatuvchi yerda turibdi.



369 - rasm. Koinotning kengayishi har qanday nuqtadan bir xil ko'rinadi

Strelkalar bilan galaktikalarning harakatlari ko'rsatilgan. Uzoqroqdagi galaktikalar uzunroq strelka bilan tasvirlangan. Agar biz 369a-rasmda ko'rsatilgan A galaktikada bo'lganimizda nimani kuzatgan bo'lar edik. Yerdan turib kuzatilsa, galaktika o'ng tomonga v_A tezlik bilan ketayotgani ko'rinadi. Agar, A galaktikadan turib kuzatilsa, yer v_A tezlik bilan chap tomonga ketayotgani ko'rinadi. A galaktikaga nisbatan boshqa galaktikalarning tezligini hisoblash uchun, barchasining tezligini vektor ko'rinishda qo'shib chiqamiz. Bundan kelib chiqadiki, 369-rasmdagidek, barcha galaktikalar kuzatish nuqtasidan masofaga proporsional ravishda harakatlanmoqda. Shunday qilib, koinotning kengayishini quyidagicha tushuntiramiz: barcha galaktikalar bir-biridan har million yorug'lik yilida 21 km/s ga farq qiluvchi tezlik bilan uzoqlashmoqda. Bu g'oya va undan kelib chiqadigan natija juda ham muhim bo'lib, biz uni tasvirlashga harakat qilamiz. Kosmologiyada asosiy qabul qilingan prinsip shu ediki, unda katta masshtablarda turli nuqtalardagi kuzatuvchilar uchun Koinot bir hilda ko'rinadi. Boshqacha aytganda, Koinot izotrop hossaga (ya'ni, turli yo'nalishlarda bir hilda) va birjinslilik xossasiga (ya'ni bizga boshqa galaktikada turganimizda ham u shunday ko'rinadi) ega ekan.

Bu kosmologik prinsip deb ataladi. Bizning imkoniyatimizdagi kichik masshtabda esa, masalan o'zimizning galaktikadan turib qaraganimizda u bajarilmaydi, chunki osmonimiz turli yo'nalishlarda tulicha bo'lib ko'rinadi. Bu albatta, qadimdan qabul qilingan taxmin hisoblanadi, chunki yetarlicha katta masshtablarda kuzatsak, yulduzlar va galaktikalarning taqsimlanish zichligi barcha yo'nalishlarda bir hil bo'lishi kerak. Bu prinsip 700 milion yorug'lik yilidan kattaroq bo'lgan masshtabda bajariladi. 186 - rasmda tasvirlanganidek, Koinotning kengayishi kosmologik prinsip bilan mos keladi va undan tashqari, deyarli bir jinsli taqsimlangan mikroto'lqinli fon nurlanishi ham buni tasdiqlaydi. Kosmologik prinsipdan yana bir muhim xulosa kelib chiqadiki, koinotning biz yashab turgan qismi eng muhim joy hisoblanmaydi.

Habbl qonuniga ko'ra, Koinotning kengayishi shundan dalolat beradiki, galaktikalar dastlab bir - biriga ancha yaqin joylashgan bo'lgan. Bu esa dastlab qaynoq va siqilgan holatdagi hozirda esa to'xtamasdan kengayayotgan Koinot haqidagi Buyuk portlash nazariyasining asosi hisoblanadi. Biz keyinroq Buyuk portlash nazariyasi haqida so'z yuritamiz, hozir esa Koinotning yoshi nechada ekanligi bilan qiziqamiz.

Koinotning yoshini baholashning bir usuli bu Habbl parametridir. Agar, har 10^6 yorug'lik yili uchun 21 km/s farq qilishini e'tiborga olsak, moddalar dastlabki harakatlanish joyidan toki hozirgacha ($v = d/t$ tezlik bilan) quyidagicha vaqt harakat qilgan:

$$t = \frac{d}{v} = \frac{d}{H_0 d} = \frac{1}{H_0} = 14 \cdot 10^9 \text{ yil}$$

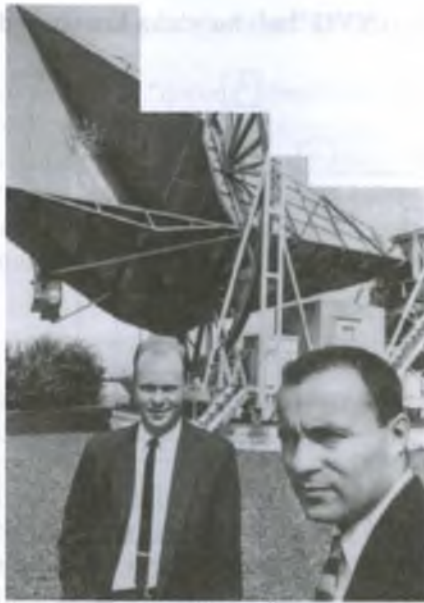
yoki 14 *miliard yil*. Koinot yoshining bunday hisoblanishi *xarakteristik kengayish vaqti* deb ataladi yoki *Habbl vaqti* deyiladi. Bunday hisoblanish xatoliklardan xoli emas, chunki bunda kengayish tezligi o'zgarmas deb hisoblangan (aslida esa unday emas). Hozirgi kundagi aniq hisob - kitoblar esa, Koinotning yoshi $13,8 \times 10^9$ *yoshda* ekanligini tasdiqlamoqdalar.

170- §. Statsionar model

Buyuk portlash nazariyasini batafsil tanishtirishdan oldin, Buyuk portlashning muqobili bo'lgan Statsionar model bilan tanishamiz. Unga ko'ra, Koinot cheksiz yoshda bo'lib, u hozir ham xuddi dastlab qanday paydo bo'lgan bo'lsa, shunday ko'rinishga ega. (Bu holda, vaqt bir jinsli va fa'zo kosmologik prinsipga batamom bo'ysunadi). Statsionar modelga binoan, Koinotda hech qanday muhim o'zgarishlar amalga oshmagan, hatto Buyuk portlash ham bo'lmagan deyiladi. Galaktikalarning bir - biridan uzoqlashayotgan bir holatda bu prinsipni saqlab qolish uchun, bir xilda saqlanish g'oyasini rivojlantirish kerak. Statsionar model XX asr o'rtalarigacha Buyuk portlash nazariyasiga asosiy raqobatchi bo'lgan. Ammo mikroto'lqinli fon nurlanishimimg kashf etilishi va boshqa bir qator kuzatishlar Buyuk portlash nazariyasini umume'tirofiga sabab bo'ldi.

171- §. Buyuk portlash va kosmik mikroto'lqinli fon nurlanishi

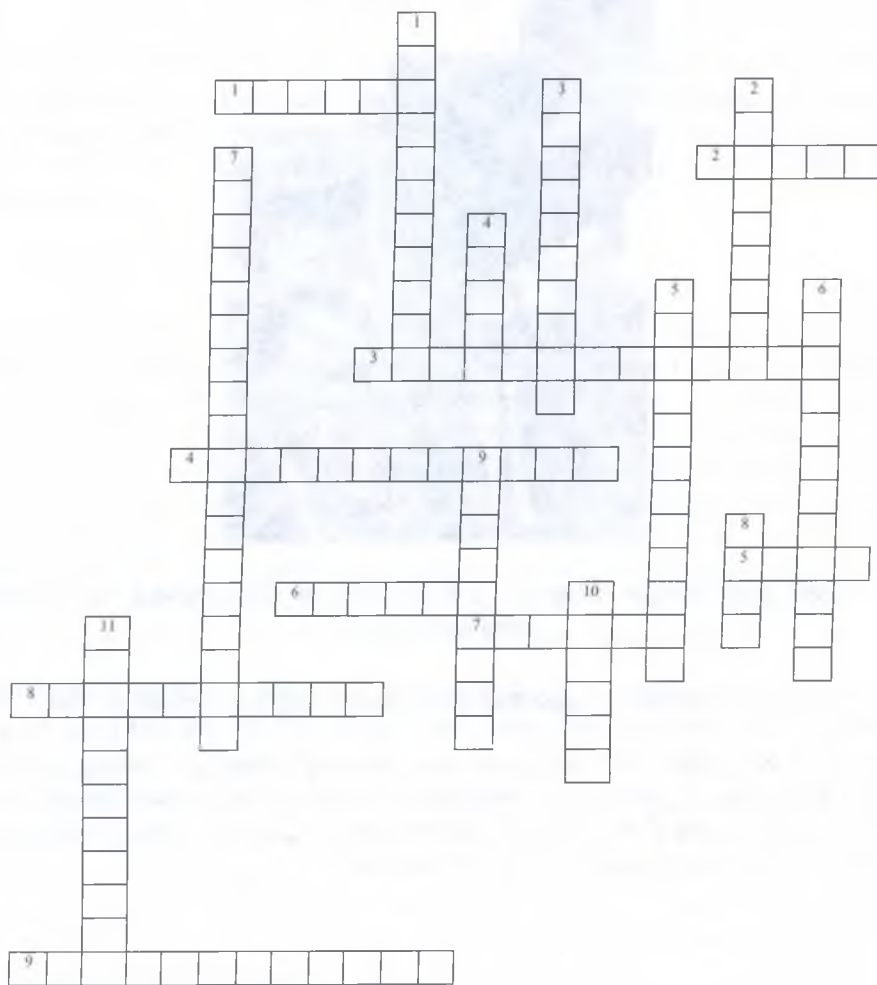
Koinotning kengayishi, ob'yektlarning borliqda bir - biriga hozirgidan yaqin bo'lganini e'tirof etadi. Bu shundan darak beradiki, Koinot bundan tahminan 14 *miliard yil* oldin judayam katta temperatura va zichlikka ega sohaning portlashidan hosil bo'lganini aytadi. Olam yaralganida portlash bo'lmagan, chunki portlash natijasida materiya har tomonga sochiladi. Buning o'rniga Buyuk portlash fazoning kengayishi natijasida ro'y bergan. Dastlab judayam kichik bo'lgan koinot, kengaya boshlagan va hozirda ham bu davom etmoqda. Judayam katta zichlikka ega bo'lgan koinotning dastlabki holatini, atrofi katta bo'shliqdan iborat fazo markazidagi massa sifatida qarash noto'g'idir. Dastlabki juda katta zichlikka ega massa butun koinotni tashkil etgan. Biz Koinotning qachonlardir kichik bo'lganini aytar ekanmiz, unda ob'yektlar (masalan elektronlar yoki galaktikalar) orasidagi masofalar kichik bo'lganini nazarda tutamiz. Koinot har doimgidek cheksiz bo'lib qolaveradi. Faqat biz kuzatishimiz mumkin bo'lgan qismigina biz uchun cheklidir. Buyuk portlashning yana bir tasdiqlaridan biri bu – relikt nurlanishidir. U quyidagicha kashf etildi. 1964-yilda Arno Penzias va Robert Vilson radioto'lqinlarni tutish maqsadida o'zlarining antenasini osmonga qaratib o'rnatdilar (370 - *rasm*).



370 - rasm. Arno Penzias (o'ngda) va Robert Vilson. Ular ortida o'zlari o'rnatgan Arno antenasi

Antennalar yordamida ular galaktikamiz tashqarisidan o'tadigan keng nurlanishni aniqlay oldilar. Ular elektromagnit spektri sohasida $L = 7.35$ smli to'lqin uzunlikka ega bo'lgan nurlarni o'lchadilar. To'lqin intensivligi esa vaqtga ham, yo'nalishga ham bog'liq emas edi, u har doim o'zgarmas edi, koinotning barcha tomonlaridan bir xil intensivlik bilan kelayotganligi kuzatildi. Nurlanish Koinotning yaralishida qanday bo'lgan bo'lsa, shundayligicha kelayotganligi to'g'risida xulosa qilindi.

XVII bob bo'yicha crossword



Horizantal

1. Gravitatsion tortishish kuchi hatto yorug'lik tezligi bilan harakatlanuvchi ob'yektlarni ham tortuvchi, kosmik soha nima deb ataladi (qora tuynuk)?
2. Quyidagi formula kim tomonidan yaratilgan $R = \frac{2GM}{c^2}$ (Shvarshil)?
3. Qaysi modelga binoan, Koinotda hech qanday muhim o'zgarishlar amalga oshmagan, hatto Buyuk portlash ham bo'lmagan deyiladi (statsionar)?
4. Quyidagi prinsip kimga tegishli? "Bitta kvant sathida ko'pi bilan faqat ikkita elektron mavjud bo'la oladi" (Pauli).
5. 1.4 quyosh massasiga teng bo'lgan massa chegarasi qanday chegara deb ataladi (Chandrasekar)?
6. Yadro sintezi paytida, vodoroddan og'irroq kimyoviy element yadrosi paydo bo'lish jarayoni nima deb ataladi (nukleosintez)?

7. Quyoshga o'xshash yulduzning evolyutsion "izi" Qaysi diagrammada tasvirlangan (Gertsshpurt-Rassel)?
8. Galaktika massiv ko'rinmas ... "qorong'i materiya" bilan o'ralgan (halo).
9. Og'ir massali yulduzlardan biri bu ... (supernova)?
10. 1920-yillarda Los Angeles va California yaqinidagi Vilson tog'ida joylashgan 2.5 m li teleskop yordamida ko'pgina kuzatuvlar olib borgan Edvin ... (Habbl)?
11. Yengil yadrolardan og'ir yadrolarning ajralish (yoki Z og'ir elementlarda sodir bo'ladigan neyronlarning yutulishi orqali) jarayoni nima deb nomlanadi (yadrosintez)?

Vertikal

1. FGYlarning eng ta'sirchan ko'rinishi yorqinligi katta bo'lgan yulduzga o'xshash ob'yektlar nima deb ataladi (qvazar)?
2. Bizga kelayotgan yorug'lik spektri uning bizga nisbatan masofasiga mos ravishda o'zgarishi qonuni qanday nomlanadi (Habbl)?
3. Hech qanday eksperiment bir jinsli gravitatsion maydon va ekvivalent bir jinsli tezlanish o'rtasidagi farqni ajrata olmaydi. Bu Eynshteynning qaysi prinsipi? (ekvivalentlik)
4. Barcha moddiy jismlar o'rtasidagi universal fundamental o'zaro ta'sirlashuv nima deb ataladi (gravitatsiya)?
5. 1964-yilda Arno Penzias va Robert Vilson radioto'lqinlarni tutish maqsadida o'zlarining ... antenasini osmonga qaratib o'rnatdilar (Arno).
6. Ikki manba bir-biriga tomon harakatlanayotgan vaqtda ovoz chastotasining yuqorilashishi va to'lqin uzunligini qisqarishi qaysi effektini ifodalaydi (Dopler).
7. Lotin tilidan "bulut" degan ma'noni bildiradigan yorug' bulutlar nima deb ataladi (nebula).
8. Energiya-sarflovchi reaksiyalar qanday ataladi (endotermik)?
9.
$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{rest}}$$
 bu ifoda nimaning qiymatini aniqlaydi (qizil siljish)?

Nazorat savollari

1. Bizning Galaktikamiz nima deb ataladi?
2. Galaktikamiz diametri, disk qalinligi qancha?
3. Oddiy ko'z bilan ochiq osmonni kuzatganimizda, asosan qaysi yulduzlar turkumiga kiruvchi tumanliklarni ko'rishimiz mumkin?
4. Ekstrogalaktikalarning mavjudligi nechanchi asrga kelib isbotlandi? Qanday?
5. Andromeda tumanligigacha bo'lgan masofa qancha? Bu masofa kim tomonidan aniqlangan?
6. Yulduzlarning paydo bo'lish sabablarini keltiring.
7. Yaqin hamrohidan massa oladigan (bitta orbitada harakatlanuvchi qo'shaloq yulduzlar tizimi) kuchsiz oq mitti yulduz nima deb ataladi?
8. Eynshteyn o'zining umumiy nisbiylik nazariyasida qanday muammoga yechim topgan?
9. Fazoning egrilanishi deganda nima nazarda tutiladi?
10. Olamning egrilanishi borasida biz yashayotgan fazo haqida nima deya olamiz?
11. Qora tuynuklarga ta'rif bering.

12. $R = \frac{2GM}{c^2}$ Agar ob'yekt $r = 0$ gacha kollapslansa, nima sodir bo'ladi?
13. Nurlanadigan signallar mavjud bo'lmaydigan va bizga hech qanday ma'lumot kelmaydigan sirtni nima deb ataymiz?
14. Koinotning kengayayotganligi kim tomonidan tasdiqlangan?
15. $v = H_0 d$ bu ifoda nimani ifodalaydi?
16. Barcha galaktikalar biri biridan har million yorug'lik yilida qanday tezlik bilan uzoqlashmoqda?
17. Kosmologik prinsipga ko'ra koinot qanday xossalarga ega?
18. Qachon Arno Penzias va Robert Vilson radioto'lqinlarni tutish maqsadida o'zlarining antenasini osmonga qaratib o'rnatdilar?
19. Koinot kengayishi g'oyasi keyinchalik nima deb ataldi?
20. Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasini tushuntirib bering.

GLOSSARIY

- Absolyut qattiq jism – Har qanday sharoitda ham deformatsiyalanmaydigan jism
- Absolyut oq jism – Yutish koeffitsiyenti nolga teng bo‘lgan jism
- Absolyut qora jism – Yutish koeffitsiyenti birga teng bo‘lgan jism
- Adiabatik jarayon – Tizim tashqaridan issiqlik olmaydigan yoki issiqlik uzatmaydigan (ya’ni $Q = const$ bo‘lgan) jarayon
- Akustika – Tovush to‘lqinlari to‘g‘risidagi ta’limot
- Akseptorlar – Yarim o‘tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishma atomlar
- Almashish integrali – Kristallda to‘lqin funksiyalarining o‘zaro tutashuvidan elektronlarning bir atomdan ikkinchisiga o‘tish ehtimolligini hisobga oluvchi integral
- Amper – Elektr toki kuchi birligi – 1 metrli o‘tkazgichning har bir qismida $2 \cdot 10^{-7}$ Nyuton ta’sir kuchi hosil qiladigan, vakuumda 1 metr oraligida joylashgan, cheksiz uzunlikdagi to‘g‘ri chizikli parallel o‘tkazgichlardan o‘tayotgan o‘zgarmas tok kuchi
- Anizotrop muhit – Qo’sh nur sinishi, kristall ichida har xil yo‘nalishlarda turli xil xususiyatlarga ega bo‘lgan kristallning tuzilishi
- Anomal dispersiya – Sindirish ko‘rsatkichining to‘lqin uzunligiga bog‘liqligi $dn/d\lambda$ musbat bo‘lgan hol
- Asosli panjara – Ikkita Brave panjarasi \vec{a} , \vec{b} translyatsiya vektorlaridan iborat bo‘lgan kristall panjarasi
- Atom – Zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o‘zaro ta’sir natijasida hosil bo‘lgan modda zarrachasi
- Arximed kuchi – Gaz yoki suyuqliklar ustunlarining har xil balandliklaridagi bosimlarning farqi hisobiga hosil bo‘ladigan itarish kuch.
- Aylanma harakat – Markazi aylanish o‘qi to‘g‘ri chizig‘ida yotadigan jism barcha nuqtalarining harakat trayektoriyalari aylanalardan iborat bo‘lgan harakat
- Avogadro qonuni – Istalgan gazning 1 *moli*, temperatura va bosim bir xil bo‘lganda, normal sharoitda, bir xil hajmga 22,41 litrga teng bo‘ladi
- Avogadro soni – Har xil moddalarning 1 *mol* hajmidagi atomlar yoki molekular miqdori - $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot (mol)^{-1}$
- Aylanma jarayon – Tizim bir qator termodinamik holatlardan o‘tib, o‘zining boshlang‘ich holatiga qaytadigan termodinamik jarayon
- Aynigan holatlar – Elektronning energiyasi faqat n – bosh kvant soniga bog‘liq bo‘lgani E_n energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas, ℓ , m kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta energetik holatlar

- Aynigan to'plamlar – Mikrozarrachalarning o'ziga xos xususiyatlari to'la namoyon bo'ladigan va to'plam xususiyatiga ta'sir etadigan to'plam
- Aynimagan to'plam – Zarrachalar holatlari diskret o'zgaradigan, G mumkin bo'lgan holatlar soni zarrachalar sonidan ko'p bo'lgan to'plam
- Bir jinsli o'tkazgich – Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi.
- Bir jinsli og'irlik kuchi – Butun olam tortishish qonuniga ko'ra, tabiatdagi barcha jismlarning bir - birini tortish kuchi
- Bor magnetoni – Magnit momentining "kvanti"ni belgilaydi va atom tizimlarining magnit momentlarining o'lchov birligi xizmatini o'taydi - $\mu_b = \frac{\mu q}{2m} \hbar = 1.15 \times 10^{-29} V \cdot sm$
- Bosh fokus – Yig'uvchi linzada parallel nurlar dastasi kesishadigan nuqta
- Bosh kvant soni – Elektronlarning energetik sathlarini belgilovchi asosiy kvant soni - n
- Bo'ylama to'lqinlar – Muhitning zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishi bo'ylab tebranadigan to'lqinlar. Bo'ylama to'lqinlarning tarqalishi elastik muhitning siqilish va cho'zilish deformatsiyalariga bog'liqdir va barcha muhitlarda: suyuqlik, qattiq jism va gazlarda sodir bo'ladi.
- Boyl - Mariott qonuni – Berilgan massali gaz uchun, temperatura o'zgarmas bo'lganda, gaz bosimining uning hajmiga ko'paytmasi o'zgarmasligini ko'rsatuvchi qonun
- Boze – Eynshteyn statistikasi – Bozonlar kvant statistikasini Boze va A. Eynshteyn nomi bilan bog'lanishi
- Bozon – Spinlari butun son: $0, \hbar, 2\hbar, \dots$, bo'lgan fotonlar, elektronlar va boshqa zarrachalar
- Brave panjarasi – Uchta bosh yo'nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko'chirish natijasida hosil qilingan translyatsiya panjarasi
- Brillyuen sohalari – To'lqin vektorining davriy funksiyasi bo'lgan elektronning $E(k)$ energiyasi, to'la siklli o'zgarishga ega bo'lgandagi to'lqin funksiyasi qiymatlarining sohalari
- Broun harakati – Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan $\sim 1 \text{ mkm}$ ga yaqin bo'lganda kuzatiladigan uzluksiz tartibsiz harakati
- Bryuster burchagi – Dielektrikka tushayotgan tabiiy qutblanmagan nurning dielektrik sirtida to'la qutblangan nurning qaytishi kuzatiladigan φ_B – burchak. Bryuster burchagining tangensi dielektrikning sindirish koeffitsiyentiga teng bo'ladi: $tg \varphi_B = n$
- Buger - Lambert qonuni – $I/I_0 = e^{-\mu d}$ yoki $I = I_0 e^{-\mu d}$, bu yerda μ – berilgan moddaning yorug'likni yutish koeffitsiyentidir va u yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi

Dalton qonuni	– Ideal gazlar qarishmasi bosimi alohida gazlar partsial bosimlarining yig'indisiga tengdir
Deformatsiyali ta'sir	– Birinchi molekulaning doimiy dipoli va ikkinchi molekulaning induksiyalangan dipoli orasidagi o'zaro ta'sir
Dielektrik qabul qiluvchanlik	– $\chi = dP/dE$ – elektr maydon ta'sirida moddaning qutblanish qobiliyatini ko'rsatuvchi fizikaviy kattalik
Dielektrik doimiylik	– ϵ – moddalarda zaryadlarning Kulon ta'siri necha marta kamayishini ko'rsatuvchi fizikaviy kattalik
Dielektriklarning qutblanishi	– Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlarini hosil bo'lishi
Dinamika	– Jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini bilgan holda o'rganadigan mexanika bo'limi
Dipol	– Miqdor jihatdan bir - biriga teng, ishoralari bir - biriga teskari bo'lgan va bir - biridan ma'lum masofada joylashgan – q_1 va $+q_2$ zaryadlar majmuasi.
Dipolli qutblanish	– Qutbli molekullardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekullar dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilish hodisasi
Dielektriklarning qutblanishi	– Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlarini hosil bo'lishi
Diffuziya	– Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda konsentratsiyalar gradiyenti mavjud bo'lganda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoni (qattiq jismlarda yuqori temperaturalarda kuzatiladi)
Difraksiya hodisasi	– To'lqin optikasidan geometriyaviy optikaga o'tishning chegaraviy shartlarida yorug'likning to'lqin xususiyatining namoyon bo'lishi. Yorug'lik nurining yoki mexanik to'lqinlarning geometrik soya sohasiga o'tishi
Difraksiyaviy panjara	– Tekis yoki qavariq optik sirtga qandaydir usul bilan chizilgan yoki qoplangan, katta miqdordagi bir xil kenglikda parallel joylashgan shtrixlar majmuasi
Difraksiyaviy panjara davri yoki doimiysi	– Difraksiyaviy panjaraning panjara doimiysi – $d = a + b$ kattalik
Dipolli qutblanish	– Qutbli molekullardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekullar dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilish hodisasi
Dispersiyali kuchlar	– Elektronlarning muvofiqlashgan harakati natijasida paydo bo'ladigan bog'lanish kuchlari
Domen	– Ferromagnetik kristallarda mikroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan magnit momentiga ega bo'lgan kichik sohalarga

Donor sathlar	– Ma'lum kristall panjara doirasida kirishma atomlarning umumlashgan elektronlarining energetik sathlari
Donorlar	– Yarim o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik sohasiga elektronlarni etkazib beruvchi kirishma atomlar
Dreyf	– Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakati
Dreyf tezligi	– Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakat tezligi
Effektiv diametri	– To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi
Effektiv massa	– Tashqi maydon ta'sirida elektron kristallning davriy maydonida harakatlanayotganda ega bo'lgan massasi
Ekvipotensial sirtlar	– Potensiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning hosil qilgan geometrik sirti
Elastiklik kuchi	– Moddiy nuqtaning muvozanat holatidan ko'chishiga qarshilik qiluvchi va muvozanat holati tomon yo'nalgan kuch
Elektr dipoli	– Nuqtaviy zaryadlarning yelkaga ega bo'lgan eng sodda tizimi
Elektr induksiya vektori	– Dielektrik muhitda elektr maydon kuchlanganligi chiziqlarining uzluksizligini saqlovchi induksiya vektori
Elektr maydonining divergensiyasi	– Elektr oqimining fazoviy koordinatalar yo'nalishlari bo'yicha gradientlar yig'indisi.
Elektr toki	– Elektr zaryadlarining elektr maydon ta'sirida tartibli harakati
Elektr yurituvchi kuch	– Zaryadlarga ta'sir qiluvchi, elektrostatik potensial kuchlar tabiatidan farqli bo'lgan elektrga yot kuchlar
Elektrga yot kuchlar	– Kulon kuchidan tashqari potensiallar farqini hosil qiluvchi tashqi noelektrik kuchlar
Elektromagnit to'lqin	– Elektr va magnit to'lqinlarining majmuasi
Elektronli qutblanish	– Qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformatsiyasi hisobiga induksiyaviy dipol momentlarining hosil bo'lishi
Elektrostatik maydon potensiali	– Maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potensial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalik
Elektrostatik maydonning kuchlanganligi	– Kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potensial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizikaviy kattalik
Energiya	– Barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovi
Energiya oqimi zichligining vektori yoki Umov vektori	– Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan vektor

Energiya oqimining zichligi	– Birlik vaqtda to‘lqin tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan birlik sirt yuzasidan ko‘chiriladigan energiya
Erkin zarrachalar	– Aniq bir atom yadrosiga bog‘lanmagan, o‘zaro ta’sirlashmaydigan, tashqi maydon ta’sirida bo‘lmagan, potensial energiyasi nolga teng bo‘lgan zarrachalar buluti
Eshitish chegarasi	– Tovushning har bir chastotasi uchun eshitish chegarasi deb ataladigan ayrim tovush jadalligi mavjud bo‘lgan chegara
Elektron - kavakli o‘tish	– Ikki turli o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan yarim o‘tkazgichlar kontakti orqali zaryadlarning o‘tishi
Elektron yarim o‘tkazgichlar	– Donor kirishmalarga ega bo‘lgan yarim o‘tkazgichlar, n – turdagi yarim o‘tkazgichlar
Elektronlarning harakatchanligi	– Kuchlanishga ega bo‘lgan elektr maydonidagi dreyf tezligiga miqdor jihatdan teng kattalik
Elektronli qutblanish	– Qutbsiz molekullardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformatsiyasi hisobiga induksiyaviy dipol momentlarimimg hosil bo‘lishi
Elektronning to‘lqin vektori	– Elektron to‘lqinining tarqalish yo‘nalishi bilan mos kelgan to‘lqin vektori
Elektronvolt	– Chiqish ishining o‘lchov birligi
Elementar yacheyka	– Kristall panjaraning \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} vektorlari asosida qurilgan eng kichik katak
Energetik kattaliklar	– Optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydigan kattaliklar
Energetik ravshanlik $V\varphi$	– Nurlayotgan sirt elementi yorug‘ligi energetik kuchini ΔI_e , nurlanish yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan tekislikdagi element yuzasi proyeksiyasiga nisbatiga teng bo‘lgan kattalik
Energetik sathlar	– Energiyaning kvantlangan qiymatlariga mos keladigan sathlar
Energetik sohaning shipi	– $E(k)$ – dispersiya chizig‘ining maksimumi
Energetik sohaning tubi	– $E(k)$ – dispersiya chizig‘ining minimumi
Energetik yoritilganlik	– Yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattalik
Energiya oqimining zichligi	– Birlik vaqtda to‘lqin tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan birlik sirt yuzasidan ko‘chiriladigan energiya
Erkin yugurish yo‘li	– Molekulaning ikkita ketma - ket to‘qnashishlar oraligida bosib o‘tgan yo‘li
Erkin zarrachalar	– Aniq bir atom yadrosiga bog‘lanmagan, o‘zaro ta’sirlashmaydigan, tashqi maydon ta’sirida bo‘lmagan, potensial energiyasi nolga teng bo‘lgan zarrachalar buluti

Fazoviy kogerentlik	– Interferentsiya hodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug‘lik manbaining o‘lchamlari va o‘zaro joylashishi
Fazoviy sanoq tizimi	– Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlashga imkon beradigan, qo‘zg‘almas jism bilan bog‘langan koordinatalar tizimi.
Ferromagnetik moddalar	– Kuchli qoldiq magnit momentlariga ega bo‘lgan moddalar
Fizikaviy mayatnik	– Bu og‘irlik markazi jismning ma‘lum nuqtasidan o‘tgan, 0 o‘q markazi atrofida tebranadigan jism
Fermi - Dirak statistikasi	– Fermionlar kvant statistikasini, E.Fermi va A.Dirak nomlari bilan bog‘lanishi
Fermion	– Spinlari $\hbar/2, 3\hbar/2, \dots$, bo‘lgan elektronlar, protonlar va neytronlarga o‘xshash zarrachalar
Ferromagnetik moddalar	– Kuchli qoldiq magnit momentlariga ega bo‘lgan moddalar
Fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi	– Katodga tushayotgan foton energiyasining elektronni metallidan chiqish ishi va olgan $mv^2_{max}/2$ kinetik energiyasiga bog‘liqligini ko‘rsatuvchi tenglama
Fotometriya	– Yorug‘lik nuri va uning manbalari jadalligini o‘lchash bilan shug‘ullanadigan optikaning bo‘limi
Foton xususiyatlari:	– Fotonlarning tinch holatdagi massasi nolga teng – Barcha fotonlar s yorug‘lik tezligi bilan harakatlanadilar – Fotonlar o‘zaro to‘qnashmaydilar – Fotonlar istalgan miqdorda hosil bo‘lishi va yo‘q bo‘lishi mumkin. Shu sababli foton gazida fotonlar soni qat’iy cheklangan emas.
Geksagonal tizim	– Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashkil qiladi. Uning asosiy parametrlari – prizma asosi tomonining a uzunligi va prizmaning s balandligidan iborat.
Geliotsentrik sanoq tizimi	– Markazida quyosh joylashgan planetelarning sanoq tizimi
Gey - Lyussak qonuni	– Berilgan massali gaz bosim o‘zgarmas bo‘lganda, gaz bosimining temperaturaga bog‘liq o‘zgarish qonuni
Geometriyaviy optika	– Yorug‘likning korpuskulyar xususiyati namoyon bo‘ladigan va uni o‘rganadigan optika bo‘limi
Gravitatsiyaviy tortishish kuchi	– Ikkita moddiy jismlar orasidagi o‘zaro ta’sir etuvchi tortishish kuchi
Guruhli tezlik	– To‘lqin paketining tarqalish tezligi
Holat tenglamasi	– Gazning holatini belgilovchi P – bosimi, V – hajmi va T – temperaturasi o‘rtasidagi o‘zaro bog‘lanish ifodasi $f(P, V, T) = 0$
Ideal gaz qonunlari	– Gaz molekularining xususiy hajmi gaz egallagan idish hajmiga nisbatan juda kichikdir;

	– Gaz molekulari orasida o‘zaro ta’sir kuchlari mavjud emas;
	– Gaz molekularining o‘zaro va idish devorlari bilan to‘qnashishi mutlaq elastikdir.
Ikkita muhitning nisbiy sindirish ko‘rsatkichi	$-\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21}$
Ilgarilanma harakat	– Bu shunday harakatki, unda harakat qilayotgan jism bilan mustahkam bog‘langan istalgan to‘g‘ri chiziq boshlang‘ich holatiga nisbatan parallelligini saqlab qoladi
Inertsial sanoq tizimi	– Boshqa sanoq tizimlariga nisbatan o‘zining tinch holatini yoki to‘g‘ri chizikli tekis harakatini saqlay oladigan sanoq tizimi
Inersiya xususiyati	– Jismlarning o‘zini tinch holati yoki to‘g‘ri chizikli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati
Infratovushlar	– Chastotasi 20Gts dan past tovushlar
Interferensiya maksimumini kuzatish sharti	– Optik yo‘llar farqi butun to‘lqin sonlariga teng $\Delta = \pm m \lambda_0 (m = 0, 1, 2, \dots)$ va fazalar farqi $\pm 2m\pi$ ga teng bo‘lgan holda M nuqtada ikkita to‘lqin amplitudalarining maksimumini kuzatish sharti
Interferentsiya yo‘llari kengligi	– Qo‘shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa
Issqlik nurlanishi	– Nurlanishning eng ko‘p tarqalgan turi – jismlarni qizdirishda paydo bo‘ladigan nurlanish
Izobara jarayoni	– Gazning bosimi o‘zgarmas bo‘lganda sodir bo‘ladigan jarayon
Izojarayonlar	– Tizim parametrlaridan biri o‘zgarmas bo‘lganda, qolganlari o‘zaro bog‘lanish hosil qiladigan jarayonlar. Molekulyar fizikada 5 xil izojarayon o‘rganiladi: 1) izotermik; 2) izobarik; 3) izoxorik; 4) adiabatik; 5) politropik jarayonlar
Izoterma	– Temperatura o‘zgarmas bo‘lganda gazning P bosimi va V hajmlarining bog‘lanish chizmasi
Izoxora jarayoni	– Gazning hajmi o‘zgarmas bo‘lganda sodir bo‘ladigan jarayon
Ishqalanish kuchi	– Jismning boshqa jism sirtida sirpanishiga qarshilik ko‘rsatadigan kuch.
Ichki energiya	– Termodinamik tizim mikrozarrahalarining tartibsiz harakati va ularning o‘zaro ta’sir energiyalarining yizindisi
Ichki fotoeffekt	– Yarim o‘tkazgich yoki dielektriklarning energetik spektridagi bog‘langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta’sirida elektronlarning o‘tishi
Ichki kuchlar	– Tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o‘zaro ta’sir va aks ta’sir kuchlari.

Jismning magnitlanganligi	– Ma'lum hajmga ega bo'lgan jismning magnit momentining o'rtacha zichligi – $I_{o'rt} = M/V$, bu yerda M – jismning magnit momenti, V – uning hajmi
Kavitatsiya	– Kuchli ultratovushlar hosil qiladigan tovush bosimining amplitudasi katta bo'lgani tufayli, suyuqlikda kavitatsiya hodisasi paydo bo'ladi, ya'ni uzluksiz ichki uzilishlar hosil bo'ladi va yo'qolib turadi
Keltirilgan issiqlik miqdori	– Termodinamik tizimning entropiyasini xarakterlovchi kattalik Q/T
Kinematika	– Jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganuvchi mexanika bo'limi
Klassik statistika	– Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika
Kogerentlik	– To'lqin interferensiyasi kuzatilishi sharti, ya'ni bir necha tebranma va to'lqin jarayonlarining vaqt bo'yicha fazoda bir – biriga muvofiq ravishda kechishidir
Kogerent to'lqinlar	– Chastotalari bir xil va tebranishlari o'zgarmas fazalar farqiga ega bo'lgan to'lqinlar
Kogerentlik radiusi	– Ko'ndalang yo'nalishda to'lqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi
Kogerentlik vaqti	– Atomlarning nurlanishida o'zgarmas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'lgan bitta tasmaning nurlanish vaqti τ_{kog}
Kompton effekti	– Ultraqisqa to'lqinli elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'lqin uzunligi oshishi bilan bog'liq elastik sochilishi
Korpuskulyar nazariya	– Yorug'lik nurlari va boshqa zarrachalarning to'lqin xususiyatidan farqli korpuskulalar xususiyatlarini o'rganuvchi nazariya
Kavakli yarim o'tkazgichlar	– Akseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar, p – tipli yarim o'tkazgichlar
Kovalent bog'lanish	– Spinlari har - xil bo'lgan valent elektronlarning birlashish tabiati bo'lgan bog'lanish
Ko'chish hodisalari	– Muvozanat holatda bo'lmagan tizimlarda sodir bo'ladigan issiqlik o'tkazuvchanligi hodisasi (energiyaning ko'chishi), diffuziya jarayoni (massaning ko'chishi) va ichki ishqalanish hodisasi (impulsning ko'chishi)
Kristall panjara	– Zarrachalarning bir - biriga nisbatan kristall panjara doimiysiga teng masofa bilan qat'iy tartibda davriy joylashishi
Kubik tizim	– Bu tizimga uch xil panjara: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, yonlari markazlashgan kubik panjaralar kiradi

Kul rang jism	– Nur yutish qobiliyati ρ birdan kichik va hamma chastotalar uchun bir xil bo'lgan jism
Kulon energiyasi	– Elektronlarning yadro bilan, elektronlarning o'zaro va yadrolarning o'zaro elektrostatik ta'sir energiyasi
Kuper juftlari	– Kristal panjaraning ayrim qismlarida musbat zaryadlarning fazoviy nojinsli taqsimlanishi hisobiga hosil bo'ladigan elektronlar va musbat zaryadlarning juftligi
Kvant statistikasi	– Aynigan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika
Kvantlangan	– Devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarracha energiyasi E_n ning faqat aniq diskret qiymatlarga ega bo'lishi
Linzaning bosh optik o'qi	– Linzalarning sirtlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq
Linzaning chiziqli kattalashtirishi	– Tasvir va buyumning chiziqli o'lchamlari nisbati
Linzaning fokal tekisligi	– Linzaning fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislik
Linzaning fokus masofasi	– Linzaning bosh optik markazidan bosh fokusigacha bo'lgan masofasiga aytiladi va f harfi bilan belgilanadi
Linzaning optik kuchi	– Linzaning f fokus masofasiga teskari bo'lgan D kattalik
Linzaning optik markazi	– Bosh optik o'qda yotuvchi va undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta
Lorens kuchi	– Elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} va magnit maydon induksiyasining \vec{B} vektoriga \vec{v} – tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuchi
Loshmidt soni	– Normal sharoitlarda $1m^3$ hajmni egallagan gaz molekulari soni
Magnetiklar	– Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnit maydonini o'zgartira oladigan moddalar.
Magnitlanganlik vektori	– Magnetiklarning magnitlanishini tavsiflovchi kattalik.
Majburiy tebranish	– Davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi.
Maksvell ifodasi	– Elektromagnit to'lqinining istalgan muhitdagi tarqalish tezligining ifodasi $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$
Matematik mayatnik	– Og'irligi hisobga olinmaydigan, l uzunlikdagi cho'zilmaydigan ipga osilgan m massali moddiy nuqtaning tebranishi
Mayer tenglamasi	– $C_p = C_v + R$
Metall bog'lanish	– Metall kristall panjarasidagi musbat ionlarning elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasidagi bog'lanish

Mexanik to'liqin	– G'alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir
Moddalarning ekranlashishi	– O'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmasligi tufayli sirt zaryadlarining teng taqsimlanganligi
Moddiy nuqta Normallash sharti	– Ma'lum massaga ega bo'lgan, o'lchami o'rganiladigan masofalarga nisbatan juda kichik bo'lgan jism
Nuqtaviy zaryad	– Funksiya qiymati 1 ga teng bo'lganda zarrachaning shu hajmda bo'lish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo'lishi, ehtimollikni tartibga solish sharti
Nurlanish oqimi Re	– O'lchamlari boshqa zaryadlangan jismlargacha bo'lgan masofaga nisbatan sezilarli darajada kichik bo'lgan zaryad
Odatdagi nur	– Nurlanish energiyasining (W) nurlanish vaqtiga (t) nisbatiga aytiladi
Odatdan tashqari nur	– Qo'sh nur sinishida bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlantiradi, tushayotgan nur va normal tekisligida yotadigan nur
Oniy tezlanish	– Qo'sh nur sinishida l - yo'nalishdagi ikkinchi nurning sinish ko'rsatkichi tushish burchagi o'zgarganda doimiy saqlanmaydigan nur
Oniy tezlik	– Moddiy nuqtaning bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilasi.
Orbital kvant soni l	– Moddiy nuqtaning bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasi
Orbital magnit momenti	– Elektron impulsi – harakat miqdorining orbital momenti
Og'irlik kuchi	– Elektronning yadro atrofidagi harakati natijasida hosil bo'lgan magnit momenti
Panjaraning aniqlash kuchi	– Yerning tortish kuchi ta'sirida jismlarda hosil bo'ladigan kuch.
Plank ifodasi	– Ikkita yonma - yon turgan spektral chiziqlarni alohida aniqlash darajasini ko'rsatuvchi $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ o'lchovsiz kattalik
Potensial energiya	– $E = h\omega$ – fotonning energiyasi
Potensial maydon	– Jismlarning bir - biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liq energiya
Prujinali mayatnik	– Jismlarning o'zaro ta'siri kuch maydonlari orqali bajarilsa bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi trayektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liq maydon
Qarshilik kuchi	– Yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali jismning tebranishi
	– Gaz va suyuqliklarning ilgari lanma harakatlarida hosil bo'ladigan kuchdir

Qaytuvchi jarayon	– Avval to‘g‘ri siklda keyin teskari siklda sodir bo‘ladigan termodinamik jarayon
Qaytish qonuni	– Qaytgan nur tushuvchi nur va tushish chegarasiga o‘tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng
Qo‘zg‘atilgan o‘tkazuvchanlik	– Valent sohadagi elektronlarga o‘tkazuvchanlik sohasiga o‘tish uchun yetarli bo‘lgan energiyani beruvchi tashqi kuchlar ta‘sirida paydo bo‘ladigan yarim o‘tkazgichlarning o‘tkazuvchanligi
Qutblanish	– Tashqi elektrostatik maydon ta‘sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo‘nalishini o‘zgartirish
Qutblanish vektori	– Dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig‘indisiga miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizik kattalik.
Qutblantirgich (polyarizator)	– Yorug‘likning qutblanishini amalga oshiruvchi qurilma
Qutbli molekularlar	– Molekularidagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan va tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og‘irlik markazlari ustma-ust tushmaydigan molekula
Qutbsiz molekularlar	– Molekularidagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og‘irlik markazlari ustma - ust tushgan molekula
Quvvat	– Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflovchi kattalik
Ravshanlik V_{φ}	– φ yo‘nalishdagi yorug‘lik kuchini I nurlatayotgan yuzaning nurlanish yo‘nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proyeksiyasiga nisbatiga teng kattalik
Rezonans hodisasi	– $\omega \rightarrow \omega_{rez}$ bo‘lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga ortishi hodisasi
Siljish tokining zichligi	– Siljish vektorining o‘zgarish tezligi
Sferik to‘lqinlar	– Manbadan barcha yo‘nalishlarda tarqaladigan, to‘lqin sirtlari kontsentrik sferalardan iborat bo‘lgan to‘lqinlar
Sinish qonuni	– Tushuvchi nur singan nur va tushish nuqtasida ikki muhit chegarasiga o‘tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, tushish burchagining sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan muhitlar uchun o‘zgarmas kattalik hisoblanadi
Sochuvchi linzalar	– Manfiy optik kuchga ega bo‘lgan linzalar
Spin kvant soni	– Elektronning o‘z o‘qi atrofidagi harakat miqdori xususiy momentining \vec{H} yo‘nalishiga nisbatan magnit momenti
Stoletov qonuni	– Katodga tushayotgan yorug‘likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan

	fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionalik qonuni
Statika	– Jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganuvchi mexanika bo'limi
So'nuvchi tebranishlar	– Vaqt o'tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo'qotilishiga bog'liq tebranishlar
Tebranish	– Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizik jarayon
Tebranishlar chastotasi	– Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar soni
Tebranishlarning interferensiyasi	– Kogerent to'lqinlarning bir - birining ustiga tushganda fazoning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranish amplitudasining kuchayishiga va boshqa nuqtalarida susayishiga olib keladigan hodisa
Tezlik trayektoriyasi	– Tezlanuvchan nuqtalardan iborat geometrik holat.
Tok kuchi	– O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizikaviy kattalik
Tok kuchining zichligi	– O'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzasidan o'tgan tok kuchiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalik
Tok manbalari	– Elektrga yot kuchlarni hosil qiluvchi qurilmalar.
Tovush balandligi	– Tebranish chastotasi va eshitish qobiliyatiga bog'liq bo'lgan, deyarli, davriy tovushning sifatiga aytiladi
Tovush bosimi	– Tovush to'lqini suyuq yoki gazsimon muhitdan o'tayotganda ularda vujudga keladigan qo'shimcha bosim
Tovush qattiqligi	– Eshitish sezgirligi kuchining subyektiv bahosidir, u muhitning zichligi va quloqning sezgirligiga bog'liqdir
To'lqin fronti	– Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlaridan ajratuvchi sirt
To'lqin jarayonining xarakteristikasi	– Muhit zarrachalarining muvozanat holatlaridan siljishi
To'lqin manbai	– Mexanik to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism
To'lqin nuri	– To'lqin tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziq
To'lqin paketi	– Yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'lqinlarning ustma - ust tushgan guruhi
To'lqin sirti	– Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o'tuvchi sirt
To'lqin tenglamasi	– Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi
To'lqin tizmasi	– Atomlarning alohida qisqa impulsiga o'xshash uzoq - uzoq yorug'lik nurlanishi
To'lqin uzunligi	– To'lqin frontining T bir davrga teng vaqtda ko'chgan masofasi
Tugunlar	– Kristall panjarada atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar

Tugunlararo soha	– Tugunlar orasidagi soha
Turg'un to'lqin	– Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishi natijasida paydo bo'lgan tebranma jarayon
O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi	– Metallarning normal o'tkazuvchanlik holatidan elektr qarshiligi yoq bo'lgan holatga o'tish hodisasi
O'zaro induksiya	– Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya <i>EYuK</i> ni hosil qilish hodisasi.
O'zgarmas tok	– Tokning kuchi va yo'nalishi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladigan tok
Ultratovushlar	– 20000 Hz dan yuqori tovushlar
Van-der-Vaals kuchlari	– Gaz molekulari siqishida paydo bo'luvchi umumiyroq ko'rinishda bo'lgan bog'lanish kuchlari
Vaqtli kogerentlik	– Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi
Vinning siljish qonuni	– Nurlanish spektri maksimumining to'lqin uzunligini absolyut temperaturaga bog'lik qonuni
Xususiy funksiyalar	– Xususiy qiymatlarga mos bo'lgan funksiyalar
Xususiy tebranishlar	– Jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch bo'lmagan holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib turadigan tebranish
Xususiy o'tkazuvchanlik	– Kirishma atomlaridan yuqori darajada tozalangan yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi
Xususiy yarim o'tkazgichlar	– Kimyoviy jihatdan toza yarim o'tkazgichlar
Yassi to'lqinlar	– Ylar faqat bir xil yo'nalishda tarqaladilar (ularning to'lqin sirti tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir)
Yig'uvchi linzalar	– Musbat optik kuchga ega bo'lgan linzalar
Yoritilganlik E	– Yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimini (F) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi, uning birligi 1 <i>lyuks</i> – 1 lm/m^2 dir
Yorug'lik kuchining birligi XB tizimida	– Bir <i>kandelaga</i> teng
Yorug'lik oqimi F	– Qabul qilgich sezgirligiga to'g'ri keladigan optikaviy nurlanish quvvatidir, uning birligi 1 <i>lyumen</i> – 1 kd/sr ga teng
Yorug'lik to'lqinining interferensiyasi	– Ikkita kogerent yorug'lik to'lqinlari biri - birining ustiga tushganda yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatiladigan, ayrim nuqtalarda to'lqin jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladigan hodisa
Yorug'likning difraksiyasi	– Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi
Yorug'likning dispersiyasi	– Moddaning optik xususiyatini yorug'likning to'lqin uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi

Yorug'likning dixroizmi	– Ayrim kristallarda nurlardan biri boshqasiga nisbatan kuchli yutilish hodisasi
Yorug'likning energetik kuchi I_e	– Nuqtaviy nurlanish oqimi F_e ni, shu nurlanish tarqalayotgan teles burchakka (ω) nisbati
Yorug'likning qutblanishi	– Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni
Yo'lning geometrik farqi	– Ikkita manbadan chiqadigan kogerent to'lqinlar bosib o'tgan yo'llar farqi
Yutilish spektri	– Yorug'likni yutuvchi jismdan o'tgan nurlarni spektrga ajratsak, xar xil rangli fonda qora chiziqlar va yutilgan nurlar to'lqin uzunligiga tegishli kengroq sohalar kuzatiladi, va bunday chiziqlar majmuasi jismni beradi.
Zaryadlarning hajmiy zichligi	– Jismning bir birlik xajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalik
Zaryadning chiziqli zichligi	– Jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalik
Zaryadning sirt zichligi	– Jismning bir birlik sirt yuzasiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalik
Shaffoflik koeffitsiyenti	– Elektronlarning potensial to'siqdan o'tishidagi potensial to'siqning shaffofligi. To'siqni o'tgan zarrachalar oqimi zichligini to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligiga nisbati
Sharl qonuni	– Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgarish qonuni
Shtern tajribasi	– Gaz molekularining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishni isbotlaydi
Chiziqli spektrlar	– Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlarda ma'lum temperaturalarda kuzatiladigan asosiy energetik holatlar qiymatlariga mos bo'lgan utilish yoki nurlanish spektral chiziqlari.

O'lchash birliklari va xalqaro birliklar tizimi (XBT)

Fan va texnikaning rivojlanishida, yangi texnologiyalarni yaratishda, mamlakatning mudofaa qudratini yuksaltirishda, sanoat va qishloq xo'jaligi mahsulotlari sifatini oshirishda *o'lchashlar birligini ta'minlash* juda katta ahamiyatga ega. O'lchashlar umumiyligi deganda ularning holati, o'lchash natijalari, o'lchash birliklari o'lchovlariga teng bo'lgan, o'rnatilgan doiralardagi o'lchamlarga ega bo'lgan, qonun orqali shakllantirilgan birliklarda ifodalanishi tushuniladi. Birliklar o'lchovlari birlamchi nusxalar orqali takrorlanishi, o'lchov natijalari xatoliklari ma'lum bo'lishi va berilgan ehtimollikda o'rnatilgan tartib chegarasidan chiqmasligini ta'minlanishi zarur.

Mamlakatda o'lchash birligini ta'minlash tizimining texnikaviy asoslari davlat va birlamchi nusxalar majmuasidan iborat bo'lgan milliy nusxalar bazasi hisoblanadi. Ular o'lchash birliklarini saqlash, qayta tiklash, o'lchash texnikalarining boshqa vositalariga birliklar o'lchovlarini uzatishni ta'minlashi kerak.

Mamlakat o'zining nusxalar bazasiga ega bo'lmaganda, boshqa davlatlarning nusxalaridan foydalanishga majbur bo'ladi. Shu sababli mamlakatning milliy nusxalar bazasining holati va texnikaviy darajasi o'sha mamlakatning ilmiy-texnikaviy rivojlanish darajasini belgilaydi.

O'zbekiston Respublikasining o'lchashlar birliligini ta'minlash davlat tizimi "kattaliklar birliklari" to'g'risidagi - *O'z DSt 8.012:2005* O'zbekiston davlat standarti 2005-yilda O'zbekistonning standartlash, metrologiya va sertifikatsiyalash agentligi tomonidan ishlab chiqilgan.

Ushbu standart quyidagi normativ xujjatlardan iborat:

1. *GOCT 8.417:2002 Kattaliklar birliklari.*

2. *GOCT 8.430 – 88 Fizikaviy kattaliklar birliklarini belgilash.*

3. *O'z DSt 8.010.1:2001 1 qism. Asosiy va umumiy terminlar.*

4. *O'z DSt 8.010.2:2003 2 qism. O'lchash vositalari va ularning parametrlari.*

5. *O'z DSt 8.010.3:2004 3 qism. Metrologik xizmatlar.*

O'zbekiston davlat standartida O'z DSt 8.010.1, O'z DSt 8.010.2 va O'zDSt 8.010.3 normativ xujjatlarga asosan birliklar uchun asosiy terminlar qo'llanilgan.

O'lchashlar birligining ta'minlash tizimining 5 bo'lim 1-jadvalida Xalqaro birliklar tizimining asosiy birliklari va ta'riflari keltirilgan.

Xalqaro birliklar tizimining asosiy birliklari

Kattaliklar turi	Birliklar nomi	Qisqacha belgilash
Uzunlik	Metr	<i>m, (L)</i>
Massa	Kilogramm	<i>kg, (M)</i>
Vaqt	Sekund	<i>s, (T)</i>
Elektr toki kuchi	Amper	<i>A, (I)</i>
Temperatura	Kelvin	<i>K, (Θ)</i>
Yorug'lik kuchi	Kandela	<i>Cd, (J)</i>
Modda miqdori	Mol	<i>Mol, (N)</i>

1. Uzunlik birligi – *metr yorug‘likning vakuumda 1/299 792 458 s vaqt intervalida bosib o‘tgan yo‘lidir.* (XYII O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1983-yil. 1 - rezolyutsiya).

2. Massa birligi – *kilogramm kilogrammning xalqaro prototipi massasiga teng bo‘lgan massa birligidir.* (1 O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1889-yil va 3 Bosh konferentsiyasi, 1901-yil).

3. Vaqt birligi – *sekund 133 - Tsezziy atomining asosiy holatidagi ikkita o‘ta nozik energetik sathlari orasida o‘tishga tegishli 9 192 631 770 nurlanish davrlariga teng bo‘lgan vaqtga aytiladi.* (XIII O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1967 yil, 1 - rezolyutsiya).

4. Elektr toki kuchi birligi – *Amper 1 metrli o‘tkazgichning har bir qismida 2.10⁻⁷ Nyuton ta’sir kuchi hosil qiladigan, vakuumda 1 metr oraliqda joylashgan, hisobga olinmaydigan darajada kichik ko‘ndalang kesim yuzasiga ega bo‘lgan, cheksiz uzunlikdagi to‘g‘ri chiziqli parallel joylashgan o‘tkazgichlardan o‘tayotgan o‘zgarmas tok kuchiga aytiladi.* (O‘lchov va tarozlar Xalqaro Konferentsiyasi, 1946-yil, 2 - rezolyutsiya, IX O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1948-yil).

5. Termodinamik temperatura – *Kelvin suvning uchlik nuqtasi termodinamik temperaturasining 1/273.16 qismiga teng bo‘lgan temperatura birligiga aytiladi.* (XIII O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1967-yil, 4 - rezolyutsiya).

6. Yorug‘lik kuchi – *Kandela manbaning berilgan yo‘nalishida, 540.10¹² Hz chastotali, 1/683 Vt/steradian yorug‘lik energetik kuchiga ega bo‘lgan monoxromatik nurlanish chiqaradigan yorug‘lik kuchiga aytiladi.* (XYI O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1979 yil, 3 - rezolyutsiya).

7. Modda miqdori – *mol 0.012 kilogramm massali 12-Uglerod atomidagi strukturali elementlar soniga teng bo‘lgan tizimning modda miqdoriga aytiladi. Strukturali elementlar atomlar, molekularlar, ionlar, elektronlar va boshqa zarrachalardan iborat bo‘lishi mumkin.* (XII O‘lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1971-yil, 3 - rezolyutsiya).

Ko‘rsatma

1. Termodinamik temperaturadan tashqari, $T_0 = 273.15 K$ ga teng bo‘lganda, $t = T - T_0$ ifoda bilan aniqlanadigan, amaliy temperatura shkalasi birligi Selsiydan ham foydalanish mumkin. O‘lchovlari bo‘yicha Tselsiy Kelvinga tengdir.

2. Termodinamik temperatura intervali yoki farqi Kelvinda ifodalanadi. Odatdagi Selsiy temperaturasi intervali yoki farqi Kelvinda hamda Selsiy graduslarida ifodalanishi mumkin.

3. Termodinamik temperaturadan farq qilish uchun *Xalqaro amaliy temperatura 1990* – Xalqaro temperatura shkalasida t_{90} deb belgilanadi.

O‘lchashlar birligini ta’minlash tizimining 5 - bo‘lmida XBT birliklarining 11ta xosilalari (*masalan: yuza, hajm, tezlik, tezlanish, zichlik, to‘lqin soni, solishtirma hajm, elektr toki zichligi, magnit maydoni kuchlanlanganligi, molyar konsentratsiya va yoritilganlik*), aloxida nom va belgilanishga ega bo‘lgan 43ta XBT birliklarining xosilalari, XBTgi kirmaydigan 11ta birliklar, 5ta nisbiy va logarifmik kattaliklar va ularning birliklari,

7ta tizimdan tashqari birliklar (masalan: *dengiz mili, metrik karat, chiziqli zichlik - teks, tezlik - uzul, tezlanish - gal, aylanish chastotasi - 1 s da aylanish va 1 minutda aylanish, bosim - bar*) va ma'lumotlar miqdori birliklari (bit va bayt) keltirilgan. (Ma'lumotning oddiy birligi – *bit*, Ikkilik tizimidagi ma'lumot birligi – *bayt*).

Birliklar o'lchovlari (etalonlari) nusxalarini ishlab chiqish

Mamlakat miqyosida markazlashgan ko'rinishda birliklar nusxasini ishlab chiqiladi. "Markazlashmagan nusxalar" metrologik hizmat organlari orqali ishlab chiqilishi mumkin. Markazlashgan tartibda, modda miqdoridan tashqari, barcha birliklar ishlab chiqiladi.

Etalon nusxa – birliklarni saqlash, qayta ishlab chiqishga mo'ljallangan o'lchash vositadir. Umuman etalonlar quyidagi turlardan iborat bo'ladi:

- *Birinchi nusxa – eng yuqori o'lchash aniqligiga ega bo'lgan nusxa;*
- *Ikkinchi nusxa – birinchi nusxadan o'lchov birliklarini olgan nusxadir;*
- *Boshlang'ich nusxa – eng yuqori metrologik xususiyatlarga ega bo'lgan nusxa;*
- *Ishchi nusxa – ishchi o'lchash vositalariga o'lchov birligini berish nusxasi;*
- *Birinchi davlat nusxasi – davlat xududida ishlatish uchun davlatning mutasaddi idorasi qarori bilan tanlangan nusxa;*
- *Milliy nusxa - rasmiy qaror bilan tan olingan nusxa;*
- *Xalqaro nusxa – xalqaro kelishuv asosida qabul qilingan nusxa.*

Fundamental fizikaviy doimiylar

Kattalik	Belgisi	Son qiymatlari
Yorug'lik tezligi	c	299 792 458 m/s
Vakuunning magnit singdiruvchanligi	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} H \cdot m^{-1}$
Dielektrik singdiruvchanlik	$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8,85418782 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$
Ridberg doimiysi	R_∞	$10973731,77 m^{-1}$
Plank doimiysi	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ h	$1,0545887 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ $6,626176 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
Elektronning tinch holatdagi massasi	m_e	$9,109534 \cdot 10^{-31} kg$
Elektronning ting holatdagi energiyasi	$m_e c^2$	$0,5110034 MeV$
Protonning tinch holatdagi massasi	m_p	$1,6726485 \cdot 10^{-27} kg$
Protonning tinch holatdagi energiyasi	$m_p c^2$	$938,2796 MeV$
Neytronning tinch holatdagi massasi	m_n	$1,6749543 \cdot 10^{-27} kg$
Neytronning tinch holatdagi energiyasi	$m_n c^2$	$939,5731 MeV$
Proton massasining elektron massasiga nisbati	m_p / m_e	1836,15152
Elektron zaryadi	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19} C$
Elektron zaryadining uning massasiga nisbati	e / m_e	$4,803242 \cdot 10^{-10} SGSE z \cdot b.$
Bor magnetoni	μ_B	$1,7588047 \cdot 10^{-11} C \cdot kg^{-1}$
Yadro magnetoni	μ_N	$9,274078 \cdot 10^{-24} J \cdot T^{-1}$
Yadro magnetonida neytronning magnit momenti	μ_n / μ_H	$5,050824 \cdot 10^{-27} J \cdot T^{-1}$
Yadro magnetonida protonning magnit momenti	μ_p / μ_N	1,91315
Massaning atom birligi	$m.a.b.$	2,7928456
($10^3 kg \cdot mol^{-1}$). N_A m.a.b. birligida:		$1,6605655 \cdot 10^{-27} kg$
Vodorod massasi	1H	1,007825036 m.a.b.
Deyteriy massasi	2H	2,014101795 m.a.b.
Geliy-4 massasi	4He	4,002603267 m.a.b.

10 - jadvalning davomi

Avogadro doimiysi	N_A	$6,022045 \cdot 10^{23} mol^{-1}$
Faradey doimiysi	$F = e \cdot N_A$	$96484,56 Kl \cdot mol^{-1}$
Molyar gaz doimiysi	R	$8,31441 Dj \cdot mol^{-1} K^{-1}$
Normal sharoitda ($P=1 atm, T_0=273,15 K$) ideal gazning molyar hajmi	V_m	$22,41333 \cdot 10^{-3} m^3 \cdot mol^{-1}$
Bolsman doimiysi	$k = R / N_A$	$1,380662 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$
Nozik tuzilish doimiysi	α	0,0072973506
Birinci Bor qobig'ining radiusi	l / α a_0	137,03604 $0,52917706 \cdot 10^{-10} m$
Elektronning klassik radiusi	r_e	$2,8179380 \cdot 10^{-15} m$
Jozefson doimiysi	$2e / h$	$4,835939 \cdot 10^{14} Hz \cdot V^{-1}$
Magnit oqimining kvanti	$F_0 = h / 2e$	$2,0678506 \cdot 10^{-15} Vb$

Mendeleyevning davriy jadvali⁶.

PERIODIC TABLE
Atomic Properties of the Elements

NIST
National Institute of Standards and Technology
13. Department of Commerce

Physical Measurement Laboratory
Reference Data Laboratory

Standard Reference Data
www.nist.gov/srd

18
VIIIA He
2
Ne
10
F
9
O
8
N
7
C
6
B
5
13
14
15
16
17
18
IIIA IVA VA VIA VIIA VIIIA
Al Si P S Se Br Kr
Ga Ge As Se Br Kr
In Sn Sb Te I Xe
Tl Pb Bi Po At Rn
Pb Bi Po At Rn
Uuo
118
Uus
117
Uup
116
Ly
115
Uut
114
Fl
113
Cn
112
Rg
111
Ds
110
Mt
109
Hs
108
Bh
107
Sg
106
Db
105
Rf
104
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
IIIB IIB IB VB VIB VIIA VIII
Sc Ti V Cr Mn Fe Co Ni Cu Zn Ga Ge As Se Br Kr
Y Zr Nb Mo Tc Ru Rh Pd Ag Cd Hg
La Ce Pr Nd Pm Sm Eu Gd Tb Dy Ho Er Tm Yb Lu
Ac Th Pa U Np Pu Am Cm Bk Cf Es Fm Md No Lr
Actinides Lanthanides

Group 1
IA
2
IIA
3
IIIB
4
IVB
5
VB
6
VIB
7
VIIA
8
8
9
9
10
10
11
IB
12
IIB
13
IIIA
14
IIIA
15
VA
16
VIA
17
VIIA
18
VIIIA

Period
1
2
3
4
5
6
7

■ Solids
■ Liquids
■ Gases
■ Artificially Prepared

Empirically used fundamental physical constants
 For the most accurate values of these and other constants, visit physics.nist.gov/constants
 1 second = 9 300 000 000 000 000 periods of radiation corresponding to the transition between the two hyperfine levels of the ground state of ¹³³Cs
 1 AU = 149 597 870 700 m
 1 year = 365.256 days (mean solar day)
 1 year = 365.2422 days (tropical year)
 1 year = 365.2596 days (sidereal year)
 1 year = 365.2556 days (mean tropical year)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 1900-2000)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2000-2100)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2100-2200)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2200-2300)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2300-2400)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2400-2500)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2500-2600)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2600-2700)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2700-2800)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2800-2900)
 1 year = 365.25636 days (mean tropical year, 2900-3000)

Name
 Atomic Number
 Symbol
 Group
 Period
 Block
 Standard Atomic Weight
 Oxidation States
 Electronegativity
 Ionization Energy (eV)
 Electron Affinity (eV)

*IUPAC conventional atomic weights. Standard atomic weights for these elements are expressed in intervals, see <http://www.chem.qmul.ac.uk/iupac/> for an explanation and details.
 For a description of the data, visit physics.nist.gov/srd
 NIST SP 966 (September 2014)

⁶ http://www.cmu.edu/news/stories/archives/2016/january/images/periodic_table_large.png
647

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Douglas C. Giancoli, Physics: Principles with Applications, 6th edition. Prentice Hall; 2004. USA
2. Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, Ninth Edition Raymond A. Serway and John W. Jewett, Jr. Publisher: Brooks Cole; 9 edition (January 17, 2013)
3. Young H.D., Freedman R.A. University Physics with Modern Physics, 13th Edition. – Addison-Wesley, 2012. — 1598 p.
4. Q. P. Abduraxmonov, O'. Egamov "Fizika kursi" darslik, T.: "O'quv ta'lim metodikasi", 2015-y.
5. Савелев И.В. Умумий физика курси. Т.: «Ўқитувчи», 1973. т. 1.
6. Савелев И.В. Умумий физика курси. Т.: «Ўқитувчи», 1973. т. 2.
7. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. Физика курси. Т.: «Ўзбекистон», 2000.
8. Рахматуллаев М. «Умумий физика курси». Механика, «Ўқитувчи», 1995.
9. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука, 1989 т. 1.
10. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука, 1989 т. 2.
11. Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1985.
12. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1989.
13. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука 1989 т. 1.
14. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука 1989 т. 2.
15. Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1985.
16. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1989.
17. Елифанов Г.И. Физика твердого тела. М.: Высшая школа. 1977.
18. Государственный стандарт Узбекистана. Государственная система обеспечения единства измерений Республики Узбекистан. Единицы величин. Узбекское агенство стандартизации, метрологии и сертификации. Ташкент, 2005.
19. Zaynobiddinov S., Teshaboyev A. Yarim o'tkazgichlar fizikasi. Т.: «O'qituvchi», 1999.
20. www.my.estudy.uz.
21. www.fizika.uz.
22. www.elearning.zn.uz.
23. http://elearn.ilas.nagoya-u.ac.jp/CoffeeBreak/ap_phys_b.html/
24. <http://www.learnapphysics.com/apphysicsc/index.html/>
25. <https://edx.org>
26. <https://coursera.org>.
27. <https://www.khanacademy.org>
28. <https://phet.colorado.edu>.

MUNDARIJA

SO'Z BOSHI.....	3
I BOB. MEXANIKA - KINEMATIKA.....	5
1-§. Mexanikaviy harakat.....	6
2-§. Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt.....	6
3-§. Moddiy nuqta kinematikasi.....	9
4-§. Nuqtaning aylana bo'ylab harakati.....	13
5-§. Egri chiziqli harakat.....	15
Nazorat test savollari.....	21
I bob bo'yicha krossvord.....	28
Bobni o'zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	29
II BOB. MEXANIKA - DINAMIKA.....	32
6-§. Moddiy nuqta dinamikasi.....	32
7-§. Tabiatda kuchlar.....	38
8-§. Moddiy nuqtalar tizimi. Inersiya markazi.....	42
9-§. Impulsning saqlanish qonuni.....	46
10-§. Kuch momenti.....	49
11-§. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.....	52
12-§. Ish va quvvat.....	57
13-§. Kinetik va potensial energiyalar.....	59
14-§. Energiyaning saqlanish qonuni.....	61
Nazorat test savollari.....	63
II bob bo'yicha krossvord.....	69
Bobni o'zlashtirishda foydalanish tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	70
III BOB. MEXANIKA. INERSIAL SANOQ TIZIMLARI.....	72
15-§. Inersial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari.....	73
16-§. Eynshteyn postulatlar. Lorens almashtirishlari.....	74
Nazorat test savollari.....	80
III bob bo'yicha krossvord.....	82
Mexanika bobiga tegishli nazorat savollari.....	83
IV BOB. ELEKTROSTATIKA.....	85
17-§. Elektr o'zaro ta'sir.....	85
18-§. Kulon qonuni.....	86
19-§. Elektr maydoni. Maydon kuchlanganligi.....	89
20-§. Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.....	95
21-§. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.....	97
22-§. Elektr dipoli.....	102
23-§. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.....	104
24-§. Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.....	106
25-§. Dielektriklarning qutblanishi.....	110
26-§. Qutblanish vektori.....	115
27-§. Elektrostatik maydondagi o'tkazgichlar.....	116
28-§. Elektr sig'imi.....	117
29-§. Elektrostatik maydon energiyasi.....	125
30-§. Elektr toki.....	126
31-§. Om va Joul - Lens qonunlarining differensial va integral ifodalari.....	127
Nazorat test savollari.....	130
IV bob bo'yicha krossvord.....	144
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	146

Nazorat savollari.....	148
V BOB. O'ZGARMAS TOK ZANJIRLARI	149
32-§. EYuK va manba klemmalarida kuchlanish tushishi	150
33-§. Qarshiliklarni ketma-ket va parallel ulash.....	152
34-§. Kirxgoff qoidalari.....	159
35-§. Manbalarni ketma-ket va parallel ulash. Akkumulyatorni zaryadlash	164
36-§. Ketma-ket va parallel ulangan sig'implardan tashkil topgan zanjirlar	166
37-§. Ketma-ket ulangan qarshilik va sig'implardan iborat RC - zanjirlar.....	170
38-§. Ampermetr va voltmترلar	175
Nazorat test savollari	182
V bob bo'yicha krossvord.....	185
Nazorat savollari.....	186
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar	187
VI BOB. ELEKTROMAGNETIZM	190
39-§. Magnit maydoni induksiyasi. Lorens kuchi.....	190
40-§. Amper qonuni.....	193
41-§. Bio-Savar-Laplas qonunining differensial va integral ko'rinishlari	200
42-§. Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi	204
43-§. Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qonuni.....	208
44-§. O'tkazgichning induktivligi.....	213
45-§. Solenoidning induktivligi	214
46-§. Zanjirmi tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya	214
47-§. Zanjirmi tok manbaiga ulshda hosil bo'ladigan o'zinduksiya	216
48-§. O'zaroinduksiya	217
49-§. Tokning magnit maydon energiyasi	218
50-§. Magnetiklarda magnit maydoni.....	219
51-§. Maksvell tenglamalari	223
Nazorat test savollari	226
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	234
VI bob bo'yicha krossvord	236
Nazorat savollari.....	237
VII BOB. GARMONIK TEBRANISHLAR	239
52-§. Garmonik tebranma harakat kinematikasi	239
53-§. Prujinali mayatnik	243
54-§. Fizikaviy mayatnik.....	244
55-§. Matematik mayatnik.....	245
56-§. Elektromagnit tebranishlar	246
57-§. Tebranishlarni qo'shish	249
58-§. So'nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar	255
59-§. Majburiy mexanik tebranishlar.....	260
60-§. Majburiy elektromagnit tebranishlar	263
Nazorat test savollari	269
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	275
VII bob bo'yicha krossvord	277
Nazorat savollari.....	278
VIII BOB. TO'LQIN HODISALARI.....	279
61-§. To'lqin hodisalari	280
62-§. To'lqin superpozitsiyasi	285
63-§. Turg'un to'lqinlar	289
64-§. Gyuygens prinsipi.....	290
Nazorat test savollari	292

VIII bob bo'yicha krossvord	293
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar	295
Nazorat savollari	297
IX BOB. AKUSTIKA	298
65-§. Akustika	299
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar	303
Nazorat savollari	303
X BOB. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR.....	304
66-§. Elektromagnit to'lqinlar	305
67-§. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi	310
Nazorat test savollari.....	315
X bob bo'yicha krossvord	318
Nazorat savollari	318
XI BOB. OPTIKA. NURLANISHNING KVANT TABIATI	320
68-§. Optikaning asosiy qonunlari	320
69-§. Geometriyaviy optika elementlari.....	322
70-§. Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari.....	330
71-§. Plyonkali va raqamli fotokameralar [1].	332
72-§. Yorug'lik nurining tabiati	334
73-§. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi	336
74-§. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi	338
75-§. Yorug'lik to'lqinlarining intrferensiyasini kuzatish usullari	339
76-§. Yorug'lik difraksiyasi	342
77-§. Frenel sohalari.....	344
78-§. Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishida kuzatiladigan difraksiya hodisalari.....	344
79-§. Bitta tirqishli to'siqdagi Fraunhofer difraksiyasi	347
80-§. Difraksiyaviy panjara	349
81-§. Yorug'lik dispersiyasi	352
82-§. Yorug'likning yutilishi va sochilishi.....	354
83-§. Yorug'likning qutblanishi	357
84-§. Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi.....	358
85-§. Qo'sh nur sinishi	360
86-§. Qutblanish tekisligining aylanishi.....	361
87-§. Suyuq kristallik displeylar (LCD) [1].	361
88-§. Issiqlik nurlanishi.....	365
89-§. Fotoeffekt.....	369
90-§. Yorug'lik bosimi.....	373
91-§. Kompton effekti	374
92-§. Modda zarrachalarining korpuskulyar - to'lqin dualizmi.....	375
Nazorat test savollari.....	377
XI bob bo'yicha krossvord.....	384
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar	386
Nazorat savollari	387
XII BOB. KVANT FIZIKASI.....	389
93-§. De Broyl to'lqinining fizikaviy ma'nosi	389
94-§. Geizenberg noaniqliklarining munosabati.....	390
95-§. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi	392
96-§. Shredinger tenglamasi.....	394
97-§. Erkin zarrachaning harakati	395
98-§. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarrachaning holati.....	396
99-§. Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti.....	399

100-§. Atomlarning chiziqli spektrlari.....	402
101-§. Bor postulatlari	405
102-§. Vodorod atomi. Kvant sonlar	405
103-§. Pauli prinsipi. Elementlarning davriy tizimi.....	408
Nazorat test savollari	409
XII bob bo'yicha krossvord.....	418
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	419
Nazorat savollari.....	420
XIII BOB. MOLEKULAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA ASOSLARI.....	421
104-§. Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishdastatik va termodinamik usul- lar.....	422
105-§. Ideal gaz qonunlari	423
106-§. Ideal gazning holat tenglamasi	426
107-§. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.....	428
108-§. Ideal gaz molekularining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsi- moti.....	431
109-§. Barometrik ifoda. Bolsman taqsimoti.....	435
110-§. Molekulalarning o'rtacha to'qnashishlari soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li.....	437
111-§. Molekulyar-kinetik nazariyaning tajribada tasdig'i.....	439
112-§. Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari.....	440
113-§. Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti	443
114-§. Termodinamikaning birinchi qonuni	444
115-§. Gazning bajargan ishi.....	445
116-§. Issiqlik sig'imi	446
117-§. Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tatbiqi.....	447
118-§. Qaytar va qaytmas jarayonlar.....	452
119-§. Karno sikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti.....	455
120-§. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni.....	456
Nazorat test savollari	460
XIII bob bo'yicha krossvord.....	472
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	474
Nazorat savollari.....	476
XIV BOB. KLASSIK VA KVANT STATISTIKALARI	477
121-§. Aynigan va aynimagan elektron gazlar	478
122-§. Taqsimot funksiyalari.....	479
123-§. Mikrozarhalarning holatlari soni va zichligi.....	480
124-§. Ideal gazning aynimaslik sharti	482
125-§. Aynimagan gazning taqsimot funksiyasi.....	484
126-§. Aynigan gazning taqsimot funksiyasi.....	485
127-§. Fermi - Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri	487
128-§. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi	488
XIV bob bo'yicha krossvord.....	490
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar.....	492
Nazorat savollari.....	493
XV BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI	494
129-§. Bog'lanish kuchlari	495
130-§. Kristall panjara	500
131-§. Kristall tizimlari	504
132-§. Erkin atomlarning energetik sathlari	505
133-§. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi	508
134-§. Kristallarda energetik sathlarning hosil bo'lishi.....	510
135-§. Elektron energiyasining to'lqin vektoriga bog'liqligi	513

136-§. Elektronning effektiv massasi	518
137-§. O'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar	523
138-§. Xususiy yarim o'tkazgichlar	525
139-§. Kirishmali yarim o'tkazgichlar	526
140-§. Xususiy yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va Fermi sathining holati.....	529
141-§. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi	532
142-§. Metallar elektr o'tkazuvchanligi	535
143-§. O'ta o'tkazuvchanlik	540
144-§. Xususiy yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi	543
145-§. Kirishmali yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligi.....	546
146-§. Chiqish ishi	547
147-§. Metall - metall kontakti.....	549
148-§. Metall - yarim o'tkazgich kontakti. Yopuvchi qatlam	552
149-§. Elektron - kavakli ($n - p$) o'tish.....	558
150-§. Atomlarning magnit xususiyatlari.....	563
151-§. Magnetiklarda magnit maydonlari	567
152-§. Qattiq jismlarning magnit xususiyatlari	568
Nazorat test savollari	577
XV bob bo'yicha krossvord	580
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar	582
Nazorat savollari	583
XVI BOB. ATOM FIZIKASI	584
153-§. Atom yadrosi.....	585
154-§. Yadro kuchlari	587
155-§. Yadro reaksiyalari	589
156-§. Radioaktivlik. α , β , γ – nurlar.....	591
157-§. Elementar zarrachalar	595
XVI bob bo'yicha krossvord	597
Mavzuni o'zlashtirish uchun tavsiya etiladigan pedagogik dasturiy vositalar	598
Nazorat savollari	598
XVII BOB. ASTROFIZIKA VA KOSMOLOGIYA	599
158-§. Yulduzlar va Galaktikalar	601
159-§. Yulduz evolyutsiyasi: yulduzlarning tug'ilishi va o'lishi, yadro sintezi	606
160-§. Yulduz evolyutsiyasi: Yadro sintez	606
161-§. Kichik massali yulduzlar – Oq mittilar.....	609
162-§. Yangi yulduz va o'ta yangi yulduzlar	612
163-§. Umumiy nisbiylik nazariyasi: Gravitatsiya va fazoning egriligi.....	612
164-§. Olamning egrilanishi.....	617
165-§. Qora tuynuklar	618
166-§. Kengayuvchi koinot: Qizil siljish va Habbl qonuni	619
167-§. Qizil siljishlarning manbai	621
168-§. Masshtab	622
169-§. Kengayish va kosmologik prinsip.....	622
170-§. Statsionar model.....	623
171-§. Buyuk portlash va kosmik mikroto'lqinli fon nurlanishi	624
XVII bob bo'yicha krossvord.....	625
Nazorat savollari	627
GLOSSARIY	629
1-ilova	642