

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY TALIM FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI
O'ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI

UMUMIY FIZIKA

FANIDAN

DARSLIK

TOSHKENT - 2023

Tuzuvchilar:

Begmatova D.A.	O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrası mudiri, dotsent
Abdullaev N.K.	O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrası PhD
Saidqulov D.R.	O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrası o'qituvchisi
Sayfullayev Sh.	O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrası PhD
Qo'ziboyev Sh.T	Quvasoy IM Fizika fani o'qituvchisi (FarDU mustaqil izlanuvchisi)

Taqrizchilar:

Abdurahmonov U.	O'zbekiston Milliy Universiteti professori
-----------------	--

SO'Z BOSHI

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

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.

Mazkur o'quv qollanma “Ununiy fizika” fanidan 60540100 – Matematika, 60540300 – Matematik injiniring (ishlab chiqarish sohalari bo'yicha), 60531000 - Mexanika va matematik modellash va 60540200 – Amaliy matematika ta'lim yo'nalishi talabalari uchun mo'ljallangan bo'lib fizika fakultetining “Umumiy fizika” kafedrası professor-o'qituvchilari tomonidan ishlab chiqilgan. Umumiy fizika fani o'quv qollanmasini yaratishda yetakchi horijiy OTM larning o'quv dasturlariga kiritilgan adaabiyotlardan olingan ma'lumotlar kiritilgan.

Qo'llanmada asosiy fizikaviy jarayonlar, qonun va qonuniyatlardan tashqari ularning texnika va turmushda qo'llanilishiga doir misollar ham keltirib o'tilgan. Bu o'quv qollanmadan fizika fanini bilish talab qilinadigan boshqa tabiiy va texnik yo'nalishda taqsil olayotgan talabalar ham foydalansa bo'ladi. Qollanmani yaratish uchun talabalarga qiziqarli bo'lishi, tushunishga oson bo'lishi bilan bir qatorda iloji boricha ko'proq ma'lumotni qamrab olinishiga e'tibor berildi. Matematika yo'nalishi talabalarining mutaxassisligiga mos mavzularga alohida ahamiyat berilib, mavzularni bayon qilishda, talabalarning bu sohadagi falsafiy mushohada yuritishlariga qaratilgan. Fanga ajratilgan laboratoriya dars soatlari olingan nazariy bilimlarni mustahkamlashga, amaliyotga qo'llashga va tajriba o'tkazish ko'nikmasini hosil qilishga mo'ljallangan.

1-mavzu. FIZIKA FANI VA UNING VAZIFASI

Reja

1. Fizika fani. Fizika fanini matematika va amaliy matematika fanlari bilan o'zaro bog'liqligi.
2. Fizikaviy tushunchalar. Fizik tadqiqotlar metodi.
3. Fizik kattaliklar va birliklar sistemasi.

Tayanch so'z va iboralar: *Fizika, mexanika, molekulyar fizika, elektr, elektromagnetizm, optika, atom fizikasi, fizik tushuncha, fizik tadqiqot, fizik kattalik, birliklar sistemasi*

Fizika – jonsiz tabiat qonunlari o'rganiladigan asosiy tabiiy fanlardan biridir. Olam doimiy o'zaro ta'sirda va uzluksiz harakatda bo'lgan moddiy jismlar majmuasidan iborat. Tabiatda sodir bo'luvchi barcha hodisalar va jarayonlar muayyan qonunlar bo'yicha yuz beradi. Turli jarayon va hodisalar orasidagi qonuniy bog'lanishni ochish va o'rganish har qanday fan tarmog'ining bosh maqsadi hisoblanadi. Jismlarning harakat va o'zaro ta'sir qonunlarining va elektromagnit hodisalar qonunlarining tahlili fizikaga talluqlidir.

Fizikada o'rganiladigan hodisalar doirasini yoki bu fanning shartli chegaralarini aniqlash juda qiyin; faqat bir narsani aytish mumkin: yangi kashfiyotlar, texnikaviy tadbirlarning yangi-yangi sohalari bu chegaralarni yildan-yilga kengaytirmoqda. Keyingi vaqtda fizikaning, masalan, plazma fizikasi, elementar zarralar fizikasi, yarimo'tkazgichlar fizikasi, biofizika, qattiq jism fizikasi va boshqalar kabi yangi bo'limlari intensiv ishlab chiqilmoqda. Bularning hammasi umumiy fizika kursida aksini topmoqda, biroq kursning asosiy vazifasi *hozirgi zamon fizikasining yangi bo'limlarini o'rganishga tayyorlashdir*. Fizikaning bu bo'limlarini batafsil o'rganish rejaga ko'ra umumiy fizika kursi ketidan keluvchi maxsus kurslar va laboratoriyalarda olib boriladi. Umumiy fizikaga oid asosiy qonunlarni va hodisalarni bilmay turib, maxsus kurslarni o'rganishga kirishib bo'lmaydi.

Umumiy fizika kursi odatda bir necha bo'limga bo'linadi:

1) mexanika, 2) molekulyar fizika, 3) elektr va magnetizm, 4) optika va 5) atom va yadro fizikasi.

Materiyaning harakati mexanikaviy, elektromagnit, issiqlik va boshqa ko‘rinishlarga ega. Materiya harakatining eng sodda ko‘rinishini turli jismlarning bir-biriga nisbatan ko‘chishi va jism shaklining o‘zgarishidan iborat bo‘lgan mexanikaviy harakatdir.

Mexanikaviy harakat qonunlari fizikaning birinchi bo‘limi – mexanikada o‘rganiladi. Ko‘chishlar barcha fizikaviy hodisalarda sodir bo‘ladi, shuning uchun fizikaning qolgan bo‘limlarini mexanikani bilmasdan turib o‘rganib bo‘lmaydi.

Maxsus kurslarda mexanika odatda uchta qismga: kinematika, statika va dinamikaga bo‘lib o‘rganiladi. Kinematikada jismlarning harakati, bu harakatni yuzaga keltirayotgan yoki uni o‘zgartirayotgan sabablar e‘tiborga olinmay o‘rganiladi. Statikada jismlar sistemasining muvozanat qonunlari o‘rganiladi. Dinamikada — jismlarning harakat qonunlari va jismlar harakatini yuzaga keltirayotgan yoki uni o‘zgartirayotgan sabablar o‘rganiladi. Agar bizga jismlarning harakat qonunlari ma’lum bo‘lsa, ulardan muvozanat qonunlarini ham aniqlash mumkin. Shuning uchun ham fizikada statika qonunlarini dinamika qonunlaridan ayrim qaralmaydi.

Fizikaning umumiy kursida mexanikani o‘rganishni boshlashdan oldin fizika predmetiga va fizikaviy tadqiq metodlariga oid bir necha juda qisqa umumiy mulohazalar kiritishni hamda ba’zi asosiy tushunchalarning ta’riflarini keltirishni lozim ko‘ramiz.

Fizikaviy hodisa. Fizikaviy hodisa (yoki jarayon) — muayyan jismlarda vaqt o‘tishi bilan sodir bo‘luvchi qonuniy bog‘langan o‘zgarishlar majmuasidan iborat. Fizikaviy hodisalarda yuz beruvchi barcha o‘zgarishlarni bevosita o‘lchashlar orqali miqdoriy baholanadi.

Fizikaviy tajriba. Jismlarda sodir bo‘luvchi turli o‘zgarishlar orasidagi qonuniy bog‘lanishlar tabiatda sodir bo‘luvchi hodisalarni, xoh ularning tabiiy ko‘rinishida xoh hodisalarning o‘rganilayotgan bog‘lanishni eng aniq va ravshan oshkor qilishga imkon beruvchi muayyan o‘tish sharoitini ta’minlovchi maxsus

laboratoriya tajribalari vositasida *kuzatishlar* orqali o'rganiladi. Laboratoriyaviy va texnikaviy tajribalar, tabiat hodisalarini kuzatish fizika fanining barcha holatlari asosini tashkil qiladi va bizning u yoki bu jarayon yoki hodisa qonuniyatlari haqidagi mulohazalarimizning asosi bo'ladi. Ilmiy tahlil natijalarining tajriba natijalariga mos kelishi bizning atrof tabiat haqidagi bilimlarimizning chinligi va haqqoniyligi kriteriysi bo'ladi.

Fizikaviy o'lchashlar va fizikaviy kattaliklar. Fizika aniq fanlar sinfiga oid bo'lib, unda sodir bo'layotgan o'zgarishlarni miqdoriy o'lchash asosiy rol o'ynaydi. Fizikaviy tekshirishlarda turlicha fizikaviy kattaliklar, masalan, kuch, tezlik, uzunlik, potensiallar farqi va hokazo kabilar aniqlanadi. *Fizikazaviy kattaliklar* jismlarning xossalarini yoki jarayonning xarakteristikalarini aniqlab, ularning o'zgarishlarini hammavaqt o'lchashlar orqali, ya'ni muayyan kattalikni *birlik* sifatida qabul qilingan, o'shanday tabiatli kattalik bilan taqqoslash orqali miqdoriy aniqlash lozim.

Kuzatishlar va tajribalar vaqtida fizikaviy kattaliklarni aniq va to'g'ri o'lchash fizikadagi har qanday ilmiy tekshirishning asosiy qismini tashkil qiladi.

Fizikaviy qonunlar. Barcha hodisa va jarayonlar bir-birlari bilan muayyan sababiy bog'lanishda bo'ladilar. Kuzatishlar va tajribalar asosida olimlar turlicha kattaliklarning o'zgarishlari orasidagi qonuniy bog'lanishlarni ochadilar va muayyan sababiy o'zaro bog'lanishlarni o'rnatadilar.

Kuzatishlar va tajribalar natijalarining tahlili asosida turli jarayonlarning borishi bo'ysunadigan umumiy xarakterdagi asosiy qonuniyatlar o'rnatiladi. Bu umumiy qonuniyatlarni fizikaviy qonuniyatlar deyiladi va ular har bir konkret hodisani tahlil qilishda asosiy boshlang'ich holat bo'lib xizmat qiladi.

Abstraksiyalar va soddalashtirishlar. Ko'p sonli qo'shimcha bog'lanishlar va erksizliklar mavjudligi tufayli asosiy sababiy bog'lanishlarni va qonuniyatlarni kuzatish va aniqlash qiyin bo'ladigan murakkab jarayonlarning tahlilida *bosh* qonuniyatlar va bog'lanishlarni, avvalo *ikkinchi darajalalardan* ajratib olishga intiladilar. Ushbu jarayonda nima asosiy, nima ikkinchi darajali ekanligini qiyosiy tajribadan aniqlaydilar. Masalan, laboratoriya tajribalarida po'lat sharning havoda

ham, bo'shliqda ham birday tushishi aniqlanadi, demak, parchaning harakatida havoning ishqalanish kuchi juda oz seziladi va shuning uchun sharchaning havodagi tushishini faqat og'irlik kuchi ta'siridagi tekis tezlanuvchan harakat deyish mumkin va hokazo. Hodisani tahlil qilayotganda eng muhimi, asosiysi ajratib olinadi, ikkinchi darajali, ahamiyatsizidan voz kechiladi; bu bilan ilmiy *abstraksiyadan* foydalanib, hodisaning biror shartli *sxemasi* yaratiladi. Abstraksiyalar – bular shunday tushunchalarki, ular predmetlarning biror muayyan xossalari yoki jarayonning biror muayyan xarakteristikolari aks ettiradi. Masalan, moddiy nuqta, to'g'ri chiziq, nuqtaga qo'yilgan kuch, qovushqoq bo'lmagan suyuqlik va hokazolar abstraksiyalar hisoblanadi.

Haqiqiy jarayonni faqat qismangina aks ettiruvchi yoki hodisaning faqat muayyan tomoninigina aks ettiruvchi u yoki bu abstraksiya va sxemani qo'llayotganda sxematik tasavvurlar va abstraksiyalarning *cheklangan* ekanligini hamma vaqt esda tutish lozim.

Masalan, mexanikada jismlarning harakatini tahlil qilayotganda moddiy nuqta tushunchasidan foydalaniladi, lekin berilgan jismni to'g'ridan-to'g'ri moddiy nuqta deb hisoblash mumkin emas; bu jismni qanday harakatda nuqta deyish mumkinligini albatta qo'shib qo'yishi lozim. Masalan, Yerning Quyosh atrofidagi yillik harakatini moddiy nuqtaning harakati deb tasavvur qilish mumkin, biroq molekulaning harakatini nuqtaning harakati deb tasavvur qilish hamma vaqt ham mumkin bo'lavermaydi. Moddiy nuqta – abstraksiyadir, uning yordamida jism harakatining ba'zi belgilari aniqlanadi; masalan, Yerni moddiy nuqta deb hisoblab, biz Yerning orbita bo'ylab harakatini to'g'ri aks ettiramiz, biroq bunda Yerning o'z o'qi atrofidagi harakatini mutlaqo aks ettira olmaymiz va hokazo.

Agar nazariy tahlil bilan tajriba natijalari orasida qandaydir tafovut sezilsa, u holda sxemani tanlashda qilingan soddalashtirishlarning qonuniyligi va yo'l qo'yilishi mumkinligini har doim diqqat bilan tekshirib ko'rish lozim. Masalan, ko'pchilik hodisalarda suvni siqilmaydigan deb hisoblash mumkin, chunki, bosimning kattagina o'zgarishida suvning hajmi shunchalik oz o'zgaradiki, bosimning kichik o'zgarishlarida hajmning o'zgarishlarini hisobga olmasa ham

bo‘ladi; biroq tovush to‘lqinlarining suvda tarqalish hodisasini tahlil qilayotganda, tovush to‘lqinlari holida bosimning o‘zgarishlari uncha katta bo‘lmasa-da, suvning siqiluvchanligini hisobga olish kerak. Jarayonlarni va hodisalarni tahlil qilayotganda ushbu sxema bilan hodisaning qaysi tomonlari aks ettirilayotganini va ushbu abstraksiyadan qachon, qanday darajada xatosiz foydalanish mumkinligini har bir konkret holda aniq bilish lozim.

Hodisa sxemasini tanlashda katta va kichikni baholashga juda ehtiyotlik bilan yondashish lozim. Agar ushbu kattalik juda katta bo‘lsa, u holda qaysi kattalikka nisbatan ushbu kattalik katta qiymatga ega ekanligi albatta aniq ko‘rsatilishi lozim: masalan, sharcha xonada erkin tushayotganda havoga ishqalanish kuchi og‘irlik kuchiga nisbatan kichik.

Bir xil tajribalarda va hodisalarda ba’zi kattaliklarning kichik o‘zgarishlari ham muhim ahamiyatga ega bo‘ladi, boshqalarida, aksincha, hatto sezilarli o‘zgarishlar ham tajribaning yoki hodisaning borishiga ta’sir qilmaydi. Turli tajribalar va hisoblashlar bilan o‘tkazilgan puxta va ko‘p karrali tekshirishlarga bizni qilingan farazlarning to‘g‘riligiga ishontira oladi.

Eksperimental va nazariy tadqiqotlar. Fizika eksperimental fandır; u amal qiladigan asosiy ma’lumotlar va fiziklar chiqaradigan xulosalar tajribadan, eksperiment natijasida olinadi. Biroq, asosan *matematika* vositalari va metodlari bilan o‘tkaziladigan nazariy tahlilsiz noma’lum qonuniyatlarni batafsil tekshirish hech mumkin bo‘lmasdi.

Olimlar u yoki bu darajada murakkab hodisalar va jarayonlarni qarayotganda hodisaning asosiy faktorlarini va taxmin qilinuvchi qonuniyatlarini aks ettiruvchi va hisobga oluvchi sxematik modellarini yasaydilar. Umumiy nazariy holatlarni va o‘xshash hodisalar haqidagi ma’lum axborotlarni nazarga olib, matematik tahlil metodlarini tekshirilayotgan jarayonning ham asosiy qonuniyatlarini, ham qo‘shimcha detallarini aniqlash uchun qo‘llashga imkon beruvchi *modelini* tavsiya qiladilar.

Nazariy hisoblashlar asosida olingan va miqdoriy munosabatlarda ifodalangan xulosalar keyinchalik kuzatishlardagi va laboratoriyaviy eksperimentlardagi

o'lchashlar orqali tekshiriladi. Qiyos qilish natijalari tekshirilayotgan modelning aniqligi va adekvatligini tasdiqlaydi yoki rad qiladi. Har holda bunday taqqoslash yanada mukammal model yasashga yordam beradi. U model o'z navbatida matematik tahlil qilinadi va keyinchalik eksperimental tekshiriladi va hokazo.

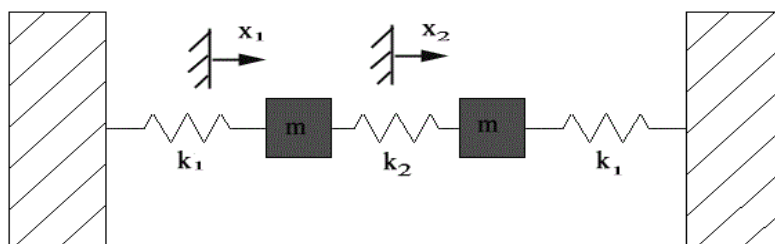
Nazariy va eksperimental tadqiqotlarning bunday ketma-ket o'zaro ta'siri uzluksiz jarayon bo'lib, tekshirilayotgan hodisalarning qonuniyatlarini yanada to'laroq bilishga olib keladi. Fizikaviy kashfiyotlar tarixi nazariyotchilar va eksperimentatorlarning hamkorlikda samarali ishlariga ishonarli misollar ko'rsatadi.

60540100 – Matematika, 60540300 – Matematik injiniring (ishlab chiqarish sohalari bo'yicha), 60531000 - Mexanika va matematik modellashtirish va 60540200 – Amaliy matematika ta'lim yo'nalishi talabalari uchun mexanika bo'limiga doir bitta masalani ko'rib chiqamiz, demak tebranishlar uchun xususiy qiymatlar masalasini olsak.

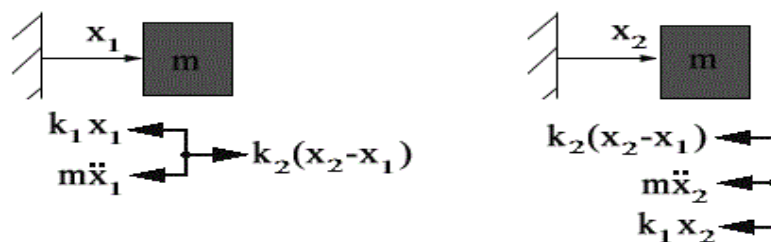
Ishdan maqsad: Ikkita massali tebranuvchan tizimni o'rganish. Ikkita massa va uchta prujina berilgan tebranuvchi tizim uchun harakat tenglamalarini keltirib chiqarish va MATLAB dasturida uni qo'llay olish ko'nikmalariga ega bo'lish.

Masalaning qo'yilishi: Tinglovchi ikkita massali tebranuvchan tizimni o'rganish kerak. Buning uchun ikkita massa va uchta prujina bilan biriktirilgan tebranuvchi fizik tizim uchun harakat tenglamalarini keltirib chiqarishi va MATLAB dasturi orqali natija olishi lozim.

Ishni bajarish uchun ko'rsatma va namuna: Ikkita massali tebranuvchan tizimni o'rganamiz. Ikkita massa va uchta prujina berilgan tebranuvchi tizimni qayraylik. Massalar faqat gorizontal yo'nalishda harakatlanadi (ular tepa va pastga harakat qilmaydilar).



Tenglamalarni tuzish. Bu tizim uchun biz erkin harakat sxemasini chizamiz.



Misol tariqasida mexanika bo'limiga doir tebranuvchan tizimni tanlashni tizimli yondashuv asosida ko'rib chiqamiz. Masalaning qo'yilishi: Tinglovchi ikkita massali tebranuvchan tizimni o'rganish kerak. Buning uchun ikkita massa va uchta prujina bilan biriktirilgan tebranuvchi fizik tizim uchun harakat tenglamalarini keltirib chiqarish lozim. Ishni bajarish uchun ko'rsatma va namuna ikkita massali tebranuvchan tizimni o'rganamiz. Ikkita massa va uchta prujina berilgan tebranuvchi tizimni qaraylik. Massalar faqat gorizontal yo'nalishda harakatlanadi (ular tepa va pastga harakat qilmaydilar).

$$m \ddot{x}_1 + (k_1 + k_2)x_1 - k_2x_2 = 0 \quad (1.1)$$

$$m \ddot{x}_2 + (k_1 + k_2)x_2 - k_2x_1 = 0 \quad (1.2)$$

$$-\frac{k_1 + k_2}{m}x_1 + \frac{k_2}{m}x_2 = \ddot{x}_1 \quad (1.3)$$

$$-\frac{k_1 + k_2}{m}x_2 + \frac{k_2}{m}x_1 = \ddot{x}_2 \quad (1.4)$$

Ularni matritsalar ko'rinishida yozib olamiz (yozuvni soddalashtirish uchun x_1 va x_2 deb belgilaymiz):

$$\begin{bmatrix} -\frac{k_1 + k_2}{m} & \frac{k_2}{m} \\ \frac{k_2}{m} & -\frac{k_1 + k_2}{m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

$$\begin{bmatrix} -\beta & \alpha \\ \alpha & -\beta \end{bmatrix} x = \ddot{X} \quad (1.6)$$

(1.6) ifodavni yechim ko'rinishini topishga o'tamiz. Bunda biz so'nish bo'lmaydi deb olib, faqat ostsillyatsion yechimni izlaymiz

$$x = ve^{j\omega t} = \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} e^{j\omega t} \quad (1.7)$$

SHunday qilib, bu muammoning xususiy qiymatlarini topish bo‘ladi (1.7).

$$\ddot{x} = -\omega^2 ve^{j\omega t} = -\omega^2 x \quad (1.8)$$

$$\begin{bmatrix} -\beta & \alpha \\ \alpha & -\beta \end{bmatrix} x = -\omega^2 x \quad (1.9)$$

$$Ax = \lambda x, \lambda = -\omega^2 \quad (1.10)$$

Yuqoridagi (1.8), (1.9) va (1.10) ifodalar xususiy qiymat yechimi bo‘lib, endi biz xususiy qiymatlarni xarakteristik tenglama tuzish orqali topamiz.

$$|A + \omega^2 I| = 0 = \begin{vmatrix} \omega^2 - \beta & \alpha \\ \alpha & \omega^2 - \beta \end{vmatrix} \quad (1.11)$$

$$(\omega^2 - \beta) - \alpha^2 = \omega^4 - 2\beta\omega^2 + (\beta^2 - \alpha^2) \quad (1.12)$$

$$\omega^2 = \frac{2\beta \pm \sqrt{4\beta^2 - 4(\beta^2 - \alpha^2)}}{2} = \beta \pm \alpha \quad (1.13)$$

Soddalashtirish maqsadida biz $k_1 = k_2 = m = 1$ hollarni ko‘ramiz. Shunday qilib,

$$\omega_1^2 = \beta + \alpha = \frac{k_1 + 2k_2}{m} = 3 \quad (1.14)$$

$$\omega_2^2 = \beta - \alpha = \frac{k_1}{m} = 1 \quad (1.15)$$

endi biz xususiy vektorlarni ham topishimiz mumkin. Birinchi xususiy vektor uchun

$$x(t) = c_1 v_1 e^{j\omega_1 t} + c_2 v_1 e^{-j\omega_2 t} + c_3 v_2 e^{j\omega_2 t} + c_4 v_2 e^{-j\omega_2 t} \quad (A + \omega_1^2 I)v_1 = 0 \quad (1.16)$$

$$\left(\begin{bmatrix} -2 & 1 \\ 1 & -2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 3 & 0 \\ 0 & 3 \end{bmatrix} \right) v_1 = 0 \quad (1.17)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{1.1} \\ v_{1.2} \end{bmatrix} = 0 \quad (1.18)$$

$$v_{1.1} = -v_{1.2} \quad (1.19)$$

$$v_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (1.20)$$

yechimni topamiz.

SHunday qilib biz birinchi xususiy vektorni tanlaymiz. Bu vektorni ixtiyoriy o'zgarmas kattalikka ko'paytirishimiz mumkin.

Ikkinchi xususiy vektor uchun

$$(A + \omega_2^2 I)v_2 = 0 \quad (1.21)$$

$$\left(\begin{bmatrix} -21 & \\ 1 & -2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \right) v_2 = 0 \quad (1.22)$$

$$\begin{bmatrix} -11 & \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{2,1} \\ v_{2,2} \end{bmatrix} = 0 \quad (1.23)$$

$$v_{2,1} = -v_{2,2} \quad (1.24)$$

$$v_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1.25)$$

ni topamiz.

Biz ikkita massali tizimning harakat tenglamasi uchun umumiy ko'rinishni aniqlaymiz.

$$x(t) = c_1 v_1 e^{j\omega_1 t} + c_2 v_1 e^{-j\omega_2 t} + c_3 v_2 e^{j\omega_2 t} + c_4 v_2 e^{-j\omega_2 t} \quad (1.26)$$

E'tibor berish kerakki, har bir chastota ikki martadan ishlatiladi, sababi biz tanlagan yechim chastotaning kvadratiga bog'liq (musbat va manfiy yechimlar kelib chiqadi)

Differentsial tenglamalarning yechimini topishga o'xshab, noma'lum koeffitsientlarni topish uchun boshlang'ich shartlarni aniqlaymiz.

Real yechimni topish uchun γ_1 va γ_2 yoki γ_3 va γ_4 lar bir biriga kompleks bog'langan bo'lishi zarur. Tenglamani bosho'acha ko'rinishda ifodalasak u holda (1.27) ko'rinishda yozishimiz zarur.

$$x(t) = \gamma_1 v_1 \cos(\omega_1 t) + \gamma_3 v_1 \sin(\omega_1 t) + \gamma_2 v_2 \cos(\omega_2 t) + \gamma_4 v_2 \sin(\omega_2 t) \quad (1.27)$$

No'malum qiymatlarni topish uchun boshlang'ich shartlardan foydalanamiz

$$x(0) = \gamma_1 v_1 \cos(\omega_1 0) + \gamma_3 v_1 \sin(\omega_1 0) + \gamma_2 v_2 \cos(\omega_2 0) + \gamma_4 v_2 \sin(\omega_2 0) \quad (1.28)$$

$$x(0) = \gamma_1 v_1 + \gamma_2 v_2 \quad (1.29)$$

$$\ddot{x}(0) = \omega_1 \gamma_3 v_1 + \omega_2 \gamma_4 v_2 \quad (1.30)$$

ko'pchilik hollarda biz vaziyatning boshlang'ich shartlarida tezlikni nolga teng deb qabul qilamiz.

$$x(0) = \begin{bmatrix} x_1(0) \\ x_2(0) \end{bmatrix}, \ddot{x}(0) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.31)$$

Boshlang'ich tezlikning shunday shartidan foydalanib, biz quyidagini yozamiz

$$\ddot{x}(0) = \gamma_1 \omega_1 v_1 + \gamma_4 \omega_2 v_2 \quad (1.32)$$

$$\ddot{x}(0) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \omega_1 \gamma_3 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} + \omega_2 \gamma_4 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1.33)$$

Bu quyidagi tenglamalarga olib keladi.

$$0 = \omega_1 \gamma_3 + \omega_2 \gamma_4 \quad (1.34)$$

$$0 = -\omega_1 \gamma_3 + \omega_2 \gamma_4 \quad (1.35)$$

Bizga ma'lumki, chastota nolga teng bo'lmaydi va bu esa quyida bittagina yechimda shunday bo'ladi

$$\gamma_3 = \gamma_4 = 0 \quad (1.36)$$

SHunday qilib, agar boshlang'ich tezlik nolga teng bo'lsa kosinus funktsiyaning hadlari qoladi va sodda yechim topiladi

$$x(t) = \gamma_1 v_1 \cos(\omega_1 t) + \gamma_2 v_2 \cos(\omega_2 t) \quad (1.37)$$

(1.37) ifoda ma'lum koeffitsientni topishdir.

Boshlang'ich shartlardan foydalanib, γ_1 va γ_2 koeffitsientlarni topamiz, u holda ifoda (38) ko'rinishida bo'ladi.

$$x(0) = \gamma_1 v_1 \cos(\omega_1 0) + \gamma_2 v_2 \cos(\omega_2 0) = \gamma_1 v_1 + \gamma_2 v_2 \quad (1.38)$$

Bu bir qancha usullarda yyechishimiz mumkin bo'lgan 2x2 tenglamani beradi.

Buning eng sodda usuli kompyuterda matritsalar sifatida qarab yechimini topishdir. Ustunlari masalaning xususiyy vektorlaridan iborat bo'lgan 2x2 matritsani tuzamiz.

$$v = [v_1 v_2] = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.39)$$

Boshlang'ich shartlar uchun tenglama

$$x(0) = v \begin{bmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \end{bmatrix} = \gamma_1 v_1 + \gamma_2 v_2 \quad (1.40)$$

dan iborat bo'ladi.

Bunda γ_1 va γ_2 koeffitsientlarni $x(0)$ ga ko'paytirgan teskari v kattalik deb osongina topishimiz mumkin.

$$\begin{bmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \end{bmatrix} = v^{-1} x(0) \quad (1.41)$$

Na'muna. 2 ta massadan iborat tizimda tebranish $k_1=k_2=m=1$ bo'lgan holda ko'rib chiqaylik. Boshlang'ich shart quyidagicha

$$x(0) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.42)$$

Faraz qilaylik yechim quyidagicha

$$x(t) = \gamma_1 v_1 \cos(\omega_1 t) + \gamma_2 v_2 \cos(\omega_2 t) \quad (1.43)$$

Bizga ma'lumki

$$x(0) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \gamma_1 v_1 \cos(\omega_1 0) + \gamma_2 v_2 \cos(\omega_2 0) = \gamma_1 v_1 + \gamma_2 v_2 \quad (1.44)$$

Buni ikki noma'lumli ikkita tenglama ko'rinishida ifodalashimiz mumkin.

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \gamma_1 v_1 + \gamma_2 v_2 = \gamma_1 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} + \gamma_2 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1.45)$$

$$1 = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (1.46)$$

$$0 = \gamma_1 - \gamma_2 \quad (1.47)$$

Bu holda koeffitsientlar quyidagiga teng bo'ladi

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{1}{2} \quad (1.48)$$

SHunday qilib, harakat tenglamasi

$$x(t) = \frac{1}{2} v_1 \cos(\omega_1 t) + \frac{1}{2} v_2 \cos(\omega_2 t) \quad (1.49)$$

yoki,

$$x_1(t) = \frac{1}{2} \cos(\omega_1 t) + \frac{1}{2} \cos(\omega_2 t) \quad (1.50)$$

$$x_2(t) = -\frac{1}{2} \cos(\omega_1 t) + \frac{1}{2} \cos(\omega_2 t) \quad (1.51)$$

ko'rinishida bo'ladi.

Demak, tizimli tahlil muammoni hal qilish metodologiyasi sifatida barcha zaruriy uslublarni, bilimlarni va muammoni yyechish uchun lozim bo'lgan harakatlarni umumlashtiruvchi ustun vazifasini bajaradi. Aynan shu bilan uning jarayonlar tadqiqoti, statistik yechim nazariyasi va boshqa shu kabi sohalar bilan munosabatlari aniqlanadi. Tizimli tahlil u yoki bu metoddan qaysi bosqichda va qanday shaklda foydalanish lozimligini aniqlab beradi.

γ_1 va γ_2 koeffitsientlarni topish quyida MATLAB dasturida keltirilgan

```
>> A=[-2 1;1 -2]; %Matrix determined by equations of motion
>> [v,d]=eig(A) %Find Eigenvalues and vectors. The eigenvectors are the
columns of "v," the eigenvalues are %the diagonal elements of "d"
 $\gamma_1$  =0.7071 0.7071-0.7071 0.7071
d =3.0000 0
0 -1.0000
>> x0=[1 0]' %Initial conditions
x0 =
1
0
>> gamma=inv(v)*x0 %Find unknown coefficients
gamma =
0.7071
0.7071
```

MATLAB dasturini qo'llaydigan bo'lsak

```
%Define Array from equations of motion.
```

```
A=[-2 1;1 -2]; %2 masses
```

```

[v,d]=eig(A); %Find Eigenvalues and vectors.
omega=sqrt(diag(-d)); %Get frequencies
x0=[1 0]' %Initial condition
gam=inv(v)*x0 %Find unknown coefficients
%nxn array with coefficients of gamma along the diagonal
g=diag(gam);
t=0:0.2:20; %1xM Time vector (for plotting)
% cos(omega*t) is an nxM array with
% cos(w1*t),..,cos(wn*t) in rows
x=v*g*cos(omega*t); %Calculate output
% Display pertinent information about the system
disp('A matrix'); disp(A)
disp('Eigenvalues'); disp(diag(d))
disp('Eigenvectors (each column is an eigenvector)'); disp(v)
disp(['Frequencies, omega=' sprintf('%4.2f, ',omega)]);
disp(['Initial Conditions, x(0)= ' sprintf('%4.2f, ',x0)]);
disp(['Unknown coefficients, gamma=' sprintf('%4.2f, ',gam)]);
%This next code does some string manipulation to make
%legends for the plots, no calculations. It is not necessary
%to understand this code to understand the graphs;
N=size(A,1);
outLeg="";
modLeg="";
for i=1:N,
outLeg=strvcat(outLeg, strcat('Out_',int2str(i)));
mstr=sprintf('Mode_%d',i);
modLeg=strvcat(modLeg, mstr);
end
%Plot the output trajectories
subplot(2,1,1);

```

```

plot(t,x)
xlabel('Time'); ylabel('Output');
title(['Output vs. time, x_i(0)=' sprintf('%4.2f, ',x0) ...
'\gamma_i=' sprintf('%4.2f, ',gam)]);
legend(outLeg);
%Plot the mode shapes
subplot(2,1,2)
plot(v,':');
xlabel('Elements'); ylabel('Mode amplitude');
title(['Mode shapes, \omega=' sprintf('%4.2f, ',omega)]);
axis([0.5 N*1.5 -1 1]);
set(gca,'XTick',[1:N]);
legend(modLeg);
hold on
stem(v);
hold off
%Arrays for various numbers of masses.
A=[-2 1;1 -2]; %2 masses
A=[-2 1 0; 1 -2 1; 0 1 -2]; %3 masses
A=[-2 1 0 0; 1 -2 1 0; 0 1 -2 1; 0 0 1 -2]; %4 masses
A=[-2 1 0 0 0; 1 -2 1 0 0; 0 1 -2 1 0; 0 0 1 -2 1; 0 0 0 1 -2]; %5 masses

```

MATLAB da tekst va grafik ko‘rinishlari

```

A matrix
-2 1
1 -2
Eigenvalues
-3 -1
Eigenvectors (each column is an eigenvector)
0.7071 0.7071

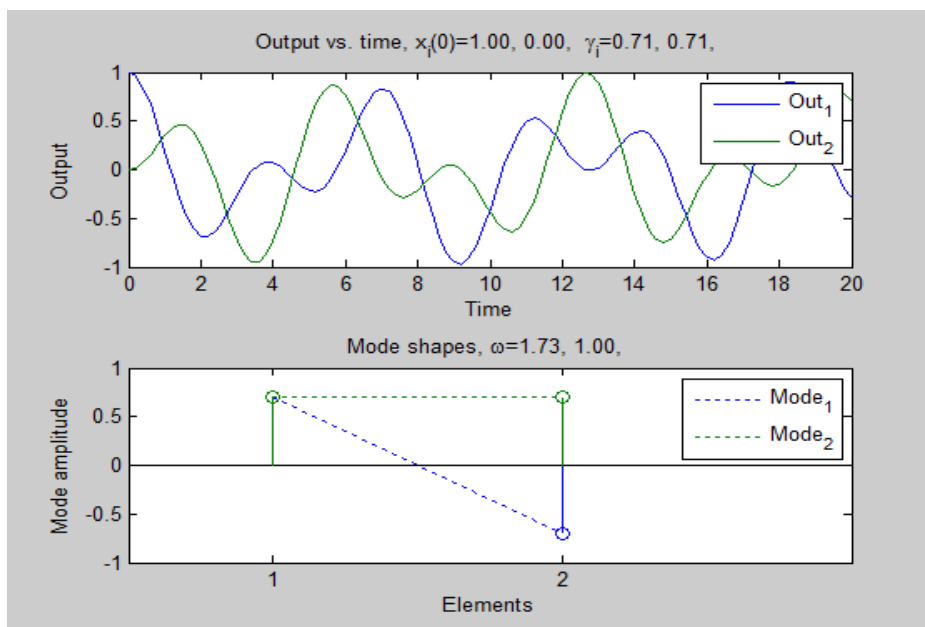
```

-0.7071 0.7071

Frequencies, $\omega=1.73, 1.00$,

Initial Conditions, $x(0)=1.00, 0.00$,

Unknown coefficients, $\gamma=0.71, 0.71$,



1.1-rasm

YUqorida berilgan boshlang'ich shartlarda tizimning o'tish xarakteristikalarini o'zgarishi keltirilgan. Pastida tizim xususiy vektorining o'zgarishi berilgan. Vertikal o'qda amplituda, gorizontal o'qda esa xususiy qiymat keltirilgan. γ_1 xususiy qiymati $[0.7071; -0.7071]$ (bu havorangda berilgan), birinchi element 0.7071 qiymatga, ikkinchi element -0.7071 qiymatga ega. γ_2 xususiy qiymati $[0.7071; -0.7071]$ (bu yashil rangda berilgan). Punktir chiziqda bilan ko'rish yo'nalishi berilgan (ayrim elementlarning xususiy vektorlari bir birini to'sishi mumkin).

Keyingi o'n yilliklarda shunday xil tekshirishlar jarayoni ancha tezlanmoqda. Eksperimental tadqiqot metodlari mukammallashmoqda va tatbiqiy matematikaning zamonaviy, tobora mukammal elektron hisoblash mashinalari ko'rinishidagi effektiv vositalari qo'llanilmoqda.

Uzunlik va vaqt. Turli fizikaviy hodisalarda biz turli fizikaviy kattaliklarni uchratamiz. Biroq deyarli barcha hodisalarda, boshqa kattaliklardan tashqari ikki

kattalikni - *uzunlik* va *vaqtni* uchratamiz. Shuning uchun uzunlik va vaqtni alohida fizikaviy kattaliklar deyish mumkin.

Uzunlik — jismlar ko‘laminig o‘lchovi, vaqt jarayonlarning va hodisalarning davomiylik o‘lchovidir. Bu kattaliklarning ta‘rifi falsafiy ma‘nodagi fazo va vaqt tushunchalari bilan uzviy bog‘liqdir. Dialektik materializm nuqtai nazaridan fazo va vaqt materiyaning mavjudlik formalaridir. Vaqtsiz va fazosiz materiya ham, hodisa ham bo‘lmaydi.

Har qanday jism muayyan o‘lchovlarga ega. Jismning o‘lchovlari uzunlik, yuz va hajm kattaliklari bilan aniqlanadi, ular haqidagi tasavvurlar geometriyadan ma‘lum.

Jismlarning fazoviy xossalarini aniqlashda qo‘llanuvchi asosiy kattalik birlik sifatida qabul qilingan kesma uzunligidir. Fizikada uzunlik birligi sifatida etalon — sterjenning ikkita tamg‘asi orasidagi masofa — metr olinadi: yuz va hajmni mos ravishda kvadrat metr va kub metrlarda o‘lchanadi.

Jismlarning harakati bir-biriga nisbatan sodir bo‘ladi, boshqacha aytganda, harakat vaqtida jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishida yoki bitta jismning turli qismlarining (deformatsiyada) o‘zaro joylashishida o‘zgarish yuz beradi.

Har bir harakatda kamida ikkita jism ishtirok etadi, shu sababli harakatni tavsiflash uchun jismlardan birini sanoq jismi sifatida qabul qilish mumkin. Sanoq jismi sifatida ixtiyoriy jismni olish mumkin.

Sanoq jismi bilan bog‘langan sanoq sistemasini, masalan, to‘g‘ri burchakli koordinatalar sistemasi ko‘rinishida tasavvur qilish mumkin. Fazoning barcha nuqtalarining holati qattiq, o‘zaro tik, sanoq jismi bilan doimiy bog‘langan va koordinatalar sistemasining *boshi* deyiluvchi muayyan nuqtadan o‘tadigan uchta to‘g‘ri sterjenlarga nisbatan bir qiymatli aniqlangandir. Sterjenlar kesmalarining uzunligi uzunlikning muayyan birligida o‘lchanshi lozim. U holda fazoning har bir nuqtasi berilgan nuqtadan sterjen ukin chizig‘iga tushirilgan perpendikulyarning har bir sterjen o‘qi bo‘ylab, uning boshidan oxirigacha oralig‘ining son qiymatini ko‘rsatuvchi *uchta son* — *koordinatalar* bilan aniqlanadi. Tajribaning ko‘rsatishicha, mexanika kursida qaraladigan harakatlarda fazoning xossalari

tanlangan sanoq jismiga va harakat yo'nalishiga bog'liq emas. Boshqacha aytganda, bir sanoq sistemasidan boshqasiga o'tishda sanoq sistemi bilan bog'langan jismlarning fizikaviy xossalarini emas, balki faqat sanoq sistemasining geometrik xossalarinigina nazarga olish lozim. Biroq yanada chuqurroq tadqiqotlardan ma'lumki, fazo haqidagi bunday tasavvur hama vaqt ham to'g'ri bo'lavermaydi: mexanika kursi doirasida qaralmaydigan, jismlarning ba'zi bir hodisalardagi harakatlarini tahlil qilishda fazoning moddiy jismlarning xususiyatlariga bog'liq bo'lgan xossalarining tegishli o'zgarishlarini hisobga olish zarur (nisbiylik nazariyasi). Mexanikaviy harakat—fazoda jism holatining vaqt o'tishi bilan o'zgarishidir. Vaqt oldin aytilganidek, jarayonning davomiylik o'lchovidir. Shuning uchun o'tgan vaqt kattaligini biror jarayon (yoki hodisa) davomiyligi bilan o'lchash mumkin.

Vaqtни davriy ravishda takrorlanuvchi jarayon (soat) yordamida o'lchash mumkin. Tekislik va davriylik turli jarayonlarning o'tish davomiyligini taqqoslash asosida tajribada aniqlanadi. Biror tayinli jarayon sodir bo'ladigan vaqtни birlik sifatida qabul qilinadi. Fizikada odatda vaqt birligi qilib o'rtacha Quyosh sutkasining, ya'ni Yerning o'z o'qi atrofida bir marta to'la aylanish vaqtining $\frac{1}{86400}$ qismi—sekund qabul qilinadi.

Tajriba ko'rsatadiki, jismlarning yorug'lik tezligi ($3 \cdot 10^8$ m/sek) ga nisbatan juda kichik tezlikda sodir bo'ladigan harakatlarini tahlil qilishda vaqt jismlarning xossalariga va ularning harakatiga bog'liq emas deyish mumkin (Nyuton fikri bo'yicha *absolyut* vaqt). Bunday sharoitlarda turli jarayonlar va hodisalar uchun hodisaning xarakteridan va bu hodisada ishtirok etayotgan jismlarning xossalaridan qat'iy nazar, vaqt birday o'tadi deyish mumkin. Maxsus tadqiqotlarning ko'rsatishicha, bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan turli sanoq sistemalariga nisbatan bitta jarayonning davomiyligi u sistemalarning nisbiy harakatiga bog'liqdir. Demak, jismlar ixtiyoriy tezliklar bilan harakatlanganda turli sanoq sistemalari uchun yagona vaqt yo'q. (*Eynshteynning nisbiylik nazariyasi*). Biroq bu

farq yorug'lik tezligiga nisbatan yetarlicha kichik bo'lgan odatdagi tezliklardagi harakatlarda deyarli yo'q darajada.

Nisbiylik nazariyasi bilan bog'liq bo'lgan tafsilotlarga kirishmagan holda, turli sistemalar uchun absolyut, o'zgarmas va birday vaqt sanoq sistemalari bir-biriga nisbatan yorug'lik tezligidan ancha kichik tezliklar bilan harakatlanadigan tajribalardagina yo'l qo'yilishi mumkin bo'lgan abstraksiya ekanligini eslatib o'tish lozim. Bu abstraksiyani qo'llashda sodir bo'ladigan xatolik o'lchovi $\beta = v^2/c^2$ (v – sanoq sistemasining harakat tezligi, c – yorug'lik tezligi) bo'lishi mumkin. Harakatlanayotgan sistemalar uchun vaqtni absolyut va o'zgarmas deyish β kattalik birdan qancha kichik bo'lsa, shuncha to'g'riroq bo'ladi.

Fizikaviy kattaliklarning o'lchamlilari. Har qanday fizikaniy kattalik tajribadan olingan qonuniyatlar asosida aniqlanadi. Fizikaviy kattalikning son qiymati o'lchash davomida uni birlik sifatida qabul qilingan biror etalon bilan taqqoslashdan hosil bo'ladi. Umuman aytganda, etalonni yoki o'lchash birligini tanlash ixtiyoriy. Ma'lumki, har bir fizikaviy kattalik uchun o'zining shartli birligi tanlab olinadi. Bu boshqa kattaliklarning birliklari qanday tanlanganligiga bog'liq bo'lmaydi. Biroq bir qator sabablarga ko'ra fizikada bunday qilinmaydi. Ba'zi asosiy kattaliklar uchungina birliklar ixtiyoriy tanlanadi, u holda barcha qolgan kattaliklarning birliklari asosiylariga bog'liq bo'lib qoladi. Bu holda asosiy birliklar *sodda*, qolganlari esa *murakkab* bo'ladi. Haqiqatdan ham, ma'lum fizikaviy qonunlardan foydalangan holda hosilaviy kattaliklar birliklarining asosiy kattaliklar birliklariga bog'lanishini topish mumkin. Agar har safar fizikaviy qonuniyatni ifodalovchi formulalardagi proporsionallik koeffitsiyentlari qanday tarzda tanlanganligi ko'rsatilsa bu bog'lanish oshkor bo'ladi. Murakkab kattaliklarning birliklarini tanlashda bu proporsionallik koeffitsiyentlarining mumkin qadar soddaroq bo'lishiga harakat qilinadi.

Mexanikada asosiy birliklar sifatida uzunlik va vaqt birliklari, masalan, *metr* va *sekund* (1 m, 1 sek) qabul qilinadi. Bundan tashqari asosiy kattalik sifatida yana bitta birlik - massa birligi *kilogramm* yoki *gramm* (1 kg, 1 g) kiritiladi.

Asosiy birliklarni tanlash yo‘li bilan birliklarning turli *sistemalari* yaratilishi mumkin. Hozirgi vaqtda fizikada SI (Le Système international d'unités so‘zlarining bosh harflaridan tuzilgan) sistema birliklaridan foydalanish qabul qilingan.

Ushbu kitobda biz SI va SGS sistemalar birliklaridan foydalanamiz.

Hozirgi vaqtda birliklarning texnikaviy sistemasi qo‘llanilgan keng texnikaviy adabiyot va texnikaviy ma’lumotnomalar mavjudligi tufayli, fizikaviy kattaliklarning qiymatlari bir qator hollarda ilova uchun texnikaviy sistemada ham beriladi. Barcha murakkab fizikaviy kattaliklarning birliklari asosiy birliklarning tanlanishiga bog‘liq. Murakkab va asosiy kattaliklar birliklari orasidagi bog‘lanishlarni ko‘rsatuvchi formulalarni o‘lchamlik formulalari deyiladi. Har bir kattalik muayyan *o‘lchamlikka* ega bo‘lib, uning asosida asosiy birliklarning kattaliklari o‘zgarishi natijasida murakkab kattalikning birligi o‘zgarishini bilish mumkin. Masalan, vaqtni t orqali, uzunlikni l orqali belgilasak, u holda tezlanish a ning o‘lchamligi quyidagicha bo‘ladi:

$$[a] = lt^{-2} \quad (1.52)$$

Bu hol yo‘l birligini n marta orttirganda tezlanish birligi ham n marta kattalashishini bildiradi. Vaqt birligini m marta kattalashtirganda tezlanish birligi m^2 marta kichrayadi. Murakkab kattaliklar birliklarining o‘lchamlik formulalari fizikaviy kattaliklarni bog‘lovchi qonuniyatlarni aks ettiradi.

Fizika va texnika. Fizika barcha tabiat fanlari bilan, ayniqsa, bilimning texnikaviy tarmoqlari bilan uzviy bog‘langandir. Fizikaviy qonunlar bir qancha texnikaviy fanlarning asosiy qonun-qoidalarini tashkil qiladi.

Fizikaning yangi bo‘limlarining ochilishi va tadqiqi texnikaning yangi tarmoqlarining vujudga kelishiga olib keladi. Mashinasozlik mexanika qonunlariga, elektrotexnika va radiotexnika esa elektromagnit hodisalar qonunlariga tayanadi va hokazo. Fizikaning muvaffaqiyatlari texnikada amaliy masalalarni yechishda qo‘llaniladi, masalan, sanoat elektrostansiyalarining atom energiyasi bilan ishlashni texnikaning yangi sohasi — atom energetikasidan dalolat beradi. Fiziklar atom ichki energiyasining g‘oyat katta zapasi haqida taxminan 70 yilcha ilgari bilgan bo‘lsalar-da, atom energetikasi haqidagi fikr 30 yil ilgari

fantaziya hisoblanardi. Qattiq jism fizikasi sohasidagi tadqiqotlar radiotexnikani, aloqa texnikasini, tez ishlovchi hisoblagich mashinalar texnikasini yangi, yanada yuqori pog'onaga ko'taruvchi gurkirab rivojlanayotgan yarimo'tkazgichlar texnikasining yaratilishiga olib keldi va hokazo. Texnikaviy fanlarning taraqqiyoti o'z navbatida, fizikada tadqiqot usullarining takomillashishiga yordam beradi; masalan, radioastronomiyada kuzatishning radiotexnikaviy vositalari astrofizikaviy hodisalarni o'rganishning yangi samarador vositalarini berdi, zaryadli zarralarning qudratli tezlatgichlarini texnikaning yuqori darajasi tufayligina yaratish mumkin bo'ldi va hokazo. Kosmik tadqiqotlar bizning tabiat qonunlari haqidagi tasavvurlarimizni kengaytirib va aniqlashtirib, fizika oldiga yangi-yangi masalalar qo'ya boradi.

Matematika va fizika. Matematika va fizikaning (shuningdek, boshqa tabiat fanlarining taraqqiyoti bir-biri bilan uzviy bog'langan. Matematikani bilmay turib fizikani o'rganib bo'lmaydi. chunki fizikadagi barcha qonuniyatlar raqamlar vositasida ifodalanadi. Faqat matematika yordamidagina fizikaviy hodisalardagi murakkab qonuniyatlarni tahlil qilish mumkin.

Matematik metodlarni yaratishda hammavaqt u yoki bu ko'rinishdagi amaliy maqsad — tabiat qonuniyatlarini tahlil qilish vositasini berish ko'zda tutiladi. Shuning uchun ham fizikani o'rganish, hatto uning umumiy va eksperimental fizika deb ataluvchi qismlarida ham matematikani o'rganish bilan uzviy bog'langandir.

Nazorat uchun savollar

1. Fizika fanini matematika va amaliy matematika fanlari bilan o'za'ro bog'liqligini asoslang.
2. Fizikaviy tushuncha deb nimaga aytiladi va qanday fizik tushunchalarni bilasiz?
3. Fizik tadqiqotlar metodi nimalardan iborat?
4. Fizik kattaliklar va birliklar sistemasi nima uchun ishlatiladi?

2-mavzu. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI VA DINAMIKASI

Reja

1. Ilgarilanma va aylanma harakat. Chiziqli va burchak kattaliklari orasidagi bog'lanish.
2. Dinamikaning asosiy masalasi. Inersial sanoq sistemasi. Kuch. Kuch momenti. Impuls. Impuls momenti.
3. Nyuton qonunlari. Ilgarilanma va aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.
4. Impuls va impuls momentini saqlanish qonuni. Ish. Quvvat. Energiya.

Tayanch so'z va iboralar: *Kinematika, moddiy nuqta, sanoq sistemasi, radius vektori, traektoriya, tekis harakat, tezlik, to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat, o'rtacha tezlik, tezlanish, aylana bo'ylab harakat, burilish burchagi, radian, aylanish davri, aylanish chastotasi, chiziqli tezlik, burchak tezlik, burchak tezlanish. Inersial va noinersial sanoq sistemalari, inertlik, inersiya, kuch, massa, zichlik, impuls, o'g'irlik, og'irlik kuchi, ishqalanish kuchi, elastiklik kuchi, Guk qonuni, deformatsiya, Yung moduli, elektromagnitik va gravitatsiya kuchlari, mexanik kuchlanish, bikrluk koeffitsenti, absolyut va nisbiy uzayishlar*

Ilgarilanma va aylanma harakat. Chiziqli va burchak kattaliklari orasidagi bog'lanish. Fizika ham, xuddi boshqa fanlar kabi, shunchaki faktlar to'plamiga emas, ijodiy fikrlashga asoslanadi. Kuzatiladigan hodisalarni tushuntirish uchun muhim nazariyalar quriladi. Bu nazariyalarni ularda aytiladigan natijalar bilan eksperiment natijalarini solishtirib "tekshiriladi", va faqat shundan keyingina nazariyalarni qabul qilinishi yoki inkor etilishi mumkin.

Har bir konkret hodisani yoki hodisalarning ma'lum to'plamini tushunish uchun olimlar *modelni* – hodisani tushuntirishi mumkin bo'lgan o'ziga xos tasavvur yoki analogiyani taklif qilishlari va shu yo'l bilan uni tushunishni engillashtirishlari mumkin. Model asosiga qurilgan *nazariya* ko'p hollarda oddiy modelga nisbatan ancha chuqurroq va murakkabroq bo'lishi mumkin.

Ilmiy *qonun* aniq tasdiqni ifodalaydi, ko'p hollarda bir qator vaziyatlar uchun konkret hodisalarning to'plamini miqdoran tavsiflovchi formula ko'rinishida beriladi.

Fizikada o'lchashlar har qiluvchi rolni o'ynaydi, biroq ular hech qachon absolyut aniq bo'lmaydi. Shuning uchun o'lchashdan olinadigan har qanday qiymat uchun o'lchash *xatoligi* $\pm$ belgi bilan yoki shu sonni qiymatlarining faqat to'g'ri miqdorini saqlangan holda ko'rsatilishi kerak.

Barcha kattaliklar standart kattalik yoki *o'lchov birligi* orqali ifodalanadi, barcha hollarda tegishli o'lchov birligi ko'rsatilishi kerak. Hozirgi vaqtda *xalqaro birliklar sistemasidan* (XBS) foydalaniladi, bu sistemada metr, kilogramm, sekunda uzunlik, massa va vaqtning standart birliklari hisoblanadi.

Biror kattalikning o'lchamligi shu o'lchamlik tuzilgan asosiy kattaliklar o'lchamliklarining kombinatsiyasi hisoblanadi (masalan, tezlik uzunlik/vaqt o'lchamligiga ega yoki $[L/T]$). Shu munosabatga kiruvchi kattaliklarning o'lchamlariga qarab u yoki bu munosabatning to'g'riligini tekshirish (bu metod *o'lchamliklar tahlili* deb ataladi), ba'zi hollarda esa izlanayotgan munosabatning umumiy ko'rinishi ham topish mumkin.

Harakati o'rganilayotgan jismning kattaligi va shakli kuzatilayotgan sharoitda hech qanday ahamiyatga ega bo'lmasa, bunday jism moddiy nuqta deb qaraladi.

Sanoq sistemasi . Istalgan bir jismning harakati boshqa bir jismga yoki bir-birlariga nisbatan olib o'rganiladi. Sanoq sistemasi sifatida biror qattiq jism bilan bog'langan, o'zaro bir-birlariga tik bo'lgan 3 ta o'qdan iborat bo'lgan dekart koordinatalar sistemasi qo'llaniladi. Bunday sanoq sistemasi moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan jismning istalgan vaqtda fazodagi o'rnini to'la aniqlash imkonini beradi. Nuqtaning fazodagi o'rnini X,Y va Z koordinatalari orqali aniqlanadi.

Radius – vektor va traektoriya tushunchasi. Koordinatalar boshidan kuzatilayotgan nuqtaga o'tkazilgan Z vektorning koordinata o'qlaridagi proeksiyalari nuqtaning koordinatalariga mos ravishda tengdir, ya'ni $r_x = x$; $r_y = y$ va

$r_z=z$. Agar nuqtaning fazodagi o'rnini o'zgaradigan bo'lsa, $\vec{r}$ ham o'zgaradi. Shuning bilan bir qatorda nuqtaning X,Y,Z koordinatalari ham o'zgaradi, Bundan ko'rinadiki, nuqtaning istalgan vaqtda fazodagi o'rnini, koordinatalari yoki $\vec{r}$ vektori orqali ifodalash mumkin ekan.

Nuqtaning fazodagi o'rnini to'la ravishda aniqlashga imkon beruvchi bunday vektor radius-vektor deb ataladi.

Harakat qilayotgan jismning berilgan vaqt oralig'idagi harakat trayektoriyasi deganda, shu oraliqdagi vaqtning har qanday qiymatlarida kuzatilayotgan jismning fazodagi o'rinlarini ifodalovchi nuqtalarning o'zaro qo'shilishidan iborat bo'lgan chiziqni tushuniladi.

Tezlik. Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning fazodagi o'rnini ifodalovchi x , y , z koordinatalar va $\vec{r}$ radius-vektor vaqt o'tishi bilan uzluksiz o'zgarib boradi. Koordinatalarning va unga mos ravishda $\vec{r}$ radius-vektorning birlik vaqt oralig'ida o'zgarish miqdorini aniqlovchi fizik kattalik - tezlikni kiritaylik.

Moddiy nuqta biror traektoriya bo'yicha harakatlanayotgan bo'lib, biror t vaqtda uning fazodagi o'rnini $\vec{r}$ radius-vektor orqali va oradan Δt vaqt o'tgandan so'ng, ya'ni $t + \Delta t$ da nuqtaning fazodagi o'rnini $\vec{r} + \overline{\Delta r}$ radius-vektor orqali ifodalansin (1.1- rasm.) Demak, radius-vektor Δt vaqt ichida $\overline{\Delta r}$ ga o'zgargan, moddiy nuqta esa Δs masofaga siljigan bo'lsin. Radius-vektorning vaqt bo'yicha o'zgarishini ko'rib chiqaylik. $\overline{\Delta r} / \Delta t$ nisbatning miqdori va fazodagi yo'nalishi Δt ning qiymatiga bog'likdir. Agar Δt vaqt oralig'ini uzluksiz kamaytirib borsak aniq kattalikka intiladi va bu kattalik moddiy nuqtaning t vaqtdagi harakat tezligidan iborat bo'ladi.

Yuqorida ta'kidlab o'tilganlarni matematik usulda quyidagicha yozish mumkin:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta r}}{\Delta t} = \vec{v} \quad (2.1)$$

(1.1) ifodadan tezlik vektorining yo'nalishi vektorning $\overline{\Delta r}$ yo'nalishi bilan mos kelishi ko'rinib turibdi. Agar Δt ni uzluksiz kamaytirib borilsa, $\overline{\Delta r}$ ning

yoʻnalishi pirovardida shu vektor boshlanish nuqtasidagi traektoriyaga oʻtkazilgan urinma bilan mos tushadi, $\Delta \vec{r}$ ning son qiymati esa ΔS ga teng boʻlib qoladi.

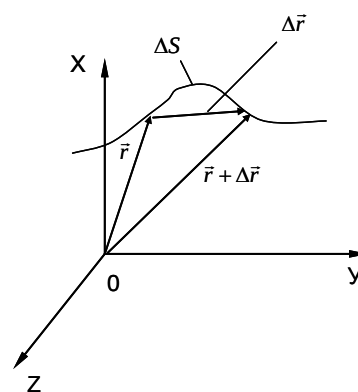
Demak, biror traektoriya boʻyicha harakatlanayotgan jismning istalgan nuqtadagi tezlik vektori traektoriyaning shu nuqtasiga oʻtkazilgan urinma boʻyicha yoʻnalgan boʻlar ekan.

Matematika kursidan maʼlumki, (2.1) formula asosida tezlik vektorini radius-vektoridan vaqt boʻyicha olingan birinchi tartibli xosila koʻrinishida yozish mumkin, yaʼni

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.2)$$

2.1-rasmdan koʻrinadiki, berilgan t uchun, Δt uzluksiz kamayib borsa, $\Delta \vec{r}$ ning moduli ΔS ga intiladi va (1.1) formulaga asosan tezlik vektorining modulini quyidagicha yozish mumkin:

$$|\vec{v}| = v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (2.3)$$



2.1- rasm

Tezlanish. Moddiy nuqtaning harakat tezligi vaqt oʻtib borishi bilan ham son qiymati boʻyicha, ham yoʻnalishi boʻyicha, oʻzgarib turishi mumkin, Bu oʻzgarishni harakterlovchi kattalik tezlanishni ifodalaydi. Biror t vaqtda nuqta harakatining tezligi $\vec{v}$ va $t + \Delta t$ da $\vec{v} + \Delta \vec{v}$ ga teng boʻlsin. YUqorida koʻrib oʻtganimizdek, oʻrtacha tezlanishni aniqlovchi nisbatning qiymati Δt uzluksiz kamayib borganda aniq kattalikka intilib, tezlanishning berilgan vaqtdagi qiymatini ifodalaydi, yaʼni

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.4)$$

(2.4) formuladagi oʻrniga uning (2.2) munosabatdagi ifodasini keltirib qoʻysak,

$$a = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (2.5)$$

hosil boʻladi.

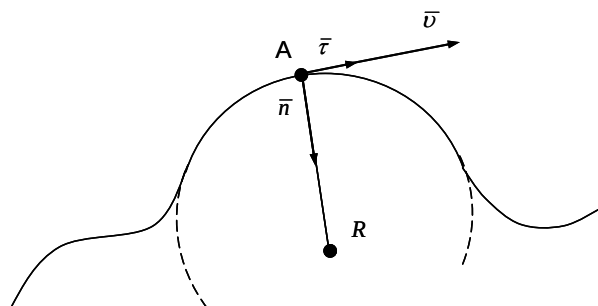
Demak, moddiy nuqtaning harakat tezlanishi radius-vektordan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli xosilaga teng ekan.

Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan umumiy xolni ko'rib chiqaylik. Traektoriyada ixtiyoriy ravishda biror A nuqtani tanlab (2.2-rasm), shu nuqta orqali egrilik doirasini o'tkazaylik.

Egrilik doirasining R radiusi egri chiziqli traektoriyaning berilgan A nuqtadagi egrilik radiusi bo'lsin. A nuqtadan chiquvchi ikkita birlik vektorini tanlaylik: ulardan biri traektoriyaga urinma ravishda va ikkinchisi $\bar{n}$ egrilik radiusi bo'ylab yo'nalgan bo'lsin.

Tezlik vektori hamma vaqt traektoriyaga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalganligini e'tiborga olib quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{v} = v \bar{\tau} \quad (2.6)$$



A nuqta moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan jismning biror vaqt fazodagi o'rini ko'rsatadi. Vaqt o'tib borishi bilan A nuqta traektoriya bo'ylab ko'cha boshlaydi va shunga mos ravishda $\bar{\tau}$ vektoriing yo'nalishi ham o'zgarib boradi.

2.2 – rasm

Buni e'tiborga olgan xolda (2.6) ni (2.4) ga keltirib qo'yib quyidagini yozish mumkin:

$$\vec{a} = \frac{d(v \cdot \bar{\tau})}{dt} = \bar{\tau} \frac{dv}{dt} + v \frac{d\bar{\tau}}{dt} \quad (2.7)$$

(2.7) formuladan ko'rinadiki, tezlanish vektori ikkita tashkil etuvchining yig'indisidan iborat ekan: birinchisi (birinchi had) traektoriyaga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalgan tezlikning son miqdori bo'yicha o'zgarishini harakterlovchi tezlanish va ikkinchisi hamma vaqt tezlik vektoriga tik bo'lib, egrilik markaziga qarab yo'nalgan tezlikning shu yo'nalish bo'yicha o'zgarishini harakterlovchi

tezlanish. Shuning uchun tezlanish vektorining bu tashkil etuvchilarini mos ravishda urinma (tangensial) tezlanish $\bar{a}_t$ va markazga intilma (normal) tezlanish $\bar{a}_n$ deb ataladi. (2.7) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin.

$$\bar{a} = \bar{a}_t + \bar{a}_n \quad (2.8)$$

Osonlik bilan ko‘rsatish mumkinki, tezlanish vektorining tangensial va normal tashkil etuvchilarining modullari quyidagicha aniqlanadi:

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} \quad \text{va} \quad a_n = \frac{v^2}{R} \quad (2.9)$$

Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakati

Moddiy nuqta deb xisoblanishi mumkin bo‘lgan jism tezligining harakat davomida faqat miqdori (qiymati) o‘zgarib, yo‘nalishi esa uzgarmasdan qolsa, bunday harakat traektoriyasi to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘ladi va uni to‘g‘ri chiziqli harakat deb ataladi. Agar harakat davomida $a = \text{const}$ va u musbat ishorali bo‘lsa, tezlik va tezlanish yo‘nalishi bir xil bo‘ladi va $v = v_0 + at$ ko‘rinishda yoziladi. Vaqt o‘tishi bilan tezlik qiymati bir xilda ortib boradi. Bunday harakatni tekis tezlanuvchan harakat deyiladi.

Aks xolda, a - manfiy ishorali, demak, tezlik va tezlanish qarama-qarshi yo‘nalishda bo‘lsa, harakat tekis sekinlanuvchan harakat deyiladi. Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakatida yo‘l formulasi quyidagicha ifodalanadi:

$$S = v_0 t \pm \frac{at^2}{2} \quad (2.10)$$

Moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab harakati. Burchak tezlik va burchak tezlanishi

Burchak tezligi va burchak tezlanish. Moddiy nuqta harakatining traektoriyasi aylana shaklida bo‘lsa, bunday harakat aylanma harakat deb ataladi. Agar OA radius-vektor Δt vaqt oralig‘ida $\Delta\varphi$ burchakka burilgan bo‘lsa, jism burchakli tezligining o‘rtacha qiymati $\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ga teng bo‘ladi. Burchakli tezlikning berilgan vaqtdagi qiymati

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (2.11)$$

ifoda orqali aniqlanadi, juda kichik vaqt oralig'idagi moddiy nuqtaning aylana bo'ylab bosib o'tgan ds yo'l uzunligini quyidagicha yozish mumkin:

$$ds = vdt$$

Yuqoridagi formuladan $d\varphi$ elementar burchakka burilish uchun:

$$d\varphi = \frac{vdt}{r}$$

ni (2.10) ga keltirib qo'yamiz va chiziqli hamda burchakli tezliklar orasidagi quyidagi munosabatni olamiz:

$$v = \omega r \quad (2.12)$$

Aylana buylab tekis harakat uchun (1.12) ni $d\varphi = \omega dt$ ko'rinishda yozib, 0 dan T (bir marta to'liq aylanib chiqish uchun ketgan vaqt - aylanish davri) gacha bo'lgan vaqt oralig'idagi burilish burchagi 2π ning $2\pi = \varphi = \int d\varphi = \int \omega dt = \omega T$ ga teng ekanligini aniqlab, burchakli tezlikni

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ yoki } \omega = 2\pi\nu \quad (2.13)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin (bu erda ν - aylanish chastotasi).

Burchakli tezlanish burchakli tezlikning birlik vaqt davomida o'zgarish kattaligini aniqlaydi. Agar Δt vaqt oralig'ida burchakli tezlik $\Delta\omega$ ga o'zgargan bo'lsa, burchakli tezlanishning shu vaqt oralig'idagi o'rtacha qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (2.14)$$

Burchakli tezlanishi berilgan t vaqtdagi qiymatini

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (2.15)$$

kurinishda yozib, (2.12) ni (2.15) ga keltirib qo'ysak quyidagi formulani xosil qilamiz:

$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (2.16)$$

(2.16) dan burchakli tezlanish burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli xosilaga teng ekanligi ko'rinib turibdi.

Aylanma harakat ko'pincha chastota ν – birlik vaqt ichidagi aylanishlar soni kabi kattalik bilan ifodalanadi. Jismning aylana bo'ylab harakatlanish davri T – bitta to'liq aylanish uchun ketgan vaqtdir. Davr va chastota o'zaro quyidagicha bog'langan

$$T=1/\nu \quad (1.17)$$

Masalan, agar jism 3 ayl/s chastota bilan aylanayotgan bo'lsa, u holda har bir aylanish (=ayl) 1/3 s ga teng. Jism aylana bo'ylab (aylana uzunligi $2\pi r$) o'zgarmas ν tezlik bilan harakatlanib bir aylanishda $2\pi r$ masofa otsa, uning vaqti T bo'ladi.

U holda $\nu = \frac{2\pi r}{T}$ bo'ladi¹.

Tushuvchi jismlar

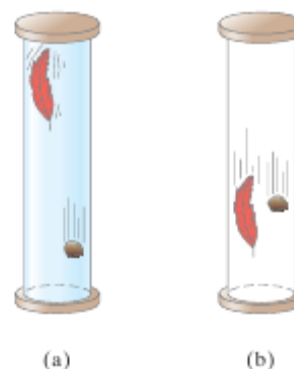
Tekis tezlanuvchan harakatning keng tarqalgan misollaridan biri erga vertikal bo'ylab erkin tushayotgan jismning harakati hisoblanadi. Tushayotgan jismning tezlinishi bir qarashda sodda faktdek tuyulmaydi. Og'ir jismlar engil jismlarga nisbatan tezroq tushadigandek, tushish tezligi esa jismning og'irligiga proporsionaldek ko'rinadi (Galiley davrigacha ko'pchilik shunday ekanligiga ishonar edi). Galiley o'zining mavhumlashtirish va soddalashtirish ilmiy metodini qo'lladi, bunda hodisa ideallashtirilgan (soddalashtirilgan) vaziyatlarda yuz beradi, deb tasavvur qilinadi. Galiley erkin tushish holi uchun havo yoki qarshilikka ega bo'lmagan biror boshqa muhit bo'lmaganda barcha jismlar *o'zgarmas doimiy tezlanish* bilan tushadilar degan postulatni kirtidi. U shu postulatga asosan tinch holatdan tushayotgan jism bosib o'tgan masofa vaqtning kvadratiga proporsional ekanligini ko'rsatdi. Buni (2.17) tenglamadan ham ko'rish mumkin, biroq birinchi bo'lib bunday bog'lanishni Galiley olgan. Haqiqatan ham, Galileyning fanga qo'shgan buyuk hissalaridan biri shundan iboratki, muhim matematik munosabatlarni o'rnatdi va ularning ahamiyatini ko'rsatib berdi. Galileyning boshqa buyuk hissasi shundan iboratki, konkret eksperimental natijalarga ega,

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 33-34-betlar.

miqdoran tekshirish mumkin bo'lgan nazariyani taklif etdi. Jismlar tushayotganda tezligi ortishi haqidagi o'z nazariyasini tasdiqlash uchun Galiley quyidagi argumentni keltirdi: 2 m balandlikdan tashlab yuborilgan og'ir tosh qoziqni 10 sm balandlikdan tashlab yuborilgan xuddi o'shanday og'ir toshga nisbatan ancha chuqurroqqa urib kirgizadi. Birinchi holda tosh kattaroq tezlanish olishi kerakligi tushunarli albatta. Yuqorida eslatib o'tganimizdek, Galiley ixtiyoriy buyumlar (ham og'ir, g'am engil) hech bo'lmasa havo yo'qligida bir xil tezlanish bilan tushadilar. Sog'lom fikr qadimgilar haqiqatga yaqinroq bo'lganini aytishi mumkin. Haqiqatan ham, agar siz bir qo'lingizda bir varaq qog'ozni, boshqa qo'lingizda undan og'irroq jismni, aytaylik beysbol to'pini gorizontol tutib turib, ularni bir vaqtni o'zida qo'yib yuborsangiz (2-3-rasm), og'irroq jism erga avvalroq etib borishi ma'lum. Endi qog'ozni g'ijimlab tajriani takrorlasangiz (2-4-rasm), ikkala jism polga deyarli baravar yetib borishini ko'rasiz¹.



2.3-Rasm. (a) – koptok bilan 2.4-Rasm. Tosh va par bir vaqtning qohozvarag'i bir vaqtda qo'yib o'zida a) havoda b) vakuumda tashlab yuborilgan; (b) – o'sha tajriba, biroq yuborilgan qog'oz – g'ijimlangan.



Sirt yuzasi katta bo'lgan juda engil jismlarga havo o'ziga xos ishqalanish turi kabi ta'sir qilishiga Galileyning ishonchi komil edi. Havosi so'rib olingan kamerada qush pati yoki gorizontol tutib turilgan bir varaq qog'oz kabi engil jismlar ham og'ir jismlar bilan bir xil tezlanish bilan tushadilar. Galileyning zamonida vakuumda bunday narsani namoyish qilish mumkin bo'lmaganligi uchun

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 33-34-betlar.

ham uning xizmatlarini yanada buyuklashtiradi. Galileyni nafaqat uning ilmiy yutuqlarining mazmuni uchun (astronomiyadagi kashfiyotlari, inersiya, erkin tushish haqidagi tushunchalar), balki uning stili va fanga yondoshuvi (ideallashtirish va soddalashtirish, nazariyani matematik ifodalash, eksperimentda tekshiriladigan natijalarni avvaldan aytib berish) uchun ham ko‘pincha “zamonaviy fanning otasi” deb atashadi. Tushayotgan jismlarning harakatini tushuntirishga Galileyning qo‘shgan hissasini quyidagicha umumlashtirish mumkin. Erning muayyan joyida, havoning qarshiligi bo‘lmaganda barcha jismlar bir xil o‘zgarmas tezlanish bilan tushadilar. Bu tezlanish, og‘irlik kuchi sababli yuzaga keladi va erkin tushish tezlanishi deb ataladi hamda g bilan belgilanadi. Uning qiymati taxminan $g = 9,8 \text{ m/s}^2$ ga teng. Amalda g geografik kenglikka (bu erning aylanishi bilan bog‘liq), hamda dengiz sathidan balandlikka qarab bir muncha o‘zgaradai (jadval №1). Biroq bu o‘zgarishlar shu darajada kichikki, ko‘p hollarda biz ularni hisobga olmaymiz. Ko‘p hollarda havoning qarshiligi u qadar katta ta’sir ko‘rsatmaydi va ko‘pincha biz uni hisobga olmaymiz. Biroq, tushayotgan jism bosib o‘tadigan masofa juda katta bo‘lsa, havoning qarshiligi hatto og‘ir jismlarga hams sezg‘ilarli ta’sir ko‘rsatadi. Erkin tushayotgan jismlar bilan ish ko‘rganda (2.9) tenglamadan a ni g bilan almashtirib foydalanish mumkin. Bundan tashqari jism vertikal bo‘ylab harakatlanayotganligi sababli x ni y bilan, x_0 ni esa y_0 bilan almashtirish kerak (agar biror boshqa qiymati keltirilmagan bo‘lsa $y_0 = 0$). y ning yo‘nalishini erkin tanlash mumkin, ya’ni uning yuqoriga yoki past tomonga yo‘nalishini musbat deb qabul qilish mumkin, biroq masalani echish davomida tanlangan yo‘nalishni o‘zgarmas saqlash kerak.

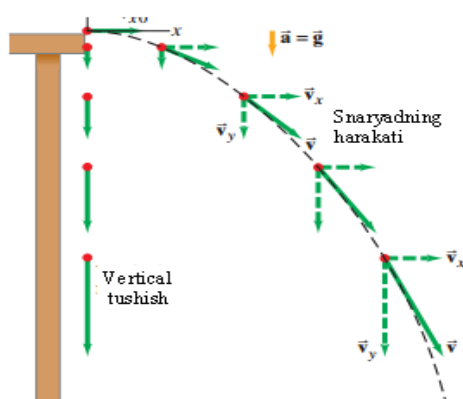
Ballistik harakat

Ballistik harakat – bu gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakatidir. Sodlda bo‘lishi uchun jismlarning er sirti yaqinidagi harakatini qarab chiqamiz. Beysbol to‘pining harakati, o‘qning uchishi, hamda sportchining yuqoriga sakrashi bunga misol bo‘ladi. (2.5-rasm) Ko‘pincha havoning qarshiligi jiddiy ahamiyatga ega bo‘lsa ham, ko‘p hollarda uning ta’sirini hisobga olmaslik mumkin, biz ham

quyida shunday yo‘l tutamiz. Bu erda biz otish yoki o‘q uzish jarayonini emas, balki otilgan jismning og‘irlik kuchi ta’siridagi erkin harakatini o‘rganamiz. Shunday qilib, jismga ta’sir qiladigan yagona tezlanish – bu erkin tushish tezlanishi g bo‘lib, u pastga yo‘nalgan va $9,80 \text{ m/s}^2$ qiymatga ega. Galiley birinchi bo‘lib ballistik harakatni to‘g‘ri tavsiflab berdi. U harakatning gorizontal va vertikal tashkil etuvchilarini alohida tahlil etish yo‘li bilan bunday harakatni to‘liq tavsiflash mumkinligini ko‘rsatib berdi. Bu umuman yangi metod edi, Galileygacha hech kim bunday ishga qo‘l urmagan edi. (Havoning qarshiligi hisobga olinmasligi sababli bunday qarash ham ideallashtirilgan ekanligini ta’kidlab o‘tamiz).

Faraz qilaylik, gorizontga Θ_0 burchak ostida havoga otilgan jism (2-5-rasm) v_0 boshlang‘ich tezlikka ega. (Agar jismni fazoga gorizont chizig‘idan yuqoriga otilsa, u holda Θ_0 burchak musbat, pastga otilsa – manfiy bo‘ladi). To‘g‘ri chiziqli koordinatalar sistemasini shunday tanlaymizki, harakat xy tekislikda yuz bersin, bunda y o‘qi vertikal qilib tanlanadi, shunda jismning tezlanishi faqat y bo‘ylab yo‘naladi. Shunday qilib,

$$a_x = 0, \quad a_y = -g.$$



2.5-rasm. Gorizont otilgan
snaryadning harakati

Koordinatalar sistemasining boshini jism o‘z harakatini boshlaydigan nuqtada tanlab olamiz (masalan, beysbol to‘pi otayotgan odamning qo‘lidan chiqadigan vaqtda), ya’ni biz $x_0 = y_0 = 0$ ga egamiz, va vaqtning boshlang‘ich momentini $t_0 = 0$ deb belgilaymiz. Boshlang‘ich tezlik v_0 quyidagicha proektsiyalarga ega bo‘ladi:

$$\begin{aligned} g_{x0} &= g_0 \cos \Theta_0, \\ g_{y0} &= g_0 \sin \Theta_0. \end{aligned} \quad (2.18)$$

$a_x = 0$ ekanligi sababli gorizonttal harakatda tezlik o'zgarmaydi, va, demak, biz quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$g_x = g_{x0} = g_0 \cos \Theta_0 \quad (2.19)$$

$$x = g_{x0}t \quad (2.20)$$

Vertikal harakat $a_y = -g$ tezlanish bilan yuz beradi va shuning uchun quyidagilarga ega bo'lamiz:

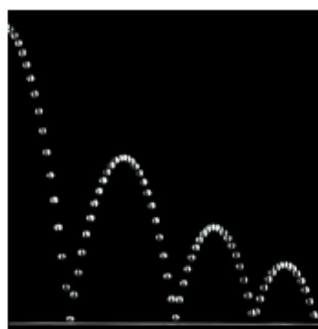
$$g_y = g_{y0} - gt \quad (2.21)$$

$$y = g_{y0}t - \frac{1}{2}gt^2 \quad (2.22)$$

$$g_y^2 = g_{y0}^2 - 2g_y \quad (2.23)$$

Agar snaryad yuqoriga biror burchak ostida uchib chiqqan bo'lsa (3.16-rasm), u holda g_y tezlik vaqt o'tishi bilan kamayadi va uchishning eng yuqori nuqtasida 0 ga teng bo'lib qoladi; (2.21) dan ko'rinib turibdiki, bu vaqtning $t = \frac{g_{y0}}{g}$ momentida yuz beradi. Vaqtning bundan keyingi momentlarida g_y manfiy qiymatga ega bo'ladi va vaqt o'tishi bilan son jihatidan ortib boradi (2.6-rasm). Ballistik harakatda agar jismni otilish nuqtasi erga tushish nuqtasidan yuqori bo'lsa ($x_0 = y_0 = 0$), x o'qini kesib o'tishi mumkinligini ta'kidlab o'tamiz.

Jismning boshlang'ich tezligi gorizonttal yo'nalgan, ya'ni $g_0 = 0$ bo'lganda qiziq xususiy holi kuzatiladi. Stol chetidan dumalab tushgan koptokning, gorizonttal tutib otilgan qurol stvolidan uchib chiqqan o'qning harakati bunga misol bo'ladi.. bu holda $g_{y0} = 0$ bo'lganligi sababli $g_y = -gt$ va $y = -\frac{1}{2}gt^2$ ga ega bo'lamiz. Demak, bu erda vertikal bo'ylab harakat erkin tushayotgan jismning harakati hisoblanadi. Shunday qilib, ko'rib turibmizki, (Galiley ham shuni aytib o'tgan edi), gorizonttal otilgan jism erga boshlang'ich tezliksiz vertikal tushayotgan jism bilan bir vaqtda tushar ekan.

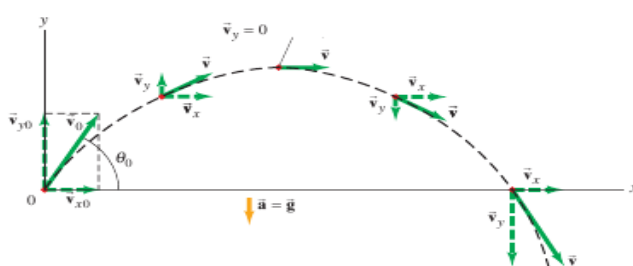


(a)



(b)

2.6-rasm. (a) va (b) basketbolning to'pining harakati ballistik harakatga misol bo'ladi



2.7-rasm. Gorizontga burchak Θ_0 ostida boshlang'ich $\mathcal{g}_0$ tezlik bilan otilib chiqqan snaryadning harakati

Dinamika – jismlarning harakatini va harakatni vujudga keltirgan sabablar (kuch)ni e'tiborga olib, birgalikda o'rganuvchi mexanikaning bo'limidir. Dinamika so'zi grekcha «dinamis» so'zidan olingan bo'lib, kuch degan ma'noni bildiradi.

Dinamikaning asosiy vazifasi harakatlanayotgan jismga ta'sir etuvchi kuch bilan shu jism massasi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi harakat qonunlarini aniqlashdan iborat.

Dinamikaning asosini, ingliz olimi I.Nyutonning 1687 yilda aniqlagan uchta qonuni tashkil etadi. Nyutonning qonunlari tajribalarda topilgan juda ko'p faktlarni umumlashtirish natijasida maydonga kelgan. Nyutonning I qonuni har qanday sanoq sistemada ham o'rinli bo'lavermaydi.

2. Tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanayotgan (yulduzlarga nisbatan) sanoq sistemasiga *inersial* sanoq sistemasi deyiladi. Bunday sanoq sistemalari juda ko'p bo'lishi mumkin, chunki biror inersial sistemaga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanayotgan har qanday sistema inersial sistema bo'ladi. Inersial

sistemalarga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sanoq sistemalari *noinersial* sistemalar deyiladi.

Barcha inersial sistemalarda mexanik jarayonlar mutlaqo bir xil o'tadi degan qoida 1636 yilda G.Galiley tomonidan aniqlangan bo'lib, Galileyning nisbiylik prinsipi deb ataladi. Galiley bu prinsipni sokin dengizda tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilib borayotgan kema kayutasida bo'ladigan mexanik jarayonlar misolida tushuntirgan.

XX asr boshlariga kelib, faqat mexanik jarayonlarga emas, balki issiqlik, elektr, optik va tabiat hodisalari ham barcha inersial sanoq sistemalarida mutlaqo bir xil o'tishi aniqlandi. Shu asosda A.Eynshteyn 1905 yilda umumiy nisbiylik prinsipini aniqladi, bu prinsipni keyinchalik Eynshteyn nisbiylik prinsipi deb nomlanadi:

Barcha inersial sanoq sistemalarida barcha fizik jarayonlar mutlaqo bir xil o'tadi.

N'yuton qonunlari va dinamikaning boshqa qonunlari faqat inersial sanoq sistemalarida o'rinalidir. Amalda Yer bilan bog'langan koordinatalar sistemasini yetarli darajada aniqlik bilan inersial sistema deb qabul qilinadi.

Nyutonning birinchi harakat qonuni

Shu paytgacha biz harakatni tezlik va tezlanish asosida o'rgangan edik. Endi quyidagi savollar bilan shug'ullanamiz. Nima uchun jismlar aynan shunday harakatlanadilar, boshqacha emas. Jism tezlanish olishi va tormozlanishining sababi nima. Nima uchun jism aylana bo'ylab harakatlanadi. Har bir holda jismga kuch ta'sir qiladi deyish mumkin. Biz bu bobda kuch va harakat orasidagi bog'lanishni o'rganamiz. Biz qaraydigan tezlik yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lishi kerak, degan yagona cheklashni kiritamiz. Bizga relyativistik effektlarni hisobga olmaslik imkonini beradi. Dinamikadan chuqur kirishishdan avval kuch tushunchasini sifat jihatidan muhokama qilamiz. Kuchni itarishish va tortishish ko'rinishida aniqlash mumkin. Telejkani mahsulotlari bilan o'zidang itarganda, bir necha kuch tasir qiladi. Bolalar o'yinchoq aravachasini tortishda kuch bilan ta'sir qiladi. Dvigatel liftni ko'targanda yoki bolg'a bilan mixni urganda yoki daraxtning

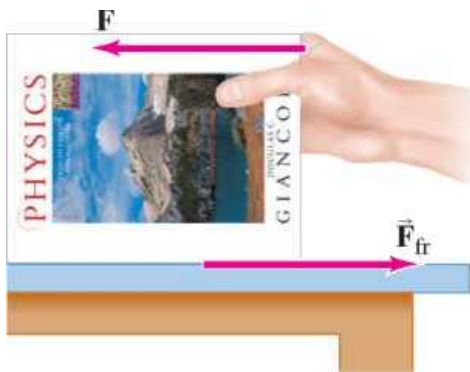
barglariga shamol esganda – bu hodisalar kuch ta'sir qiladi. Biz aytamizki, og'irlik kuchi ta'sir qilganligi uchun jism pastga tushadi. Har doim ham jism harakatlanmaydi. Masalan, bir og'ir stol va xolodilnikni itarganda, jism siljimaydi. Kuch ta'sirida jism tinch yoki harakatlanganda uning shakli o'zgaradi. Sharni siqish natijasida yaqqol ko'rish mumkin¹.

Galiley g'oyasini tushunish uchun, gorizontal tekislik bo'ylab harakatini kuzatib, doimiy tezlikda bir stol yuzasi bo'ylab bir jismni surish uchun kuch ma'lum bir miqdorda talab qilinadi. Stol bo'ylab juda silliq yuzada og'ir jismni bir xil tezlikda surish uchun kam kuch talab qiladi. Jism va stol yuzasi o'rtasida neft yoki boshqa yog'ning bir qatlami joylashtirilgan bo'lsa, har bir ketma-ket siljishda kam kuch talab qilinadi,. Keyingi siljishda, ishqalanish jismga qarshilik qilmaydi. Jism stol bo'ylab siljiganda hech qanday tashqi ta'sirsiz doimiy tezlikda harakatlanadi (2.8-rasm). Bir qattiq gorizontal yuzada bir po'lat to'p hech qanday kuch ta'sirisiz vaziyatni o'zgartiradi. Shunday qilib, havo yupqa qatlam ishqalanishni deyarli kamaytiradi.

Bunday tasavvur qilishda Galiley daho edi. Bunday idealistik dunyo bor (ayni vaqtda – dunyoda ishqalanish yo'q). Real dunyoda yanada aniq va boy tushunchaga olib kelishi mumkin.. Bu ideallashtirish hech qanday kuch harakatlanayotgan jismga qo'llaniladigan bo'lsa, u to'g'ri chiziqli doimiy tezlik bilan harakati davom etadi, deb xulosaga olib keldi. Agar jismga bir kuch qo'llaniladigan bo'lsa, jism faqat sekinlashadi. Galileo shunday qilib, oddiy zarbani kaytarish uchun bir kuch sifatida ishqalanish talqin etiladi.. Doimiy tezlikda bir stol bo'ylab bir jismni surish uchun ishqalanish kuchini muvozanatlashda kuch talab qiladi. Jism doimiy tezlikda harakatlansa itarish kuchi ishqalanish kuchiga teng bo'ladi; lekin bu ikki kuchlar qarama-qarshi yo'nalishga ega. Shuningdek jismga (ikki kuchlar vektor yig'indisi) tashqi kuch qo'llaniladigan bo'lsa, bu doimiy tezlik bilan jism harakatlansa Galileyning nuqtai nazari bilan mos keladi. Bu poydevor ustiga, Isaak Nyuton harakatning buyuk nazariyasi

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014,. 76-84-betlar.

qurilgan. I.Nyutonning harakat tahlil o'zining mashhur "harakatning uch qonunlari.umumlashgan" Uning buyuk ishlari 1687 yilda nashr etilgan, Nyuton tezda Galileyga tan beradi. Aslida Nyutonning birinchi qonuni Galiley xulosalariga yaqinligi ta'kidlanadi¹.



2.8-rasm

Nyutonning ikkinchi harakat qonuni

Nyutonning birinchi qonuni ta'kidlaydiki, natijaviy kuch jismga ta'sir qilmasa, o'zining tinch holatini saqlaydi, jism harakati davomida doimiy tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Natijaviy kuch bir jismga tatbiq qilingan bo'lsa, qanday bo'ladi? Nyuton jismning tezligi o'zgarishini tushundi. Jismga qo'llaniladigan bir tashqi kuch uning tezligini ortiradi. Natijaviy kuch harakatning yo'nalishiga teskari bo'lsa, bu kuch jismning tezligini kamaytiradi. Natijaviy kuch tezligi o'zgarishlar yo'nalishiga burchak ostida yo'nalishga ega bo'lsa, harakat tezligi yo'nalishi bo'yicha o'zgaradi. Bu o'zgarish ham bir tezlashtirish hisoblanadi. Shunday qilib, bir jism ustida natijaviy kuch ham tezlashtirishga sabab bo'ladi. Tezlanish bilan kuch o'rtasida qanday bog'liqlik bor? Kundalik tajriba shuni ko'rsatdiki, ishqalanish e'tiborga olinmaydigan yetarlicha kichik bo'lganda, avtomobil harakatlanishi uchun zarur bo'lgan kuch ko'rib chiqaylik. Ma'lum bir vaqt ichida, doimiy kuch bilan gorizontal yo'nalishda avtomobil harakatlansa, tezlanishga ega bo'ladi. Ikki marta kuch bilan ta'sir bo'lsa, jism tezligi 3km/soat yetadi. Tezlanish ikki barobar katta bo'ladi. Agar kuch uch marta katta bo'lsa, tezlashtirish hokazo uch va. Shunday qilib, bir jism tezlanishga ega bo'lishi uchun

tashqi kuch kerak bo'ladi, bevosita sof kuch qo'llash uchun proportional. Lekin jadallashtirish, shuningdek ob'ekt massasiga bog'liq.

Agar oziq-ovqat bilan to'la bir surish kabi bir xil kuchga ega bo'lgan bo'sh oziq-ovqat, avtomobil surish bo'lsa, to'liq savat sekinroq tezlashtiradi deb topasiz. Nyutonning ikkinchi qonunini tenglama sifatida yozish mumkin:

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

Natijaviy kuch jismga ta'sir qilayotgan hamma kuchlarning vektor yig'indisidir.

Shu sababli Nyutonning ikkinchi qonuni ushbu tenglama orqali ifodalanadi.

$$\sum \vec{F} = m\vec{a} \quad (2.24)$$

Kuchning o'lchov birligi shunday tanlanadiki massa kg da kuch esa N da o'lchanadi $1\text{N}=1\text{kg}\cdot(\text{m}/\text{s}^2)$.

Nyutonning birinchi qonuni ta'kidlaydiki. natijaviy kuch jismga ta'sir qilmasa, hamma kuchlar bir-birini kompensatsiyalaydi va jism o'zining tinch holatinisqalaydi, jism harakati davomida doimiy tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Tashqi kuch bir jismga tatbiq qilingan bo'lsa, qanday bo'ladi? Nyuton jismning tezligi o'zgarishini tushundi. Jismga qo'llaniladigan bir tashqi kuch uning tezligini ortiradi. Tashqi kuch harakatning yo'nalishiga teskari bo'lsa, bu kuch jismning tezligini kamaytiradi. Tashqi kuch tezligi o'zgarishlar yo'nalishiga burchak ostida yo'nalishga ega bo'lsa. harakat tezligi yo'nalishi bo'yicha o'zgaradi. Bu o'zgarish ham bir tezlashtirish hisoblanadi. Shunday qilib, bir jism ustida tashqi kuch ham tezlashtirishga sabab bo'ladi.

Tezlanish ikki barobar katta bo'ladi. Agar kuch uch marta katta bo'lsa, tezlanish uch marta katta bo'ladi. Shunday qilib, tezlanish teng ta'sir etuvchi kuchlarga proporsionaldir, shu bilan birga tezlanish jism massasiga bog'liq bo'ladi. Shu kuch bilan bo'sh aravacha ittariladi va yuklangan telejka shu kuch bilan sekin harakatlanadi. Jismning massa katta bo'lsa teng shu kuch ta'sirida tezlanish kichik bo'ladi. Nyuton aytganidek jismning tezlanishi jism massasiga teskari proporsional. Jism tezlanishi teng ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri proporsional jism massasiga

teskari proporsional. Nyutonning ikkinchi qonuni kuch harakat tavsifi bilan bog'liq. Bu fizikada eng asosiy munosabatlardan biri hisoblanadi. Nyutonning ikkinchi qonunidan biz jismni tezlanishga erishishida bir harakat sifatida kuchni yanada aniq ta'riflash mumkin¹.

Massa jismning inertliginigina emas, balki gravitasion (tortishish) va «energiya tutuvchanligini» ham xarakterlaydi. Gravitasion so'zi lotincha so'z bo'lib, og'irlik demakdir. Jismning massasi kichik tezliklarda doimo o'zgarmasdir. Massa skalyar kattalik. Katta tezliklarda jismning massasi A.Eynshteyn kashf etgan quyidagi formula bo'yicha o'zgaradi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.25)$$

m_0 - jismning tinch turgandagi massasi; $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ - yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Tajribalar asosida jismning «inert» va «gravitasion» massalari kattalik jihatidan teng ekanligiga ishonch hosil qilingan. Shuning uchun ularni ajratishning ma'nosi yo'q. Turli jismlarning massalarini taqqoslash uchun moddaning zichligi deb ataluvchi fizik kattalikdan foydalaniladi.

Moddaning zichligi deb, hajm birligiga mos kelgan massasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikga aytiladi:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (2.26)$$

ρ - zichlik; V – hajm. O'lchov birligi SI: kg/m^3 .

(2.24) ifodada massani o'zgarmas deb qaraladi, ammo tabiat va texnikada jismlarning harakatlanish jarayonida massalarini o'zgarishi ko'plab uchrab turadi. Masalan, raketa, samolyot, avtomobillarning massalari yoqilg'ining yonishi hisobiga uzluksiz kamayib boradi. Tog'dan dumalab tushayotgan qor uyumining massasi oshib boradi va h.k. Undan tashqari katta tezliklarda massa tez oshadi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014,. 76-84-betlar.

Bunday hollarda (2.26) ifoda yaroqsiz bo'lib qoladi. Shuning uchun N'yutonning II qonunini ifodalaridan biri bo'lgan harakat miqdorining (impul's) o'zgarish qonunidan foydalaniladi. N'yutonning II qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{g}}{dt} \quad (2.27)$$

Massa o'zgarmas bo'lgani uchun:

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} \quad (2.28)$$

Hosil bo'lgan tenglama (2.27) tenglamaga ekvivalent bo'lishiga qaramasdan, undagi yangi $m\vec{g}$ fizik miqdor bilan keng ma'noga egadir.

Jism massasining, uning tezligiga ko'paytmasi bilan ifodalanadigan $m\vec{g}$ vektorga jismning impul'si deyiladi:

$$\vec{P} = m\vec{g}. \quad (2.28)$$

O'lchov birligi SI: (kg m)/s.

Kuch impul'si deb, jismga ta'sir qilayotgan kuchning ta'sir vaqtiga ko'paytmasiga teng vektor kattalikka aytiladi, (2.28) dan:

$$\vec{F} \cdot dt = d(m\vec{g}) \quad (2.29)$$

(2.28) ni e'tiborga olib (2.29) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$d\vec{p} = \vec{F} \cdot dt \quad (2.30)$$

Bu tenglik o'zgarmas kuch holi uchun impul'sning o'zgarish qonunini ifodalaydi. O'zgarmas kuch ta'sirida jism impul'sining o'zgarishi shu kuch impul'siga tengdir. Impul'sning o'zgarishi $d\vec{p}$ faqatgina tezlikning o'zgarishi hisobiga emas, massaning o'zgarishi hisobiga ham ro'y berishi mumkin. Shuning uchun massa o'zgaruvchan bo'lgan hol uchun ham

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} \quad \text{yoki} \quad \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (2.31)$$

ifodalar o'rinli bo'lib hisoblanadi.

(2.31) ga asosan N'yutonning II qonunini, umumiyyoq qilib quyidagicha ta'riflashimiz mumkin: jism impul'sidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila jismga ta'sir etayotgan kuchga teng. Bu ifoda jismning harakat tenglamasi ham deyiladi. Agar massa o'zgaruvchan hol uchun yozadigan bo'lsak, (2.31) ifoda ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} + \vec{g} \frac{dm}{dt} = \vec{F} \quad (2.32)$$

$\frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{a}$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\vec{F} - \vec{g} \frac{dm}{dt} = m\vec{a} \quad (2.33)$$

(2.33) dan ko'rinadiki, o'zgaruvchan massali jismning harakati, o'zgarmas jismning harakatiga nisbatan murakkabroq ekan.

O'zgaruvchan kuch uchun kuch impul'si tushunchasini ixtiyoriy vaqt oralig'i uchun umumlashtirish kerak bo'ladi. Buning uchun t vaqt oralig'ini n ta shunday kichik oraliqlarga bo'lish kerakki, har bir bunday vaqt oralig'ida ta'sir qiluvchi kuchni o'zgarmas va mos ravishda $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_n$ ga teng deb hisoblash mumkin bo'lsin. U holda (2.30) ga asosan bu vaqt oraliqlarining har biri uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned} F_1 dt_1 &= dp_0 \\ F_2 dt_2 &= dp_1 \\ &\dots\dots\dots \\ F_n dt_n &= dp_{n-1}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Bu tenglamalarni qo'shib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\sum_{i=1}^n F_i dt_i = dp_n. \quad (2.35)$$

Demak, jismga ta'sir qilayotgan o'zgaruvchan kuchning to'la impul'si, jism impul'sining o'zgarishiga tengdir.

Nyutonning uchinchi harakat qonuni

Nyutonning ikkinchi qonuni harakatda kuchlarning qanday ta'sir miqdori bilan ta'riflanadi. kuchlar qanday paydo bo'ladi degan tabiiy savol tug'iladi. Kuch istalgan jismga ta'sir qilsa boshqa jismdan ham qarama-qarshi kuch yuzaga keladi. Masalan, inson mahsulot orilgan telejkani itaradi, bolg'a mixni uradi, magnit temirli ignani tortadi. Har bir hodisada bir jism ikkinchi jism bilan ta'sirlashadi. Nyuton tushundiki vaziyat bir tomonlamayuzaga kelmaydi. Haqiqatdan bolg'a mixga qarab ta'sir qilsa mix ham bolg'aga aks ta'sir qiladi. Kuzatuvlar biron-bir jism ustiga qo'llaniladigan kuch har doim boshqa jismlar tomonidan qo'llaniladigan kuch, deb ta'riflash mumkin. Shu sababli Nyuton kuch shunday bir tomonlama emas, deb tushundi. Nyuton fikricha, ikki jism teng ravishda ta'sirlashish kerak. Bolg'a qoziqqa kuch bilan ta'sir qilsa va qoziq orqaga bolg'acha bo'yicha kuch bilan ta'sir etadi. Bu harakat Nyutonning uchinchi qonuni mohiyatidir: **bir jism ikkinchi jism ustida kuch bilan ta'sirga ega bo'lsa, ikkinchi jism birinchi jismga qarama-qarshi yo'nalishda teng kuch bilan ta'sirlashadi**¹.

Agar stol chetiga qarshi bosganingizda Nyutonning uchinchi qonun amal qiladi. Dalil sifatida, Qo'lga qarashlozim. Qo'lingni ning shakli, bir kuch unga qo'llaniladigan bo'lsa, dalil buziladi. Siz qo'lni press holda stol chetida ko'rish mumkin. Sizga hatto stol tomondan bir kuch qo'ymasligi natijasida og'ritadi; azoblantiradi! Nyutonning uchinchi qonun yana bir namoyishi sifatida, muz va skater rasmini ko'ramiz. U erda uning skater va muz orasida juda kam ishqalanish, shuning bir kuch uning ustiga qo'llaniladigan bo'lsa, u bermalol harakat qiladi. U devorga bo'lyapti; va keyin u orqaga harakat boshlaydi. u devorga ta'sirga ega kuchi, uni harakat boshlashi mumkin emas. Nimadir uning qimirlay boshlash uchun unga bir kuch o'tkazish kerak edi, va bu kuch faqat devor tomonidan qo'llaniladigan bo'lishi mumkin. devor bilan kuch u devorga ta'sirga ega kuchga teng va qarama-qarshi Nyutonning uchinchi qonuni bilan hisoblanadi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014,. 76-84-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014,. 76-84-betlar.

O'zaro ta'sir qiluvchi ikki jism bir-biriga kattaligi jihatdan teng va yo'nalishi jihatdan qarama-qarshi bo'lgan kuchlar bilan ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (2.36)$$

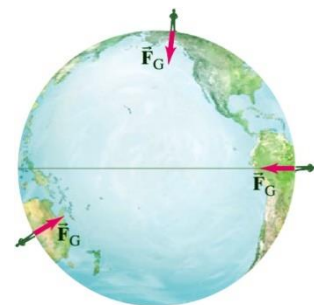
Bu kuchlar turli xil jismlarga qo'yilgan bo'lgani uchun ular bir-birini kompensatsiyalamaydi. (2.36) dan shu narsa kelib chiqadiki, ikki jismning faqat bir-biriga o'zaro ta'sirining o'zi ikkala jismni bir yo'nalishda harakatlantira olmaydi. Buning uchun ular biror uchinchi jism bilan o'zaro ta'sirlashishi kerak. Masalan, teplovoz vagonlarni o'zining vagonlar bilan o'zaro ta'sirlashishi tufayli emas, o'zining tayanch rel'si bilan o'zaro ta'siridan yuzaga kelayotgan ishqalanish kuchlari tufayli tortadi.

Mexanikada kuchlar gravitatsion-og'irlik, elastik va ishqalanish kuchlariga bo'linadi. Jismga ta'sir etayotgan kuch to'g'risida tasavvurga ega bo'lish uchun:

- 1) kuchning qanday kattalikda ekanligini;
- 2) kuchning qanday yo'nalishda ta'sir etishini;
- 3) kuch jismning qaysi nuqtasiga qo'yilishini;
- 4) kuchning tabiatini bilish kerak bo'ladi.

Nyutonning butun olam tortishish qonuni

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. 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 hulosaga kelgan. Har doim jismga ta'sir etadigan kuch biror boshqa jism *tomonidan* ta'sir etadi. Biroq gravitatsiya kuch *ta'sir* etadimi? Yer sirtidagi har bir jism gravitatsiya kuchi F_G ning ta'sirini



2.10–rasm. Yerning ihti-yoriy qismida, u Alyaskada bo‘ladimi, Peruda yoki Avstraliyada bo‘ladimi og‘irlik kuchi Yerning markazi tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

sezadi va jism qayerda joylashganligiga qaramasdan bu kuch Yerning markazi

tomon yoʻnalgan boʻladi (2.10-rasm). Nyuton bu Yer boʻlishi kerak va u oʻzining sirtidagi jismlarga gravitatsiya kuchi bilan taʼsir etadi degan xulosaga kelgan.

Nyuton gravitatsion kuchning qiymatini, yaʼni Yerning Oyga taʼsirini Yer sirtidagi jismlarning ogʻirlik kuchi bilan solishtirgan holda aniqlashga kirishdi va quyidagi hulosaga keldi: ixtiyoriy jismga Yer tomonidan taʼsir etuvchi gravitatsiya kuchi F_{grav} yoki F_G Yer markazidan jismlargacha boʻlgan r masofaning kvadratiga proporsional ravishda kamayadi:

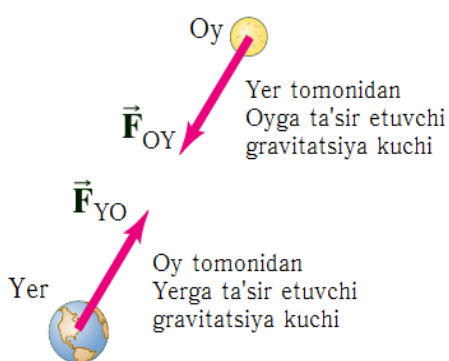
$$F_G \sim 1/r^2 \quad (2.37)$$

Oy Yerdan 60 Yer radiusiga uzoq, shuning uchun unga Yer sirtiga yaqin niqtadagiga nisbatan $60^2=3600$ marta kichikroq gravitatsiya kuchi taʼsir etadi¹.

Nyuton jismlarga taʼsir etuvchi gravitatsiya kuchi faqatgina masofaga bogʻliq emas, balki jismlarning massasiga ham bogʻliqligini tushundi. Aslida, u ularning massalariga toʻgʻri proporsional. Nyutonning uchinchi qonuniga asosan, Yer ixtiyoriy jismga, Oy kabi, gravitatsion kuch bilan taʼsir etsa jismlar ham Yerga huddi shunday va qarama-qarshi yoʻnalgan kuch bilan taʼsir etadi (2.4–rasm). Bu *simmetriya* sababini Nyuton quyidagicha asosladi, gravitatsiya kuchining qiymati *ikkala* massaga proporsional boʻlishi shart, yaʼni:

$$F_G \sim m_Y m_j / r^2 \quad (2.38)$$

Bunda m_Y va m_j mos ravishda Yerning va jismning massalari, r – Yerning



2.11–rasm. Bir jismning gravitatsion kuchi ikkinchi jismga taʼsir etib, birinchi jism tomon yoʻnalgan boʻladi va Nyutonning uchinchi qonuniga asosan ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga taʼsir etuvchi kuchga teng va qarama-qarshi yoʻnalgan. Rasmda koʻrsatilgan holda Yer tomonidan Oyga taʼsir etuvchi gravitatsiya kuchi $\vec{F}_{OY}$, Oy tomonidan Yerga taʼsir etuvchi gravitatsiya kuchiga teng va qarama-qarshi $\vec{F}_{YO}$. Yaʼni $\vec{F}_{OY} = -\vec{F}_{YO}$.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014,. 119-120-betlar.

markazidan jismning markazigacha bo'lgan masofa.

Nyuton gravitatsiyani analiz qilishda yanada chuqurlashdi. Sayyoralar orbitalarini ko'rib chiqishda u quyidagi hulosaga keldi, turli sayyorarni Quyosh atrofidagi o'z orbitalarida ushlab turish uchun kerak bo'lgan kuch, ulardan Quyoshgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari teskari proporsional ravishda kamayadi. Bu uni quyidagi fikrga olib keldi: bu shuningdek har bir sayyorani o'z orbitalarida ushlab turuvchi Quyosh va bu sayyolalar orasidagi og'irlik kuchidir. Agar gravitatsiya bu ob'ektlar orasida ta'sir etsa, u holda nima uchun barja jismlar orasida tasir etmas ekan? Shunda qilib u o'zining butun olam tortishish qonunini taklif qildi, va biz uni quyidagicha tariflashimiz mumkin: Koinotdagi har bir zarra boshqa bir zarrani ularning massalari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ularning orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional kuch bilan tortadi. Bu kuch zarralarni birlashtiruvchi chiziqli bo'ylab ta'sir etyadi¹.

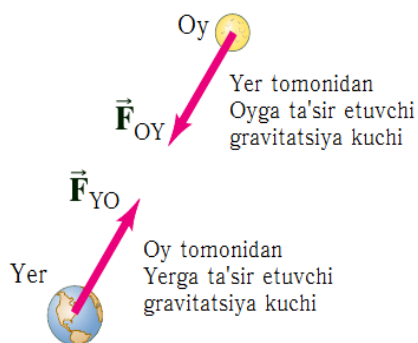
Gravitatsion kuchning qiymati quyidagicha yoziladi

$$F = G \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad (2.39)$$

bunda m_1 va m_2 — ikki zarraning massasi, r — ular orasidagi masofa, va G — gravitatsion doimiy bo'lib, u tajriba yordamida aniqlanishi mumkin. G ning qiymati juda kichkina bo'lishi kerak, chunki biz oddiy jismlar orasidagi tortishish kuchini bilmaymiz, masalan, ikkita beysbol koptogi orasidagi. Ikkita oddiy jismlar orasidagi ta'sir kuchini birinchi bo'lib 1798 yili Genri Kavendish, Nyuton o'z qonunini elon qilganidan 100 yilcha keyin o'lchangan. Oddiy jismlar orasidagi juda kichik ta'sir kuchini aniqlash va o'lchash uchun u 2.11—rasmda ko'rsatilgan qurilmani ishlatgan. Kavendish Nyutoning ikkita jism bir-biriga tortilishi va (2.39) formula bu kuchni aniq ifodalashi haqidagi gipotezasini tasdiqladi. Bundan tashqari Kavendish F_G , m_1 , m_2 va r larni aniq o'lchasi mumkin bo'lgani uchun u doimiy G ning qiymatini ham aniq hisoblay olgan. Bugungi kunda uning qabul qilingan qiymati quyidagiga teng.

$$G=6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2.$$

(Kitobning oxirida berilgan jadvalda barcha doimiylarning yuqori aniqlikdagi qiymatlari berilgan). (2.39) formula teskari kvadratlar qonuni deyiladi, chunki



2.12-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 $\vec{F}_{OY} = -\vec{F}_{YO}$.

kuch r^2 ga teskari proporsional.

Qat'iy qilib aytganda, (2.39) formula bir-biridan r masofada joylashgan bir zarra boshqasiga ko'rsatuvchi gravitatsion kuchning kattaligini ko'rsatadi¹. Katta o'lchamli jism (moddiy nuqta emas) uchun biz r masofani qanday o'lchash mumkinligini ko'rib chiqishimiz kerak. To'g'ri hisob-kitob shuni ko'rsatadiki, har bir hajmiy jismni zarralar to'plami deb qarash mumkin, natijaviy kuchni esabarcha zarralar kuchlarining yig'indisiga teng. Barcha zarralar bo'yicha yig'indi ko'pincha, Nyuton o'zi o'ylab topgan integral hisob yoramida amalga oshiriladi. Jismlarning tortishishi ularning orasidagi masofaga nisbatan kichik bo'lganda (Yer–Quyosh sistemasi kabi), ularni moddiy nuqtalar deb qarash natijaga kichik hatolik beradi. Nyuton *tashqaridanzarraga bir jinsli shar tomonidan ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi, huddi sharning barcha massasi uning markazida mujassamlashganidek bo'lishi mumkinligini* ko'rsata olishi mumkin edi. Shunday qilib (2.39) formula markazlari orasidagi masofa r bo'lgan ikki bir jinsli sharlar orasidagi to'g'ri kuchni beradi]¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014,. 119-120-betlar.

Og'irlik kuchi

Galiley ta'kidladiki, hamma jismlar Yer yuzasiga yaqin balandlikda bir xil tezlanish g bilan tushadi. Bu tezlanishni yuzaga keltiradigan kush tortishish yoki tortishish kuchi deyiladi. Bir jism ustida tortishish kuchi qanday ta'sirga ega? Og'irlik kuchiga Nyutonning II qonunini qo'llaymiz. Shunday qilib, bir jismga tasir etuvchi og'irlik kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$F_g = mg \quad (2.40)$$

Bu kuch yo'nalishi pastga Yerning markaziga tomon bo'ladi XBS birliklari, $g=9.80 \text{ m/s}^2$ shunday Yerdagi bir 1.00-kg massa og'irligi (1.00 kg) x $(9.80\text{m/s}^2)=9.80 \text{ N}$.Bu asosan jismlarni og'irligi bilan bog'liq bo'ladi 9.80 N. Oyda, boshqa sayyoralarda yoki kosmosda, og'irlik kuchi Yerdagi ko'ra turli xil bo'ladi, deb qayd qilinadi.Jismning erkin tushishida gravitatsion kuch yoki og'irlik kuchi ta'sir qiladi. Agar jism tinch holatda bo'lsa hamma ta'sir qiluvchi kuchlar nolga teng bo'ladi¹.

Butun olam tortishish kuchining ko'rinishidan biri og'irlik kuchi, ya'ni jismlarning Yerga tortilish kuchidir. Agar Yerning massasini M bilan, radiusini R bilan, muayyan jismning massasini m bilan belgilansa, Yer sirti yaqinidagi jismning og'irlik kuchi butun olam tortishish qonuniga asosan quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = F = \gamma \frac{Mm}{R^2} \quad (2.41)$$

Bu og'irlik kuchi jismga qo'yilgan bo'lib, Yerni markaziga tomon yo'nalgan. Ikkinchi tomondan jismning og'irlik kuchi N'yutonning II qonuniga asosan:

$$\vec{P} = \vec{F} = m\vec{g} \quad (2.42)$$

Jismning og'irlik kuchi jism massasi bilan erkin tushish tezlanishining ko'paytmasiga teng. (2.20) va (2.21) dan g ni topamiz:

$$g = \frac{F}{m} = \gamma \frac{M}{R^2} \quad (2.43)$$

Demak, g jismning massasiga bog'liq bo'lmasdan hamma jismlar uchun bir xildir ($g_{ekv}=9,78 \text{ m/s}^2$, $g_{qutb}=9,83 \text{ m/s}^2$). Jismning Yerdan h balandlikdagi og'irlik kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$P_h = F_h = mg_h = \gamma \frac{Mm}{(R + h)^2} \quad (2.44)$$

Bundan tashqari erkin tushish tezlanishi Yerning geografik kengligiga va Yer qobig'i tuzilishiga ham bog'liqdir. Jismning og'irlik kuchi bilan jismning og'irligi (vazni)ni chalkashtirmaslik kerak. Jismning og'irligi deb, jismning Yerga tortishish kuchi tufayli tayanch yoki osmaga ta'sir qiladigan kuchiga aytiladi. Jismning og'irlik kuchi jismga qo'yilgan bo'lib, Yerning markaziga tomon yo'nalgan bo'ladi.

Og'irlik esa, jism tomonidan tayanch va osmaga qo'yilgan bo'ladi. Og'irlik jism tayanchga tekkanida namoyon bo'ladi. Insonlar hayotida og'irlik kuchining ahamiyati kattadir.

Bir-biriga tegib turgan jismlar yoki bir jismning o'zaro tegib turgan bo'lakchalari, bir-biriga nisbatan ko'chganda harakatga qarshilikning hosil bo'lishiga ishqalanish deyiladi. Bu paytda vujudga kelgan kuchlarga ishqalanish kuchlari deyiladi. Ishqalanish kuchlari doimo urinish sirti bo'ylab harakatga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Ikkita tegib turgan jismlar bir-biriga nisbatan ko'chgandagi ishqalanishga tashqi ishqalanish deyiladi. Bitta yaxlit jismning qismlari orasidagi o'zaro ishqalanishga ichki ishqalanish deyiladi. Ikkita qattiq jism sirtlari orasidagi ishqalanish quruq ishqalanish deb ataladi. Qattiq jism bilan suyuqlik yoki gazsimon muhit yoki shunga o'xshash muhit qatlamlari orasidagi ishqalanish suyuq yoki qovushoq ishqalanish deyiladi.

Quruq ishqalanish, sirpanish va dumalanish ishqalanishga bo'linadi. Quruq ishqalanishda ishqalanish kuchi faqat sirpanish yuzaga kelgandagina hosil bo'lmasdan, shuningdek sirpanishni amalga oshirishga uringan vaqtda ham yuzaga keladi. Tashqaridan qo'yilgan kuch tufayli hosil bo'layotgan qarshilik kuchi

tinchlikdagi ishqalanishning maksimal kuchi $\vec{F}_{ishk.max}$ bo'ladi. Agar tashqi $\vec{F}$ kuchning qiymati $\vec{F}_{ishk.max}$ dan kichik bo'lsa jism tinch holatda bo'ladi. Ammo $\vec{F} > \vec{F}_{ishk.max}$ bo'lsa, jism harakatga keladi

N – reaksiya kuchi, $\vec{F}$ - tashqi kuch, $\vec{F}_{ishk}$ -ishqalanish kuchi, $\vec{P}_n$ - normal bosim kuchi.

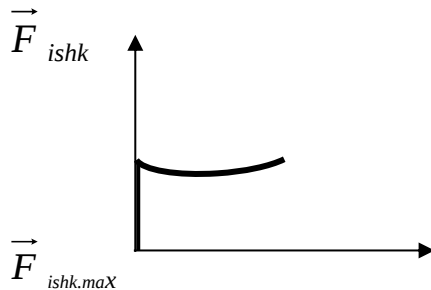
Tajribalardan

$$\vec{F}_{ishk.max} = \mu_0 P_n, \quad (2.45)$$

$$\vec{F}_{ishk} = \mu P_n \quad (2.46)$$

ekanligi aniqlangan.

Bu yerda μ_0 - tinch holatdagi ishqalanish koeffitsenti bo'lib, tegib turgan sirtlarning tabiatiga bog'liq; μ - sirpanish koeffitsenti bo'lib, tegib turgan sirtlarning tabiatiga va bu sirtlarning bir-biriga nisbatan harakat tezligiga bog'liq.



Rasmda sirpanishda ishqalanish kuchining nisbiy tezlikka bog'liqlik grafigi keltirilgan.

Kichik tezliklarda $\vec{F}_{ishk.max} = \vec{F}_{ishk}$ bo'ladi, shuning uchun $\mu_0 = \mu$ deb olinadi. (2.45) ifodani 1699 yilda Amontan topgan. (2.46) ifodani 1785 yilda Kulon topgan.

Shunday qilib, ishqalanish kuchi uchun Amontan-Kulon qonuni quyidagicha ta'riflanadi:

Ishqalanish kuchi jism sirtlarini bir-biriga siqib turuvchi normal bosim kuchiga to'g'ri proporsional, ya'ni

$$F_{ishk} = \mu P_n, \quad (2.47)$$

$$\mu = \frac{F}{P_n} \quad (2.48)$$

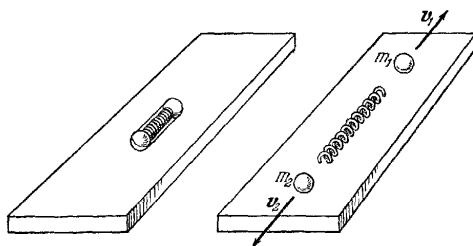
Ishqalanish koeffitsenti deb, ishqalanish kuchi normal bosim kuchining qancha qismini tashkil etishini ko'rsatuvchi o'lchamsiz songa aytiladi. Ishqalanish koeffitsentining qiymati ishqalanuvchi jismlarning materialiga, sirtlarning silliqligiga, tezlikka, sirtlarning holatiga bog'liqdir. G'ildirak yoki g'ildiraksimon jismlar sirpanishsiz dumalaganda, dumalashdagi ishqalanish kuchi yuzaga keladi. Bu kuch, sirtning og'irlik kuchi ta'sirida deformasiyalanishi tufayli hosil bo'ladi.

$$F_{d.ishk} = S \frac{P_n}{R} = S \frac{mg}{R} \quad (2.49)$$

S – dumalashdagi ishqalanish koeffitsenti bo'lib, ta'sirlashayotgan sirtlarning holatiga va jism materialiga bog'liq. Uzunlik birligida o'lchanadi.

Harakat miqdorining saqlaniga qonuni

Dinamikaning ikkinchi va uchinchi qonunini o'zaro ta'sirlashuvchi bir nechta jismdan iborat bo'lgan sistemaga tatbiqi juda muhim xulosalarga olib kelib, ulardan harakat miqdorining saqlanishi (yoki doimiylik) qonuni kelib chiqadi.



2.11-rasm.

Dastavval, mulohazalarni soddalashtirish maqsadida, o'zaro ta'sirlashuvchi ikkita jismni, masalan, gorizontaal shisha sirtida yotgan oralariga prujina qo'yib siqib bog'langan ikkita parchani qaraymiz (2.11-rasm). Sharchalarning shishaga ishqalanish kuchini hisobga olmasa ham bo'ladi. Ikkala sharcha bir-biriga ip bilan shunday bog'langanki, prujina ular orasida qisilib turadi. Sharchalarning massalari m_1 va m_2 ga teng. Prujinaning massasi bularga nisbatan juda kichik bo'lgani sababli uni nolga teng deb hisoblaymiz (shunday qilmasak ham bo'lar edi, biroq u holda uchta jismning o'zaro ta'sirini hisobga olish kerak bo'lar edi). Agar biror paytda ipni kuydirib (uzib) yuborsak, unda prujina m_1 sharchaga F_{12} kuch bilan, m_2 sharchaga esa F_{12} ga teng, lekin qarama-qarshi F_{21} kuch bilan ta'sir qiladi.

Prujinaning massasi kichik bo'lgani sababli birinchi sharcha ikkinchisiga prujina orqali ta'sir qiladi deyish mumkin hamda

$$F_{12} + F_{21} = 0 \quad (2.50)$$

Haqiqatdan ham, dinamikaning uchinchi qonuniga ko'ra quyidagi kuchlar o'zaro teng va qarama-qarishidir:

$$F_{1n} + f_{n1} = 0, \quad F_{2n} + f_{n2} = 0$$

bunda f_{n1} va f_{n2} — sharchalarning prujinalarga ta'sir kuchlari, hamda F_{1n} , va F_{2n} — prujinaning sharchalarga ta'sir kuchlari. Prujina massasi nolga teng deb olingani tufayli, dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$f_{n1} + f_{n2} = 0$$

Demak,

$$F_{1n} + F_{2n} = 0$$

yoki

$$F_{1n} = F_{12} \quad F_{2n} = F_{21}$$

Bundan (2.50) tenglik hosil bo'ladi. m_1 massaga F_{12} , kuch, m_2 massaga F_{21} , kuch ta'sir qiladi. Shu kuchlar ta'sirida sharchalar a_1 va a_2 , tezlanishlar olib, ular quyidagi tenglamalardan aniqlanadi:

$$m_1 a_1 = F_{12}, \quad m_2 a_2 = F_{21} \quad (2.51)$$

Bu tengliklarni qo'shib va (2.50) ni hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$m_1 a_1 + m_2 a_2 = 0 \quad (2.52)$$

ma'lumki, $m_1 v_1$ — birinchi sharchaning, $m_2 v_2$ — ikkinchi sharchaning harakat miqdoridir, tezlanishlar esa

$$a_1 = \frac{dv_1}{dt}, \quad a_2 = \frac{dv_2}{dt} \quad (2.53)$$

bo'ladi; bu ifodalarni (2.52) tenglamaga qo'yib quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1 + m_2 v_2) = 0 \quad (2.54)$$

Avvalo, (2.54) tenglamaning chiqarilishi sharchalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchining kattaligiga va xarakteriga bog'liq emas; muhimi, bu kuchlarning (2.50) shartni qanoatlantirishidir. (2.54) tenglik sharchalarning harakat miqdorlari

yig'indisi itaruvchi prujinaning ta'siri vaqtida ham, undan keyin ham, sharchalarga tashqi kuchlar ta'sir qilmaguncha *doimiy* qolaveradi.

Bu xulosa har qanday ikkita jism uchun ham o'rinlidir, negaki, biz ko'rgazmali bo'lsin deb parchalarni misol qilib ko'rsatdik.

Demak, *ikkita jismdan iborat bo'lgan sistemaning harakat miqdori shu jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari natijasida o'zgarishi mumkin emas.*

Barcha qolgan jismlardan izolyatsiyalangan va bitta mexanikaviy sistemani tashkil etuvchi biror miqdor jismlarni tasavvur qilamiz, u holda jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari ushbu sistemaga nisbatan *ichki*² kuchlardir. Agar izolyatsiyalangan sistema ko'p miqdorda jismlarga ega bo'lsa, u holda harakat miqdorining saqlanish qonuni butun sistema uchun o'rinli bo'ladi. Haqiqatdan ham. aytaylik, sistema m_1 , m_2 va m_3 massali uchta jismdan iborat bo'lsin (2.12- rasm).

U holda birinchi jism uchun

$$m_1 a_1 = f_{12} + f_{13}$$

tenglamani, ikkinchi jism uchun

$$m_2 a_2 = f_{21} + f_{23}$$

tenglamani, uchinchi jism uchun

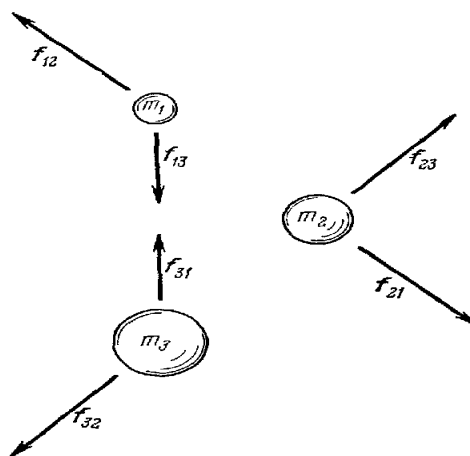
$$m_3 a_3 = f_{31} + f_{32}$$

tenglamani yozish mumkin.

Harakat miqdorining doimiylik qonunini izolyatsiyalangan sistema hosil qiluvchi istalgancha sonli jismlar uchun ham oson keltirib chiqarish mumkin. Sistemaning harakat miqdori K — bu sistemaga kiruvchi barcha jismlar harakat miqdorlarining vektor yig'indisidir:

$$K = \sum_{i=1}^n m_i v_i \quad (2.57)$$

² Ichki kuchlar – izolyatsiyalangan sistemani hosil qiluvchi jismlar orasidagi ta'sir kuchlaridir



2.12- rasm

Uchala tenglamani qo‘shib va dinamikaning uchinchi qonunini hisobga olib, quyidagini topamiz:

$$m_1 a_1 + m_2 a_2 + m_3 a_3 = 0$$

yoki

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1 + m_2 v_2 + m_3 v_3) = 0$$

(2.55) bunda,

$$\frac{dK}{dt} = 0 \quad \text{yoki} \quad K = \text{const} \quad (2.56)$$

odatdagidek, a_1, a_2, a_3 lar har bir jismning tezlanishlari, v_1, v_2, v_3 , – mos hamda ularning tezliklari.

Barcha jismlar harakat miqdorlari yig‘indisini K orqali belgilasak, u holda harakat miqdorining doimiylilik qonuni (24.6) ni shunday yozish mumkin bo‘ladi:

Jismlar sistemasining harakat miqdori ichki kuchlar ta’sirida o‘zgarishi mumkin emas.

Dinamikaning uchinchi qonuniga ko‘ra, barcha *ichki* kuchlar k va i indekslarining har qanday $k=1, 2, 3, \dots, n$ va $i=1, 2, 3, \dots, n$ qiymatlarida (bunda n – sistemaga kiruvchi jismlar soni)

$$f_{ki} + f_{ik} = 0 \quad (2.58)$$

shartni qanoatlantiradi.

Agar jismga tashqi kuchlar ta’sir qilmayotgan bo‘lsa, u holda har bir jism uchun quyidagini yozish mumkin:

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = \sum_{k=1}^n f_{ik} \quad (2.59)$$

bunda m_i – qandaydir i –jismning massasi, v_i –uning tezligi, $\sum_{k=1}^n f_{ik}$ –unga qolgan jismlar tomonidan ta'sir etayotgan kuch. Endi barcha jismlar uchun (2.29) tenglamalarni qo'shamiz va quyidagini hosil qilamiz:

$$\sum_{i=1}^n m_i \frac{dv_i}{dt} = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n f_{ik} \quad (2.60)$$

(2.59) shartga ko'ra barcha ichki kuchlarning yig'indisi nolga teng, u holda

$$\sum_{i=1}^n m_i \frac{dv_i}{dt} = 0$$

yoki

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n m_i v_i = 0 \quad (2.61)$$

Bu aynan faqat ichki kuchlar mavjudligida harakatlanayotgan jismlar sistemasi uchun harakat miqdorining doimiyliigi qonuni ifodaladi. Uni (2.58) formula ko'rinishida ham yozish mumkin.

Aytilganlarga yakun yasaylik. Harakat miqdorining saqlanish qonuni ko'p jismlar o'zaro ta'siri holida o'rinli bo'ladi: sistemaga kirmaydigan jismlar tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar, tashqi kuchlar bo'lmasa, bu jismlar sistemasining harakat miqdori doimiy qoladi.

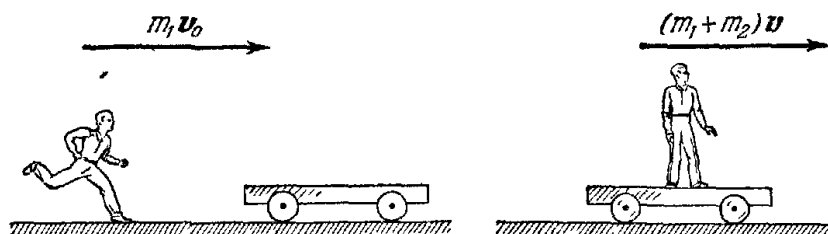
Harakat miqdori yoki impuls – *vektor kattaliklardir*. binobarin, harakat miqdorining absolyut kattaligi ham, uning yo'nalishi ham doimiy qoladi. Sistemadagi har bir jismning harakat miqdori o'zgarishi mumkin bo'lgani holda, sistemaning umumiy harakat miqdori doimiy qoladi.

Istalgan jismning harakat miqdori, sistemaning qolgan jismlari harakat miqdori shunday miqdorga o'zgarimasidan turib, o'zgarishi mumkin emas. *Harakat miqdori faqat bir jismdan boshqa jismga uzatilishi mumkin bo'lib, hech qachon yo'qolmaydi yoki: jismlarni har qanday izolatsiyalangan sistemasini harakat miqdori - vektor kattalik - doimo o'zgarishsiz qoladi.*

Jismlarning harakat miqdori haqidagi tushuncha Dekart tomonidan kiritilgan bo'lib, uning o'zi falsafiy tarzda Koinotdagi jismlar harakat miqdorining saqlanish yoki doimiylik prinsipini ta'riflab bergan. Harakat miqdori o'lchovi deb mv yoki mv^2 kattaliklardan qaysi birini olishi kerak, degan masala ustidagi bahs keyinchalik olimlar orasida uzoq vaqt davom etdi; energiyaning saqlanish qonuni ta'riflangandan keyingina bu bahs to'xtadi. Bu masala F. Engels tomonidan uning mashhur «Harakat o'lchovi - Ish» maqolasida uzil-kesil oydinlashtirilgan edi.

Harakat miqdorining bir jismdan boshqa jismga uzatilishi. Ikkita jismning kuch o'zaro ta'siri vaqtida hamma vaqt bir jismdan ikkinchisiga harakat miqdorining uzatilishi sodir bo'ladi. O'zaro ta'sir vaqtida kuchlarning o'zgarish xarakteri juda murakkab bo'lishi mumkin va hodisaning tahlili murakkab masaladir. Bu hollarda harakat miqdorining saqlanish qonunini tatbiq qilish, jismlar orasidagi ta'sir kuchlarini batafsil o'rganmasdan turib, o'zaro ta'sir natijasini oson aniqlash imkonini beradi. Buni qanday bajarilishini misollarda ko'rsatgan ma'qul.

1) Odam aravachaga yugurib chiqadi. Relslarda turgan platformada (63-rasm) chiqayotganda odam v_0 tezlikka va $K = m_1 v_0$, harakat miqdoriga ega, bunda m_1 – odam massasi Aravacha tinch turgani sababli uning harakat miqdori nolga teng. Aravachaga yugurib chiqib, odam unda to'xtaydi, aravacha bilan odamning to'voni orasida kuchlar yuzaga keladi; odamga ta'sir qiluvchi kuch uni tormozladi, aravachaga qo'yilgan kuch (qarama-qarshi ta'sir etuvchi) unga harakat berdi.



2.13-rasm

Odam va aravacha birday tezlikka erishganda, ya'ni odam aravachada to'xtaganda, bu kuchlarning ta'siri to'xtaydi. Agar aravachaning relslarga

ishqalanish kuchi kichik va havoga ishqalanishni nazarga olmaslik mumkin bo'lsa, u holda sistemaning (aravacha va odamning) harakat miqdori ular orasidagi o'zaro ta'sir natijasida o'zgarmaydi. Odamning $m_1 v_0$ harakat miqdori *taqsimlanadi*: odamning yugurib chiqishdagi harakat miqdoridan bir qismini aravacha oladi. Odam va aravacha erishadigan tezlikni harakat miqdorining saqlanish qonunidan topish mumkin. U quyidagiga teng:

$$v = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 \quad (2.62)$$

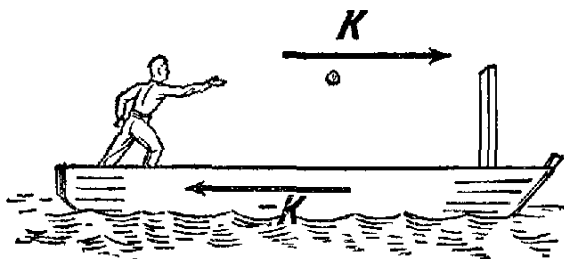
Javob odamning oyog'i bilan aravacha orasidagi ta'sir kuchining davomiyligi va bu kuchlar vaqt davomida qanday o'zgarishiga bog'liq emas. Odam bilan aravacha orasida to'la noelastik urilish yuz berdi.

Turli tezliklarga ega bo'lgan ikkita jism o'zaro ta'sirdan keyin birday tezlikka ega bo'lsa, bunday o'zaro ta'sirni to'la noelastik urilish deyiladi.

Urilishidan keyingi tezlikni aniqlashda urilish mexanizmining qandayligi, kuchlar vaqt davomida qanday ta'sir qilganliklari va kattaligi qandayligi – bularning hammasi ahamiyatsizdir.

Harakat miqdori hamma vaqt bir jismdan boshqasiga uzatilishi holati bilan birinchi marta tanishayotganlardan ba'zida e'tirozlar eshitish mumkin. Ko'pincha bu e'tirozlar, go'yoki bu holatni rad qiluvchi misollar tariqasida qilinadi. Shunday misollarda birini qarab chiqaylik.

2) Bola devorga qor koptok otadi. Aytaylik, bola otgan qor koptok devorga urilib, yopishib qoladi yoki devor oldida yerga tushadi. Bola qor koptokka $K = mv$ harakat miqdori «berdi», qor koptok devorga urildi va harakat miqdorini «yo'qotdi». Qor koptokning harakat miqdori qayoqqa yo'qoldi, nimaga uzatildi:



2.14- rasm

Harakat miqdorining uzatilish jarayonini yakka tasavvur qilish uchun bola va devor qayiqda joylashgan va bola loy koptokni devorga otadi, shuning bilan birga, hamma narsa tinchlikda edi, deb

hisoblaymiz (2.14-rasm).

Qayiq bu yerda xuddi oldingi misoldagi Yer kabi vazifani o'taydi. Qayiqda turgan bola bilan o'zaro ta'sir natijasida loy koptokning otilishdan keyin erishgan harakat miqdori «bola — qayiq» sistemadan «olinadi» va demak, butun bu sistema loy koptokning uchishi vaqtida kattaligi $K = mv$ ga teng bo'lgan qarama—qarshi harakat miqdoriga ega bo'ladi. «Qayiq, bola va loy koptok» sistemasining harakat miqdori doimiy va nolga teng.

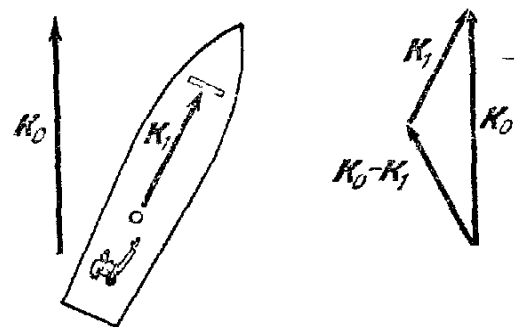
Loy koptokning devorga urilishida uning qayiq bilan o'zaro ta'siri devor orqali yuz beradi, lekin endi ularning ikkalasi teng va qarama—qarshi harakat miqdorlariga ega bo'lgani uchun qo'shilib, nol harakat miqdorini beradi. Demak, loy koptokning uchishi vaqtida qayiq loy koptokni otayotgan bolaning turtkisidan harakatlanadi va loy koptok devorga urilgandan keyin to'xtardi. Dinamika qonunlariga ko'ra urilish va turtki paytida harakat miqdori teng va qarama—qarshidir. Shu sababli bunda harakat miqdorining hech qanday «yo'qolish» yoki yaratilishi» sodir bo'lmaydi.

Qayiq harakatlanayotgan holda ham bizning mulohazalarimizda hech qanday o'zgarish bo'lmasligini qayd qilib o'tamiz: butun sistema noldan farqli harakat miqdoriga ega edi, uloqtirishdan keyin «bola — qayiq» sistemaning harakat miqdori loy koptokning harakat miqdoriga o'zgaradi, uning devorga urilishidan keyin esa shu miqdor qaytib berildi. Bunda qayiqning va loy koptokning harakat yo'nalishlari har qanday bo'lishi mumkin. Aytaylik, uloqtirishgacha butun sistemaning harakat miqdori K_0 bo'lsin, uni chizmada (2.15-rasm) tegishli vektor bilan tasvirlaymiz: agar loy koptokning harakat miqdori K_1 bo'lsa, u holda qayiqda $K_0 - K_1$ harakat miqdori qoladi, loy koptok devorga urilganda butun sistema yana K_0 harakat miqdoriga ega bo'lib qoladi.

Agar loy koptok devorga tegmasdan suvga tushsa, «bola — qayiq» sistema harakat miqdori yo'qotishi ayondir. U holda sistemada $K_0 - K_1$ harakat miqdori qolib, K_1 harakat miqdori esa suvga beriladi. Biroq, agar sistemaga Yerni ham kiritsak, u holda harakat miqdorining yana saqlanishini qayd qilish mumkin. Bola otgan qor koptok devorga urilib, unga (Yerga) o'z vaqtida bolaning Yer bilan

o‘zaro ta’siri natijasida paydo bo‘lgan harakat miqdorini kuzatgan holda ham hodisalarni yuqoridagidek talqin qilish mumkin.

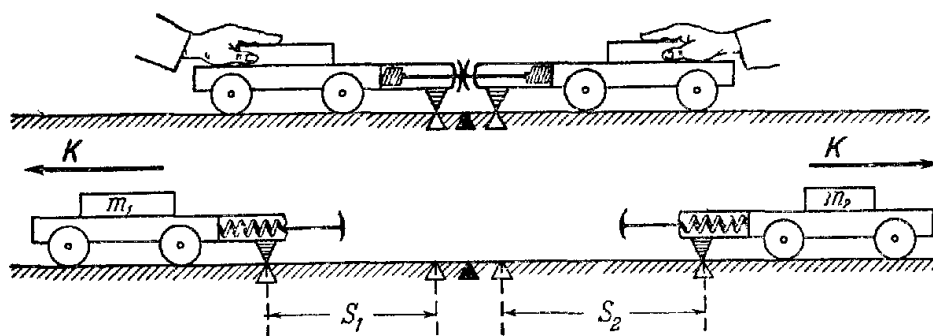
Mulohazalarni soddalashtirish maqsadida devorga urilish to‘la noelastik, ya’ni loy koptok urilishidan so‘ng devordan orqaga qaytmasdan unga yopishib qoladi yoki uning oldiga tushadi, deb hisobladik. Loy koptok devordan qaytadigan elastik urilishda ham ahvol avvalgidek bo‘ladi. Haqiqatan, bu urilishdan keyin qayiq oldinga yuradi, lekin «qayiq, bola va loy koptok» sistemasining harakat miqdori o‘zgarishsiz qoladi, chindan ham, loy koptok qayiqqa tushib to‘xtashi bilanoq, butun sistema tinch holatga qaytadi.



2.15- rasm

Bundan tashqari, keltirilgan mulohazalarda qayiqning suvga ishqalanishi (yoki harakatga qarshilik kuchi) yo‘q deb hisoblandi. Biroq agar biz bu o‘zaro ta’sir kuchlarini ham hisobga olib, jismlar sistemasiga suvni ham kiritsak, u holda yana avvalgidek harakat miqdorining doimiyligini isbotlagan bo‘lardik.

3) Massani o‘lchash. Sharchalarni prujina vositasida itarib yuborish tajribalari ikkita jismning massasini taqqoslash (yoki o‘lchash) imkonini beradi. Haqiqatdan ham, ikkita jismning o‘zaro ta’siri natijasida shu jismlar oladigan harakatni kuzataylik; tajriba yo‘li bilan jismlarning o‘zaro ta’sir natijasida olgan tezliklarini aniqlaymiz va harakat miqdorining saqlanish qonuni asosida tezliklarning nisbati orqali u ikkita jismning massalari nisbatini topamiz. Masalan, agar prujina itarayotgan sharchalardan biri birlik massaga ega bo‘lsa, u holda sharchalar tezliklari absolyut kattaliklarining teskari nisbati shu birliklarda ikkinchi sharchaning massasini aniqlaydi.

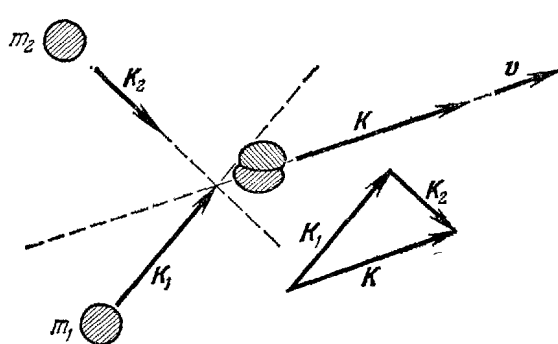


2.16-rasm

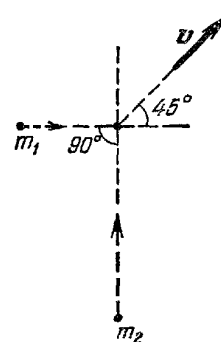
Amaliy jihatdan bunday tajribalarni relslarda joylashgan va buferlari bilan itarishuvchi aravachalar bilan o'tkazish qulaydir (2.16- rasm). Aravachalarni bir-biriga qisib, qo'yib yuboramiz hamda aravachalarning birday vaqt intervallarida o'tadigan S_1 va S_2 masofalarini belgilab olamiz. S_1 va S_2 masofalar aravachalar tezliklariga proporsionaldir va demak, ular shu aravachalarning m_1 va m_2 massalariga teskari proporsional:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{S_2}{S_1} \quad (2.63)$$

4) Ikkita sharning to'liq noelastik urilishi. Aytaylik, massalari m_1 va m_2 bo'lgan ikkita shar v_1 va v_2 tezliklar bilan uchib borib biror paytda to'qnashadi, «tutinishadi» va bundan keyin bitta jism holida uchishda davom etadi (2.16-rasm).



2.16- rasm



2.17 -rasm

Bu yerda to'liq noelastik urilish yuz berdi. Agar ikkala sharning urilishgacha harakat miqdorlari ma'lum bo'lsa, sharlarning urilishdan keyingi harakatini aniqlash oson. Aytaylik, birinchi sharning harakat miqdori $K_1 = m_1 v_1$, ikkinchisiniki esa $K_2 = m_2 v_2$ bo'lsin, u holda urilishdan keyingi harakat miqdori $K_1 + K_2 = K$ bo'ladi. Sharlarning uchish yo'nalishlari o'zgaradi, lekin sharlar

sistemasining harakat miqdori o'zgarmaydi. To'liq noelastik urilishdan keyin sharlarning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (2.64)$$

Snaryad uchish paytida ikki qismga parchalanadi; bu holda ham portlashda harakat miqdori o'zgarmaydi: bo'laklar harakat miqdorlarining vektor yig'indisi, agar portlash paytida havoning qarshilik kuchi ta'siri nazarga olinmasa, snaryadning harakat miqdoriga teng bo'ladi. Snaryad ko'proq bo'laklarga parchalangan holda ham shuni aytish mumkin.

Kundalik hayotdan va texnikadan bayon qilinganlarga o'xshash misollarni ko'plab keltirish mumkin. Shu misollarni topishni tavsiya qilamiz. Mexanika masalalarini yechayotganda hamma vaqt muayyan masalani harakat miqdorining saqlanish qonuni asosida yechish imkonini tekshirib ko'rish lozimligini uqtirib o'tamiz. Bunday holda bizga jismlar orasida kuchlar vaqt davomida qanday ta'sir qilib turganligini va ularning qanday qo'yilganligini bilish shart emas va shu sababli masalalarni harakat miqdorining doimiyliigi qonuni yordamida yechish ancha soddalashadi.

Mashq tariqasida 2.17-rasm bo'yicha noelastik to'qnashayotgan ikkita moddiy nuqtaning harakat miqdorlari nisbatini va massalari nisbatini aniqlang. Chizmada m_1 va m_2 massalarning to'qnashishdan oldin biror paytdagi holatlari muayyan masshtabda berilgan va harakat yo'nalishlari ko'rsatilgan.

Kuch impuls

Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$d(mv) = Fdt \quad (2.64)$$

va u shunday o'qiladi; *harakat miqdorining dt vaqt ichidagi orttirmasi F kuchning o'sha dt vaqt ichidagi impulsiga teng. Fdt vektor fizikaviy kattalikni dt vaqt ichidagi kuch impuls deyiladi. Fdt kuch impuls kuchning dt vaqt oralig'idagi ta'sirini xarakterlovchi cheksiz kichik kattalikdir. O'zgaruvchan kuchning dt vaqt ichidagi emas, balki $t_2 - t_1$ vaqt oralig'idagi ta'sirini qaraladigan bo'lsa, u holda bu vaqt oralig'ini cheksiz kichik dt oraliqlarga bo'lib chiqish, har bir dt oraliq*

uchun Fdt impulslarni aniqlash va ularning hammasini qo‘shib chiqish lozim. Bunday yig‘indi integral deyiladi va ma’lumki quydagicha belgilanadi:

$$\int_{t_1}^{t_2} Fdt = P \quad (2.65)$$

P vektor kattalik F kuchning $t_2 - t_1$ vaqtdagi impulsi. Agar kuch kattaligi va yo‘nalishi bo‘yicha doimiy bo‘lsa, u holda

$$P = F(t_2 - t_1) \quad (2.66)$$

ya’ni kuch impulsi doimiy kuchning u ta’sir qilib turgan vaqtga ko‘paytmasiga tengdir.

Biz (2.65) tenglikning har ikkala qismidan integral olishimiz mumkin:

$$\int_{t_1}^{t_2} d(mv) = \int_{t_1}^{t_2} Fdt = P. \quad (2.67)$$

Agar jismning t_1 paytdagi tezligi v_1 ga, t_2 paytdagisi esa v_2 ga teng bo‘lsa, (2.6.4) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$mv_2 - mv_1 = P \quad (2.68)$$

Haqiqatdan ham, $d(mv)$ kattalik harakat miqdorining dt vaqt ichidagi cheksiz kichik orttirmasidir, agar $t_2 - t_1$ vaqt ichidagi bu barcha orttirmalarni yig‘sak hamda qo‘shsak, u holda ma’lumki, $t_2 - t_1$ vaqt ichidagi $mv_2 - mv_1$ ga teng orttirmani topamiz.

Shunday qilib *harakat miqdorining qandaydir vaqt ichidagi orttirmasi ta’sir etuvchi kuchning o‘sha vaqt ichidagi impulsiga teng.*

Masalan, 1 N og‘irlikdagi tosh Yerga tushmoqda. Toshga ta’sir qilayotgan og‘irlik kuchining 5 sekund ichidagi impulsi $P = 5 \text{ N} \cdot \text{s}$ ga teng, toshning harakat miqdori ham Yerga tomon yo‘nalishida shunchaga ortdi. Demak, 5 sekund ichida toshning tezligi (2.68) formulaga ko‘ra ushbuga teng miqdorda ortdi:

$$v_2 - v_1 = \frac{P}{m} = e \frac{5 \text{ N} \cdot \text{sek}}{\frac{1}{9,81} \text{ kg}} \approx e \cdot 50 \text{ m/s}$$

bunda e – pastga vertikal yo‘nalgan birlik vektor. Bu yerda olingan javob tosh vertikal tushmoqdami yoki parabola bo‘yicha uchmoqdami, bunga bog‘liq emas; faqat 5 sekund davomida unga faqat og‘irlik kuchigina ta’sir qilib turganligi muhimdir. Bu misolda og‘irligi 1 N bo‘lgan jismning massasi $\frac{1}{9,8}\text{ kg}$ ekanligini esda tutish lozim

Harakat miqdorining orttirmasi ta’sir qiluvchi kuchning impulsiga aniq teng bo‘lsa-da (gap faqat shu kuch yuzaga keltirayotgan orttirma ustida boradi), jismga boshqa kuchlar ham ta’sir qilib turgan hollarni nazarda tutib, harakat miqdorining orttirmasi va kuch impulsini farq qilish lozim. Masalan, ishchi bir joyda turgan holda vagonetkani itarayotir. Vagonetkaning harakat miqdori orttirmasi, agar ishqalanish kuchini nazarga olmasak, ishchining P kuch impulsiga teng. Vagonetka o‘z navbatida ishchiga $-P$ impuls berdi, biroq ishchida harakat miqdorining orttirmasi yo‘q u o‘z joyida qoldi.

Impuls bor bo‘lsa-da, ishchiga yana boshqa kuchlar ham ta’sir qilishi sababli orttirma yo‘q: ishchiga Yer tomonidan qo‘yilgan kuchlar shu vaqt ichida qarama-qarshi yo‘nalishda impuls berib turdi. Agar ichiga Yer tomonidan kuchlar ta’sir qilmaganida edi, u o‘shanday harakat miqdori olaverardi, shuning uchun ham ba’zida impuls - jismga faqat bitta muayyan impuls ta’sir qilganidagi uning harakat miqdorining *mumkin bo‘lgan* orttirmasidir, deyishadi. Biroq biz hamma vaqt jismning *mumkin bo‘lgan* harakat miqdori haqida emas, balki *haqiqiysi* haqida va jismga ta’sir qiluvchi *haqiqiy* kuch impuls haqida gapiramiz. Shu sababli bu kattaliklar orasida muhim farq bor. Bu shundan iboratki jismga ta’sir qilayotgan muayyan kuch impulsining mavjudligi harakat miqdorining shunday kattalikka ortishini bildirmaydi.

Jismga muayyan vaqt ichida ta’sir qilayotgan barcha kuchlar teng *ta’sir etuvchisining impulsini* aniqlayotgandagina harakat miqdorining orttirmasi (kattaligi va yo‘nalishi jihatdan) barcha kuchlar teng ta’sir etuvchisining o‘sha vaqt ichidagi impulsiga teng, deb hisoblash mumkin. Shu sababli harakat miqdorining orttirmasi va barcha kuchlar teng ta’sir etuvchisining impuls bitta narsadir, deyish

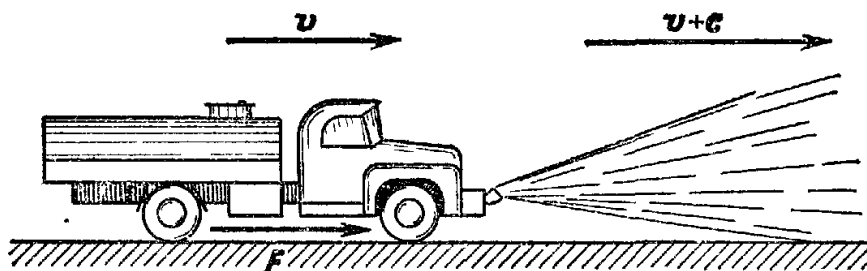
mumkin. Kelgusi paragrafda harakat miqdorining saqlanish qonuni o'zgaruvchan massali jismning harakatini tahlil qilishda tatbiq qilinadi.

O'zgaruvchan massali jismlarning harakat qonuni

Shunday hodisalar borki, bularda jismlarning harakati vaqtida ularning massalari o'zgara boradi. Harakat vaqtida jism o'z massasining qandaydir qismini yo'qotadi, undan bu jismni tashkil qiluvchi moddaning zarralari ajraladi yoki, aksincha, unga yangi zarralar qo'shiladi, masalan, ko'chaga suv sepayotgan avtomobilning harakati; yo'l bo'ylab qum (ballast) to'kib borayotgan poyezdning harakati; platformani yurayotganda yuklash va bo'shatish; yoqilg'i yoki poroxning yoningda hosil bo'layotgan gaz oqimini chiqarib tashlagan raketaning harakati va hokazo. Bu yerda biz shu hodisalarning qonuniyatlarini qaraymiz.

Bu barcha hollarda harakat vaqtida harakatlanayotgan jismning tezligigina emas, massasi ham o'zgara boradi. Bunday hollar harakat mexanikasining umumiy qonunlari I.V.Meshcherskiy va K.E.Siolkovskiy tomonlaridan tadqiq qilingan edi; K.E.Siolkovskiy ularni reaktiv kosmik kemaning texnikaviy loyihasini ishlashga tatbiq qildi.

Ko'chaga suv sepayotgan avtomobilning harakatini qaraylik (2.18-rasm). Aytaylik, suv oqimi avtomobilga nisbatan yo'nalishi jihatdan avtomobilning yo'lga nisbatan v tezligiga mos keluvchi c doimiy tezlikka ega bo'lsin. Motor ishlayotganda g'ildirakning yo'l polosasiga tutinishi natijasida avtomobilga ta'sir qiluvchi kuch F ga teng va oldinga yo'nalgan. F kuch avtomobilga nisbatan tashqi kuch bo'lib, u Yer tomonidan qo'yilgandir. Oqib chiqish tezligi c va suv chiqarib tashlanayotgan soploning kesim yuzi o'zgarishsiz qolsa, suv sarfi vaqt davomida doimiy bo'ladi.



2.18- rasm

Har bir sekunda chiqarib tashlanayotgan suv massasini μ orqali belgilaylik; u holda M – avtomobilning suv bilan birgalikdagi massasi – vaqt o'tishi bilan tekis kamaya boradi va massaning o'zgarish tezligi ushbuga teng bo'ladi:

$$-\frac{dM}{dt} = \mu \quad (2.69)$$

yoki massaning saqlanish qonunini shunday yozishi mumkin.

$$dM + \mu dt = 0 \quad (2.70)$$

bunda dM – avtomobilning suv bilan birgalikdagi massasining dt vaqt ichida kamayishi va $\mu \cdot dt$ – suvning dt vaqt ichida olib chiqqan massasi. (2.69) tenglamadagi minus ishora M massaning kamayotganini bildirish uchun qo'yilgan; suvning har sekunddagi sarfi μ ni musbat kattalik deb hisoblaymiz.

Jismlar sistemasiga (avtomobil va chiqarib tashlanayotgan suvga) harakat miqdorining o'zgarishi tashqi kuchlar impulsiga tengdir, deb ta'riflanadigan harakat miqdorining o'zgarish qonunini tatbiq qilamiz³.

Aytaylik, t paytda avtomobil M massaga va v tezlikka ega, u holda shu paytda harakat miqdori Mv ga teng bo'ladi. Biror dt vaqtdan keyin, $t + dt$ paytda, avtomobil massasi $M - \mu dt$, uning tezligi esa $v + dv$ bo'ladi; dt vaqt ichida chiqarib tashlangan suv massasi $\mu \cdot dt$ va uning Yerga nisbatan tezligi $v + c$ bo'ladi. U holda $t + dt$ paytda harakat miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$(M - \mu dt)(v + dv) + \mu dt(v + c)$$

Keyingi ifodadan Mv ni ayirsak, harakat miqdorining dt vaqt ichidagi o'zgarishini olamiz va uni tashqi kuchning Fdt impulsiga tenglashtiramiz. Ikkinchi tartibli $\mu dt dv$ cheksiz kichik miqdorni hisobga olmasak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$Mdv + \mu c dt = Fdt$$

yoki

$$M \frac{dv}{dt} = F - \mu c \quad (2.71)$$

³ Ushbu misolda barcha vektor kattaliklar bitta chiziq bo'yicha yo'nalgan. Ularni shu chiziqqa proyeksiyalab, skalyar ko'rinishdagi yozuvdan foydalanish mumkin.

(2.71) tenglama o'z massasining bir qismini sekundiga μ sarf bilan oldinga c tezlikda chiqarib tashlayotgan jism uchun *Meshcherskiy tenglamasidan* iboratdir. Tenglamani endi shunday o'qish mumkin: massaning jism tezlanishiga ko'paytmasi ta'sir qiluvchi F kuchdan chiqarilib tashlanuvchi massaning *reaktiv kuchini* ayrilganiga tengdir. Bunda chiqarib tashlanuvchi massaning reaktiv kuchi massa sarfi μ ni chiqarilib tashlanuvchi zarralarning nisbiy harakat tezligi c ga ko'paytmasiga teng.

Reaktiv kuch chiqarilib tashlanuvchi zarralarga c tezlik berilishi natijasida yuzaga keladi. Suv zarralari avtomobilga nisbatan tinchlikda edi, lekin qandaydir kuch ularga avtomobilga nisbatan tezlanish berishi natijasida ular c tezlik oldi. Bu kuchga qarama-qarshi ta'sir etuvchi kuch, dinamikaning uchinchi qonunigi ko'ra avtomobilga qo'yilgan va chiqarib tashlangan suvning tezligiga qarama-qarshi yo'nalgan: u aynan reaktiv kuchdir.

Jism har sekundda μ massali zarralarni o'ziga nisbatan istalgancha yo'nalgan c tezlik bilan chiqarib tashlab tursa, eng umumiy holda, reaktiv kuch $f_p = -\mu c$ bo'lishini ko'rsatish mumkin. Shu isbotni keltiraylik. Jismdan dt vaqt ichida μdt massali zarra ajraladi va ajralgandan keyin Yerga nisbatan v_1 tezlikka ega bo'ladi (70- rasm). t vaqt momentida jism

$$Mv$$

harakat miqdoriga ega edi. Keyingi $t + dt$ vaqt momentida qolgan jism

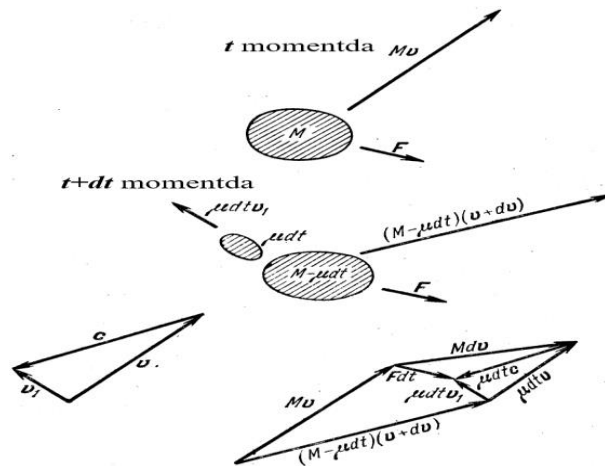
$$(M - \mu dt)(v + dv)$$

harakat miqdoriga ega bo'ladi. Shu vaqt ichida jism tezligi dv ga o'zgaradi, μdt ajralgan massa quyidagi harakat miqdoriga ega bo'ladi:

$$\mu dt v_1$$

Demak, butun sistema harakat miqdorining dt vaqt ichida o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$(M - \mu dt)(v + dv) + \mu dt v_1 - Mv = Mdv + \mu dt(v_1 - v) - \mu dt dv$$



2.19- rasm

Dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra harakat miqdorining o'zgarishi jismga o'sha vaqt ichida ta'sir qilib turgan F tashqi kuchning impulsiga tengdir. Shu sababli

$$Mdv + \mu dt(v_1 - v) = Fdt$$

chunki ikkinchi tartibli kichik miqdor $\mu dt dv$ hadni nazarga olmasa bo'ladi. Tenglikning ikkala tomonini dt ga bo'lib, hamda μ li hadni o'ngga o'tkazib, ushbuni topamiz:

$$M \frac{dv}{dt} = F + \mu(v - v_1)$$

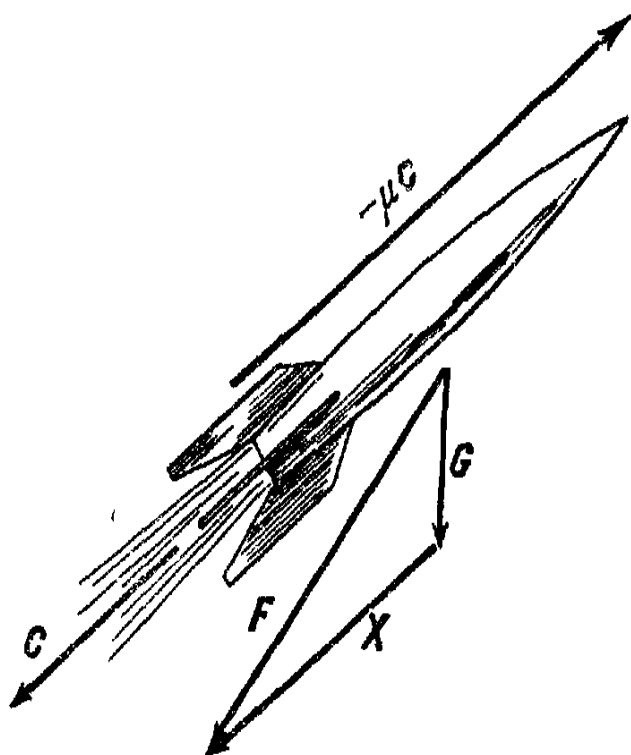
Agar c – ajralgan zarraning nisbiy tezligi bo'lsa, u holda $v + c = v_1$ yoki $v - v_1 = -c$, shu sababli

$$M \frac{dv}{dt} = F - \mu c \quad (2.72)$$

Reaktiv kuch chiqarib tashlanayotgan zarralarning jismdan chiqib ketish tezligiga *qarama-qarshi* yo'nalgan.

Masalan, reaktiv snaryad Yer sirti yaqinida harakatlanayotganda (2.19-rasm) F tashqi kuch Yerning G tortish kuchi bilan havoning X qarshilik kuchining yig'indisidan iborat, snaryadning tezlanishi yana $-\mu c$ reaktiv kuchning ham kattaligi, ham yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. Harakat vaqtida reaktiv kuchning kattaligini hamda snaryadga nisbatan yo'nalishini o'zgartirish bilan uning uchishini boshqarish mumkin.

Ushbu formulani mashq tariqasida chiqarishni tavsiya qilamiz. (2.73) formuladan foydalanib, uchish vaqtida o'z yo'lida havo olib, uni siqib, unda yoqilg'ini yoqib va uni qizigan gazlar ko'rinishida katta tezlik bilan orqaga chiqarib tashlovchi samolyot turboreaktiv dvigatelining (yoki havo reaktiv dvigatelning) tortish kuchini aniqlash mumkin. Turboreaktiv dvigatelda havoni siquvchi kompressor bor bo'lib, u chiqarib tashlanayotgan gazlar oqimi yo'lida joylashgan turbina vositasida harakatga keltiriladi.

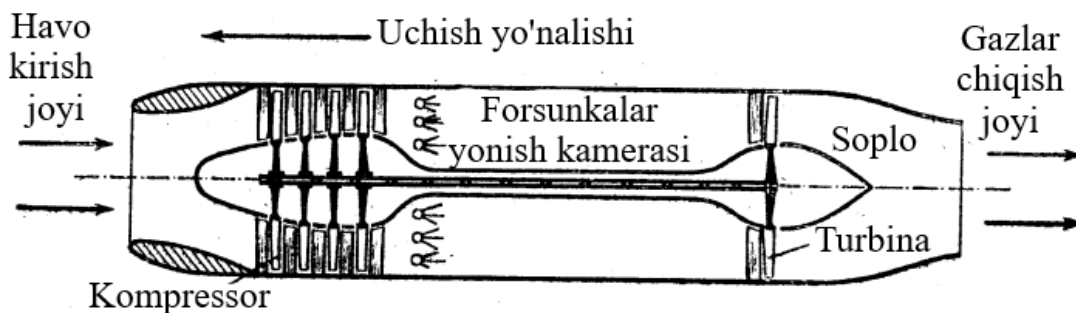


2.20- rasm

Agar biz zarralarning chiqarib tashlanishini emas, balki harakatlanayotgan jism massasiga massa qo'shilishini qarasak, (2.72) tenglama μc reaktiv kuchning ishorasi qarama-qarshi bo'lish farqi bilan yana o'rinli bo'lishini ta'kidlab o'tamiz, ya'ni

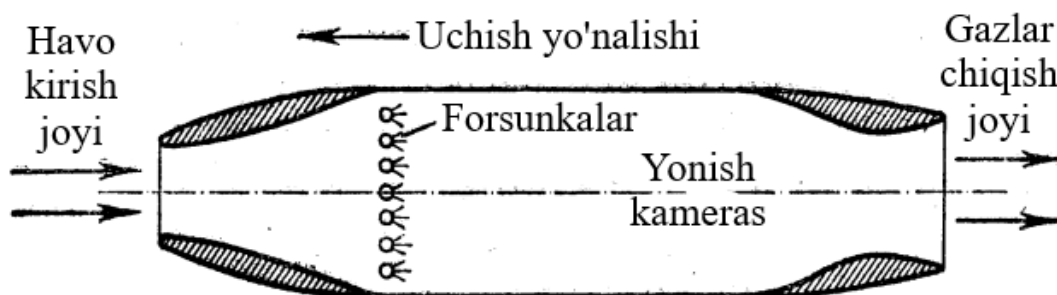
$$M \frac{dv}{dt} = F + \mu c. \quad (2.73)$$

bunda c — qo'shilayotgan zarralar-ning jismga nisbatan tezligi.



2.21- rasm

Havo-reaktiv dvigatelda kompressor va turbina yo'q. U o'zgaruvchan kesimli trubadan iborat bo'lib, unda yoqilg'i samolyotning harakati natijasida so'riluvchi va siqiluvchi havoda yoqiladi (2.21- rasm). Havo-reaktiv dvigatel faqat samolyot harakatlanayotgandagina tortish kuchi bera oladi. Holbuki turboreaktiv dvigatel kompressor vositasida havoni so'rib olib, samolyot to'xtab turganda ham tortish kuchi beradi.



2.22- rasm

Ko'rinadiki, reaktiv dvigatel birlik vaqtda qancha havo olsa, o'shancha chiqarib tashlaydi. Aytaylik, samolyot v tezlikda uchayotgan bo'lsin, bunda dvigatel har sekunda μ_h havo miqdori oladi va chiqarib tashlaydi. Dvigatel gazlarni, har sekunddagi sarfi μ_{yo} bo'lgan yonish mahsuloti bilan birgalikda c tezlikda chiqarib tashlaydi. Atmosferadagi havo tinchlikda bo'lgani sababli, havo olayotganda samolyotga orqaga $\mu_h v$ reaktiv kuch ta'sir qiladi. Gazlar oqimini (havo bilan yonish mahsulotlarini) itarib chiqarishda oldinga $(\mu_h + \mu_e)$ ga teng bo'lgan reaktiv kuch ta'sir qiladi. Demak, turboreaktiv (yoki havo-reaktiv) dvigatelning oldinga yo'nalgan natijaviy reaktiv kuchi quyidagiga teng:

$$\mu_h(c - v) + \mu_e c$$

Amalda $\mu_e \ll \mu_h$ bo'ladi, shuning uchun turboreaktiv yoki havo-reaktiv dvigatelning reaktiv kuchini taqriban yetarlicha aniqlik bilan quyidagiga teng deyish mumkin:

$$\mu_h(c - v)$$

Bunday dvigatelli samolyotning harakatini, agar yoqilg'ining yonishi hisobga olinmasa, taqriban doimiy massali jismning harakati deb qarash mumkin. Keyingi ifodadan ko'rinib turibdiki, tortish kuchi hosil qilish uchun uchib

chiquvchi zarralarning c tezligi samolyotning uchish tezligi v dan katta bo'lishi lozim. Dvigatelning tortish kuchini orttirish uchun uchib chiquvchi gazlarning tezligini ham, havoning dvigatelda sarfini ham orttirish lozim. Dvigatelda qanday murakkab jarayonlar: havo olish, kompressorning ishlashi, yonilg'ining yonishi, gaz turbinaning ishlashi va hokazo sodir bo'lmasin, tortish kuchini aniqlash uchun faqat ikkita kattalikni: μ_h ni va c tezlikni bilish lozim.

Tortish kuchini yana shunday baholash mumkin: har sekunda μ_h havo massasi samolyot tomonidan qo'yilgan kuchlar ta'sirida Yerga nisbatan $\mu_h(c - v)$ harakat miqdori oladi. Demak, harakat miqdorining saqlanish qonuniga ko'ra samolyotning Yerga nisbatan harakat miqdori ham bir sekunda shunday kattalikka ortishi lozim; shu sababli $\mu_h(c - v)$ – reaktiv dvigatel tortish kuchining bir sekunddagi impulsiga, bir sekunddagi kuch impulsi esa kuchning o'ziga tengdir.

Barcha bayon qilinganlar havo o'rniga suv so'radigan va chiqarib tashlaydigan istalgan suvda ishlaydigan reaktiv dvigatelga ham xosdir.

Porox yoki suyuqlik bilan ishlaydigan *raketa* dvigateli uchun manzara boshqacha bo'ladi. Bu holda yoqilg'i ham, oksidlovchi ham uchuvchi apparatda joylashgani sababli, dvigatel o'rnatilgan apparatning uchish tezligi qanday bo'lishidan qat'i nazar, raketa dvigatelining tortish kuchi hamma vaqt – μc ga teng bo'ladi; tortish kuchi atrof-muhitga bog'liq bo'lmay, bo'shliqda uchishda ham mavjud bo'laveradi.

Raketa tezligining vaqtga bog'liqligini va uning massa bilan bog'lanishini harakat faqat reaktiv kuch ta'sirida yuz beradigan hol uchun (2.73) formuladan chiqarish mumkin. Aytaylik, boshlang'ich paytda raketaning massasi M_0 bo'lsin; u holda t vaqt momentida $M = M_0 - \mu t$ bo'ladi. (2.73) formulaga ko'ra raketadan otilib chiquvchi gazlarning c tezligi hamma vaqt trayektoriyaga urinma bo'yicha orqaga yo'nalganligini hisobga olib ushbuni yozish mumkin:

$$M \frac{dv}{dt} = \mu c \quad \text{yoki} \quad (M_0 - \mu t) dv = \mu c dt \quad (2.74)$$

Agar oxirgi tenglamani quyidagi tarzda ko'chirib yozsak:

$$\frac{dv}{c} = \frac{\mu dt}{M_0 - \mu t}$$

buning o'ng va chap tomonlarini integrallash oson:

$$\frac{1}{c}(v - v_0) = \int_0^t \frac{\mu dt}{M_0 - \mu t} = \ln M_0 - \ln(M_0 - \mu t) = \ln \frac{M_0}{M_0 - \mu t} = \ln \frac{M_0}{M}$$

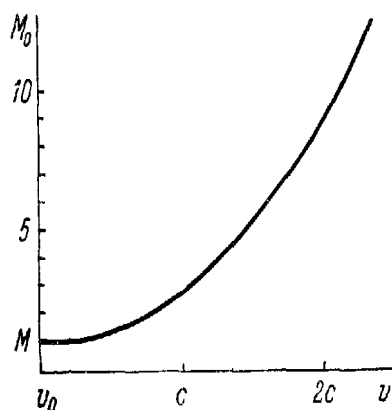
Bundan

$$v - v_0 = -c \ln \left(1 - \frac{\mu t}{M_0} \right)$$

va

$$M_0 = M \exp \left(\frac{v - v_0}{c} \right) \quad (2.75)$$

Bu Siolkovskiy formulasining aynan o'zidir. Keyingi formulaning grafigi 2.23-rasmda ko'rsatilgan. Agar M massaga v tezlik berish kerak bo'lsa, u holda



2.23- rasm

raketaning boshlang'ich massasi boshlang'ich tezlik v_0 bo'lganda (xususan, nolga teng bo'lishi ham mumkin) M_0 ga teng bo'lishi kerak. Mo'ljallangan tezlik v ning ortishi bilan M_0 boshlang'ich massa eksponensial o'sa boradi. $(v - v_0) \gg c$ da M_0/M nisbat juda katta bo'ladi. Mana shu 10 km/sek tartibidagi tezliklarga erishadigan kosmik raketalarni yasashda asosiy texnikaviy qiyinchiliklarni yuzaga keltiradi. Otilib chiquvchi gazlarning tezligini oshirish boshlang'ich massani anchagina kamaytirishga imkon beradi va bu bilan konstruktorlarning vazifasi yengillashadi.

Raketa atmosferaning zich qatlamlarida harakatlanayotganda havoning qarshilik kuchlarini yengishga to'g'ri kelganidan, raketaning boshlang'ich massasi yuqorida hisoblanganidan yanada kattaroq bo'lishi lozim; biroq agar raketa atmosferaning zich qatlamlarini qarshilik kuchlari nisbatan kichik bo'ladigan uncha katta bo'lmagan tezliklarda o'tayotgan bo'lsa, u holda M_0 massaning tegishli ortishi oz bo'ladi.

Energiya haqida tushuncha

Harakat miqdorini jism mexanikaviy harakatining muayyan o'lchovi deyish mumkin. Biroq bunday o'lchov jism harakatining o'zgarishlarini baholashga hamma hollarda ham yaroqli bo'lavermaydi. Masalan, bir — biriga tomon uchib kelayotgan ikkita birday sharning noelastik urilishida harakatning «yo'qolishi» sodir bo'ladi. Urilishgacha sharlar harakatlanayotgan edi, harakatga ega edi, urilishdan so'ng sharlar tinch holatda, ular harakatga ega emas. Harakat miqdorining saqlanish qonuni o'z kuchida: urilishgacha sharlar bir — biriga teng va qarama — qarshi yo'nalgan harakat miqdorlariga ega edi, sistemaning harakat miqdori nolga teng edi va urilishdan keyin ham harakat miqdori nolga tengligicha qoldi. Harakat miqdorining saqlanish qonunini bitta sharga tadbiq qilish mumkin emas, chunki zarba paytida unga tashqi kuch — ikkinchi sharning bosim kuchi ta'sir qilib turadi.

Ikkala sharning holati urilishdan keyin prinsipial o'zgardi: sharlar harakatda edi, mexanikaviy harakatga ega edi; urilishdan keyin tinch holat yuzaga keldi, har bir sharning harakati to'xtadi, sharlar harakatlarini yo'qotdi va bundan tashqari, tajribalarning ko'rsatishicha, urilishdan keyin har bir sharning temperaturasi ko'tarildi. Demak, harakat miqdori (harakat miqdorining saqlanish qonuni) ushbu holda jism mexanikaviy holati o'zgarishining o'lchovi bo'la olmaydi. Sharlarning urilishda isib qolganliklari prinsipial ahamiyatga ega; sharlarning mexanikaviy harakati «yo'qoldi», lekin uning o'rniga materiya harakatining yangi shakli - issiqlik vujudga keldi. Tajribalar ikkita sharning urilishi natijasida hosil bo'ladigan issiqlik miqdori sharlarning har biri urilishgacha ega bo'lgan harakat miqdorlarining yig'indisiga proporsional emasligini ko'rsatdi. Bunday taqqoslash

ham mumkin emas: harakat miqdori – vektor kattalik va ikkala shar harakat miqdorlarining vektor yig‘indisi nolga teng. Issiqlik miqdori – skalyar kattalik, binobarin, sharlar harakat miqdorlari modullari yig‘indisini hosil bo‘lgan issiqlik miqdori bilan taqqoslash lozim. Lekin tajribaning ko‘rsatishicha, sharlar harakat miqdorlari modullari yig‘indisi ham olingan issiqlik miqdoriga proporsional bo‘lmaydi. Demak, jism mexanikaviy harakatining, harakat miqdoridan tashqari, ayniqsa, jismning mexanikaviy harakati materiya harakatining boshqa ko‘rinishlariga aylanishi yuz beradigan hollarda zarur bo‘ladigan boshqa o‘lchovi bo‘lishi zarur.

Barcha hollarda yaroqli bo‘lgan shunday o‘lchov *energiyadir*. Materiyaning barcha o‘zgarishlarida energiya o‘zgarishsiz qoladi. Materiyaning harakati abadiy bo‘lganidan, *energiya – materiya harakatining bu harakatning barcha shakllaridagi miqdoriy o‘lchovidir*.

Harakatlanayotgan jismning energiyasi uning mexanikaviy harakatini va boshqa shakllardagi harakatini harakterlovchi boshqa fizikaviy kattaliklar bilan miqdoriy qanday bog‘langanligi haqidagi biz uchun prinsipial bo‘lgan masala fanda uzil – kesil taxminan yuz yilcha muqaddam oydinlashtirilgan edi. Shundan so‘ng energiyaning saqlanish qonuni tabiatning asosiy qonuni bo‘lib qoldi.

Mexanikaviy harakatning energiyasi o‘lchovi haqida gapirishdan oldin, mexanikaviy harakatni va energiyani bir jismdan ikkinchisiga uzatishda muhim rolni o‘ynaydigan muhim fizikaviy kattalik – ish ustida to‘xtab o‘tish lozim.

Ish va energiya

Kuch ta’siri mavjud, lekin harakat miqdorining o‘zgarishi bo‘lmagan hollarga ikkita misol qaraylik. Birinchi misol: jism stolda yotibdi. Ikkinchi misol: parovoz to‘g‘ri yo‘lda vagonlarni tekis doimiy tezlik bilan tortib bormoqda. Birinchi holda ham, ikkinchi holda ham jism va vagonlarga tashqi kuch: birinchi holda tinch holatdagi jismga tortishish kuchi, ikkinchi holda – parovozning tortish kuchi vagonlarga biror vaqt ta’sir qiladi. Ikkala misolda ham harakat miqdorining o‘zgarishi sodir bo‘lmaydi: jism tinch turibdi, vagonlar esa o‘z harakatini doimiy tezlik bilan davom ettirmoqda. Ikkala holda nima uchun harakat miqdorining

o'zgarishi yuz bermayotganligi bizga ayon: jism va vagonlarga boshqa kuchlar ta'sir qilmokda hamda har bir holda barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng.

Biroq bu ikkita misolda bayon qilingan hodisalarda prinsipial farq bor. Birinchisida, jism stolda yotganda, unga kuch doimiy ta'sir qiladi, lekin bunda na jismning o'zida, na jism atrofidagi jismlarda hech qanday o'zgarish yuz bermaydi. Ikkinchisida kuch avvalgidek doim ta'sir qilib turadi, shuningdek, harakat miqdorining o'zgarishi yuz bermaydi, lekin bunda kuchning ta'siri atrof jismlardagi muayyan, ancha murakkab prosesslar bilan bog'liqdir. Jismga og'irlik kuchi ta'sir qilishi uchun kuch ta'sirini keltirib chiqarayotgan Yer hech qanday o'zgarishlarga uchramasligi lozim. Parovozning kuchi vagonlarga ta'sir qilishi uchun qozondagi bug'ning muayyan bosimi va bu bug'ning muayyan sarfi mavjud bo'lishi, yoqilg'i va suv uzluksiz sarflanishi lozim. Tortish kuchi hosil qilishi uchun parovozga muayyan miqdor energiya berish lozim bo'lib, u yoqilg'ining yonishidan hosil bo'ladi. Bu holda tortish kuchining uzluksiz ta'siri atrof jismlardagi bir qator murakkab prosess bilan bog'liqdir.

Ammo bu ikkita misolda bayon qilingan hodisalar orasida mexanika nuqtai nazaridan qanday farq bor? Farq shundaki, birinchi holda kuchinig *qo'yilish nuqtasi tinch holatda bo'ladi*, ikkinchisida kuchning (tortish kuchining) *qo'yilish nuqtasi biror tezlik bilan harakatlanadi*. Tajribaning ko'rsatishicha, biror vaqt ichida parovozda yoqilgan yoqilg'ining miqdori o'sha birday sharoitlarda tortish kuchining o'sha vaqt ichida parovoz o'tgan yo'lga ko'paytmasiga proporsionaldir. Shu sababli shunga o'xshash barcha hodisalarda *ish* deb ataluvchi va *kuchning yo'lga ko'paytmasi bilan o'lchanuvchi* fizikaviy kattalik muhim rol o'ynaydi; ish harakatni (umumiy ma'noda kuch vositasida bir jismdan boshqa jismga uzatish o'lchovi xizmatini bajaradi.

Shunday qilib, ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatishi o'lchovidir yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o'tish o'lchovidir. F. Engels ta'rifiga ko'ra, « ish — miqdoriy jihatdan karashda, harakat formasining o'zgarishidir».

Materialistik falsafaning asosiy qonunlaridan kelib chiqishicha, materiyaning harakati abadiydir, faqat materiyaning harakat shakllariga turli – tumandir. Tabiatda harakatning bir shakldan boshqasiga o‘tib turishi yuz beradigan prosesslar uzluksiz bo‘lib turadi. Demak, materiya harakatining barcha hodisalar uchun umumiy, materiya harakatining barcha shakllari uchun birday bo‘lgan o‘lchovi mavjuddir; berilgan jismning (yoki jismlar sistemasining) *energiyasi*, avval aytilganidek, shunday o‘lchovdir.

Qadimgi faylasuflaroq, materiya harakatining yo‘qolmasligi haqidagi fikrni olg‘a surgan edilar va bu fikr R.Dekart, M.V.Lomonosov va boshqalar kabi keyingi zamon buyuk aql egalarining falsafiy ta’limotlariga asos bo‘ldi. Biroq faqat XIX asrdagina *energiyaning saqlanish qonuni* nomini olgan universal qonun barcha olimlar, birinchi navbatda fiziklar tomonidan tabiatning asosiy qonuni sifatida tan olindi.

Har bir jism yoki jismlar sistemasi muayyan energiya zapasiga egadir. Barcha prosesslar va hodisalarda energiya bir jismdan boshqa jismga yoki jismning bir qismidan boshqa qismiga o‘tadi. Fizikada jism (materiya) harakatining shakllari turli – tuman (mexanikaviy, issiqlik, elektromagnit harakat shakllari va boshqa) bo‘lishi mumkin, biroq *energiya - barcha shakllarda namoyon bo‘luvchi materiya harakatining yagona miqdoriy o‘lchovidir*.

Bir tabiat hodisalarida materiya harakatining shakli o‘zgarmaydi: issiq jism sovuq jismni isitadi, yuqoriga otilgan tosh yuqoriga uchadi, so‘ngra Yerga tushadi va hokazo. Boshqalarida bir harakat shaklidan boshqasiga o‘tish yuz beradi: o‘q taxta devorga uriladi va isib, unda tiqilib qoladi – mexanikaviy harakat materiya harakatining issiqlik shakliga aylanadi; parovoz vagonlarni sudrab bormoqda – ko‘mirning yonishi natijasida vujudga keluvchi issiqlik shaklidagi harakat mexanikaviy shakldagi harakatga aylanadi, sharcha stolda dumalab borib, to‘xtaydi – mexanikaviy shakl issiqlik shaklga aylandi va hokazo. Lekin bu barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya miqdori (u yoki bu shaklda) ikkinchi jism olgan energiya miqdoriga aniq tengdir.

Odatda «mexanikaviy energiya», «issiqlik energiya», «elektromagnit energiya» va hokazo deyishadi; buni berilgan jismning mexanikaviy shakldagi harakatiga mos kelgan energiya kattaligi, issiqlik shaklidagi harakatga mos kelgan energiya kattaligi va hokazo deb tushunish lozim. Energiyaning turli xili yo‘q; materiya harakatining turlicha shakllari mavjuddir, energiya materiya harakatining yagona o‘lchovidir. Faqat qisqalik maqsadidagina, yuqorida ko‘rsatilganidek «mexanikaviy energiya», «issiqlik energiya» va hokazo haqida gapiramiz.

Biz faqat harakatning mexanikaviy shakli yoki harakatning mexanikaviy shaklidan biror boshqasiga, yo aksincha, o‘tish yuz beradigan hodisa va prosesslar bilan ish ko‘rgan hollarimizda biz oldin qaragan kattalik — kuchning yo‘lga (kuchning qo‘yilish nuqtasining ko‘chishiga) ko‘paytmasi bilan o‘lchanadigan ish — uzatilgan energiya miqdorining o‘lchovi bo‘ladi. Shu sababli energiyaning asosiy birligini ish birligiga teng qilib olinadi.

SI sistemada ish va energiya birligi uchun 1 nyuton kuchning 1 metr yo‘lda bajaradigan ishiga teng bo‘lgan kattalik — 1 joul (J) olinadi. SGS fizikaviy sistemada ish va energiya birligi uchun 1 dina kuchning 1 santimetr yo‘lda bajaradigan ishiga teng bo‘lgan kattalik — 1 erg olinadi.

$$1 J = 10^7 erg$$

ekanligini oson hisoblab topish mumkin.

Kuchning ishi

Kuch harakatlanayotgan jismga ta’sir qilayotgan bo‘lsa, hamda kuch va harakat tezligi yo‘nalishlari mos tushsa, energiyaning kuch ta’sirni kelib chiqayotgan jismdan kuch ta’siri qo‘yilgan jismga o‘tishi yuz beradi. Bu holda kuchning ishini *musbat* hisoblanadi. Ishning musbat qiymati energiyaning «harakatlantiruvchi» jismdan «harakatlantiriluvchi» jismga o‘tishiga mos keladi. Agar kuch va ko‘chish yo‘nalishlari qarama — qarshi bo‘lsa, u holda energiya, aksincha, kuch ta’siri kelib chiqayotgan jismga o‘tadi. Bu holda kuchning ishini *manfiy* hisoblanadi.

Kuchning va ko‘chishning yo‘nalishlari turlicha bo‘lganida ishning kattaligi kuchning ko‘chish yo‘nalishiga proyeksiyasining ko‘chish kattaligiga

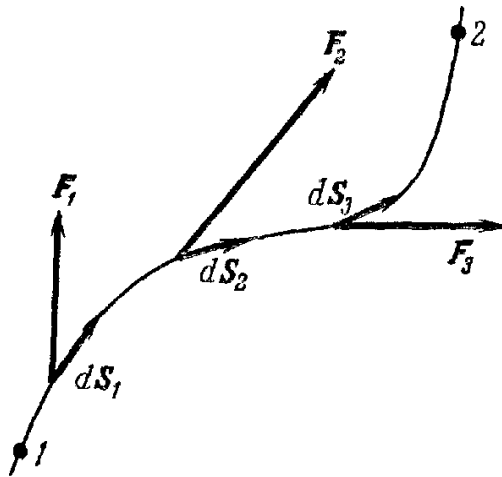
ko'paytmasiga tengdir yoki ish kattaligi kuch vektorining ko'chish vektoriga skalyar ko'paytmaysiga tengdir.

Masalan, 1 jism 2 jismga F_{21} kuch bilan ta'sir qilib, 2 jism dS_2 , ga ko'chgan bo'lsa, u holda 1 jism 2 jism ustida

$$dA = F_{21} dS_2 \quad (2.76)$$

kattalikda yoki kuch vektorining yo'l vektoriga skalyar ko'paytmasiga teng ish bajaragan. Agar $dA > 0$ bo'lsa, bu 1 jismning 2 jismga energiya uzatganni, agar $dA < 0$ bo'lsa, 2 jism 1 jismga energiya uzatganini bildiradi. Agar ko'chish dS_2 , kuch F_{21} ga tik bo'lsa, u holda $A = 0$ bo'ladi, jismlar orasida energiya almashinuvi sodir bo'lmaydi. Ishni faqat kuchning ko'chish bo'yicha tashkil etuvchisigina bajaradi; shu sababli ishni quyidagicha yozish mumkin:

$$dA = F_{21} dS_2 \cos \alpha \quad (2.77)$$



2.24- rasm.

Bunda α — kuch F_{21} bilan dS_2 ko'chish yo'nalishi orasidagi burchak. Agar kuch butun yo'l davomida ham kattaligi, ham yo'nalishi o'zgara borsa, u holda yo'lning har bir cheksiz kichik dS sohasida $dA = F dS$ ga teng bo'lgan elementar ishni hisoblab, so'ngra yo'lning butun sohalari bo'yicha, masalan, 1- nuqtadan 2- nuqttagacha barcha elementar ishlar qiymatlarini jamlash lozim (2.24- rasm).

Boshqacha aytganda, F ni dS bo'yicha 1-nuqtadan 2-nuqttagacha integrallash lozim. Shunday qilib, kuchning yo'l bo'ylab 1- va 2-nuqtalar orasidagi ishini quyidagicha belgilanadi:

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 F dS \quad (2.78)$$

Muayyan konkret holda A kattalikning qiymati qanday topiladi? Bu savolga F ning yo‘l bo‘yicha o‘zgarishi ma’lum bo‘lgandan keyingina javob berish mumkin.

Deformatsiya potensial energiyasi

Jism biror tashqi kuch ta’sirida deformatsiyalanayotganida deformatsiyalovchi kuchning qo‘yilish nuqtasi ko‘chadi va kuch ta’siri kelib chiqayotgan sistema ish bajarib, bu ish deformatsiyalanuvchi jismga o‘tgan energiyaning o‘lchovi bo‘ladi. Agar *elastik jism* deformatsiyalansa, u holda ish deformatsiyalangan jismning energiya zapasini oshirishga sarflanib, bu energiyani *deformatsiya potensial energiyasi* deyiladi.

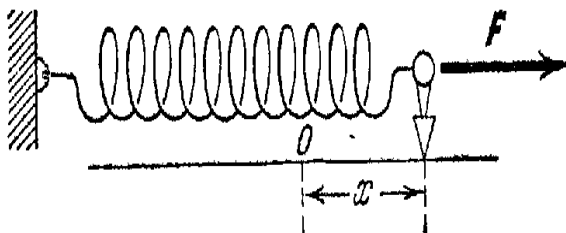
Haqiqatdan ham, elastik jism uchun deformatsiya kattaliklari bilan kuchlar, deformatsiyaning o‘zgarish yo‘nalishidan qat’iy nazar, bir qiymatli bog‘langan. Masalan, jismni deformatsiyalayotganda, uni dS kattalikka siqib, biz $dA = F dS$ ga teng energiya sarfladik. Agar jismga, aksincha, dS kattalikka kengayishga imkon bersak, bu holda u bu sohada o‘shanday kattalikdagi, lekin qarama – qarshi yo‘nalishli F kuch bilan ta’sir qiladi hamda o‘shanday kattalikda ish bajaradi. Bunda u deformatsiya energiyasini siqilgan jismning kengayishida siqilgan jism ta’sir qilgan jismga uzatadi. Demak, elastik jismning deformatsiya potensial energiyasi to‘la ishga aylantirilishi mumkin.

Odatda, deformatsiya kattaligi ta’sir qiluvchi kuchning kattaligi bilan qonuniy bog‘langandir; kuchning kattaligi deformatsiyaning o‘zgarishi bilan o‘zgara boradi hamda kuchning o‘zgaruvchanligi va kuchning qo‘yilish nuqtasi bosib o‘tgan ko‘chishga bog‘liqligi tufayli, ishning kattaligi kuchning yo‘lga ko‘paytmasiga teng bo‘lmaydi. Deformatsiya ta’sir qiluvchi kuchga proporsional bo‘lgan holda berilgan deformatsiyani vujudga keltirish uchun bajarish kerak bo‘lgan ishni oson hisoblab topish mumkin. Aytaylik, berilgan prujina uchun

$$F = kx \quad (2.79)$$

bo‘lsin, bunda F – prujinaga qo‘yilgan kuch, x – shu kuch ta’sirida prujinaning uzayishi, k – prujinaning *qattqlik koffitsiyenti* (yoki sodda qilib aytganda

qattiqligi) deb ataluvchi doimiy koeffitsiyent (2.25-rasm). k konffisient N/m o'lchamlikka ega va son jihatdan, prujinani birlik uzunlikka deformatsiyalash uchun zarur bo'lgan kuchga teng.



2.25-rasm.

Prujinani x uzayishdan $x + dx$ uzayishgacha cho'zish uchun bajarish zarur bo'lgan ish Fdx ga yoki $kx \cdot dx$ ga teng. Demak, $x = 0$ dan $x = x_0$ gacha cho'zishdagi to'la ish quyidagiga teng:

$$A = \int_0^{x_0} Fdx = k \int_0^{x_0} xdx = \frac{1}{2} kx_0^2, \quad (2.80)$$

bu ish x_0 kattalikka cho'zilgan (yoki siqilgan) va qattiqlikka ega bo'lgan prujinaning potensial energiyasiga teng.

Siqilgan prujinaning kuchini biror boshqa jismga ta'sir qildirilsa, u harakatlanadi va bunda prujina yoyila boradi. Ideal elastik prujina holida uning ta'sir kuchi (2.80) tenglik bilan belgilangani sababli prujinaning yoyilishda bajaradigan ishi uni siqishda sarflangan ishga teng bo'ladi; siqilgan prujinaning energiyasi prujina yoyilayotganda ta'sir qiladigan jismga to'la o'tadi.

Jismning kinetik energiyasi

Kuch jismga ta'sir qilib, jism shu kuch ta'sirida harakatlenganda kuchning qo'yilish nuqtasi ko'chadi, kuch ta'siri kelib chiqayotgan sistema ish bajarib, harakatlanayotgan jismning energiyasi bajarilgan ish kattaligicha ortadi. Har qanday harakalanayotgan jism materiya harakatining eng sodda shaklidan iboratdir; harakatning biror energiya zapasi bu harakatning o'lchovi bo'lib, uni kinetik energiya deyiladi.

Jismning kinetik energiyasi kattaligini yoki harakat energiyasini jismning ushbu harakatini yuzaga keltirish uchun bajarilishi zarur bo'lgan ish kattaligi

bo'yicha aniqlash mumkin. Aytaylik, F kuch m massali jismga ta'sir qilsin va uning tinchlik holatidan v_0 tezlikli harakatini yuzaga keltirsin; u holda F kuchning jism o'z tezligini noldan v_0 qiymatgacha o'stirishida butun bosib o'tgan yo'ldagi ishi jism kinetik energiyasining oshishiga ketadi. Dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra,

$$m \frac{dv}{dt} = F \quad (2.81)$$

tenglikning har ikkala tomonini jism o'tgan yo'l orttirmasi dS ga ko'paytiramiz:

$$m \frac{dv}{dt} dS = F dS = dA \quad (2.82)$$

$v = \frac{dS}{dt}$ ekanligini eslasak, u holda (2.82) tenglikni quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$m v dv = F dS \quad (2.83)$$

Bu tenglikda v vektorning dv vektorga skalyar ko'paytmasi yoki $vdv \cos \alpha$ turibdi. $dv \cos \alpha = dv_s$ kattalik tezlik orttirmasining tezlik yo'nalishiga (jism trayektoriyasiga urinma yo'nalishiga) yoki berilgan joyda dS vektor yo'nalishiga proyeksiyasidir. Demak, dv_s tezlik vektori modulining dt vaqt ichidagi ortishidir. Shu sababli (2.83) tenglikni shunday yozish mumkin

$$m v dv_s = m d\left(\frac{v^2}{2}\right) = F dS \quad (2.84)$$

Endi (2.84) tenglikning o'ng va chap tomonlarini tezlikning nol dan v_0 gacha o'sishi bo'yicha integrallaymiz:

$$m \int_0^{v_0} d\left(\frac{v^2}{2}\right) = \int_0^t F dS = A, \quad A = \frac{m v_0^2}{2}, \quad (2.85)$$

Shunday qilib, v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan m massali jism uchun kinetik energiya quyidagiga teng:

$$\frac{m v_0^2}{2}.$$

F kuch ta'siri kelib chiqayotgan, jismni harakatlantiruvchi sistema ish bajaradi; u jismga biror energiya uzatadi. Aksincha, tezlikka ega bo'lgan jism

sekinlansa yoki to‘xtasa, uni tormozlovchi kuch ham ish bajaradi, lekin bunda ish manfiydir (ko‘chish va kuch qarama – qarshi yo‘nalgan), tormozlovchi jism harakatlanayotgan jism kinetik energiyasining kamayishiga teng energiya oldi. Harakatlanayotgan jism uni tormozlagan jismga energiya *uzatdi*. Kinetik energiya qaysi ko‘rinishga aylanganligi – bu fizikaviy sharoitlarga bog‘likdir.

Masalan, o‘q taxta devorga uriladi va unda qadalib qoladi, taxta kuchli turtki oladi va harakatlana boshlaydi. O‘qning kinetik energiyasi bu holda issiqlikka hamda taxtaning o‘q urilgandan keyingi harakati kinetik energiyasiga aylanadi. O‘qning bunday urilishi noelastik urilishga misol bo‘ladi. Noelastik urilishda kinetik energiyaning bir qismi issiqlik energiyasiga aylanadi. To‘liq noelastik urilishda, agar ikkala jism urilishdan keyin harakatsiz qolsa, butun kinetik energiya issiqlikka aylanadi.

Ikkita jismning to‘liq noelastik urilishi

v_1 tezlikda harakatlanayotgan, m_1 massali jism v_2 tezlikda harakatlanayotgan m_2 massali jismga uriladi. Agar urilishdan keyin ikkala jism *birday* v tezlikka ega bo‘lsa, u holda bunday urilishni *to‘liq noelastik urilish deyiladi*⁴. Jismlarning to‘liq noelastik urilishidan so‘ng v harakat tezligini harakat miqdorining saqlanish qonuni asosida aniqlash mumkin. Urilishdan keyin tezlik kattaligi va yo‘nalishi bo‘yicha (2.85) formulaga ko‘ra quyidagiga teng:

$$v = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (2.86)$$

bunda v_1 va v_2 – tegishlicha m_1 va m_2 massalarga ega bo‘lgan jismlarning urilishgacha tezliklari. Jismlarning urilishdan keyingi energiyalari quyidagi kattalikka teng bo‘ladi⁵.

$$E_k = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)v^2 = \frac{(m_1 v_1 + m_2 v_2)^2}{2(m_1 + m_2)}. \quad (2.87)$$

Urilishgacha esa ikkala jismning kinetik energiyasi quyidagiga teng edi:

⁴ “to‘liq noelastik jismlarning urilishi” deyish to‘g‘riroq bo‘lardi, lekin urilishi yuqoridagidek qisqacha nomlash odat bo‘lgan.

⁵ $v^2 = v^2$ ekanini eslatib o‘tamiz

$$E_b = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2. \quad (2.88)$$

Mexanikaviy energiyaning yo‘qolishini yoki energiyaning urilish vaqtida issiqlikka aylangan qismini aniqlaymiz; (2.87) tenglikdan (2.88) ni ayiraylik:

$$\begin{aligned} E_b - E_k &= \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 - \frac{(m_1v_1 + m_2v_2)^2}{2(m_1 + m_2)} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{m_1m_2}{m_1 + m_2} (v_1 - v_2)^2 \end{aligned} \quad (2.89)$$

$v_1 - v_2$ kattalik jismlarning urilishgacha bo‘lgan harakatining nisbiy tezligidan iborat. Shu sababli issiqlikka aylangan energiya uriluvchi jismlar massalari munosabati $\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}$ ga va ularning urilishgacha nisbiy harakati tezliklariga bog‘likdir. «Yo‘qolish» energiyasini $v' = v_1 - v_2$ nisbiy tezlik bilan harakatlanayotgan biror

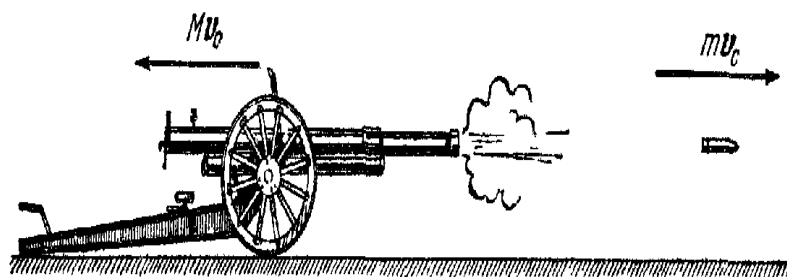
$$m_0 = \frac{m_1m_2}{m_1 + m_2}$$

effektiv massaning kinetik energiyasi sifatida qarash mumkin. Bunday ko‘rinishdagi to‘liq noelastik urilishda mexanikaviy energiyaning yo‘qolishini aniqlash formulasi xotirada oson saqlanadi va tahlil qilish hamda hisoblash uchun qulaydir. Masalan, jismlardan biri ikkinchisiga nisbatan juda katta ($m_2 \gg m_1$) bo‘lsa, u holda

$$m_0 = \frac{m_1}{1 + (\frac{m_1}{m_2})} \approx m_1$$

hamda mexanikaviy energiyaning yo‘qolishlari kichik jismning nisbiy harakati kinetik energiyasiga teng.

Harakatlanayotgan tank (yoki samolyot) broniga tegib, portlamagan snaryadning urilishi va unda qadalib qolishida ajralgan issiqlik miqdori amalda snaryadning kinetik energiyasiga teng bo‘ladi. Snaryadning kinetik energiyasini hisoblayotganda uning bronga nisbatan tezligini olish lozim.



2.26– rasm.

Mahkam tirab qo'yilmagan to'pdan otishda (2.26- rasm) yoki snaryadning portlashida va hokazoda yuz beradigan mexanikaviy hodisalar noelastik urilishdagi hodisalarga o'xshash bo'lsa — da, prosesslarning o'tish yo'nalishi turlichadir. Bu hollarda ikkita (yoki undan ko'p) portlashga qadar birday tezlikka va biror kinetik energiyaga ega edi. Zaryad portlagan paytda snaryad va to'p porox gazlarining bosimi ostida turli tezlik oladi va biror miqdor kinetik energiyaga ega bo'ladi. Agar snaryad va to'pning massalari, otishgacha tezlik va otilish natijasida olingan mexanikaviy energiya miqdori ma'lum bo'lsa, u holda energiyaning saqlanish qonuni va harakat miqdorining saqlanish qonuni asosida snaryad va to'pning otilishdan keyingi tezliklarini hisoblash mumkin.

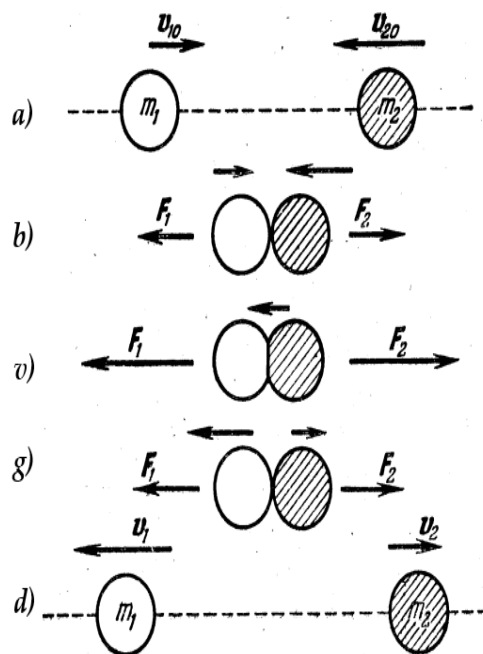
Elastik urilish

Ikkita jismning, masalan, suyakdan yoki qattiq toblangan po'latdan yasalgan sharchalarning elastik urilishida sharchalarning elastik deformatsiyasi yuz beradi, uriluvchi jismlarning tegish sirtlari bosiladi va sharchalarning deformatsiyasi tufayli yuzaga kelgan bosim kuchi ularning tezliklarini o'zgartiradi.

Elastik yaxlit jismlarning urilishida yuzaga keladigan hodisalarning tahlili juda murakkab bo'lgani sababli dastavval eng sodda holni — ikkita bir jinsli sharning *markaziy urilishini* qaraymiz. Markaziy urilish shunday urilishki, bunda uriluvchi sharlarning urilishgacha bo'lgan tezliklari sharlar markazlarini tutashtiruvchi chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'ladi (2.27- a rasm).

Urilish prosessi taxminan quyidagi tarzda yuz beradi. Sharlar bir — biriga yaqinlashayotganida (2.27- b rasm) ularga ta'sir qiluvchi kuchlar (F_1 va F_2) deformatsiya ortishi bilan, har ikkala sharning tezliklari tenglashguncha (2.27- v

rasm), orta boradi. Shu paytda deformatsiyalar maksimumga erishadi, soʻngra ular kamaya boshlaydi; bunda deformatsiya kuchlari sharlarni ular ajralishguncha itaradi (2.27- g rasm); soʻngra sharlar turli tezliklar bilan (2.27-d rasm) harakatlanadi.



2.27- rasm.

Sharlarning urilish deformatsiyalarining batafsil tahlili juda murakkab masaladir. Biroq sharlarning massalari kattaliklari va ularning urilishgacha tezliklari maʼlum boʻlganda hamda mexanikaviy energiyaning issiqlikka oʻtishi boʻlmaganda sharlarning urilishdan keyingi tezliklarini osongina aniqlash

mumkin. Haqiqatdan ham, bu holda urilish vaqtining birinchi yarmida (jismlar yaqinlashayotganda) kinetik energiyaning deformatsiya potensial energiyasiga oʻtishi, urilish vaqtining ikkinchi yarmida (jismlar uzoqlashayotganda) esa potensial energiyaning qaytadan toʻla kinetik energiyaga oʻtishi yuz beradi.

Shu sababli harakat miqdorining doimiyligi qonuni va energiyaning saqlanish qonuni asosida quyidagilarni yozish mumkin:

$$m_1 v_{10} + m_2 v_{20} = m_1 v_1 + m_2 v_2 \quad (2.90)$$

va

$$\frac{1}{2} (m_1 v_{10}^2 + m_2 v_{20}^2) = \frac{1}{2} (m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2), \quad (2.91)$$

bunda m_1 va m_2 – sharlar massalari, v_{10} va v_{20} – ularning urilishgacha, v_1 va v_2 lar esa urilishdan keyingi tezliklari. Simmetriya tufayli urilish paytida o‘zaro ta’sir kuchlari shar markazlari orqali o‘tuvchi chiziqli bo‘yicha yo‘nalganliklari sababli sharlarning tezlik vektorlari ham elastik urilishdan keyin shu chiziqli yotadi. (2.90) va (2.92) tenglamalarni ushbu ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\begin{aligned} m_1(v_{10} - v_1) &= m_2(v_2 - v_{20}) \\ m_1(v_{10}^2 - v_1^2) &= m_2(v_2^2 - v_{20}^2) \end{aligned} \quad (2.93)$$

Ikkinchi tenglamani birinchisiga bo‘lsak, ushbuni topamiz:

$$v_{10} + v_1 = v_2 + v_{20} \quad (2.94)$$

(2.94) tenglamani m_1 ga ko‘paytirishdan keyin uni (2.95) tenglamalardan birinchisiga qo‘shi, ikkinchi jismning urilishdan keyingi tezligini topamiz:

$$v_2 = \frac{2m_1v_{10} - (m_1 - m_2)v_{20}}{m_1 + m_2} \quad (2.95)$$

Birinchi jismning urilishdan keyingi tezligini aniqlash formulasini (2.95) formulada 1-indeksni 2 ga, 2-indeksni 1 ga almashtirish bilan oson hosil qilish mumkin:

$$v_2 = \frac{2m_2v_{20} - (m_2 - m_1)v_{10}}{m_2 + m_1} \quad (2.96)$$

Agar sharlar massalari birday va ulardan biri tinch holatda, masalan, $v_{20} = 0$ bo‘lsa, u holda urilishdan keyin birinchi sharning tezligi nolga teng bo‘lib, ikkinchi shar birinchisining $v_{10} = 0$ tezligi bilan harakatlanadi.

Biroq shunday natijani harakat miqdorining va energiyaning saqlanish qonunlaridan ham bevosita olish mumkin. Haqiqatdan ham, sharlar massalarining birdayligi tufayli harakat miqdorining saqlanish qonuni har ikkala sharning urilishdan keyingi tezliklari yig‘indisi birinchi sharning urilishdan oldingi tezligiga teng bo‘lishini talab qiladi. Energiyaning saqlanish qonuni urilishdan keyingi tezliklar kvadratlarining yig‘indisi urilishdan oldingi tezlik kvadratiga teng bo‘lishini talab qiladi. Bu ikkala shart urilishdan keyin sharlardan birining tezligi nolga teng bo‘lganidagina bir vaqtda bajarilishi mumkin. Urilishgacha

harakatlanayotgan birinchi shargina urilish vaqtida sekinlashishi sababli faqat uning tezligi nolga teng bo'lishi mumkin.

Massalari birday bir jinsli sharlar markaziy elastik urilganda ular tezlik almashadilar. Haqiqatan ham, (2.95) va (2.96) formulalarda $m_2 = m_1 = 0$ deb olsak, ushbu hosil bo'ladi:

$$v_2 = v_{10}, \quad v_1 = v_{20} \quad (2.97)$$

Agar ikkita qattiq sharning prujina orqali o'zaro ta'siri qaralsa, ikkita sharning elastik urilish mexanizmini yetarlicha ravshan tasavvur qilish mumkin.

Aytaylik, sharlardan biriga massasi har bir sharning massasiga nisbatan kichik bo'lgan prujina (vaznsiz prujina) biriktirib qo'yilgan bo'lsin; sharlarning boshlangich tezliklari ularning markazlari orqali o'tgan chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'lgani sababli siqilgan prujinaning kuchi ham markaziy chiziqqa mos tushadi.

Sharlarning deformasiya elastik kucharining urilishdagi ta'siri natijalari xuddi massasi deyarli nolga teng bo'lgan prujinaning ta'siri natijasidek bo'ladi. Sistemaning urilishgacha harakat kinetik energiyasi $\frac{m_1 v_{10}^2}{2} + \frac{m_2 v_{20}^2}{2} = 0,0540 \text{ J}$. Urilish vaqtida potensial energiya o'sa boradi, prujina bo'lsa, sharlar tezliklari tenglashguncha siqila boradi, shu vaqt ichida birinchi shar sekinlashadi, ikkinchisi esa tezlashadi. Shu paytda sharlar tezligi

$$v = \frac{K}{m_1 + m_2} = \frac{0,14}{0,3} \approx 0,467 \text{ m /sek},$$

prujinaning maksimal potensial energiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$0,0540 - \frac{0,3 \cdot 0,467^2}{2} \approx 0,0215 \text{ J}$$

So'ngra prujina yoyila boshlaydi, bunda prujinaning kuchi birinchi sharni tormozlab, unga qarama-qarshi yo'nalishda $- 0,0667 \text{ m/s}$ tezlik beradi hamda ikkinchi sharni $0,733 \text{ m/s}$ tezlikkacha tezlashtirsa; bu kattaliklarni (2.95) va (2.96) formulalardan aniqlash mumkin.

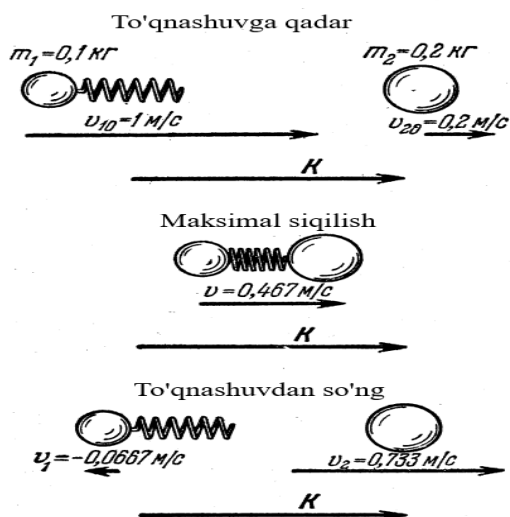
Sharlarning urilishdan keyingi tezliklari prujinaning qattiqligiga bog'lik emas. Muhimi shundaki, u ideal elastik va urilishdan keyin energiyaga ega emas.

Lekin urilish vaqti, prujinaning siqilish va qaytadan kengayish vaqti prujinaning qattiqligiga va sharlar massalariga jiddiy bog‘liqdir. Prujina qanchalik qattiq bo‘lsa, urilish vaqti shunchalik kichik bo‘ladi. Birday massalarda urilish vaqti $\frac{1}{\sqrt{k}}$ ga proporsional ekanligini ko‘rsatish mumkin: bunda k — prujina qattiqlik koeffitsiyenti.

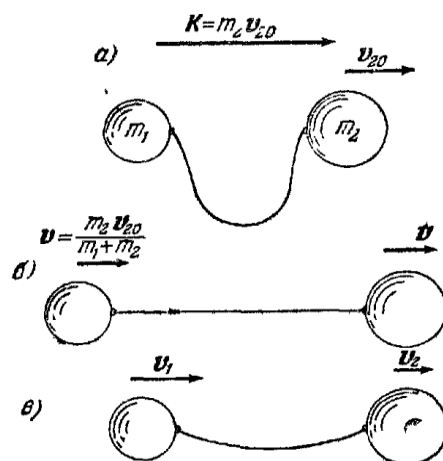
Urilishda faqat itaruvchi (tortuvchi emas!) kuchlar ta’sir qilishi sababli urilish natijasida har bir shar tezligining orttirmasi hamma vaqt ikkinchi shardan yo‘nalgandir.

Agar urilishda tortuvchi kuchlar yuzaga kelganda edi, u holda aksincha bo‘lardi: har bir sharning urilishdan keyingi tezlik orttirmasi ikkinchi shar tomonga yo‘nalgan bo‘lardi. Ikkita sharning bunday urilishini vazinsiz ip yordamida amalga oshirish mumkin. Ikkita shar o‘zaro shunday ip bilan bog‘langan va ulardan biriga tezlik berilgan bo‘lsin (2.29- a rasm); ip yoyilishi bilanoq, urilish yuz berib, bunda tortishish kuchlari ta’sir qiladi. Agar ip ideal elastik bo‘lsa, u holda harakat murakkab bo‘ladi: ikkala jismning tezliklari tenglashganda (2.29-b rasm), ip maksimal kattalikka cho‘zilgan bo‘ladi, ip uzunligi o‘zining boshlang‘ich qiymatiga erishguncha, m_1 ni tezlashtirib va m_2 ni sekinlashtirib, qisqara boradi. Shu paytda m_1 massa m_2 massadan tezroq harakat qiladi va ip sharlarning bundan keyingi harakatiga hech qanday ta’sir ko‘rsatmaydi, ular bir-birlariga doimiy tezlik bilan yaqinlasha boradi. (2.29- a rasm).

Biz ikkita sharning markaziy urilishini batafsil qarab chiqdik. Agar jismlarning boshlang‘ich tezliklari ularning markazini birlashtiruvchi chiziq bo‘yicha, hamda o‘zaro ta’sir kuchlari ham o‘sha markazlar chizig‘i bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lsa, ikkita har qanday jismning urilish manzarasi shunday bo‘ladi.



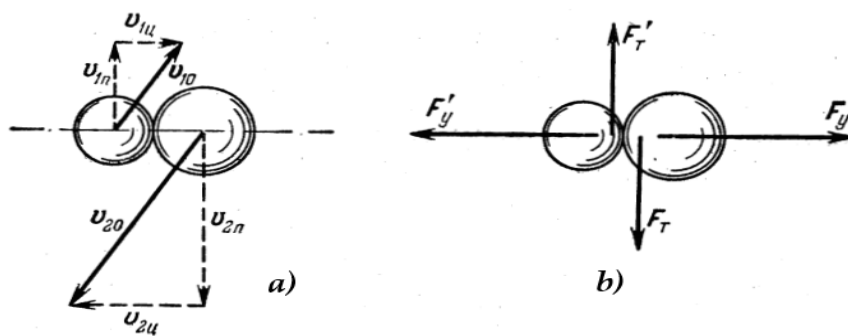
2.28-rasm.



2.29-rasm.

Aks holda, urilish murakkab hodisa bo'lib, uning tahlili bu kurs doirasiga kirmaydi.

Sharlarning nomarkaziy urilishi holida urilish manzarasi tamomila boshqacha bo'ladi. Bunday urilish paytida sharlarning deformatsiyasi natijasida ularning markazlarining yaqinlashishi ham, bir shar sirtining ikkinchi shar sirtida sirpanishi ham yuz beradi. O'zimizga urilish mexanizmini tasavvur qilishimiz mumkin bo'lishi uchun har ikkala sharning urilishgacha tezlik vektorlarini sharlarning markazlari orqali o'tgan chiziq yo'nalishi va shu chiziqqa tik yo'nalish bo'yicha tashkil etuvchilarga ajratamiz (2.30-rasm).



2.30- rasm

Ko'rinadiki, sharlar sirtlarining «sirlanishi» natijasida F_i va F'_i ishqalanish kuchlari yuzaga kelib, ular F_e va F'_e o'zaro ta'sir elastik kuchlari bilan birgalikda sharlarning urilishdan keyingi tezliklari o'zgarishini belgilaydi. Bundan tashqari ishqalanish kuchlari sharlarning markaz atrofida aylanishini yuzaga keltiradi. F_i

ishqalanish kuchlari F_i elastik kuchlariga nisbatan juda kichik, ya'ni $F_i \ll F_e$ bo'lgan holdagina ishqalanish kuchlarining ta'sirini hisobga olmasa ham bo'ladi.

Endi urilish haqidagi masalani nisbatan oson yechish mumkin. Haqiqatdan ham, bu shartda sharlar tezliklarining v_{1n} , v_{2n} normal tashkil etuvchilari kattaliklari urilish vaqtida o'zgarmaydi, urilishdan keyingi markazlar orqali o'tgan chiziq bo'yicha ikkita tezlik tashkil etuvchilarini harakat miqdorining saqlanish qonuni asosida, xuddi markaziy urilishdagidek yo'l bilan topamiz. Shu tenglamalarni yozaylik:

$$m_1 v_{1m.} + m_2 v_{2m.} = m_1 v'_{1m.} + m_2 v'_{2m.} \quad (2.98)$$

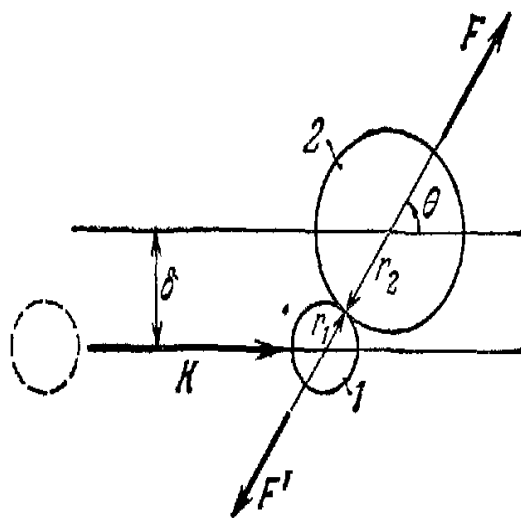
$$m_1 (v_{1n}^2 + v_{1m.}^2) + m_2 (v_{2n}^2 + v_{2m.}^2) = m_1 (v_{1n}'^2 + v_{1m.}'^2) + m_2 (v_{2n}'^2 + v_{2m.}'^2);$$

bu yerda $v_{1m.}'^2$ va $v_{2m.}'^2$ kattaliklar noma'lumdir.

Chizma tekisligi sharlar markazidan va 1-sharning tezlik vektoridan o'tuvchi tekislikka mos tushadi.

Urilish $\delta < r_1 + r_2$ shartda yuz beradi, bunda r_1 va r_2 — sharlarning radiuslari. θ burchak δ va $r_1 + r_2$ ga bog'liq. 1-shar (uruvchi) harakat miqdorining F ga (o'zaro ta'sir kuchiga) normal tashkil etuvchisi o'zgarishsiz qoladi. Sharlar harakat miqdorining F kuch yo'nalishi bo'yicha tashkil etuvchilari markaziy urilish qonunlariga mos tarzda o'zgaradi.

Sharlar urilishining umumiy qonuniyatlarini bu holdadagi usul bilan topish mumkin. Urilishgacha (2.31- rasm) 2-shar tinch turibdi, 1-shar esa harakatlanmoqda⁶ deb faraz qilamiz. Urilish paytida o'zaro ta'sir kuchi sharlar markazlaridan o'tib (ishqalanish yo'q), uning yo'nalishi ikkinchi shar markazining urilishgacha uchish chizig'idan tinchlikdagi shar markazigacha masofaga teng bo'lgan δ «nishon» masofaga bog'likdir.



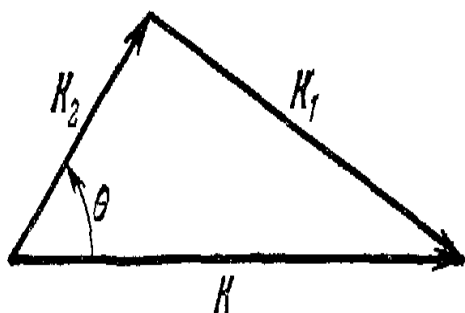
2.31- rasm.

Harakat miqdorining doimiyligi qonuniga ko'ra.

$$K = K_1 + K_2 \quad (2.99)$$

bunda K – 1 sharning urilishgacha harakat miqdori, K_1 va K_2 1- va 2- sharlarning mos holda urilishdan keyingi harakat miqdorlari.

Energiyaning saqlanish qonunini har qanday jism uchun $K = mv$ va $mv^2 = K^2/m$ bo'lgani sababli quyidagicha yozish mumkin:



2.32- rasm.

$$\frac{K^2}{m_1} = \frac{K_1^2}{m_1} + \frac{K_2^2}{m_2} \quad (2.100)$$

Faraz qilaylik, K_2 kattalik vektor K bilan θ burchak hosil qiladi, ya'ni tinchlikdagi shar birinchi sharning boshlangich tezligi yo'nalishiga burchak ostida uchib ketadi, deyaylik;

u holda 2.32- rasmdagi uchburchakdan quyidagi kelib chiqadi:

$$K_1^2 = K_2^2 + K^2 - 2KK_2 \cos \theta$$

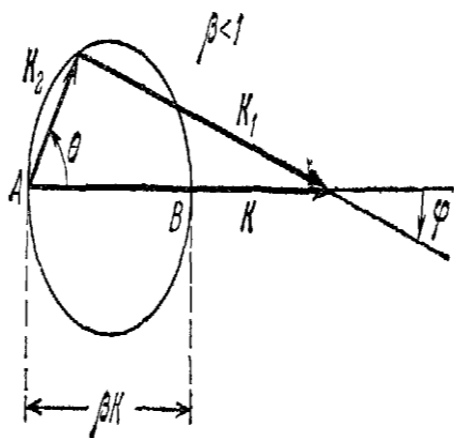
⁶ Bu faraz cheklash emas. Hamma vaqt 2 sharning urilishigacha tezligi kabi tezlik bilan harakatlanayotgan sanoq sistema tanlash va harakatni shu sistemaga nisbatan qarash mumkin. (43-§ ga qarang)

(2.101) energiyaning doimiyligini hisobga olib, K_1 ni chiqarib tashlaymiz va ushbuni olamiz:

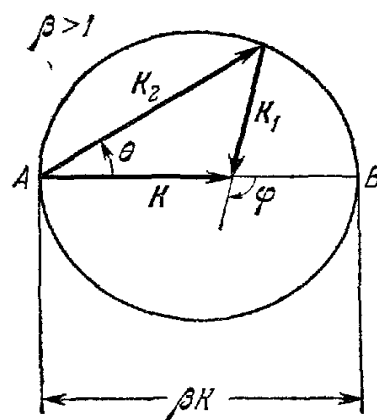
$$K_2 = \frac{2m_2}{m_1+m_2} K \cos \theta = \beta K \cos \theta, \quad \beta = \frac{2m_2}{m_1+m_2} \quad (2.102)$$

Bundan θ burchakka va massalar nisbati $\frac{m_1}{m_2}$ ga bog'lik ravishda K_2 va K orasidagi umumiy munosabat ko'rinib turibdi.

$m_1 > m_2$ va $m_1 < m_2$ ikki holni farq qilish lozim. Birinchi holda $\beta < 1$, og'ir shar yengil sharni uradi va 2.33- rasmda bu hol uchun K_2 va K orasidagi bog'lanish ko'rsatilgan: K_2 vektorning uchi βK diametrli aylana chizadi.



2.33- rasm.



2.34- rasm.

Har ikkala shar urilishdan keyin birinchi sharning boshlang'ich harakati yo'nalishida harakatlanadi. θ burchakning kattaligi 0 dan $\pi/2$ gacha o'zgaradi. Birinchi sharning og'ish burchagi 0 dan biror φ_{mak} gacha o'zgara oladi. φ ning bitta qiymatiga, umuman, θ ning ikkita qiymati mos keladi. B nuqta markaziy urilishni ko'rsatib, ikkala shar urilishdan keyin bir tomonga (oldin qaralgan hol) harakatlanadi. A nuqta «xato»ni ko'rsatadi bir — biriga tegmadi). $m_1 < m_2$ bo'lgan ikkinchi holda yengil shar og'ir sharga uriladi. Sharlarning urilishdan keyingi mumkin bo'lgan harakat miqdorlari manzarasi 2.33- rasmda ko'rsatilgan. Bunda $\beta > 1$ bo'lib, 1 shar urilishdan keyin orqasiga harakatlanishi mumkin. Kelib uriluvchi sharning φ og'ish burchagi 0 dan π gacha o'zgaradi. B nuqta markaziy urilishni ko'satadi. φ ning har bir qiymatiga θ ning faqat bitta qiymati mos keladi.

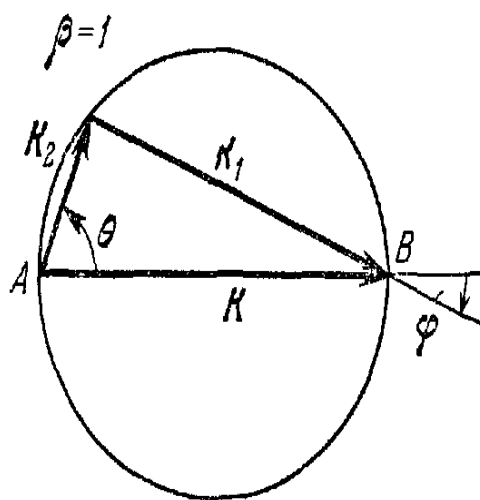
Massalari birday, $m_1 = m_2$ bo'lgan sharlarning oraliq holida mumkin bo'lgan harakat miqdorlari manzarasi 2.34- rasmda keltirilgan. φ burchak 0 dan $\pi/2$ gacha o'zgaradi. Markaziy urilishda 1 shar to'xtaydi, 2 shar bo'lsa, o'sha tezlik bilan harakatlanib boraveradi (B nuqta). Sharlarning $\theta + \varphi$ bir – biridan «ajralish» burchagi hamma vaqt $\pi/2$ ga teng.

θ burchakni nishon masofasi bilan bog'lash hamda (2.33- rasmga q.)

$$(r_1 + r_2) \sin \theta = \delta \quad (2.103)$$

ekanligini ko'rsatish mumkin. δ ni sharlar diametrini va ularning massalarini bilgan holda δ va β larni topamiz. Berilgan K orqali esa K_2 va K_1 larni topgan holda, o'z navbatida, ular orqali sharlarning urilishdan keyingi tezliklari va yo'nalishlari aniqlanadi. Shunday qilib, ikkita sharning elastik urilishi masalasi hal qilindi.

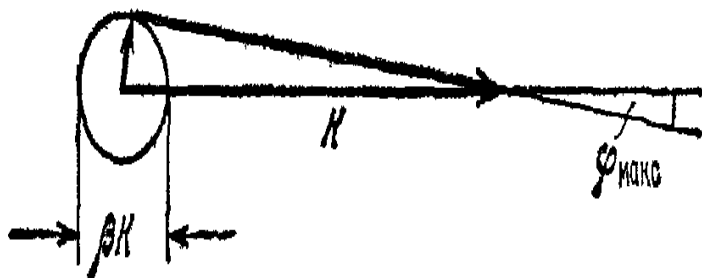
Masalani yechish asosi ikkita saqlanish qonunidan – energiyaning va harakat miqdorining saqlanish qonunidan qayd qilib o'tish muhimdir. Shu sababli rasmda ko'rsarilgan va (2.103) dan hosil qilingan barcha xulosalar moddiy nuqtalar deb qaraluvchi ikkita zarraning elastik urilishi uchun qo'llanilishi mumkin. Zarralarning urilish mexanizmini bilmagan holda biz ularning urilishdan keyingi kinetik energiyalari urilishdan oldingi kinetik



2.34- rasm.

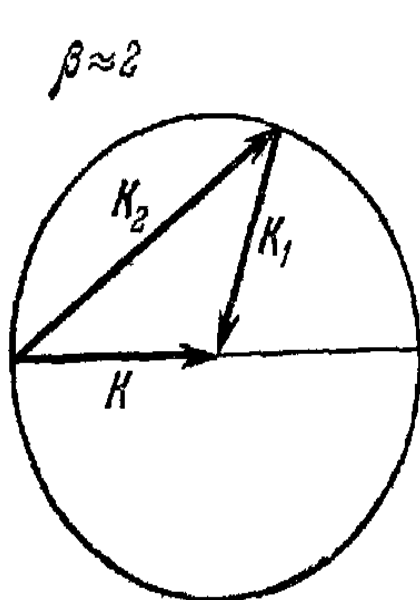
energiyaga teng deb hisoblaymiz. Kinetik energiyaning urilishda o'zgarmasligini zarralarning elastik urilishi sharti deb qarash mumkin. Agar itaruvchi kuchlar zarralar orasidagi masofaga bir qiymatli bog'liq hamda ularni tutashtiruvchi chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'lsa, nuqtaviy zarralar uchun bu shart bajariladi. (2.103) munosabat faqat sharlar uchun emas, balki agar itarishish kuchining zarralararo masofaga bog'lanishi ma'lum bo'lsa, har qanday zarralar uchun ham o'rinli bo'lib, δ nishon masofa bo'yicha θ kattalikni aniqlash mumkin. Zarralarning barcha

mumkin bo'lgan urilishlari umumiy manzarasi (2.102) formula orqali keltirilgan bo'lib, u rasmlarda yaqqol ko'rinib turibdi. Ba'zi bir masalalarda u bilan to'la cheklanish mumkin. Masalan, juda og'ir zarra ($m_1 \gg m_2$) bilan urganda φ_{max} maksimal og'ish burchagi orqali massalar nisbati kattaligini aniqlash mumkin.



2.35- rasm

2.35- rasmdan quyidagiga ishonch hosil qilish mumkin:



$$\varphi_{max.} \approx \frac{\beta}{2} \approx \frac{m_2}{m_1}$$

Juda yengil zarra ($m_1 \ll m_2$) bilan urgan holdagi impulsalar manzarasi 2.36-rasmda ko'rsatilgan (bunda $\beta \approx 2$). Pesh urish ($\theta = 0$) holida $K_2 \approx 2K$ va $K_1 \approx -K$. $K_1 \approx K$ bo'lgandagi har qanday urilish holida yengil zarraning tezligi kattaligi bo'yicha deyarli o'zgarmay, u faqat yo'nalishini o'zgartiradi. Urilishdan so'ng og'ir zarraning tezligi ushbu

2.36- rasm.

$$v_2 = \frac{2K}{m_2} = \frac{2m_1}{m_2}v$$

qiymatdan katta bo'lmaydi (v – uruvchi zarraning boshlang'ich tezligi). Keyingi hol limitda ($\frac{m_1}{m_2} \rightarrow 0$, $\frac{v_2}{v} \rightarrow 0$) qo'zg'almas devorga elastik urilish manzarasini beradi.

Sharlar va zarralar urilishi o'xshashligi sharlar bir – biriga tegishganda ishqalanishning bo'lmashligida va natijada urilishdan keyin ham sharlar aylanmay,

ilgarilanma harakat qilganida o‘rinlidir. Aniqroq qilib, urilishda sharlarning aylanishi o‘zgarmaganda, deyish lozim.

Noelastik jismlarning urilishi

O‘tgan paragrafda qaralgan, mexanikaviy energiyaning «yo‘qolishi» yuz bermaydigan elastik urilishni ideal elastik urilish deyish lozim edi, chunki haqiqatda hamma vaqt mexanikaviy energiyaning yo‘qolishi - uning bir qismining issiqlikka o‘tishi mavjud bo‘ladi. Biroq, agar bu yo‘qolishlar juda kichik bo‘lsa, u holda ideal elastik urilishning biz qaragan manzarasi qaqiqiy prosessni yetarlicha yaxshi aks ettiradi. Lekin mexanikaviy energiyaning yo‘qolishi sezilarli bo‘ladigan noelastik urilishda hodisaning manzarasi bir oz boshqacharoq bo‘ladi.

Turli hil urilishlarning prinsipial farqini sharlarning prujina orqali (2.35-rasmga q.) urilishini tahlil qilish orqali tassavvur qilishimiz mumkin. To‘liq noelastik urilish prujinaga urilishda prujina o‘zining maksimal qisilishiga yetib, sinadigan yoki faqat qisilib, yoyila olmaydigan prujinaga urilishga o‘xshaydi: masalan, prujinada shunday tishcha borki, u prujinaga qisilishga halal bermagani holda, yoyilishga imkon bermaydi. Bu holda siqilgan prujinaning potensial energiyasi kinetik energiyaning «yo‘qolishlariga» teng bo‘ladi.

Odatdagi noelastik jismlarning urilishi ideal elastik urilish bilan to‘liq noelastik urilishlar orasidagi biror oraliq holatga mos keladi. Bunga urilish vaqtining birinchi yarmida biror qiymatgacha qisilib, urilishdan keyin o‘zining boshlang‘ich o‘lchovlarini ololmaydigan noelastik prujina orqali ikkita sharining urilishi o‘xshashdir, yoki siqilish vaqtidagi itaruvchi kuch urilish vaqtining ikkinchi yarmida prujinaning kengayishidagi itaruvchi kuchdan katta. Prujinaning siqilish potensial energiyasining bir qismi harakat kinetik energiyasiga aylanmasdan issiqlikka o‘tadi. Demak, bu holda mexanikaviy energiyaning saqlanish qonunini tadbiq qilib bo‘lmaydi. Urilishdan keyin tezliklarning tenglik sharti to‘liq noelastik urilishda bo‘lganidek, ikkala jism urilishdan keyin turli tezlik bilan harakatlanganidan bu holda ham bajarilmaydi.

Noelastik urilishni deformatsiya energiyasining urilish paytida issiqlikka aylangan ulushi orqali harakterlash mumkin edi. Lekin Nyutonoq muayyan

materialdan yasalgan sharlarning noelastik urilishida urilishdan oldingi va keyingi nisbiy tezliklar kattaliklari doimiy nisbatda bo'lishini topgan bo'lib, shu sababli bunday urilishni *nisbiy tezlikning urilishdan keyingi tiklanish koeffitsiyenti bilan harakterlash qulay*:

$$e = \frac{|v_2 - v_1|}{|v_{20} - v_{10}|} \quad (2.104)$$

Bunda $v_{20} - v_{10}$ — urilishgacha, $v_2 - v_1$ — esa urilishdan keyingi nisbiy tezlik. Tajribaning ko'rsatishicha, e kattalikni biror aniqlik bilan doimiy va faqat urilishayotgan sharlarning materialigagina bog'liq deyish mumkin.

Ideal elastik urilishda nisbiy tezlik kattaligi bo'yicha o'shanday qolib, faqat ishorasinigina o'zgartirishiga oson ishonch hosil qilish mumkin; haqiqatan, (2.104) tenglamadan quyidagi kelib chiqadi:

$$v_{10} - v_{20} = -(v_1 - v_2) \quad (2.105)$$

Tiklanish koeffitsiyenti elastik urilishda birga teng, to'liq elastik urilishda $v_2 - v_1 = 0$ bo'lgani tufayli nolga teng bo'lganidan hamma vaqt birdan kichik bo'ladi. Nyuton shisha uchun $e = 15/16$, temir uchun $5/9$ va hokazo bo'lishini aniqladi. e koeffitsiyentni bilgan holda, to'liq noelastik urilishda qilinganidek, sharlarning urilishdan keyingi harakat tezliklarini va energiya «yo'qolishini» hisoblash mumkin.

Potensial energiya

Yer sirtida turgan jismga hamma vaqt Yer markaziga tomon yo'nalgan tortishish kuchi ta'sir qiladi. Demak, jismning Yer sirtidan, to'g'rirogi, uning markazidan uzoqligi o'zgarganda tortishish kuchi yoki og'irlik kuchi ish bajaradi.

Agar biror qurilma jismni yuqoriga ko'tarsa, u ish bajaradi. Aksincha, agar jism erkin tushayotgan bo'lsa, uning Yer sirtidan uzoqligi kamaya boradi, tortishish kuchi bu holda jism kinetik energiyasining ortishiga teng bo'lgan ish bajaradi. Yer yaqinida harakatlanayotgan jism Yerning *tortish* (yoki *og'irlik*) kuchi *maydonida* ko'chadi. Jismning Yerning tortish maydonida ko'chishi, umuman aytganda, hamma vaqt tortishish kuchlarining ishi bilan bog'likdir: jism bir nuqtadan boshqa nuqtaga kuchayotib yo energiya sarflanishini talab qilishi, yo o'zi

energiya berishi mumkin. Bundan jismning ko‘chishi energiyaning o‘zgarishi bilan bog‘likdir degan xulosani chiqarish mumkin.

Bu energiyani aniqlash uchun jismning fazoning bir nuqtasidan boshqa nuqtasiga ko‘chishida tortishish kuchlarining ishini hisoblash va bu ishning Yerga nisbatan jism holatining o‘zgarishi bilan bog‘lanishini topish lozim.

Dastavval eng sodda holni qaraylik: m massali jism h balandlikka doimiy, yuqoriga yo‘nalgan F kuch bilan ko‘tarildi. U holda ta’sir qiluvchi kuchning ishi Fh ga teng bo‘ladi. Jism kinetik energiyasining orttirmasini

$$F - F_t = m \frac{dv}{dt} \quad (2.106)$$

tenglama asosida hisoblashimiz mumkin, bunda $F_t = mg$ – tortishish kuchi, g – erkin tushish tezlanishi, v – tezlik. (36.1) ikkala tomonini yo‘l orttirmasi dS ga ko‘paytiramiz va 0 dan h gacha integrallaymiz, u holda⁷

$$F \int_0^h dS - mg \int_0^h dS = m \int_0^h v dv,$$

yoki

$$Fh = mgh + \frac{mv_0^2}{2} - \frac{mv_b^2}{2} \quad (2.107)$$

bunda v_0 – yo‘l oxiridagi tezlik, v_b – uning boshidagi tezlik. Demak, F kuchning h masofadagi ishi kinetik energiyaning $\frac{mv_0^2}{2} - \frac{mv_b^2}{2}$ o‘zgarishi bilan og‘irlik kuchining h yo‘ldagi mgh ishi yig‘indisiga teng. Tashqi kuch masofa bilan istalgan ma’lum qonun bo‘yicha o‘zgaradigan yanada umumiyroq holda ham shunday xulosaga kelamiz. Faqat bunda tashqi kuch F ning ishi kattaligini ushbu formula bo‘yicha aniqlash lozim.

$$\int_0^h F dh$$

⁷ $\frac{ds}{dt} = v$ ekanligini hisobga olganda

Agar yo‘l boshidagi $\frac{mv_b^2}{2}$ kinetik energiya yo‘l oxiridagi $\frac{mv_0^2}{2}$ kinetik energiyaga teng yoki $v_b = v_0$ bo‘lsa, u holda tashqi kuchning ishi og‘irlik kuchining ishiga teng. Bu $v_b = v_0 = 0$ holda ham o‘rinli binobarin, jismni istalgancha tarzda to‘g‘ri yuqoriga ko‘chiruvchi sistema muayyan mgh ish bajarib, u faqat h masofaga va mg og‘irlik kuchi kattaligiga bog‘likdir.

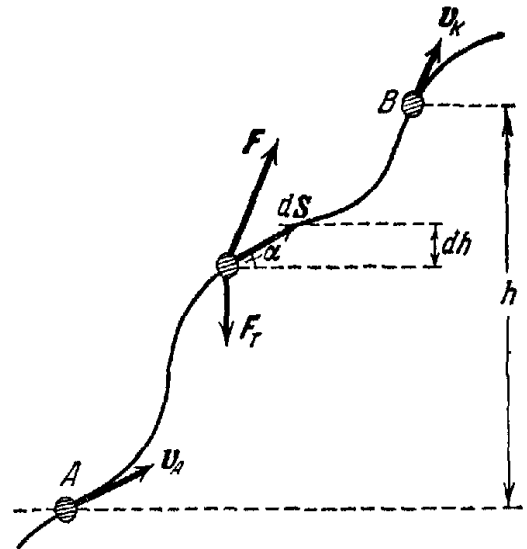
Endi jismni h balandlikka vertikal yo‘l bo‘yicha emas, balki oxirgi B nuqtasi boshlangich A nuqtadan h masofada joylashgan har qanday yo‘l bo‘yicha ko‘chirish ishini hisoblaymiz (89- rasm). Yuqoriga yo‘nalgan va A nuqtadan B nuqtaga yo‘l bo‘yicha o‘zgara boruvchi F kuchning ishini aniqlaymiz. Tashqi kuchning $\int_A^B F dS$ ishi mgh bilan kinetik energiya o‘zgarishi yig‘indisiga teng.

Haqiqatan, 2.37-rasmdagi belgilashlarni nazarga olgan holda, dinamika tenglamasini (2.107) tenglama ko‘rinishida yozamiz hamda uni dS ga skalyar ko‘paytiramiz; u holda quyidagi hosil bo‘ladi:

$$F dS + F_t dS = m \frac{dv}{dt} dS \quad (2.108)$$

yoki

$$\begin{aligned} F dS &= -F_t dS + m v dv = \\ &= -F_t dS + d\left(\frac{mv^2}{2}\right) \end{aligned}$$



2.37- rasm.

F kuchning AB sohadagi ishi shu ifodadan olingan integralga teng:

$$\int_A^B F dS = - \int_A^B F_t dS + \frac{mv_0^2}{2} - \frac{mv_b^2}{2} \quad (2.108)$$

$F_t dS = -mgh$ ekanligini e‘tiborga olsak, ushbuni topamiz:

$$\int_A^B F dS = mg(h_B - h_A) + \frac{mv_0^2}{2} - \frac{mv_b^2}{2} \quad (2.109)$$

bunda $h_B - h_A = h$.

Shunday qilib, agar kinetik energiya yo‘l boshi va oxirida birday, masalan, agar A va B nuqtalarda tezliklar nolga teng bo‘lsa, u holda tashqi kuchning ishi h balandlikdan tushirishda og‘irlik kuchining ishiga teng ekanligi isbotlanadi.

m massali jismni A nuqtadan B nuqtaga (h balandlikdagi A nuqta ustidan o‘tuvchi gorizont tekislikda yotuvchi istalgan nuqtaga) istalgan yo‘l bo‘yicha ko‘chirishda jismlarning qandaydir sistemasi mgh ga teng energiya sarflashi lozim. Aksincha, m massali jismning B nuqtadan, gorizont tekislikda yotuvchi hamda B nuqtadan h masofa pastda joylashgan, istalgan A nuqtaga ko‘chishida jism (to‘g‘rirog‘i, jism – Yer sistema) mgh ga teng ish bajaradi yoki mgh energiya beradi.

Shunday qilib, jismning Yerning tortish maydonida ko‘chishi energiyaning muayyan sarfi (yoki olinishi) bilan bog‘liqdir; bu energiyaning kattaligi faqat jismning gorizont ustidagi holati balandligi va massasi kattaligiga bog‘liq bo‘lib, jismning bir sathdan boshqa sathga o‘tish *yo‘liga bog‘lik emas*. Demak, jism – Yer sistemasi muayyan U potensial energiya zapasiga ega bo‘lib, uning kattaligi $U = mgh + const$ ga teng. Potensial energiyani $h = 0$ dagi potensial energiyaga teng bo‘lgan qandaydir ixtiyoriy doimiy kattalikkacha aniqlikda topish mumkin.

Jismning tortishish maydonidagi⁸ potensial energiyasi jismning Yerga nisbatan holatiga, xususan Yer sirtidan balandligiga bog‘lik. Aniqrog‘i, «Yer + og‘ir jism» ikkita jism sistemasining tortishish potensial energiyasi shu jismlarning *o‘zaro joylashishiga* – shu jismlar massa markazlari orasidagi masofaga bog‘liq. Bu ta’rif h katta bo‘lganida, ya’ni u Yer radiusiga baravar keladigan darajada katta bo‘lgan holda ham yaroqli hisoblanadi; bunday masofalarda g ni doimiy kattalik deyish mumkin bo‘lmaydi, balki tortishish kuchi tezlanishi ortishi bilan kamayadi, hamda potensial energiya ifodasi boshqa ko‘rinishga ega bo‘ladi.

⁸ Tortishish kuchlari haqida batafsilroq 76-§ da o‘qing

Elastik jismning deformatsiya potensial energiyasi, masalan, elastik prujiraning potensial energiyasi ham shu jism alohida qismlarining o‘zaro joylashishiga bog‘liq.

Umumiy holda ikki jismning tortishish kuchi potensial energiyasi (2.109) tenglik bilan aniqlansa — da, (2.108) ni (2.109) bilan taqqoslash orqali uni quyidagicha aniqlash yaxshiroq:

$$U_B - U_A = mg(h_B - h_A) = - \int_A^B F_t dS \quad (2.110)$$

Yoki: ikki jism tortishish (o‘zaro ta’sir) kuchlarining teskari ishora bilan olingan ishi potensial energiyaning orttirmasiga teng.

Agar F_t kattalik ostida o‘zaro ta’sir kuchini tushunilsa, (2.110) ta’rif ikkita jism (zarra) orasidagi har qanday o‘zaro ta’sir kuchi uchun o‘rinli bo‘ladi. Biroq bunday ta’rif $\int_A^B F_t dS$ ish A va B nuqtalarni birlashtiruvchi yo‘l shakliga bog‘liq bo‘lmagandagina ma’noga ega ekanligini ta’kidlab o‘tish lozim. Faqat shu shartdagina ikkita jism sistemasi potensial energiyaga ega bo‘ladi.

Ichki kuchlarning (o‘zaro ta’sir kuchlarining) musbat ishi potensial energiyaning kamayishi hisobiga yuz beradi va aksincha, bu kuchlarning manfiy ishi sistema potensial energiyasining ortishini bildiradi.

Agar o‘zaro ta’sir kuchlari faqat ikkita zarra orasidagi masofagagina bog‘lik bo‘lib, ularni birlashtiruvchi chiziq bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lsa, moddiy zarralar (yetarlicha mayda jismlar) sistemasi potensial energiyaga ega bo‘lishini ko‘rsatish mumkin.

Aytaylik, bitta zarra r vektorning boshida, ikkinchisi oxirida joylashgan bo‘lsin hamda birinchisi ikkinchisiga $f(r)r$ kuch bilan, birinchi zarraga esa yo‘nalishi teskari bo‘lgan kuch ta’sir qilayotgan bo‘lsin.

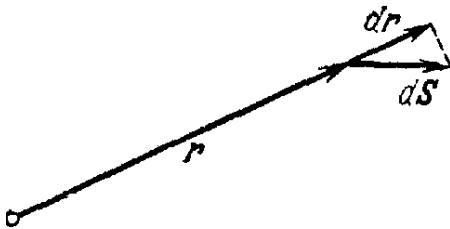
Faraz qilaylik, birinchi zarra tinchlikda turgan, ikkinchisi esa r_A nuqtadan r_B nuqtaga qandaydir yo‘l bo‘yicha ko‘chayotgan bo‘lsin. U holda, agar

$$- \int_A^B f(r)r dS$$

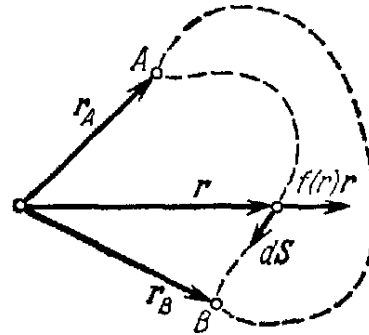
ish yo'l shakliga bog'lik bo'lmasa, $U_B - U_A$ ga teng bo'ladi. Ko'paytma $r dS = r dr$ bunda dr kattalik r modulning orttirmasi (2.38- rasm); shu sababli

$$\int_A^B f(r) r dS = \int_A^B f(r) r dr \quad (2.111)$$

integral faqat r_A va r_B larning funksiyasidan iborat bo'ladi, ya'ni u faqat ikkita zarra orasidagi masofaning o'zgarishiga bog'liq bo'lib, A va B nuqtalarni birlashtiruvchi har qanday yo'l bo'yicha birday bo'ladi (2.39- rasm).



2.38- rasm.



2.39- rasm.

(2.110) integralning $r_A = r_B$ da nolga teng bo'lishi ayondir. $f(r)$ funksiya ma'lum va (2.111) integralni hisoblash mumkin bo'lsa, u holda (2.110) ga mos ravishda u ikkita zarra potensial energiyasining o'zgarishiga teng bo'ladi yoki

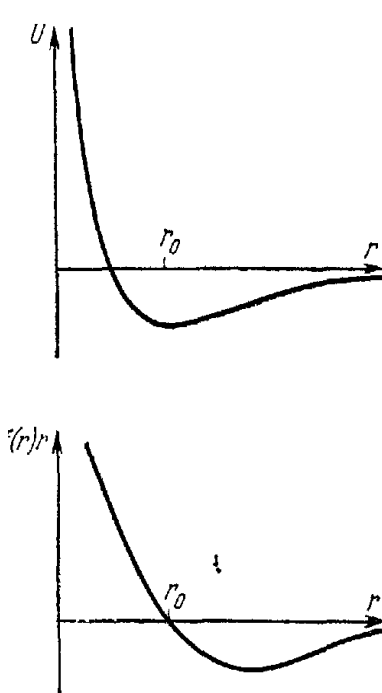
$$-\int_A^B f(r) r dr = U_B - U_A \quad (2.112)$$

Demak, ikki jism sistemasi potensial energiyaga ega. Agar $f(r)r$ kuch katta masofalarda kamaya borib $r \rightarrow \infty$ da yetarlicha tez nolga intilsa, u holda cheksizlikdagi $U(\infty)$ potensial energiyani odatda nolga teng deb olinadi. U holda bir – biridan masofada bo'lgan ikkita zarraning potensial energiyasi (2.112) ga ko'ra ushbuga teng:

$$U(r_1) = \int_{r_1}^{\infty} f(r) r dr.$$

Tortishuvchi kuchlarda $f < 0$, shuning uchun $r_B > r_A$ da $U_B > U_A$. Masofa ortishi bilan potensial energiya o'sadi. Itarishuvchi kuchlar uchun $f > 0$ hamda $U_B < U_A$, potensial energiya masofa ortishi bilan kamayadi.

Agar, ko'pincha fizikada bo'lganidek, katta masofalarda tortishish kuchlari, yaqin masofalarda itarishish kuchlari ta'sir qilsa, ikki zarraning potensial energiyasi ular orasidagi masofaga bog'lik ravishda taxminan 2.40- rasmda ko'rsatilgan ko'rinishga ega bo'ladi. $0 < r < r_0$ sohada zarralar itarishishadi, $f > 0$, potensial energiya kamayadi; $r = r_0$ da o'zaro ta'sir kuchi nolga teng bo'ladi; keyin $r > r_0$ da $f < 0$ va potensial energiya o'sadi. Bularning hammasini



$$\frac{dU}{dr} = -f(r)r \quad (2.113)$$

ekanligini nazarga olgan holda kuzatish mumkin. Bu muhim tenglik (36.8) dan kelib chiqadi. O'zaro ta'sirlashuvchi n ta zarradan tashkil topgan sistema, agar har bir juft zarra $f(r)r$ qonun bo'yicha o'zaro ta'sirlashsa, muayyan potensial energiyaga ega bo'ladi. Bitta qandaydir i – zarrani tanlab, ta'sir uning k – zarra bilan o'zaro potensial energiyasini $U_{ik}(r_k - r_i)$ orqali belgilaymiz. i – zarraning qolgan barcha zarralar bilan o'zaro ta'sir potensial energiyasi

2.40- rasm.

$$U_i = \sum_{k \neq i}^n U_{ik}$$

(barcha $k = 1, 2, \dots, i - 1, i + 1, \dots, n$ lar bo'yicha yig'ish lozim). Barcha zarralarning potensial energiyasi quyidagiga teng:

$$U = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n U_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{k \neq i}^n U_{ik} \quad (2.114)$$

Har bir juft zarraning energiyasi yig'indida ikki martadan ($U_{IK} = U_{KI}$) hisobga olinayotgani sababli yig'indi ishorasi oldida yarim turibdi.

O'zaro ta'sirlashuvchi zarralar butun sistemasining potensial energiyasi zarralarning o'zaro joylashuviga bog'liq.

Tortishish kuchi maydonida jism energiyasining o'zgarishi. Energiyaning saqlanish qonuni

Faraz qilaylik, jismga tortishish kuchlaridan boshqa hech qanday kuch ta'sir qilmayotgan bo'lsin; ayonki, u holda jismning tezlanishi hamma vaqt g ga teng va pastga yo'nalgan bo'ladi⁹.

Jismning faqat tortishish kuchlari ta'siridagi harakatini Yerning tortishish maydonidagi erkin harakat deyish mumkin. Bu jismning kinetik energiyasi faqat og'irlik kuchi potensial energiyasining o'zgarishi hisobigagina o'zgarishi mumkin va aksincha, shu sababli kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi doimiy qoladi, yoki: mexanikaviy energiya *doimiy* qoladi.

Agar tashqi kuchni nolga teng: $F = 0$ deyilsa, energiya saqlanish qonunining matematik ifodasini (2.98) asosida hosil qilish mumkin. Haqiqatan,

$$mgh + \frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv_b^2}{2} \quad (2.115)$$

bunda h – balandlikning o'zgarishi bo'lib, uni quyidagicha belgilash mumkin: $h = h_0 - h_b$, u holda (2.115) ni ushbu tarzda yoza olamiz:

$$mgh_0 + \frac{mv_0^2}{2} = mgh_b + \frac{mv_b^2}{2} = E_0 \quad (2.116)$$

(2.116) formula jismning tortishish maydonidagi harakati uchun mexanikaviy energiyaning saqlanish qonuni matematik ifodasini beradi. Kinetik va potensial energiyaning yig'indisi istalgan paytda doimiy, E_0 ga tengligicha qoladi. Bu qonun jism faqat og'irlik kuchi ta'sirida harakat qilgan hollardagina o'rinli bo'lishini qayd qilib o'tamiz. Boshqa kuchlarning (qarshilik kuchlari va b.) mavjudligida

⁹ Agar jismning gorizontdan balandligi $h \ll R$ bo'lsa, g ni amalda doimiy deyish mumkin, bunda R – Yer radiusi

mexanikaviy energiya (kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi) umumiy holda doimiy qolmaydi.

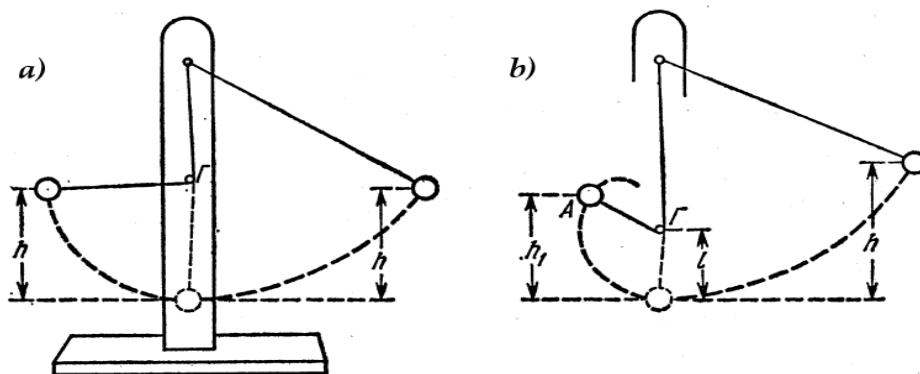
Jismning tortishish maydonidagi harakatida mexanikaviy energiyaning saqlanish qonuni Galileygayoq ma'lum edi. Bu qonunning o'rinli ekanligini u o'zining mayatnik bilan o'tkazgan ma'lum tajribalarida namoyish qilgan. Bu tajribalarni endilikda maktablarda tez – tez ko'rsatiladi (Galiley mayatningi).

Mayatnik ipga osilgan sharchadan iboratdir (2.41- a rasm). Sharchani chetga og'diriladi, bunda uni biror h balandlikka ham ko'tariladi, muvozanat holati ustida osilish chizig'i bo'yicha Γ mix qoqilgan hamda agar sharchani qo'yib yuborilsa, ip biror paytda Γ mixga taqaladi va mayatnik Γ nuqta atrofida aylanib, o'z harakatini davom ettiradi. Sharchaning ikkala tomonga og'ishlarida h ko'tarilish balandligi taxminan birday bo'ladi: agar qarshilik kuchlari bo'lmaganda edi, ko'tarilish balandligi aniq birday bo'lardi¹⁰. Sharcha kinetik energiyasi nolga teng bo'lgan payda to'xtaydi, u bu paytda h balandlikda bo'ladi.

Agar Γ mixni pastga ko'chirilsa yoki dastlabki ko'tarilish balandligi h ni yetarlicha orttirilsa, u holda mayatnik avvalgi h balandlikkacha ko'tarilmay qoladigan holatni topish mumkinligini qayd qilish qiziqarlidir. $h > l$ da (l – mixning sharchaning pastki holatidan balandligi) sharcha h dan ko'ra kichikroq h_1 balandlikka ko'tariladi.

Sharchaning yoyni ko'tariluvchi qismi (2.41- b rasm) bo'yicha harakatida u to'xtaguncha shunday payt keladiki, unda ipning tarangligi nolga aylanadi. So'ngra mayatnik sharchasi l radiusli aylanadan tushayotib, o'zining eng yuqori nuqtasidan biror gorizontaal tezlik bilan o'tadi. Eng yuqori nuqtada kinetik energiya nolga teng bo'lmagani sababli ko'tarilish balandligi h dan kichik bo'lishi kerak.

¹⁰ Sharchaning harakati vaqtida ipning taranglik kuchi nolga teng ish bajarishi sababli uning ta'sirini nazarga olmaslik mumkinligi ravshan.



2.41- rasm.

Kuchning ishi bir jismdan ikkinchi jismga o'tadigan energiya kattaligini belgilaydi. Energiya materiyaning turli shakldagi harakatlarining yagona miqdoriy o'lchovidir. Materiyaning harakati bir shakldan boshqa shaklga o'tib turadi va hech qachon yo'qolmaydi.

Biz *materiyaning mexanikaviy shakldagi harakati energiyasini* yoki o'z navbatida, kinetik va potensial bo'ladigan mexanikaviy energiyani batafsil qarab chiqdik. *Kinetik energiya* – jismning harakat energiyasi – jismning harakat tezligiga va massasiga bog'liq; *potensial energiya* – jismlarning yoki bitta jism qismlarining o'zaro joylashish energiyasi - jism koordinatalariga, sistema konfiguratsiyasiga bog'liq.

Biroq, biz endi bilamizki, masalan, noelastik urilishda mexanikaviy energiya issiqlik energiyaga o'tadi: bu esa urilishda ajraladigan issiqlik energiya mexanikaviy energiyaning «yo'qolishiga» tengligini bildiradi.

Fizikaviy va kimyoviy prosesslarda energiya bir jismdan (yoki jismlar sistemasidan) boshqa jismga (yoki jismlar sistemasiga) o'tadi: u hech qaysi prosessda yo'qolmaydi ham, yangidan paydo bo'lmaydi ham. Materiya harakati o'z shaklini o'zgartira oladi, lekin *materiya harakatining barcha shakl o'zgarishlarida energiya kattaligi doimiy qoladi*. Bu energiyaning saqlanish qonuni bo'lib, u tabiatning asosiy qonunlaridan biridir.

Nazorat uchun savollar

1. Dinamikaning vazifasi qanday?
2. Inersial va noinersial sanoq sistemalarini tushuntiring.

3. Galiley va Eynshteynning nisbiylik prinsiplari.
4. N'yutonning I, II, III qonunlari.
5. Jismning qanday xossasiga inertlik deyiladi?
6. Energiya va ish tushunchasi nima bilan farq qiladi?
7. O'zgarmas va o'zgaruvchan kuchning bajargan ishi qanday aniqlanadi?
8. Ish va quvvatni o'lchov birliklari qanday?
9. Quvvat deb nimaga aytiladi, uning kuch va tezlik orqali ifodasi qanday?
10. Mexanik energiya va uning turlari?

3-mavzu. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

Reja

1. Tebranishlar va to‘lqinlar.
2. Mexanik tebranishlar sistemasi. Tebranishlar tipologiyasi.
3. Garmonik tebranishlar. Erkin tebranishlar. Garmonik ossillyator. Prujinali, matematik va fizik mayatnik.
4. To‘lqinlar. To‘lqinlar tenglamasi. Tovush to‘lqini uchun Doppler effekti.

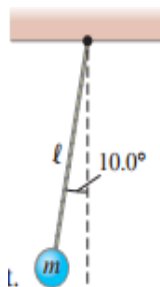
Tayanch so‘z va iboralar: Tebranma harakat, tebranish, garmonik va nogarmonik tebranish, siljish, amplituda, tebranish chastotasi va davri, siklik chastota, faza, boshlang'ich faza, amplitudi–vektor usuli, bir tomonga va bir-biriga tik tebranishlarni qo'shish, tepkili tebranish, Lissaju shakllari, erkin va majburiy tebranishlar, avtotebranishlar.

Tebranma harakat tabiatda va texnikada ko‘p uchraydi. Masalan, osma soat tebranishi, musiqa asbablarning torlari; va daraxt shoxlarining harakati –tebranma harakatdir.

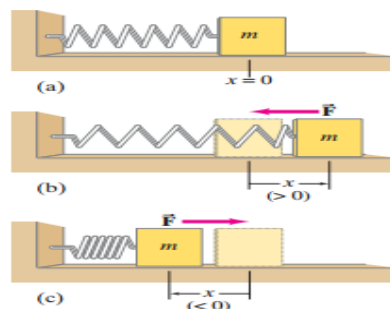
Tebranish yoki tebranma harakat deb, jismlarning muvozanat vaziyati atrofida to‘g‘ri chiziq yoki yoy bo‘ylab goh bir tomonga, goh ikkinchi tomonga siljigandagi harakatiga aytiladi. Tebranishlarning takrorlanishi ya‘ni ularning davriyligi tebranishlarning eng asosiy alomatidir. Tebranishlar erkin va majburiy bo‘ladi. Tashqi kuchning ta‘siridagi (ichki kuchlar ta‘sirida) vujudga keladigan tebranishlarga erkin tebranishlar deyiladi. Tashqi davriy kuchlar ta‘sirida vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi. Yana bir turiga avtotebranishlar deyiladi. Avtotebranishda, tashqi kuchning ta‘siri sistemaning o‘zini vositasida amalga oshiriladi. Osma soat mayatnigining tebranishi avtotebranishdir. Tebranma jarayonlarning fizik tabiati va murakkablik darajasi jihatidan turlicha bo‘lishga qaramay, ularning hammasi umumiy qonuniyatlar asosida ro‘y beradi va garmonik tebranishlarga keltirilishi mumkindir. Garmonika so‘zi grekcha «garmonikos»-kelishgan, xushbichim ma‘nosini beradi.

2. Fizikaviy kattaliklarning vaqt o'tishi bilan sinus va kosinus qonuniga muvofiq davriy o'zgarishlariga garmonik tebranishlar deyiladi. Aksinchasiga esa nogarmonik tebranishlar deb ataladi. Garmonik tebranishlar tebranma harakatlar ichida eng muhimi bo'lishi bilan birga eng oddiysi hamdir.

Agar jism tebranayotgan yoki orqaga va oldinga bir yo'ldan harakat qilayotgan bo'lsa va har bir tebranish shu vaqt oralig'ida sodir bo'lsa – bu harakat davriy deb ataladi.

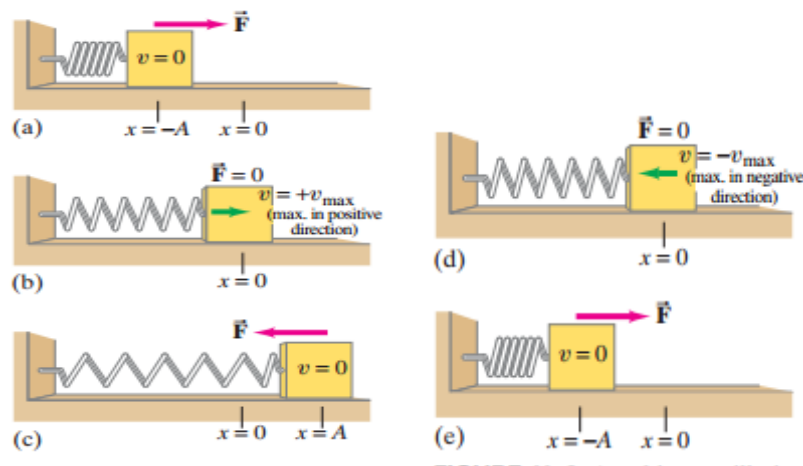


3.1-rasm



3.2-rasm

Davriy harakatning oddiy shakli - bu prujina uchidagi bir obyekt tebranishi tomonidan taqdim etiladi. Bu tizim tebranishni boshqa ko'plab turlari bilan chambarchas o'xshaydi, biz buni batafsil korib chiqamiz¹.

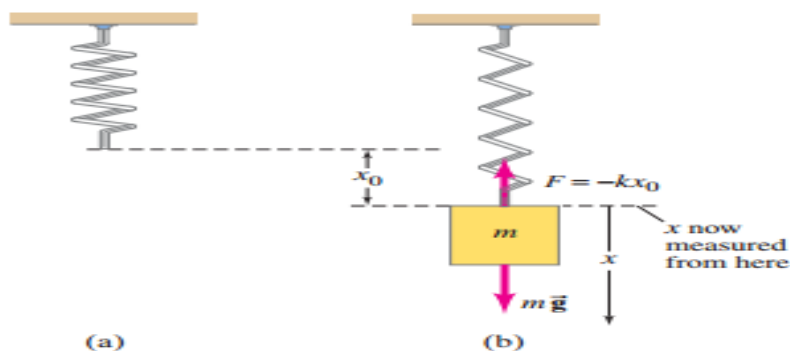


3.3-rasm

3.3a-rasmdagi prujina massasini xisobga olmagan xolda va u prujina gorizantal xolda joylashgan, shunday qilib m massaga ega bo'lgan jism - yuza

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183–betlar.

ustida ishqalanishsiz xarakatlanmoqda. Har qanday prujina bir tabiiy uzunligi mavjudki bu uzunlikda u m massali jismga prujina tasir otkazmaydi va bu muvozanat holati deb ataladi. Agar massa chap tomonga xarakat qilsa bu prujinani siqilishiga olib keladi, yoki o'ng tomonga xarakat qilsa bu prujinani cho'zilishiga olib keladi. M massali jismga prujina o'z kuchli tasirini krsatadi, va bu tasir yonalishi m massali jismni muvozanat holatiga qaytaradi, shu sababli, bu kuch qaytarilish kuchi deb nomlangan¹.



3.4-rasm

Prujina erkin holatda vertikal osilgan $\sum F = 0 = mg - kx_0$ bo'lganda yangi muvozanat vaziyatida prujinaga m massali jism osilgandan so'ng niam sodir bo'lishi x hozirda bu chiziqdan o'lchangan. Qachonki biz umumiy vaziyatda qaytalanish kuchi F x siljishga tog'ri proporsional xolda deb hisoblaymiz. Biz umumiy vaziyatni taxmin qilishimiz mumkin, qaytaruvchi kuch F muvozanat joydan qisiladi joy o'zgartirish x (3.3.b-rasm) yoki siqilgan (3.3.c-rasm) to'g'ri proporsional bo'ladi va u

$$F = -kx \quad (3.1)$$

teng bo'ladi¹.

(3.1) tenglamasida kop qaytaladigan qonun bu Guk qonuni va bu qonun ishlashi uchun prujina hech qanday deformatsiya ta'sirida bolmasligi kerak. Guk qonuni nafaqat prujina uchun balki boshqa qattiq jismlar uchun ham ishlatiw

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183– betlar.

mumkun, faqat deformatsiya koefitsienti kichik bolsagina. Prujining qattiqlik koefitsienti bu k (N/m)dir¹.

Prujina x uzunlikga chozilishi uchun tashqi kuch prujina uchidagi jismga eng kamida $F_{\text{ext}} = +kx$ (prujinaga tasir otkazayotgan tashqi kuch) (3.1)

kuch bilan tasir otkazishi kerak, k ning qiymati qanchali darajada kotta bo'lsa, prujining chozilishi uchun shunchalik kop kuch talab etiladi. Prujina qancha katta bo'lsa uning qattiqligi k shuncha kop boladi. (*E'tibor qarating*) (3.1) formulasidagi F kuch doimiy emas, balki holatiga qarab o'zgaradi. Shuning uchun ommaviy m uchun jadallashtirish doimiy emas, shuning uchun biz ishlab chiqilgan doimiy jadallashtirish tenglamalaridan foydalana olmaymiz. Misol. Geolog olim foydalanayotgan oddiy mayatnik uzunligi 37.10 sm va chastotasi 0.8190 G yerning bir aniq nuqtasinidagi G yer tortish kuchini olchashga yordam beradi. Quydagi berilgan tenglamani yechib biz g ni qiymatini belgilab olamiz - $g = ((2\pi F)^2 = (2\pi)^2 (0.8190^{-1})^2 (0.3710\text{m}) = 9.824\text{m/s}^2$ ¹

Oddiy garmonik harakat energiyasi

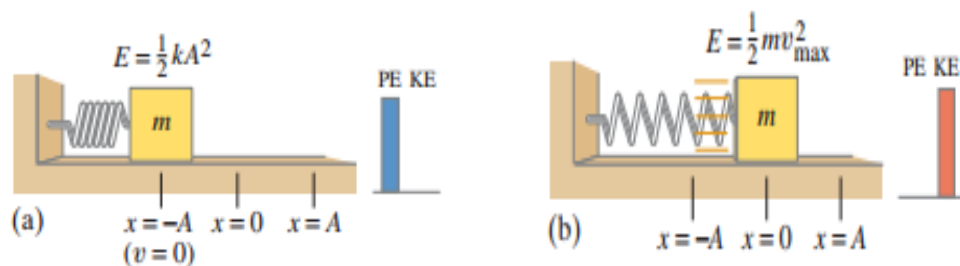
Oldingi misollarda korib chiqilgan, oddiy prujina chozilishi yoki siqilishi xolatini energetik tomondan ifodalab berish judayam qulay. Chunki prujina oz muvozanat xolatidan chiqarilgan bolsa u oz ichida potentsial energiyaga ega bolib turadi¹.

$$PE = \frac{1}{2} kx^2.$$

va jami energiya bu kinetik xamda potentsial energiyalar summasidir,

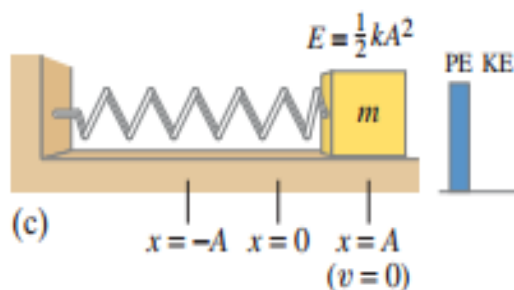
$$E = \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} kx^2,$$

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183–betlar.

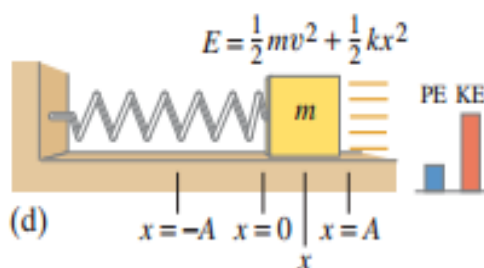


3.2-rasm. Prujina tebrangani tufayli energiya potensialdan kinetikka almashadi va aksincha. 9 bu muvozanat xolatidan chiqargan tezlik hisoblanadi

Ishqalanish arziyas bo'lsa SGT sodir bo'lishi mumkin. Umumiy mexanik energiya E prujina xar bir xolatida oz energetic qiymatlariga ega bolib turadi. Energiya uzluksiz qayta-qayta kinetik energiyadan potensial energiyaga o'zgarib turadi va bu xol har bir sikl takrorlana veradi (3.2-rasm)¹.



Bu ekstremal qismlarda (prujina xarakat yonalishini ozgartirgan nuqtalar) toliq mexanik energiya amplituda kvadratiga teng boladi, muvozanat xolatida esa toliq mexanik energiya Kinetik energiyaga teng boladi¹.



¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183– betlar.

$$E = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 + \frac{1}{2}k(0)^2 = \frac{1}{2}mv_{\max}^2,$$

Amplituda ikki kara oshishi. Nima uchun sodir bo'ladi? (A) tizimi, energetika, (b) turilishi massasi maksimal tezligi, (C) massasi maksimal tezlashtirish? 3.2-rasmga prujina 2 marta ko'p uzaydi ($x = 2A$ amplitudaga) deb faraz qilamiz. (a) Sistema energiyasi, (b) tebranayotgan jismning maksimal tezligini, (c) hamda maksimal tezlanishini toping. *Yechim.* (a) 3.1.a tenglamadan, mexanik energiya A amplituda kvadratiga proporsional bo'ladi, ya'ni 2 marta uzayganligi uchun energiya 4 marta ortadi. Siz e'tiroz bildirishingiz mumkin "Men prujinani $x=0$ dan $x=A$ gacha cho'zib ish bajardim, va bu bajargan ishim $x=A$ dan $x=2A$ gacha cho'zib bajargan ishimga teng emasmi?" lkn aslida bunday emas. Chunki siz berayotgan kuchingiz x masofaga proporsional shuning uchun 2-safar $x=A$ dan $x=2A$ gacha bajargan ishingiz 1 – galdagi ($x=0$ dan $x=A$ gacha) bajargan ishingizdan ko'proq ish bajarasiz. (b) 3.1.a tenglamadan, amplituda 2 marta oshirilsa maksimal tezlik ham 2 marta oshishini ko'ra olamiz. (c) Biz prujinani dastlabkidan 2 marta ko'p cho'zsak unga beradigan kuchimiz ham 2 marta ortadi ($F=kx$ ligi sababli).shu sababli tezlanish ham 2 marta oshadi : $a=F/x$ ¹¹.

Sodda garmonik tebranishlarning (SGT) davri va sinusoidal tabiati

Sodda garmonik ossiyalltor tebranishlarining davri prujinaning bikrligiga, shuningdek m massasiga bog'liq ekan. Biroq, ajablanarlisi shundaki, amplitudaga bog'liq emas. Buni soat taqib, kichik amplituda bilan, so'ngra katta amplituda bilan tebranayotgan prujinaning 10 yoki 20 siklini tekshirib ishonch hosil qilishingiz mumkin.

Davr quyidagi tenglama bilan beriladi:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (3.1 \text{ a})$$

¹¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 293,294,298-300–betlar.

Ko‘rib turibmizki, massa qancha katta bo‘lsa, davr shuncha katta ekan; va qattiqroq prujinalarda (k kattaroq) davr shuncha kichik ekan. Bu ma’noga ega, chunki massa qancha katta bo‘lsa, jismlar shuncha inertroq, va demak, reaksiya sekinroq (tezlanish kichikroq) bo‘ladi. Va k ning kattaligi kuchning kattaligini bildiradi va, demak, tezroq reaksiya (kattaroq tezlanish) beriladi. (3.1.a) tenglama to‘g‘ri proporsional emasligini ko‘rsatadi: davr $\frac{m}{k}$ dan kvadrat ildiz kabi o‘zgaradi.

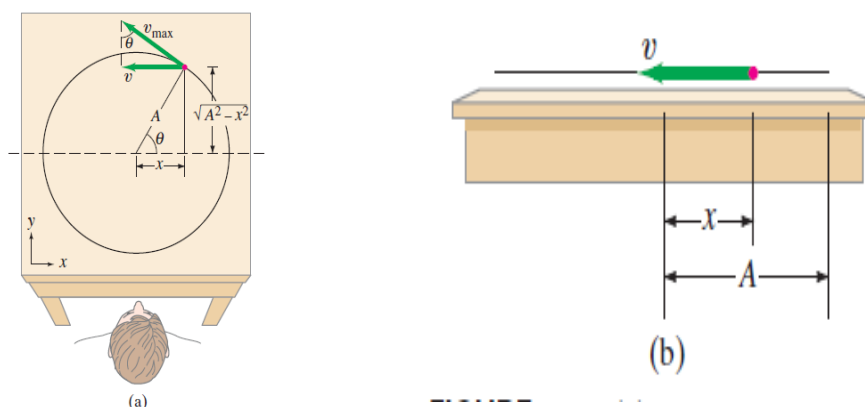
Masalan, davrni ikki marta orttirish uchun massa to‘rt marta katta bo‘lishi kerak. 3.1.a tenglama eksperiment bilan to‘la mos keladi va nafaqat prudina uchun, balki sodda garmonik harakatning barcha turlari, ya’ni siljishga proporsional qaytaruvchi kuch ta’sirid harakatlanuvchi sub’ektlar uchun o‘rinlidir (3.1 tenglama).

Biz $f = \frac{1}{T}$ tenglamadan foydalanib chastotani quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.1.b)$$

Davr va chastota

Biz tekis aylanma harakat qilayotgan ob’ektga nisbatan sodda garmonik harakat davri uchun formulani keltirib chiqarishimiz mumkin. Xuddi shu “tayanch doirasi”dan ikkinchi foydali natijani – tebranayotgan massa holatining vaqtga bog‘liqlik formulasini olishimiz mumkin. Chiziqli tebranayotgan prujinada hech narsav aylanma harakat qilmaydi, biroq biz bunday matematik o‘xshashlikni foydali deb bilamiz. 3.3-rasmda ko‘rsatilgandek m massali kichik ob’ekt a radiusli aylana bo‘ylab soat strelkasiga qarshi o‘zgarmas tezlik bilan qilayotgan harakatini qarab chiqamiz. Agar yuqoridan qaralsa, harakat xy tekislikda aylanadan iboratligi ko‘rinadi. Biroq harakatni stol chekkasidan kuzatuvchi oldinga va orqaga tebranma harakatni ko‘radi, va bu bir o‘lchovli harakat sodda garmonik harakatga aniq mos keladi¹.



3.3-rasm. (a) kichik ob'ektning aylanma harakati, (b) aylanma harakatning x o'qiga proeksiyasi

Kuzatuvchi ko'rgan narsa aylanma harakatning x o'qiga proeksiyasidir (3.3.b-rasm). Bu harakatni ko'rish uchun SGT ga o'xshab, $\vartheta_{\max}$ tezlikning 3.3.a-rasmda ϑ bilan belgilangan x tashkil etuvchisini hisoblab topamiz. 3.3.a-rasmdagi ikkita uchburchak o'xshash bo'lib,

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_{\max}} = \frac{\sqrt{A^2 - x^2}}{A}$$

yoki

$$\vartheta = \vartheta_{\max} \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

Bu tenglamada ko'rganimizdek, m massali tebranuvchi jismning tezligi tenglamasidir. Shunday qilib, aylanma harakat qilayotgan ob'ekt harakatining x o'qiga proeksiyasi sodda garmonik tebranayotgan m massali ob'ektning harakati kabidir¹.

Endi biz SGT davrini aniqlashimiz mumkin, chunki u aylanma harakat qilayotgan ob'ektimizning bitta to'liq aylanish uchun sarflaydigan vaqtiga teng. Avvalo, tezlik $\vartheta_{\max}$ aylananing uzunligini (masofani) T davrga bo'lganimizga teng¹:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 293,294,298-300-betlar.

$$\mathcal{G}_{\max} = \frac{2\pi A}{T} = 2\pi A f .$$

Bu tenglamani masofa A nuqtai nazaridan T ga nisbatan echamiz:

$$T = \frac{2\pi A}{\mathcal{G}_{\max}}$$

Shunday qilib, 3.1-tenglamadan $A/\mathcal{G}_{\max} = \sqrt{m/k}$. Demak,

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

(3.1) formula biz izlagan formula ekan. Davr A amplitudaga emas, balki prujinaning m massasiga va k bikrligiga bog‘liq ekan.

Holatning vaqtga bog‘liqligi

Endi sodda garmonik harakat qilayotgan m massali jismning holatini vaqt funksiyasi sifatida topish uchun tayanch doirasidan foydalaniladi. 3.3-rasmdan ob’ekt holatining x o‘qiga proeksiyasi

$$x = A \cos \Theta$$

ekanligini ko‘ramiz. Massa tayanch doirasida (3.3-rasm) ω o‘zgarmas burchak tezlik bilan aylanadi. Bundan $\Theta = \omega t$ deb yoza olamiz, bu erda Θ - radianlarda o‘lchanadi. Shunday qilib,

$$x = A \cos \omega t . \quad (3.2.a)$$

Bundan tashqari burchak tezlanishni (radian/sekundlarda) $\omega = 2\pi f$ ko‘rinishda yozishimiz mumkin, bu erda f - chastota, bundan

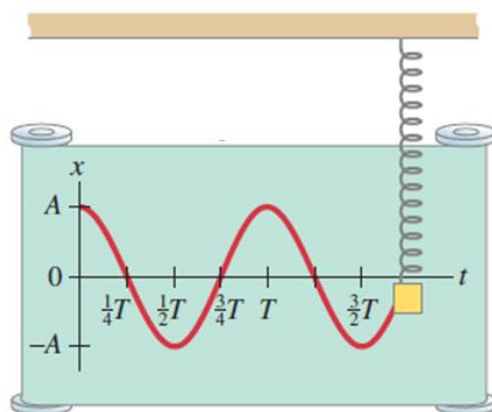
$$x = A \cos(2\pi f t) \quad (3.2.b)$$

deb yoza olamiz yoki davr T nuqtai nazaridan

$$x = A \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (3.2.c)$$

(3.2.c) tenglamada $t=T$ bo‘lganda (bir davrga teng vaqt o‘tgandan so‘ng) biz $\cos 2\pi$ (yoki $\cos 360$), yoki $\cos 0$ bilan ish ko‘ramiz. Bu harakat biror $t=T$ vaqtdan keyin takrorlanishini bildiradi¹.

Kosinus funksiyasi 1 dan -1 gacha oraliqda o'zgarishi sababli (3.3) tenglamalar $x = A$ bilan $-A$ oralig'ida o'zgarishini, aslida ham shunday bo'lishi kerakligini bildiradi. 3.4-rasmda ko'rsatilgandek ruchka vibratsiyalanayotgan jismga biriktirib qo'yilsa, va uning tagidagi qog'oz o'zgaras tezlik bilan siljitilsa, sinusoidal egri chiziladi, bu esa (3.3.a) tenglamalardan aniq kelib chiqadi¹.



3.4-rasm. Garmonik ossillyator holatining vaqtga bog'liqlik funksiyasi

$$x = A \cos(2\pi t / T)$$

Sinusoidal harakat

3.3.a tenglamada $x = A \cos \omega t$ qonun bilan tebranayotgan ob'ekt tebranma harakat tinch holatdan $\vartheta = 0$ boshlanishini va uning maksimal siljishi ($x = A$) $t = 0$ ga mos kelishini bildiradi. SGT larning boshqa tenglamalari ham boshlang'ich shartlarga bog'liq ravishda ($t = 0$) shunday bo'lishi mumkin¹.

Garmonik tebranishlarning asosiy qonuniyatlari va harakteristikalari bilan moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati misolida tanishish oson va tushunarlidir. M - moddiy nuqta A – radi-usli aylana bo'ylab soat strelkasi harakati yo'nalishiga teskari yo'nalishda o'zgaras ω - burchak tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (3.4-rasm).

Agar $t=0$ da, M nuqta M_0 vaziyatda bo'lsa, biror t vaqtdan so'ng, u aylana yoyi bo'ylab harakatlanib $\varphi = \omega t$ burchakka siljiydi. M nuqta X va Y o'qlardagi

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 293,294,298-300–betlar.

proeksiyalarini mos holda K va L deb belgilasak, M nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati davomida bu nuqtalar X va Y o'qlari bo'ylab $+A$ va $-A$ oralig'ida davriy ravishda O nuqta atrofida siljiydi. K va L nuqtalarning t ga bog'liq holda siljishi 3.5-rasmga ko'ra quyidagicha bo'ladi:

Agarda, $t=0$ paytda M nuqta muvozanat vaziyatda ya'ni M_0 nuqtada bo'lmasa:

$$OK=x=A\cos\varphi=A\cos\omega t \quad (3.5)$$

$$OL=y=A\cos\varphi=A\cos\omega t \quad (3.6)$$

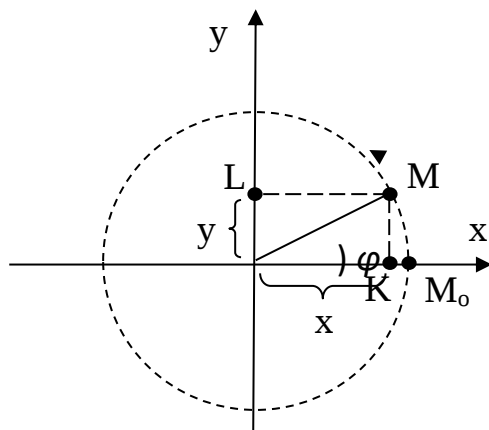
$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad \text{ekanligidan}$$

$$x = A\cos\frac{2\pi}{T}t = A\cos 2\pi\nu t, \quad (3.7)$$

$$y = A\cos\frac{2\pi}{T}t = A\cos 2\pi\nu t. \quad (3.8)$$

$$x = A\cos(\varphi + \varphi_0) = A\cos(\omega t + \varphi_0), \quad (3.9)$$

$$y = A\cos(\varphi + \varphi_0) = A\cos(\omega t + \varphi_0). \quad (3.10)$$



3.5 – rasm.

Yuqorida keltirilgan ifodalar, garmonik tebranishlarning kinematik tenglamalarining turli ko'rinishlaridir. x , A , ω , T , ν , φ , va φ_0 larga garmonik tebranishlarning kinematik parametrlari deyiladi.

x -siljish, A -amplituda, ω -siklik (doiraviy) chastota; T -tebranish davri, ν -tebranish chastotasi, φ -tebranish fazasi, φ_0 -boshlang'ich faza.

Tebranishi kuzatilayotgan jismning muayyan paytdagi siljishi va uning harakat yo'nalishi ya'ni tebranuvchi jismni (sistemani) holatini, tebranish fazasi

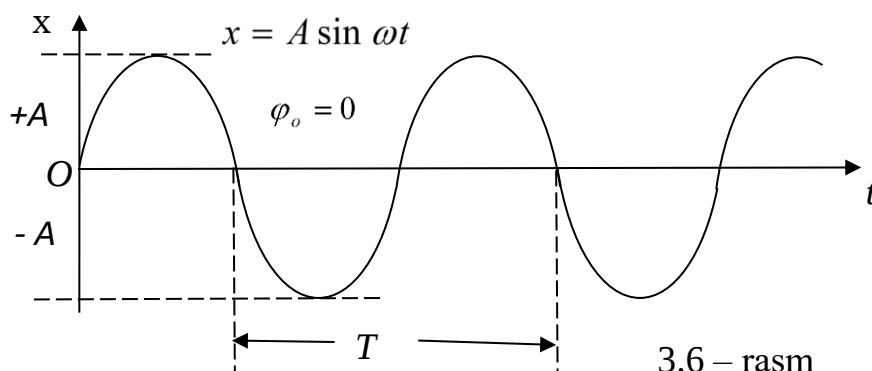
to'liq belgilaydi, bu fazaning fizik ma'nosidir. Haqiqatdan ham, masalan

$$\varphi = \omega t + \varphi_0 = \frac{\pi}{6} \quad \text{bo'lsa,} \quad x = \frac{A}{2} \quad \text{ga,}$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \quad \text{bo'lsa,} \quad x = A \quad \text{ga,} \quad \varphi = \pi \quad \text{bo'lsa,} \quad x = 0 \quad \text{ga} \quad \varphi = \frac{3\pi}{2} \quad \text{bo'lsa,} \quad x = -A \quad \text{ga va shunga}$$

o'xshash bo'ladi.

Garmonik tebranishlarning grafiklari quyidagicha bo'ladi (3.6-rasm).



3.6 – rasm

4. Garmonik tebranishlar ko'pincha chizma ravishda amplituda-vektor usuli bilan tasvirlanadi va bu usul vektor-diagramma usuli deb ataladi. Bu usulning mohiyati quyidagidan iborat: X o'qidagi ixtiyoriy 0 nuqtadan uzunligi tebranish amplitudasining son qiymatiga teng bo'lgan A vektorni shunday joylashtiriladiki, bu vektor OX o'qi bilan tebranishning boshlang'ich fazasi α ga teng bo'lgan burchak hosil qiladi. Agar A ni 0 nuqta atrofida soat miliga teskari yo'nalishda ω_0 burchak tezlik bilan aylantirilsa, A ning X o'qidagi proeksiyasi $+A$ va $-A$ orasida o'zgaradi. (3.6-rasm).

Rasmdan ko'rinishicha t vaqtdan so'ng uning X o'qdagi proeksiyasi $x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$ bo'ladi. Shunday qilib ω_0 chastota bilan sodir bo'layotgan garmonik tebranishni X o'qidagi, ixtiyoriy nuqta atrofida, ω_0 burchak tezlik bilan aylanuvchi A ning shu o'qdagi proeksiyaning vaqt bo'yicha o'zgarishi tarzida tasvirlash mumkin ekan: bunda $t=0$ paytdagi A ning X o'qi bilan hosil qilgan burchagi α tebranishining boshlang'ich fazasini ifodalaydi.

5. Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida ikki va undan ortiq tebranishlarda qatnashishi mumkin. Masalan, harakatdagi vagon shipiga osilgan prujinali

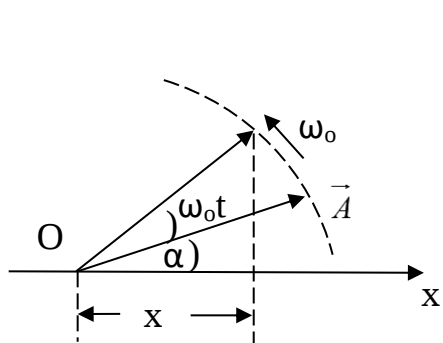
mayatnikning tebranishi bunga misol bo'la oladi. Tebrangich o'zining xususiy tebranishidan tashqari vagon bilan birgalikda tebranma harakatda ishtirok etadi. Faraz qilaylik, yo'nalishi va davri bir xil bo'lgan, boshlang'ich fazasi va amplitudasi bilan farq qiladigan ikkita garmonik tebranishlar tenglamasi berilgan bo'lsin:

$$x_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ va } x_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (3.11)$$

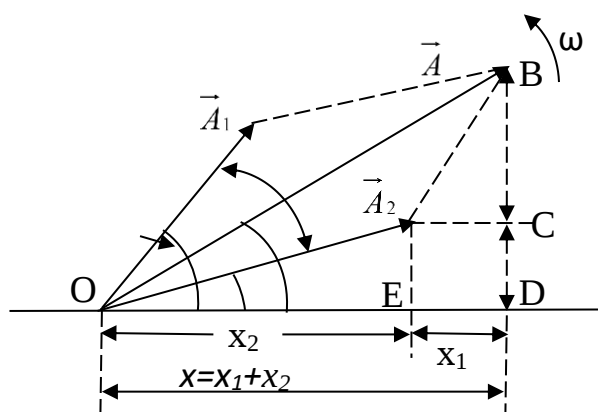
Natijaviy siljish

$$x = x_1 + x_2 = (A_1 + A_2) \sin(\omega t + \varphi) = A \sin(\omega t + \varphi). \quad (3.12)$$

Natijaviy tebranishdagi x , A , φ kattaliklar vektor-diagramma usuli bo'yicha aniqlanadi. (3.7-rasm).



3.7 – rasm.



3.8 – rasm.

Natijaviy A ham ω tezlik bilan aylanadi, chunki ikkala vektor ham bir xil burchak tezlik bilan aylangani uchun ular orasidagi burchak (fazalar farqi) $\varphi_2 - \varphi_1$ vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi. Bundan natijaviy tebranishning chastotasi ham ω ga teng ekanligi kelib chiqadi.

Binobarin, A_1 va A_2 larning X o'qidagi proeksiyalari x_1 va x_2 ham (3.7) dagi qonuniyatlar bo'yicha garmonik ravishda o'zgaradi. A vektorining moduli 3.5-rasmdagi parallellogrammga kosinuslar teoremasini qo'llab topiladi:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos[\pi - (\varphi_2 - \varphi_1)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3.13)$$

Natijaviy vektorning boshlang'ich fazasi OBD uchburchakdan topiladi:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{BD}{OD} = \frac{BC + DC}{OE + ED} = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}. \quad (3.14)$$

(3.10) va (3.11) formulalar natijaviy tebranma harakatning A ni va φ topishga hamda uning tenglamasini

$$x = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (3.15)$$

ko'rinishda yozishga imkon beradi. (3.13) tenglamani analiz qilib, bir tomonga yo'nalgan garmonik tebranishlarni qo'shishda quyidagi hollar mavjud bo'lishini ko'ramiz:

$$1) (\varphi_1 - \varphi_2) = 2n\pi \text{ bo'lsa, } A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2,$$

$A = A_1 + A_2$ bo'ladi, ya'ni amplituda oshadi.

$$2) \varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi \text{ bo'lsa, } A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 = (A_1 - A_2)^2,$$

$A = A_1 - A_2$ bo'ladi, ya'ni amplituda susayadi.

3) $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi$ bo'lib, $A_1 = A_2$ bo'lsa, $A = 0$ bo'ladi, ya'ni amplitudalar bir-birini to'liq so'ndiradi.

6. Agar $A_1 = A_2 = A$ bo'lib doiraviy chastotalari bir-biridan kam farq qilsa, bu tebranishlarning qo'shilishidan tepkili tebranish (titrash) (bienie) hosil bo'ladi. Bu tebranish garmonik bo'lmaydi, chunki u (3.11) tenglamaga mos kelmaydi. Biroq shartga ko'ra $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ekanligini nazarga olib, garmonik deyish

mumkin: uning doiraviy chastotasi $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, davri $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{4\pi}{\omega_1 + \omega_2}$ va

amplitudasi $A' = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t$ bo'ladi. Tenglamasi esa

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \text{ bo'ladi.}$$

Tepkili tebranishning A' si vaqt o'tishi bilan davriy ravishda juda sekin o'zgaradi. Amplituda tebranishlarining doiraviy chastotasi $\omega' = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ juda kichik,

shuning uchun $T' = \frac{2\pi}{\omega'} = \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2}$ juda katta bo'ladi. Ayrim vaqtlarda amplitudalar

qo'shilib $2A$ bo'lib kuchayib ketsa, ayrim vaqtda ular qarama-qarshi fazada uchrashib bir-birini to'la so'ndiradi.

2) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm \pi$ bo'lsa, u holda (3.14) ifoda (3.9 – rasm):

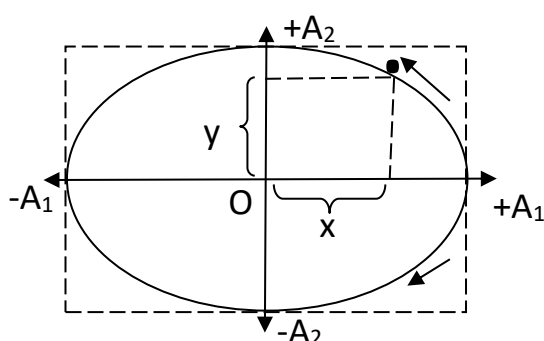
$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ yoki } \left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0 \text{ bunda } y = -\frac{A_2}{A_1} x. \quad (3.20)$$

$$3) \varphi_2 - \varphi_1 = \pm \frac{\pi}{2} \text{ bo'lsa, u holda (9.14) ifoda: } \frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1. \quad (3.21)$$

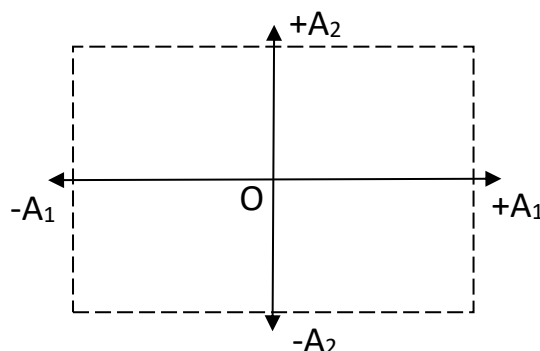
Bu ifoda yarim o'qlar (A_1 va A_2) OX va OY o'qlar bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir (3.10-rasm).

4) Agar $A_1 = A_2$ bo'lsa, $x^2 + y^2 = A^2 = R^2$ aylana tenglamasi hosil bo'ladi. Natijaviy traektoriya aylana bo'ladi.

8. Umumiy holda o'zaro tik tebranishlarni qo'shsak, ularning amplitudalari, boshlang'ich fazalari va chastotalariga qarab murakkab shakllar – Lissaju shakllari hosil bo'ladi. Bu holda chastotalari bir xil bo'lgan o'zaro tik tebranishlarni qo'shilishidan hosil bo'lgan natijaviy



3.11 – rasm



3.12 – rasm

tenglama: $x = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$, $y = A_2 \cos(2\omega t + \frac{\pi}{2})$. 3.11–rasmda $\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1}{2}$ va $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}$

bo'lgan holdagi eng sodda Lissaju shakllari keltirilgan. Nuqta X o'q bo'ylab bir chetki holatdan ikkinchi chetki holatga o'tgunga qadar ketgan vaqt ichida Y o'q bo'ylab no'l holatidan chiqib, bir chetki holatga so'ng ikkinchi chetki holatga borib yana no'l holatga qaytishga ulguradi.

To'lqin, nur, sferik va yassi to'lqinlar, to'lqin fronti, to'lqin uzunligi, to'lqin davri, to'lqin tezligi, to'lqin tenglamasi, fazaviy va gruppaviy tezlik.

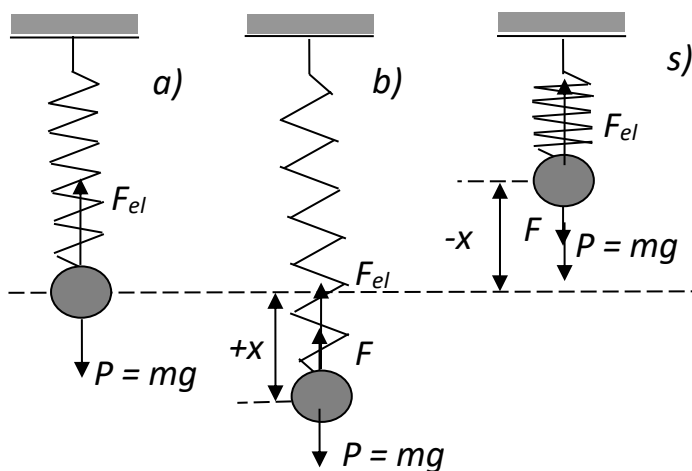
1. Mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmagan o'qqa nisbatan muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qila oladigan (qattiq)jislarga aytiladi. Mayatnikning turlari ko'p bo'lib, biz asosan matematik, fizik va prujinali mayatniklar bilan tanishib chiqamiz.

a) Prujinali mayatnik deb bir uchi mahkamlangan prujina va unga osilgan m massali yukdan iborat sistemaga aytiladi (3.13 - rasm).

Massasi m bo'lgan moddiy nuqta F natijaviy kuch ta'sirida a tezlanish bilan garmonik tebranish qiladi. N'yutonning II qonuniga asosan:

$F = ma$ ga teng, shuning uchun:

$$ma = -kx. \quad (3.22)$$



3.13 – rasm

Prujinali mayatnikning tebranish davri:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}, \quad (3.23)$$

b) Matematik mayatnik deb, cho'zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan massasi m bo'lgan moddiy nuqtadan iborat sistemaga aytiladi (3.13- rasm).

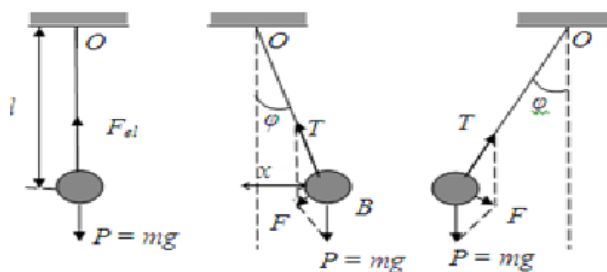
Mayatnikning sharchasiga ikkita kuch ta'sir qiladi: og'irlik kuchi $P=mg$ va ipning taranglik T kuchi. Muvozanat vaziyatda $P=T$ bo'ladi. Lekin, mayatnik biror kichik φ burchakka ($\varphi \approx 5^\circ \div 7^\circ$), og'ganda P va T bir to'g'ri chiziqli yotmaydi. U holda natijaviy F kuch $\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$ bo'ladi.

Og'irlik kuchining tashkil etuvchisi bo'lgan F kuchning qiymati (moduli):

$$F = -mg \sin \varphi. \quad (3.24)$$

«-» ishora F kuchi siljishga qarama-qarshi yo'nalgan ekanligini bildiradi.

Bu kuch ta'sirida sharcha l radiusli aylana yoyi bo'ylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi.



3.14-rasm

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega^2 \varphi = 0. \quad (3.25)$$

(3.25) ifoda matematik mayatnik tebranishining differensial tenglamasidir.

Bu tenglamaning echimi:

$$\varphi = A \sin(\omega t + \varphi_0) \text{ yoki } \varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (3.26)$$

ekanligi tabiiydir.

Kichik tebranishlarda matematik mayatnik muvozanat vaziyati atrofida

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (3.27)$$

doiraviy chastota bilan tebranma harakat qilar ekan. Matemanik mayatnikning tebranish davri:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (3.28)$$

(3.28)dan ko'rinadiki T mayatnik uzunligi l ga va g ga bog'liq bo'lib, tebranuvchi moddiy nuqta massasiga va tebranish amplitudasiga bog'liq emas.

Fizik mayatnik deb, inersiya markazi bilan ustma-ust tushmaydigan qo'zg'almas gorizantal o'q (nuqta) atrofida tebranma harakat qila oladigan qattiq (har qanday) jismga aytiladi (3.14-rasm).

Agar, osilish o'qidagi ishqalanish kuchini hisobga olmasak, $\vec{P}_t = -m\vec{g} \sin \varphi$ kuch ta'sirida tebranish sodir bo'ladi.

Manfiy ishora $\vec{P}_t$ kuchning chetlanishga ($\varphi \approx \sin \varphi$) ga qarama - qarshi yo'nalgan ekanligini bildiradi. $\vec{P}_t$ ta'sirida, mayatnikni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi

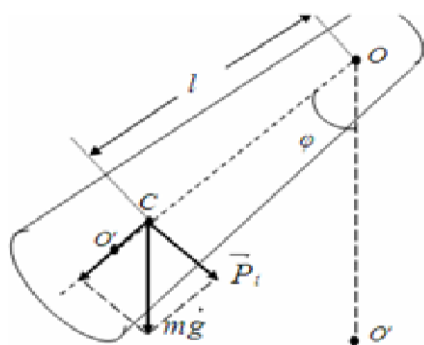
$$M = -mgl \sin \varphi. \quad (3.29)$$

ga teng kuch momenti vujudga keladi; bunda l - osilish o'qiga nisbatan tebranishlar kichik bo'lganligi uchun $\sin \varphi \approx \varphi$ deb olsak, fizik mayatnik tebranishining differensial tenglamasi:

$\vec{P}_t$ kuchning elkasi.

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega^2 \varphi = 0 \quad (3.30)$$

3.15-rasm



Bu yerda

$$\frac{mgl}{I} = \omega^2 \quad (3.31)$$

Ma'lumki, bu tenglamaning echimi $\varphi = A \sin(\omega t + \varphi_0)$ yoki $\varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0)$ dir. Fizik mayatnikning tebranishi davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad (3.32)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda $L = \frac{I}{ml}$ fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi

bo'lib, 3.15- rasmda ko'rsatilgan O va O' nuqtalar orasidagi uzunlikka teng. O' nuqta shunday hususiyatga egaki, agar O nuqtadagi o'qni OC chiziqning davomidagi O' nuqtaga ko'chirilsa, fizik mayatnik tebranish davri o'zgarmaydi. Fizik mayatnikning ham tebranish davri, mayatnikning massasiga va tebranish amplitudasiga bog'liq emasdir.

Har qanday real tebranishlarda, tebranishlarning energiyasi ishqalanish kuchlarini yengishi hamda tebranish sodir bo'layotgan muhitning qarshilik kuchlari (muhit zarrachalarini tebratish) ni engish uchun sarflanib boradi. Natijada tebranishlar so'nadi. Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan sistemalarni tashqi kuchlar ta'sirisiz, ichki kuchlar ta'siridagi tebranishlariga so'nuvchi (erkin) tebranishlar deb ataladi. Prujinali va matematik mayatniklarning tebranishlari so'nuvchi tebranishlarga misol bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, kichik tezliklar uchun muhitning qarshilik kuchi, shu jumladan ishqalanish kuchi ham, tezlikka mutanosib (proporsional) bo'lib, harakat yo'nalishiga nisbatan teskari yo'nalgan bo'ladi:

$$F_k = -r \dot{x} = -r \frac{dx}{dt}, \quad (3.33)$$

r – qarshilik koeffitsenti.

So'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.34)$$

Bunda, ω_0 - muhitning qarshiligi bo'lmagan holdagi tebranuvchi sistemaning xususiy tebranish chastotasi; β - so'nish koeffitsenti;

$$\beta = \frac{r}{2m}, \quad (3.35)$$

tenglamaning echimi $\beta < \omega_0$ bo'lgan hollarda

$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_s t + \varphi_0)$, yoki $x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega_s t + \varphi_0)$ ko'rinishda bo'ladi. Bu yerda ω_s - so'nuvchi tebranishlar chastotasi bo'lib, uning qiymati

$$\omega_c = \sqrt{\frac{\kappa}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (3.36)$$

munosabatdan aniqlanadi. (3.36) ga binoan so'nuvchan tebranishning davri:

$$T_c = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (3.37)$$

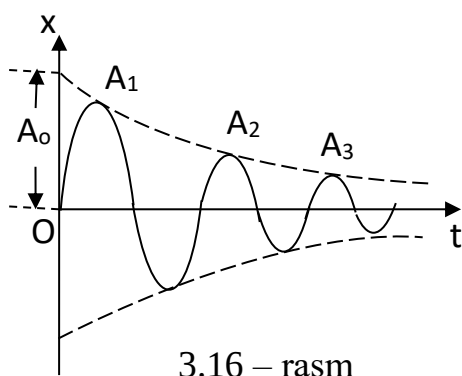
β - ni ortishi bilan T_s - ortadi (chastota kamayadi).

Agar $\beta=0$ bo'lsa,

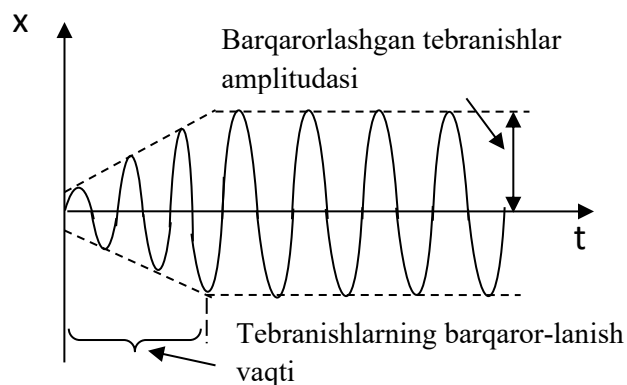
$$T_c = T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\kappa}{m}}} = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (3.38)$$

(8.17) ifodadan so'nuvchi tebranishlarning amplitudasini quyidagiga teng ekanligi ko'rinib turibdi:

$$A = A_0 e^{-\beta t}. \quad (3.39)$$



3.16 – rasm



3.17- rasm

Demak, vaqt o'tishi bilan siljish (3.37) formula asosida va amplituda (3.38) ifoda asosida eksponensial kamayishi ko'rinib turibdi. Bu bog'lanishning grafigi 3.16-rasmda keltirilgan.

So'nuvchi tebranish qilayotgan moddiy nuqtaning ketma-ket amplitudalarining qiymatlari

A_0 ; $A_1 = A_0 e^{-\beta T}$; $A_2 = A_0 e^{-2\beta T}$. $A_n = A_0 e^{-n\beta T}$ qatorni tashkil qiladi. Umuman, so'nuvchi tebranishda bir-biridan tebranish davri T ga farq qiluvchi ikkita ketma-ket amplitudalar nisbati:

$$\frac{A_t}{A_{t+T}} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} = \text{const}. \quad (3.40)$$

Ikki ketma-ket amplitudalar nisbati natural logarifmining moduliga so'nishning logarifmik koeffisienti deb ataladi:

$$\delta = \left| \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c. \quad (3.41)$$

δ - kattalik odatda tebranishlarning so'nishini xarakterlash uchun ishlatiladi.

$$\text{ifoda} \quad \frac{A_o}{A} = e^{\frac{t}{T}\delta} = e^{\frac{\tau}{T}\delta} = e^{N_e\delta} \quad (3.42)$$

Majburiy tebranishlar (so'ngmas) katta amaliy ahamiyatga egadir. Tashqi davriy ravishda o'zgarib turadigan kuchlar ta'sirida vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi. Ichki yonuv dvigateli porshenlarining harakati, tikuv mashinasi ignasining harakati va shunga o'xshash tebranishlar majburiy tebranishlarga misol bo'ladi. Tashqi davriy ravishda o'zgaruvchi kuchga, majbur etuvchi kuch deyiladi. Bu kuchning bajargan ishi, tebranuvchi sistemaning, muhit qarshiligini yengishga sarflagan energiya kamayuvini to'ldirishga sarflanadi.

Tebranayotgan jismga qo'yilgan bo'lib, doimo muvozanat vaziyati tomon yo'nalgan, muvozanat vaziyatda nolga teng bo'lgan va muvozanat vaziyatdan boshlab siljishiga mutanosib oshadigan kuchga qaytaruvchi kuch deyiladi. Jism muvozanat vaziyatdan o'tgan vaqtda qaytaruvchi kuch rolini, mexanik tebranishlarda, ko'pincha, elastiklik kuchi bajaradi. Faraz qilaylik m - massali moddiy nuqtaga garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchi $F_m = F_o \cos \omega_m t$ majbur etuvchi kuch ta'sir etsin. U holda dinamikaning II qonuniga asosan, moddiy nuqtaning harakat tenglamasi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa x - r \frac{dx}{dt} + F_m,$$

yoki

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \kappa x + r \frac{dx}{dt} = F_o \cos \omega_m t.$$

ko'rinishida bo'ladi. Bu tenglamani $\beta = \frac{r}{2m}$, $\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$ va $f_0 = \frac{F_o}{m}$ lardan foydalanib quyidagicha yozish ham mumkin:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x + 2\beta \frac{dx}{dt} = f_0 \cos \omega_m t. \quad (3.43)$$

(3.43) lar majburiy tebranishlarning deferensial tenglamalaridir. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, bunday tenglamani umumiy echimi (x), uning o'ng tomoni nolga teng bo'lgandagi, ya'ni

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.44)$$

ning umumiy echimi (x_1) bilan (3.44) tenglamaning xususiy yechimi (x_2) ning yig'indisi tarzida bo'ladi:

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t). \quad (3.45)$$

Bundagi $x_1(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ bo'lib, sistemani xususiy tebranishlarini ifodalaydi va yetarlicha katta vaqt oralig'ida xususiy tebranishlar amalda butunlay so'nib bo'ladi, shuning uchun $x_1(t) = 0$ bo'ladi. $x_2(t)$ sistemani majburiy tebranishlarini ifodalaydi. F_m ta'sir eta boshlagan dastlabki paytda xususiy (so'nuvchi) tebranishlar vujudga kelib, majburiy tebranishlarning barqarorlanish vaqti davomida eksponensial qonun bo'yicha tezgina so'nib bo'ladi (3.17-rasm).

Bir qator matematik amallar bajarib (3.40) tenglamani izlanayotgan xususiy yechimi

$$x_2(t) = x = A_m \cos(\omega_m t + \alpha) \quad (3.46)$$

ekanligini topamiz. A_m -majburiy tebranishlarning amplitudasi, uning qiymati

$$A_m = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega_m^2)^2 + 4\beta^2 \omega_m^2}} \quad (3.47)$$

formula bilan hisoblanadi.

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta \omega_m}{\omega_0^2 - \omega_m^2} \quad (3.48)$$

bo'lganligidan

$$\alpha = -\operatorname{arctg} \frac{2\beta \omega_m}{\omega_0^2 - \omega_m^2}. \quad (3.49)$$

α - majburiy tebranishlarning boshlang'ich fazasi. (3.49) ga A_m va α ni qiymatlarini qo'ysak, bir jinsli bo'lmagan (3.50) tenglamaning xususiy yechimini topamiz:

$$x = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_m^2)^2 + 4\beta^2 \omega_m^2}} \cos(\omega_m t - \arctg \frac{2\beta \omega_m}{\omega_0^2 - \omega_m^2}). \quad (3.50)$$

(3.50) ifoda, barqaror majburiy tebranishlarni ifodalaydi.

A_m ni ω_m ga bog'liqligi shunga olib keladiki, berilgan sistema uchun aniq biror chastotada $A_m = A_{max}$ ga teng bo'ladi. Tebranuvchi sistemalar ayniqsa shunday chastotali majbur etuvchi kuchning ta'siriga beriluvchan bo'lar ekan.

Tashqi kuchning o'zgarish chastotasi sistemaning xususiy tebranish chastotasiga, yaqinlashganda majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketish hodisasiga rezonans deb ataladi. Bu paytdagi chastotaga rezonans chastotasi deyiladi. Rezonans chastotasini aniqlash uchun (3.50) ifodani maxraji eng kichik qiymatga erishishi lozim. Buning uchun ildiz ostidagi ifodani hosilasi nolga teng bo'lishi kerak

$$\left[(\omega_0^2 - \omega_m^2)^2 + 4\beta^2 \omega_m^2 \right] = -2(\omega_0^2 - \omega_m^2)2\omega_m + 8\beta^2 = -4(\omega_0^2 - \omega_m^2) + 8\beta^2 = 0.$$

Bundan:

$$\omega_m = \omega_{pez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (3.51)$$

(3.51) dan $\beta \approx 0$ bo'lganda $\omega_{pez} = \omega_0$ bo'lib, $A \rightarrow \infty$ ya'ni rezonans hodisasi ro'y berishligi kelib chiqadi. Bu paytdagi amplitudani rezonans A_{rez} amplitudasi deyiladi va natijaviy amplituda quyidagiga teng bo'ladi:

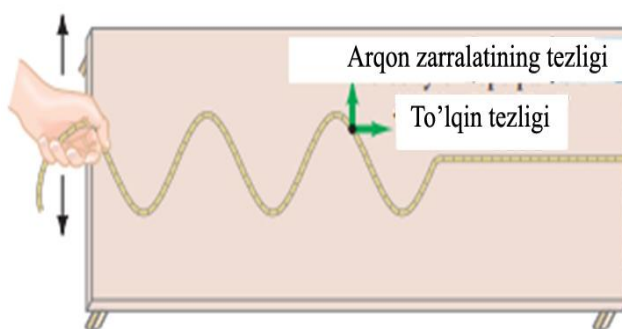
$$A_{pez} = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (3.52)$$

β ning noldan farqli qiymatlarida amplituda hech qachon cheksiz katta bo'la olmaydi va ω_0 dan kichik bo'lgan ω_{pez} larda maksimumga erishadi.

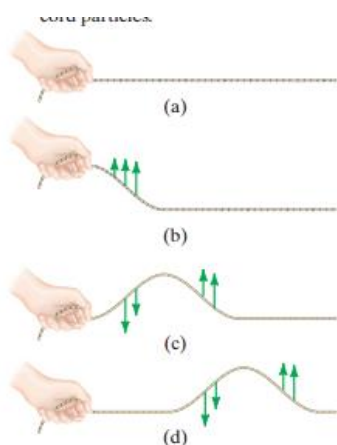
To'lqinning tarqalishi

Ko'lga tashlangan tosh ko'l yuzida aylanma to'lqinlarni yuzaga keltiradi (3.18-rasm). Agar stol ustiga yotqizilgan shurning uchidan yuqoriga va pastga siltansa, u holda shnur bo'ylab to'lqinlar tarqaladi (3.18-rasm). Suv sirtidagi to'lqinlar hamda shnur bo'ylab tarqaladigan to'lqinlar – bu to'lqin harakatga ikkita

yaqqol misol bo‘ladi. Shuningdek tovush ham to‘lqin tarzida tarqaladi, yorug‘lik ham elektromagnit to‘lqindir.



3.18-rasm. Arqonda yoki torda to‘lqinning tarqalishi. To‘lqin arqon bo‘ylab tarqaladi. Arqonning zarralari esa muvozanat vaziyati atrofida tebranadilar.



3.19-rasm. To‘lqin impulsarlari arqonning bir uchini qo‘l bilan yuqoriga va pastga siltash orqali yuzaga keltiriladi. Arqon zarralarining

qo‘limizni yuqoriga va pastga keskin harakat qildirib yuzaga keltirishimiz mumkin (3.19-rasm). Shurning bir uchini yuqoriga tortganimizda, shurning oxirgi qismi qo‘shni qismlar bilan tutash bo‘lganligi sababli, ularga ham yuqoriga ta’sir qiluvchi kuch uzatiladi, va ular ham yuqoriga harakatlana boshlaydi. Shurning qismlari birin-ketin yuqoriga ko‘tariladi va to‘lqinning

tezligi strelkalar bilan ko'rsatilgan.

“o'rkachi” shnur bo'ylab tashqariga harakatlanadi.

Siz qirg'oqqa kelib urilayotgan to'lqinlarni kuzatganingizda “To'lqinlar suvni qirg'oq tomonga orlib keladimi?” degan savolni bergan bo'lishingiz mumkin. Yo'q, amalda to'lqinlar o'zi tarqaladigan moddani tashimaydilar. Demak, suv sirtida tarqaluvchi to'lqinlar tezlikka ega bo'ladi. Biroq bunda suvning har bir zarrasi faqatgina muvozanat vaziyatiga nisbatan tebranadi. Buni hovuz sirtida suzib yurgan barglarda ko'rish mumkin. Barglar to'lqin bilan birga oldinga suzmaydilar, ular shunchaki yuqoriga va pastga tebranadi; suv ham xuddi shunday harakat qiladi.

To'lqinlar muhit orqali uzoq masofaga tarqalishi mumkin, biroq muhitning o'zi (suv, shnur) cheklangan harakat qiladi. Shunday qilib, to'lqinning o'zi moddiy jism bo'lmasa ham, u faqatgina moddiy muhitda (modda) tarqala oladi. To'lqin tarqalish vaqtida moddani tashib o'tmaydigan tebranishlardan iborat¹.

To'lqinlar fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga energiya tashiydilar. Suv sirtida to'lqin suvga tashlangan tosh g'isobiga yoki ochiq dengizdagi shamolning shiddati hisobiga energiya oladi. 3.19-rasmda shurni siltayotgan qo'l unga energiya beradi va bu energiya shurning boshqa uchiga ham uzatilishi mumkin. To'lqin harakatning barcha turlarida energiya tashiladi¹.

To'lqin qanday hosil qilinishi va uning tarqalishi nimaning hisobiga yuz berishini qarab chiqamiz. Dastlab alohida (yakkalangan) to'lqin “vсплеск” ni yoki impulsni qarab chiqamiz. Shu nurda yakkalangan to'lqin impulsini Shu bilan bir

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

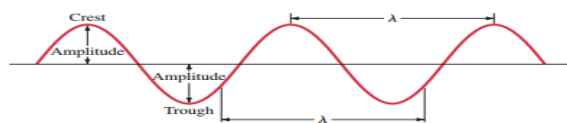
paytda shurning uchini tutib turgan qo'l dastlabki holatga pastga tushadi va shurning harakatlanishning yuqori nuqtasiga kelgan qismlari xuddi o'sha ketma-ketlikda orqaga qaytadi. Shunday qilib g'alayonlanish tarqalayotgan to'lqin impulsining manbai hisoblanadi, uning tarqalishi esa shurning qo'shni qismlari o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlari sababli yuzaga keladi. Boshqa muhitlarda ham to'lqinlar xuddi shunday yo'l bilan yuzaga keltiriladi va tarqaladi. Okean tubida zilzila yuz berganida, sunami vaqtida dengizda yoki okeanda toshqinlarning yuzaga kelishi to'lqin impulsiga dramatik misol bo'ladi. Eshik taqillaganida ham quloqlarimiz to'lqin impulsini eshitadi¹.

Paydo bo'lishi 3.19-rasmda keltirilgan *uzluksiz* yoki *davriy* to'lqinning manbai uzluksiz ta'sir qiluvchi tebrantiruvchi kuch o'zgarishi hisoblanadi, va shunday qilib, *tebranishlar* to'lqin manbai hisoblanadi. Suv sirtiga joylashtirilgan har qanday tebranuvchi jism, shu jumladan qo'l bilan ham tebranishlarni yuzaga keltirish mumkin. SHamol yoki suvga tashlangan buyum (tosh, tennis to'pi) bilan qo'zg'atilgan suvning o'zi ham to'lqin manbai bo'lishi mumkin. Vibratsiyalovchi kamerton yoki nog'oraning "terisi" havoda tovush to'lqinlarini yuzaga keltiradi; quyida biz tebranuvchi elektr zaryadlari yorug'lik to'lqinlarini yuzaga keltirishini ko'ramiz. Umuman, har qanday tebranuvchi buyum to'lqinlarni yuzaga keltiradi¹.

Shunday qilib, har qanday to'lqinning manbai tebranish bo'lib, u manbadan to'lqin ko'rinishida tarqaladi. Agar manba garmonik tebranib, sinusoidal harakatlansa, u holda to'lqin ham absolyut elastik muhitda, ham fazoda, ham vaqtda sinusoida shakliga ega bo'ladi. Fazoda: agar to'lqin harakatini vaqtning biror momentida oniy fotosurati olinsa, u holda to'lqin sinus funksiyasi yoki kosinus funksiyasi shaklida bo'ladi. Vaqtda: agar muhitning harakatini biror bir joyda uzoq vaqt davomida qaralsa (masalan, kemalar bog'lab qo'yiladigan doy (pirs)da ikkita yonma-yon joylashgan qoziqlar o'rtasidagi suv sirtini kuzata turib), u holda suvning shu uncha katta bo'lmagan qismi yuqoriga va pastga harakatlanib,

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

vaqtning sinusoidal funksiyasi bilan tavsiflanadigan garmonik tebranishini ko‘rishimiz mumkin¹.



3.20-rasm. Davriy to‘lqinni xarakaterlovchi kattaliklar.

3.20-rasmda davriy sinusoidal to‘lqinni xarakterlash uchun foydalaniladigan asosiy parametrlar ko‘rsatilgan. To‘lqin harakatining yuqori nuqtalari o‘rkachi, quyisi esa –

cho‘kish deb ataladi. Amplituda – bu nolinch sathga (yoki muvozanat vaziyatiga) nisbatan o‘rkachning maksimal balandligi yoki cho‘kishining chuqurligi; tebranishning o‘rkachdan cho‘kishigacha bo‘lgan to‘liq masofasi $2A$ (ikkilangan amplituda)ga teng. Ikkita qo‘shni o‘rkachlar o‘rtasidagi masofa to‘lqin uzunligi λ (grekcha yozma lyambda) deyiladi. To‘lqin uzunligi ham to‘lqinning *istalgan* ikkita ketma-ket bir xil balandlikdagi nuqtasi orasidagi masofaga teng. Chastota f - bu birlik vaqt ichida berilgan nuqtadan o‘tadigan o‘rkachlar soni yoki to‘liq tebranishlar soni. Davr T , tabiiyki, $1/f$ ga, ya’ni ikkita ketma-ket nuqtalar orasidagi masofaga teng¹.

To‘lqin tezligi ϑ deb to‘lqinning o‘rkachi ko‘chadigan tezlikka aytiladi. (to‘lqin tezligini muhit zarralarining tezligi bilan almashtirib yubormaslik lozim. Masalan, 3.20-rasmda arqon bo‘ylab tarqaluvchi to‘lqinning tezligi arqon bo‘ylab yo‘nalgan, shu bilan bir vaqtda zarralarning tezligi esa unga perpendikulyar yo‘nalgan.) T vaqt ichida to‘lqinning o‘rkachi to‘lqin uzunligi λ ga teng masofani bosib o‘tishi sababli, to‘lqin uzunligi quyidagicha aniqlanadi: $\vartheta = \lambda / t$. Bundan $1/T$ ekanligi sababli,

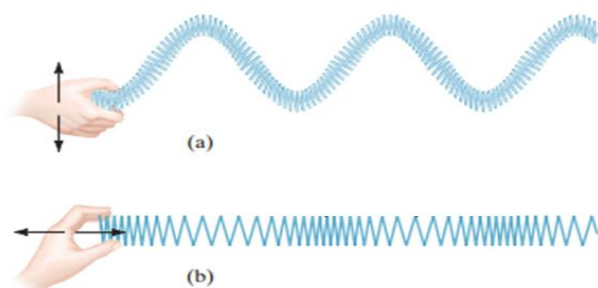
$$\vartheta = \lambda f \quad (3.53)$$

Aytaylik, masalan, to‘lqin uzunligi 5 m ga, chastotasi esa 3 Gs ga teng. Bunda berilgan nuqta orqali bir-biridan 5 m ga ortda qoladigan uchta to‘lqin o‘rkachi

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

o'tadi; birinchi o'rkach (yoki boshqa ixtiyoriy nuqta) 1 sekundda 15 metrga ko'chadi. Demak, to'lqinning tezligi 15 m/s ga teng¹.

To'lqin tiplari va ularning tarqalishi. Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar



3.21-rasm. (a) Ko'ndalang to'lqin; (b)

Bo'ylama to'lqin

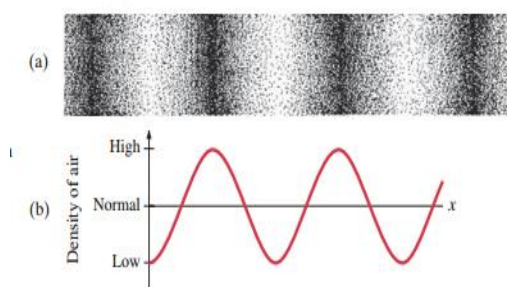
Biz to'lqinlar katta masofalarga tarqalishi mumkinligini, muhitning zarralari esa faqatgina fazoning cheklangan sohasida tebranishi mumkinligini aytib o'tgan edik.

To'lqin arqon bo'ylab, aytaylik, chap tomonga harakatlanganda arqonning

qismlari yuqoriga va pastga, ya'ni to'lqinning harakatiga perpendikulyar (ya'ni ko'ndalang) yo'nalishda harakatlanadi. Bunday to'lqin ko'ndalang to'lqin deb ataladi. To'lqinning boshqa tipi, bo'ylama to'lqin ham mavjud. Bo'ylama to'lqinda muhitning zarralari to'lqin tarqalishi yo'nalishida tebranadi. Yumshoq cho'zilgan prujinani 3.21-rasmda ko'rsatilgandek siqib yoki cho'zib oson kuzatish mumkin. Prujina bo'ylab sisiqlish va cho'zilish sohalari ko'chadi. Siqilish sohalari – bu prujinaning cho'lg'amlari bir-biriga yaqinlashadigan, cho'zilish sohalari esa – ular bir-biridan uzoqlashadigan sohadir¹.

Xuddi ko'ndalang to'lqinlardagi kabi, muhitning bo'ylama to'lqin tarqalayotgan har bir qismi juda kichik qamrovli tebranishlarni yuzaga keltiradi. Lekin shu bilan birga to'lqinning o'zi juda uzoq masofalarga tarqalishi mumkin. Bo'ylama to'lqin ham to'lqin uzunligi, chastota va tezlik kabi tushunchalar qo'llaniladi. To'lqin uzunligi – bu ikkita qo'shni siqilish (cho'zilish) sohasi orasidagi masofa, chastota esa – bu berilgan nuqta orqali vaqt birligi ichida o'tadigan siqilishlar soni. To'lqin tezligi – bu siqilish (cho'zilish) sohasining harakat tezligi; u to'lqin uzunligining chastotaga ko'paytmasiga teng, $v = \lambda f$.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.



3.22-rasm. (a) havoda bo‘ylama to‘lqinlarning tarqalishi, (b) vaqtning berilgan momentida grafik tasvirlanishi.

Bo‘ylama to‘lqinni havo molekulari (yoki prujina cho‘lg‘amlari soni) zichligining koordinataga bog‘liqlik grafigi ko‘rinishida 3.22-rasmdagidek tasvirlash mumkin. Bunday grafik tasvirlash muhitda yuz berayotgan hodisani yaqqol namoyish qilishi sababli, biz undan tez-tez foydalanamiz. 3.22.b-rasmdagi bog‘lanish ko‘ndalang to‘lqinga juda o‘xshashligiga e’tibor qarating.

Ko‘ndalang to‘lqinlarning tezligi

To‘lqinning tezligi u tarqalayotgan muhitning xossalariga bog‘liq. Tarang tortilgan arqonda yoki torda ko‘ndalang to‘lqinning tarqalish tezligi, masalan, arqonning tezligiga, F_T , hamda arqonning birlik uzunligiga to‘g‘ri keladigan massasiga μ (Grekcha kichkina myu harfi) bog‘liq bo‘ladi. Agar arqonning m - massasi, l - uzunligi bo‘lsa, u holda $\mu = m/l$ bo‘ladi. Kichik amplitudali to‘lqinlar uchun to‘lqin tezligi:

$$g = \sqrt{\frac{F_T}{\mu}} \quad [\text{arqonda ko‘ndalang to‘lqinlar}] \quad (3.54)$$

Bu formula sifat jihatidan Nyuton mexanikasining ma’nosini anglatadi. Ya’ni biz taranglik kuchi kasrning suratida, birlik uzunlikdagi massa esa maxrajida ekanligini aniqladik. Nima uchun? Chunki taranglik katta bo‘lganda biz tezlik arqonning har bir segmentida ortib borishini kuzatamiz. Shuningdek, birlik uzunlikdagi massa qancha katta bo‘lsa, arqonning inertligi shuncha katta bo‘ladi va to‘lqin shuncha sekin tarqalishini ko‘rishimiz mumkin¹.

Bo‘ylama to‘lqinning tezligi

Bo‘ylama to‘lqinning tezligi ham arqonda tarqalayotgan ko‘ndalang to‘lqin tezligiga o‘xshash, ya’ni

$$g = \sqrt{\frac{\text{elastiklik kuchi}}{\text{inersiya}}}.$$

To‘lqin uzun qattiq sterjenda pastga tomon tarqalganda zarralarning tezligi

$$g = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \text{ [uzun arqonda tarqalayotgan bo‘ylama to‘lqin] } \quad (3.55.a)$$

bu erda E - materialning elastiklik modlui , va ρ - uning zichligi.

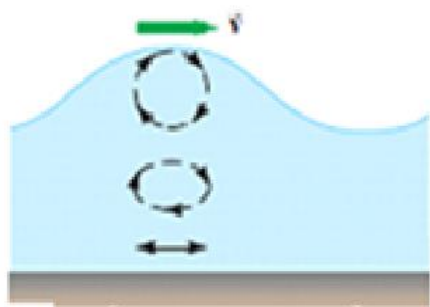
Suyuqlik yoki gazda tarqalayotgan bo‘ylama to‘lqin uchun

$$g = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (3.55.b)$$

bu erda B - ajratib olingan qismning hajmi (9-5 kesma) va ρ – uning zichligi¹.

Boshqa to‘lqinlar

Er qimirlashlari qo‘zg‘atuvchi rolini bajaradi va bunda Er qatlamlarida ham



3.23-rasm Uncha katta bo‘lmagan suv to‘lqini, ko‘ndalang va bo‘ylama to‘lqinning birgalikda tarqalishiga misol bo‘ladi.



3.24-rasm Suv to‘lqinining shiddat bilan harakatlanishi. Yashil strelkalar suv molekulalarinig o‘sha joydagi tezligini ko‘rsatadi.

S-to‘lqinlar deb ataluvchi ko‘ndalang to‘lqinlar, ham P- to‘lqinlar debataluvchi bo‘ylama to‘lqinlar tarqaladi. Qattiq jismda ham ko‘ndalang, ham bo‘ylama to‘lqinlar mavjud bo‘lishi mumkin, chunki atomlar o‘z muvozanat vaziyatiga nisbatan ixtiyoriy yo‘nalishda tebranishlari mumkin. Biroq ssuyuqlik yoki gazlarda faqatgina bo‘ylama to‘lqinlar tarqaladi, chunki bunday muhitlarning oquvchanligi tufayli zarralarga ko‘ndalang yo‘nalishda qaytaruvchi kuch ta’sir qilmaydi. Bu xossa geofiziklarga Erning suyuq yadrosi mavjudligi haqida xulosa chiqarishga

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

yordam berdi, chunki Yer qa'rida diametral yo'nalishda faqat bo'ylama to'lqinlar tarqalishi, ko'ndalang to'lqinlar hech qachon qayd etilmasligi aniqlangan. Buni faqatgina Erda suyuq (eritilgan) yadro mavjudligi bilan tushuntirish mumkin. Yana *sirt to'lqinlari* deb ataluvchi uchinchi tur to'lqinlar mavjud, ular ikki muhit chegarasida tarqaladi. Suvdagi to'lqinlar – ikki muxit, ya'ni suv bilan havo chegarasida tarqaluvchi sirt to'lqinlariga misol bo'la oladi. Agar to'lqin uzunligi suv havzasining chuqurligidan kichik bo'lsa, u holda suvning har bir zarrasi uning sirtida ellips bo'ylab tarqaladi (3.23-rasm), ya'ni ko'ndalang va bo'ylama yo'nalishdagi tebranishlar kombinatsiyasidapn iborat bo'ladi. Sirt tagida (biroq unga yaqinroq joyda) zarralarning harakati ham bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlardan (elliptik harakat) iborat bo'ladi, tubida esa ko'pincha bo'ylama to'lqin kuzatiladi. Er qimirlashida er qobig'ida sirt to'lqinlari ham yuzaga keladi, asosan aynan ularning ta'sirida er qimirlashidagi vayronagarchiliklar sodir etiladi¹.

To'g'ri chiziqli bo'ylab tarqaladigan to'lqinlar (masalan, tarang tortilgan arqon bo'ylab tarqalatgan ko'ndalang to'lqinlar yoki suyuqlik (gaz) bilan to'ldirilgan qattiq sterjen yoki truba bo'ylab tarqaladigan bo'ylama to'lqinlar) *chiziqli yoki bir o'lchamli to'lqinlar* deb ataladi. Suv sirtidagi kabi sirt to'lqinlari (3.24-rasm) ikki o'lchamli to'lqinlar hisoblanadi. Vanihoyat, manbadan barcha yo'nalishlarda tarqaladigan to'lqinlar (masalan, ovoz kuchaytirgichdan chiqadigan tovush, yoki er qimirlashida yuzaga keladigan Yer qatlamlaridagi to'lqinlar) uch o'lchamli to'lqinlar hisoblanadi¹.

To'lqinlar orqali tashiladigan energiya

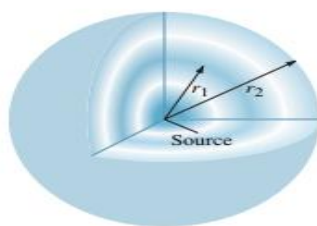
To'lqinlar bir joydan boshqa joyga energiya tashi ydilar. To'lqinlar muhitda tarqalaganda energiya bir zarradan boshqa zarraga tebranishlar energiyasi ko'rinishida uzatiladi. f chastotali sinusoidal to'lqinda zarralar garmonik

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

tebranadilar, chunki har bir zarra $E = \frac{1}{2}kA^2$ energiyaga ega bo‘ladi, bu erda A – ko‘ndalang yoki bo‘ylama to‘lqindagi tebranishlar amplitudasi.

$$I = \frac{\text{energiya/vaqt}}{\text{yuza}} = \frac{\text{quvvat}}{\text{yuza}}$$

Intensivlikning xalqaro birliklar tizimidagi birligi vatt taqsim kvadrat metr (W/m^2). Energiya to‘lqin amplitudasining kvadratiga proporsional ekanligi sababli



3.25-rasm. Manbadan tashqariga tarqalayotgan uch o‘lchamli sferik to‘lqin.

r_1 va r_2 radiusli ikkita to‘lqin o‘rkachi (yoki siqilishi) ko‘rsatilgan.

intensivlik:

$$I \propto A^2 \quad (3.56)$$

Agar to‘lqin manbadan hamma tomonga bir xilda tarqalsa, u holda bu uch o‘lchamli to‘lqin hisoblanandi. Masalan, ochiq havoda to‘lqinning tarqalishi, seysmik to‘lqinlar va yorug‘lik to‘lqini. Agar muhit izotrop (hamma yo‘nalishlarda bir xil) bo‘lsa, to‘lqin sferik to‘lqin bo‘ladi (3.25-rasm). To‘lqin tarqalganda energiya tashiydi va tobora ko‘proq yuzani egallay boshlaydi, chunki r radiusli sfera sirtining yuzasi $4\pi r^2$ ga teng. Shunday qilib sferik to‘lqin intensivligi quyidagiga teng:

$$I = \frac{\text{quvvat}}{\text{yuza}} = \frac{P}{4\pi r^2} \quad [\text{sferik to‘lqin}] \quad (3.57a)$$

Agar manbadan chiqadigan P quvvat o‘zgarmas bo‘lsa, u holda intensivlik manbagacha masofaning kvadratiga teskari proporsional tarzda kamayadi¹:

$$I \propto \frac{1}{r^2} \quad [\text{sferik to‘lqin}] \quad (3.58b)$$

Buni ko‘pincha teskari kvadratlar qonuni yoki “bir taqsim r^2 qonuni” deyiladi. Agar 3.25-rasmda ko‘rsatilgandek, manbadan r_1 va r_2 masofada joylashgan ikkita nuqtani qaraydigan bo‘lsak, u holda $I_1 = P/4\pi r_1^2$ va $I_2 = P/4\pi r_2^2$ bo‘ladi, demak

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad [\text{sferik to‘lqin}] \quad (3.58.c)$$

Masalan, masofa ikki marta ortganda ($r_2/r_1 = 2$), intensivlik avvalgi qiymatdan $\frac{1}{4}$

marta kamayadi: $I_2/I_1 = \left(\frac{1}{2}\right)^2 = \frac{1}{4}$.

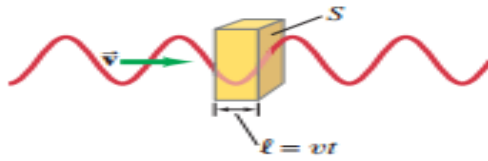
Masofa ortishi bilan to‘lqin amplitudasi ham kamayadi, chunki intensivlik amplitudaning kvadratiga to‘g‘ri proporsional (3.57 tenglama), amplituda $A \propto 1/r$ kabi kamayishi kerak, $I \propto A^2$ ekanligi sababli $1/r^2$ ga proporsional bo‘ladi (3.58.b tenglamadagi kabi)¹.

Bir o‘lchamli to‘lqinda bir oz boshqacharoq (masalan, tarang tortilgan arqonda tarqaladigan ko‘ndalang to‘lqin yoki bir jinsli metall sterjenda tarqaladigan bo‘ylama to‘lqin). Bu erda A yuza o‘zgarmaydi, va shuning uchun D_m amplituda ham o‘zgarmaydi; shunday qilib masofa ortishi bilan to‘lqin amplitudasi ham, intensivligi ham kamaymaydi¹.

Biroq, amalda ishqalanish, hamda tebranish energiyasining bir qismi issiqlik energiyasiga aylanishi sababli har doim so‘nish mavjud bo‘ladi. Bir o‘lchamli to‘lqinda amplituda va intensivlik manbadan uzoqlashgan sari kamayib boradi. Mos ravishda uch o‘lchamli to‘lqin uchun ham amplitudaning kamayishi yuqorida topilganidan ko‘proq bo‘ladi¹.

Amplituda va chastota orasidagi bog‘lanish

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.



3.26-rasm. ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan to‘lqin tashiydigan energiyani hisoblash.

Chastotasi f bo‘lgan sinusoidal to‘lqinni olish uchun zarralar garmonik tebranadi va to‘lqin tarqaladi, shuning uchun ham har bir zarra $E = \frac{1}{2}kA^2$ energiyaga ega bo‘ladi, bu erda A uning tarqalish amplitudasi. 3.58a tenglamadan foydalanib, biz k ni chastota atamalarida yozishimiz mumkin: $k = 4\pi^2mf^2$, bu erda m - muhit zarralarining (yoki kichik hajmning) massasi. U holda

$$E = \frac{1}{2}kA^2 = 2\pi^2mf^2A^2.$$

Massa $m = \rho V$ ga teng, bu erda ρ - muhitning zichligi va V - 3.26-rasmda ko‘rsatilgadek, muhitning kichik qatlamining hajmi. Hajm $V = Sl$ ga teng, bu erda S - to‘lqin o‘tadigan sirtning ko‘ndalang kesim yuzasi. (Biz havo uchun S ning o‘rniga A ni qo‘yamiz, chunki amplitudani A bilan belgilaymiz). To‘lqin t vaqt ichida o‘tadigan masofani l bilan belgilashimiz mumkin, u holda $l = \vartheta t$, bu erda ϑ - to‘lqin tarqalish tezligi. U holda $m = \rho V = \rho Sl = \rho S \vartheta t$ va

$$E = 2\pi^2\rho S \vartheta t f^2 A^2 \quad (3.59.a)$$

Bu tenglamadan biz yana muhim natijani ko‘rishimiz mumkin, to‘lqin tashiydigan energiya amplitudaning kvadratiga to‘g‘ri proporsional ekan. To‘lqin tashiydigan o‘rtacha quvvat $\bar{P} = E/t$, demak

$$\bar{P} = \frac{E}{t} = 2\pi^2\rho S \vartheta t f^2 A^2 \quad (3.59.b)$$

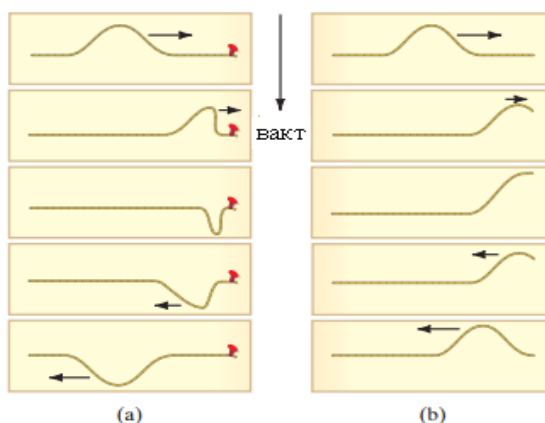
Vanihoyat, to‘lqin intensivligi I deb energiya oqimiga perpendikulyar bo‘lgan birlik yuzadan o‘tadigan o‘rtacha quvvatga aytiladi:

$$I = \frac{\bar{P}}{S} = 2\pi^2\rho \vartheta t f^2 A^2 \quad (3.60)$$

Bu munosabat to‘lqin intensivligi ixtiyoriy nuqtadagi to‘lqin amplitudasi A ning kvadratiga hamda chastota f kvadratiga to‘g‘ri proporsionalligini ko‘rsatadi¹.

To‘lqinlarning qaytishi va sinishi

To‘lqin to‘siqqa tushganda yoki o‘zi tarqalayotgan muhit chegarasiga etganda qaytadi (hech bo‘lmaganda qisman). Dengizda qoyadan yoki suzish basseyning bortidan to‘lqinlarning qaytishini kuzatgan bo‘lsangiz kerak. Bunda aks-sadoni – uzoqdagi to‘siqdan qaytgan tovushni eshitgan bo‘lishingiz mumkin.



3.27-rasm. Stol ustida yotgan arqon bo‘ylab tarqaladigan to‘lqin impulsining qaytishi. (Vaqtning ortishi pastga yo‘nalgan.) (a) arqonning oxiri mustahkamlangan. (b) arqonning oxiri erkin harakatlanadi.

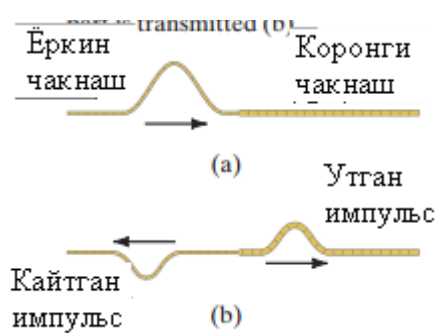
3.27-rasmda arqon bo‘ylab yuguruvchi to‘lqin impulsining qaytishi ko‘rsatilgan. Bu tajribani o‘zingiz bajarib ko‘ring, agar arqonning oxiri mustahkamlangan bo‘lsa qaytgan impuls ag‘darilishiga, (3.27.a-rasm), va uning uchi mustahkamlanmagan bo‘lsa (3.27b-rasm) – ag‘darilmasligiga ishonch hosil qilasiz. Agar arqonning uchi bior-bir asosga mustahkamlangan bo‘lsa (3.27.a-rasm), oxirigacha etib borgan impuls asosga yuqoriga yo‘nalgan kuch bilan ta’sir qiladi. Nyutonning uchinchi qonuniga asosan asos arqonga kattaligi jihatidan teng va yo‘nalishi jihatidan qarama-qarshi kuch bilan ta’sir qiladi. Mana shu pastga yo‘nalgan kuch ag‘darilgan qaytgan impulsni “yuzaga keltiradi”¹.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.

3.27-rasmda ko'rsatilgandek arqon orqali tarqaladigan, og'ir va engil chaqnashdan iborat impulsni qarab chiqamiz. To'lqin impulsi ikki muhit chegarasiga etib borganida impulsning bir qismi rasmda ko'rsatilgandek qaytadi, bir qismi esa ikkinchi muhitga o'tadi. Arqonning ikkinchi chaqnashidagi energiyaning kam qismi uzatiladi. (ikkinchi chaqnash devorga yoki qattiq tayanchga yetib borganida 3.27.a-rasmda ko'rsatilgandek, energiyaning katta qismi qaytadi, juda kam qismi uzatiladi. Sinusoidal to'lqin uchun to'lqin chastotasi ikki muhit chegarasida o'zgarmaydi, chunki chegarada xuddi shunday chastota g'alayonlanadi. SHunday qilib, agar uzatiladigan to'lqin kichik tezlikka ega bo'lsa, uning to'lqin uzunligi ham kichik bo'ladi ($\lambda = g / f$)¹.

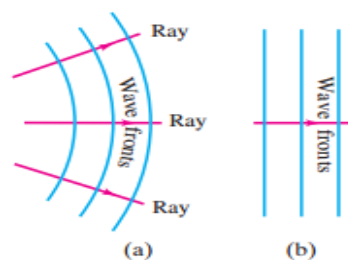
Suv to'lqinlari kabi ikki yoki uch o'lchamli to'lqin uchun (biz bunda to'lqin frontini nazarda tutamiz), to'lqin bo'ylab joylashgan har bir nuqta to'lqin o'rkachini hosil qiladi (buni biz odatda shunchaki sohil bo'yidagi "to'lqin" deb ataymiz). 3.28-rasmda ko'rsatilgan to'lqin frontiga perpendikulyar, to'lqin yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan chiziqli nur deb ataladi. To'lqin fronti manbadan uzoqlashgach egriligini butunlay yo'qotadi (3.28.b) va xuddi okean to'lqinlari kabi



3.28-rasm. To'lqin impulsi arqon bo'ylab o'ng tomonga siljiganda arqon qalinroq va og'irroq bo'lib qoladi va (a) to'lqinning bir qismi qaytadi, (b) bir qismi o'tadi.

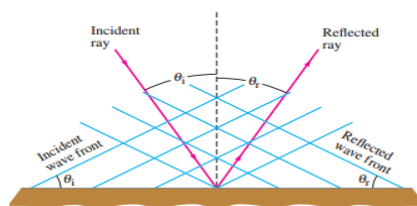
deyarli to'g'ri chiziqli bo'ladi. U holda ular yassi to'lqinlar deb ataladi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 305-308, 309-313 – betlar.



3.29-rasm. Nurlar to‘lqin tarqalish yo‘nalishini ko‘rsatadi, ular har doim to‘lqin frontiga perpendikulyar yo‘nalgan. (a) manba yaqinida doiraviy va sferik to‘lqinlar. (b) manbadan uzoqlashgach to‘lqin fronti to‘g‘ri yoki yassi bo‘ladi va yassi to‘lqinlar deb ataladi.

Ikki yoki uch o‘lchamli yassi to‘lqin qaytishida 3.30-rasmda ko‘rsatilgandek, to‘lqinlar qanday burchak ostida tushsa, shunday burchak ostida qaytadilar. Bu qaytish qonuni deyiladi: tushish burchagi qaytish burchagiga teng.



3.30-rasm. Qaytish qonuni $\theta_i = \theta_r$.

Tushuvchi nur bilan tushish nuqtasiga o‘tkazilgan perpendikulyar (yoki sirt bilan to‘lqin fronti) orasidagi burchak tushish burchagi deyiladi va u qaytish burchagiga teng bo‘ladi. θ_r qaytuvchi nurga mos keladi¹.

Nazorat savollari

1. Tebranma harakat deb qanday harakatga aytiladi? Misollar keltiring.
2. Garmonik va nogarmonik tebranishlar deb nimaga aytiladi va ularni grafiklari qanday bo‘ladi?
3. Garmonik harakat kinematikasining tenglamasi qanday?
4. Garmonik harakatni harakterlovchi kattaliklarni (siljish, amplituda, davr, chastota, faza) izohlang.
5. Fazaning fizik ma’nosini tushuntiring.

6. Mayatnik deb nimaga aytiladi va uni qanday turlarini bilasiz?
7. Fizik, matematik va prujinali mayatniklarni tebranishini differensial tenglamalarini yozib bering va izohlang.
8. Fizik, matematik va prujinali mayatniklarni tebranish davrlari qanday formula bilan aniqlanadi?
9. Xususiy tebranish chastotasi deganda nimani tushunasiz va uni izohlang?
10. Fizik mayatnikni keltirilgan uzunligi nima?

4-mavzu. TERMODINAMIKA QONUNLARI

Reja

1. Termodinamika va uning tushunchalari. Termodinamik sistemaning to'liq va ichki energiyasi. Termodinamikada ish.
2. Erkinlik darajasi. Termodinamikaning birinchi qonuni. Issiqlik sig'imi.
3. Izojarayonlar. Adiabatik va politropik jarayon. Termodinamik sikl. Karno sikli. Issiqlik dvigateli.
4. Termodinamikaning ikkinchi qonuni. Entropiya.

Tayanch so'z va iboralar: Ko'chish, ko'chish tenglamasi, relaksatsiya, relaksatsiya vaqti, diffuziya hodisasi, diffuziya tenglamasi, diffuziya koeffitsienti, gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi, issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasi, gazlarning solishtirma issiqlik sig'imi, issiqlik o'tkazuvchanlik formulasi, gazlarda ichki ishqalanish hodisasi, ichki ishqalanish tenglamasi.

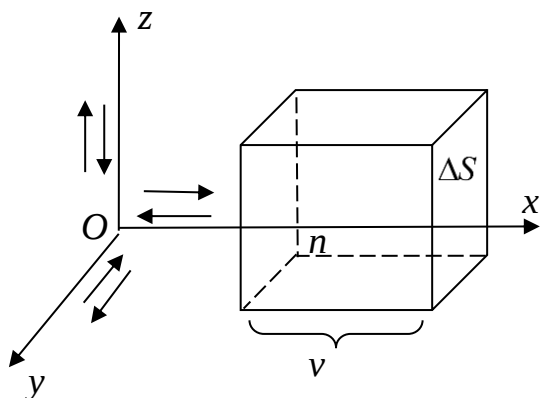
Real gazlar, Van-der-Vaals tenglamasi, Van-der-Vaals tuzatmalari, real gaz izotermalari, kritik holat, kritik harorat, Endryus tajribasi, to'yingan va to'yinmagan bug', real gazlar ichki energiyasi, Joul-Tomsonning musbat va manfiy effektlari, inversiya temperaturasi, suyuq havo.

Sistemaning holatini belgilovchi kattaliklarning qiymati o'zgarmasa, sistema termodinamik muvozanatda bo'ladi. Biror sabab tufayli sistema muvozanat holatda bo'lmasa yoki muvozanat holatdan chiqarilgan, lekin o'z holicha qoldirilgan bo'lsa, mazkur sistemada shunday jarayonlar amalga oshadiki, natijada sistema muvozanat holatga qaytadi. Sistemaning termodinamik muvozanat holatiga o'z-o'zidan o'tish jarayonini relaksatsiya deb, o'tishga sarflanadigan vaqtni esa relaksatsiya vaqti deb ataladi. Termodinamik muvozanatni qaror topishida ko'chish hodisalari muhim rol o'ynaydi. Gazlarni termodinamik muvozanat qaror topish jarayonida gaz molekulalarining xaotik harakati ma'lum yo'nalishda kuchayadi, ya'ni xaotik harakatdagi gaz molekulalari to'plami tartibli harakatda ishtirok eta boshlaydi. Bunday hollarda xaotik harakat qilayotgan molekulalar tufayli gazlarda massa, impul's yoki energiyaning ma'lum yo'nalishda ko'chishi ro'y beradi. Gazlarning ko'chishi deb, termodinamik muvozanatda bo'lmagan holatdagi

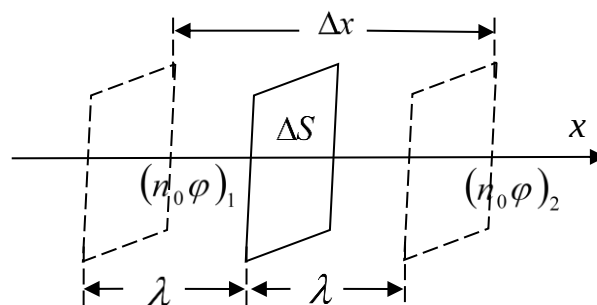
gazning termodinamik muvozanatda bo'lgan holatga o'tish jarayoniga aytiladi. Bu paytda ro'y beradigan hodisalarga gazlardagi ko'chish hodisalari deyiladi. Bunday hodisalarga gazlardagi diffuziya, ichki ishqalanish va issiqlik o'tkazuvchanlik hodisalari kiradi. Bu hodisalarning sababi, gaz molekularining o'z fizik xarakteristikalarini: massa (diffuziya) yoki energiyasi yoki harakat miqdorlarini ko'chirish xususiyatidir.

Molekulyar-kinetik nazariya tasavvurlariga asoslanib barcha ko'chish hodisalariga tegishli umumiy bo'lgan ko'chish tenglamasini chiqarish mumkin. Bu maqsadda dastavval vaqtning Δt oralig'i ichida tekshirilayotgan gazda joylashgan fikran olingan ΔS yuza orqali o'tgan molekular sonini aniqlaylik (4.1 - rasm). OX o'qini ΔS yuzaga perpendikulyar joylashtiramiz. Bu o'q bo'ylab barcha molekularning $\frac{1}{3}$ qismi harakatlanadi: $\frac{1}{6}$ qismi chapdan o'ngga, $\frac{1}{6}$ qismi o'ngdan chapga harakatlanadi. Bunda vaqt birligi ichida ΔS yuza orqali chapdan o'ngga asosi ΔS , balandligi molekularning o'rtacha harakat tezligi $\vec{\mathcal{G}}$ ga teng bo'lgan to'g'ri burchakli parallelepiped hajmidagi

barcha molekularning $\frac{1}{6}$ qismi, ya'ni $\frac{1}{6} n_0 \Delta S \vec{\mathcal{G}}$ dona molekula o'tadi (n_0 – molekular konsentratsiyasi). U holda Δt da ΔS orqali bir yo'nalishda $n = \frac{1}{6} n_0 \Delta S \vec{\mathcal{G}}$ dona molekula o'tadi.



4.1 – rasm



4.2 – rasm

Bu sondagi molekularlar ΔS yuza orqali o'zlarining fizik xarakteristikalarini (massa, impul's, ...) qiymatlarini ham olib o'tadi. Umumiy ko'chish mexanizmini tekshirayotganimiz uchun, qaysi fizik xarakteristikalarini ko'chirib o'tayotganligini hozircha konkretlash-tirmaymiz va bu xarakteristikani φ harfi bilan belgilab qo'ya qolamiz. Bunda Δt da ΔS yuz bo'ylab bir yo'nalishda olib o'tilgan fizik xarakteristika miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$n\varphi = \frac{1}{6}(n_o\varphi)\Delta S\bar{\varphi}\Delta t. \quad (4.1)$$

Teskari yo'nalishda ham shuncha miqdor olib o'tilganligi ravshan. Endi biz ko'rayotgan gaz o'zining hossalari jixatdan bir jinsli emas deb faraz qilaylik. U holda gaz hajmining turli joylarida n_o , φ va $n_o\varphi$ ham turlicha bo'ladi. $n_o\varphi$ miqdor OX o'qini musbat yo'nalishida ΔS yuzdan chap tomonda $(n_o\varphi)_1$ ga va undan o'ng tomonda $(n_o\varphi)_2$ ga teng bo'lgan holda kamayib bormoqda desak:

$$\Delta(n\varphi) = (n\varphi)_1 - (n\varphi)_2 = \frac{1}{6}[(n_o\varphi)_1 - (n_o\varphi)_2] \cdot \bar{\varphi}\Delta S\Delta t. \quad (4.2)$$

Endi $n_o\varphi$ qiymatni ΔS yuzdan qanday masofada olishimizni quyidagi fizik mulohazalarga asoslanib aniqlaymiz. φ ning qiymatlarini almashinishi va n_o konsentrasiyaning o'zgarishi faqat molekularning o'zaro to'qnishuvida bo'ladi, demak, molekularlar o'rtacha erkin yugurish uzunligiga teng $\bar{\lambda}$ masofadagina bo'ladi. $n_o\varphi$ ning qiymatini ana shu masofalarda olamiz (4.2 – rasm).

(4.2) ni o'ng tomonini $2\bar{\lambda}$ ga ko'paytirib va bo'lib quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\Delta(n\varphi) = \frac{1}{3} \frac{(n_o\varphi)_1 - (n_o\varphi)_2}{2\bar{\lambda}} = \bar{\lambda}\bar{\varphi}\Delta S\Delta t \quad (4.3)$$

Rasmdan ko'rinib turibdiki:

$$\frac{(n_o\varphi)_1 - (n_o\varphi)_2}{2\bar{\lambda}} = \frac{\Delta(n_o\varphi)}{\Delta x}. \quad (4.4)$$

$\frac{\Delta(n_o\varphi)}{\Delta x}$ - gradient, ya'ni $n_o\varphi$ kattalikning gradienti. U holda (4.3) formula mana

bunday ko'rinishga keladi:

$$\Delta(n\varphi) = -\frac{1}{3}\bar{\lambda} \cdot \bar{g} \frac{\Delta(n_o\varphi)}{\Delta x} \cdot \Delta S \Delta t. \quad (4.5)$$

φ fizik kattalikning ko'chish gradientiga teskari yo'nalganligi uchun minus ishorasi qo'yilgan. (4.5) ifodaga ko'chishning tenglamasi deb ataladi. Bu yerda φ fizik kattalik, ko'chirilayotgan kattalikka qarab, massa, zichlik, energiya, impul's va hokazo bo'lishi mumkin. Bu tenglama asosida konkret ko'chish hodisalari: diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik va ichki ishqalanish hodisalarini ko'rib chiqamiz.

2. Turli xil modda molekulalarining o'zaro aralashib ketish hodisasiga diffuziya hodisasi deyiladi. Biror hajmdagi gazning zichligi bir jinsli emas va gazning ρ zichligi OX o'qi yo'nalishida kamayadi deylik. Ko'chish tenglamasidagidek mulohazalar va $\rho = \frac{m}{V} = n_o m$ ni e'tiborga olib, $n\varphi = \rho = n_o m$ va $\Delta(n\varphi) = \Delta(nm) = \Delta M$ belgilashlardan foydalanib, diffuziya hodisasi uchun (17.5) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta M = -\frac{1}{3}\bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t, \text{ yoki} \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{g} = D \text{ deb belgilab quyidagicha yozishimiz mumkin:} \quad (4.7)$$

$$\Delta M = -D \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \Delta S \cdot \Delta t. \quad (4.8)$$

(4.8) ifodaga diffuziya tenglamasi yoki Fik qonuni deyiladi.

D – diffuziya koeffitsenti. O'lchov birligi SI: m^2/s , SGS: sm^2/s .

$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{\rho}$ va $\bar{g} \sim \sqrt{\frac{T}{\mu}}$ bo'lganligidan D gazning turi (μ) va gazning holati (P va T)

ga bog'liqdir. Turli gazlar uchun (4.7) o'rinlidir.

3. Biror hajmdagi gazda T , OX – o'qi yo'nalishida kamayayotgan bo'lsin. U holda ΔS dan λ masofalarda $T_1 > T_2$ bo'ladi. Gaz molekulasiining kinetik energiyasi

$$W = \frac{i}{2} kT, \quad (4.9)$$

bo'lgani uchun $W_1 > W_2$ bo'ladi. $\varphi = W$ va butun hajmda molekulalarning n_0 konsentrasiyasi bir xil deb hisoblab

$$\Delta(n_0\varphi) = \Delta(n_0W) = \Delta\left(n_0 \frac{i}{2} kT\right) = n_0 \frac{i}{2} k\Delta T, \quad (4.10)$$

hamda $\Delta(n\varphi) = \Delta(nW) = \Delta Q$ deb, ko'chish tenglamasini yozamiz:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{\vartheta} \cdot n_0 \frac{1}{2} k \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

Bu tenglamaning o'ng va chap tomonini molekula massasi m ga bo'lib, va $k = \frac{R}{N_A}$

ekanligini nazarga olib, quyidagicha yozish mumkin:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{\vartheta} \cdot \frac{n_0 m}{N_A m} \frac{i}{2} R \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t,$$

$n_0 m = \rho$, $N_A m = \mu$ va $\frac{i}{2} R = C_V$ bo'lgani uchun

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{\vartheta} \cdot \rho \frac{C_V}{\mu} \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad (4.11)$$

Biroq $\frac{C_V}{\mu} = c_V$ ga teng, bu yerda C_V – o'zgaras hajmdagi mol issiqlik sig'imi, c_V

– gazning o'zgaras hajmdagi solishtirma issiqlik sig'imi.

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{\vartheta} \cdot \rho \cdot c_V \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t = \chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t. \quad (4.12)$$

Bu tenglamani Fur'ye tenglamasi deb ataladi.

4. Gazning laminar oqimida uning oqim tezligi OX yo'nalishida kamayayotgan bo'lsin deb faraz qilaylik va ko'chish tenglamasini qo'llab bunday holda ko'chiriluvchi fizik xarakteristika molekulaning impul'si ekanligini qayd qilaylik:

$$\varphi = K = m\vartheta. \quad (4.13)$$

U holda n_o ni bir xil deb (butun hajm bo'yicha)

$$\Delta(n_o\varphi) = \Delta(n_oK) = \Delta(n_o m\mathcal{G}) = n_o m\Delta\mathcal{G}. \quad (4.14)$$

Bundan tashqari $\Delta(n\varphi) = \Delta(nK) = \Delta K$. (4.15)

$\Delta K = F \cdot \Delta t$ bo'lganligidan (17.15) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta(n\varphi) = \Delta K = F\Delta t. \quad (4.16)$$

(4.14) va (4.16) dan ko'chish tenglamasini ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$F\Delta t = -\frac{1}{3}\bar{\lambda} \cdot \bar{\mathcal{G}} \cdot n_o \frac{\Delta\mathcal{G}}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad \text{yoki}$$

$$F = -\frac{1}{3}\bar{\lambda} \cdot \bar{\mathcal{G}} \cdot \rho \frac{\Delta\mathcal{G}}{\Delta x} \cdot \Delta S, \quad (12.17)$$

$$\frac{1}{3}\bar{\lambda} \cdot \bar{v} \cdot \rho = \eta, \quad (12.18)$$

$$F = -\eta \frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot S. \quad (12.19)$$

(4.19) ifoda ichki ishqalanish tenglamasi yoki N'yuton qonuni deyiladi. η - ichki ishqalanish (yopishqoqlik) koefitsenti deyiladi.

O'lchov birligi SI: kg/m s, SGS: g/sm s.

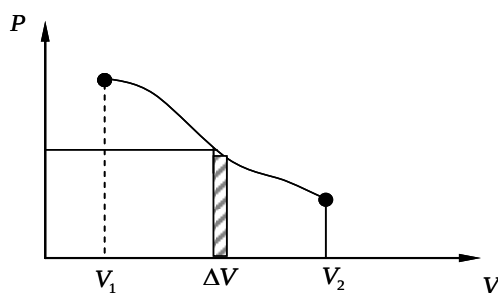
η ham bosimga bog'liq emas, xuddi χ ga o'xshab, D , χ va η lar orasida quyidagicha munosabatlar bor:

$$\frac{\eta}{D} = \rho \quad \text{va} \quad \frac{\chi}{\eta} = C_v \quad \text{yoki} \quad \frac{\chi}{\rho D} = C_v$$

Bu munosabatlar ham tajriba ma'lumotlariga mos keladi, bu gazning biz o'rgangan molekulyar-kinetik nazariyasini to'g'ri ekanligini yana bir bor tasdig'i bo'ladi.

Termodinamik ish. Elementar ish (xajm o'zgarganda) $P\Delta V$ ga teng. Hajm V_1 dan V_2 ga o'zgarganda xamma ish $P\Delta V$ lar yig'indisiga teng (4.3-rasm).

$$A = \sum_i P_i \Delta V_i \rightarrow \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad (12.3) \text{- deyish mumkin} \quad P = \frac{RT}{V} \quad (4.4) \text{- bir mol uchun.}$$



4.3-rasm

Izotermik ish uchun $A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT(\ln V_2 - \ln V_1)$, yoki $A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ (4.20)

Izobarik ish uchun $A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P \int dV = P(V_2 - V_1)$. (4.21)

Yana adiabatik ish bor. Bunda sistema bilan tashqari orasida issiqlik energiyasini uzatish bo'lmaydi. Bunda $Q = 0$ bo'lgani uchun $dA = -dU$. Demak, ish ichki energiya xisobiga bajariladi. Adiabatik siqilishda ichki energiya oshadi va $dU > 0$ bo'ladi, lekin $dA < 0$ bo'ladi, chunki ishni tashqi kuchlar bajaradi. Devorlarni issiqlik o'tmaydigan silindr bir kilomol gazdagi adiabatik protsessni ko'rib chiqamiz. Bu gazning ichki energiyasi:

$$U = C_V T \quad (4.22)$$

C_V - mol issiqlik sig'imi va $dU = C_V dT$, $dA = -dU$ bo'lgani uchun $PdV = -C_V dT$, lekin $P = \frac{RT}{V}$ bo'lgani uchun

$$\frac{RT}{V} dV = -C_V dT \rightarrow \frac{R}{C_V} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T}$$

$$\frac{R}{C_V} (\ln V_2 - \ln V_1) = \ln T_1 - \ln T_2, \text{ yoki } \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R}{C_V}} = \ln \frac{T_1}{T_2}; \quad \frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \gamma - 1 \text{ bo'lgani}$$

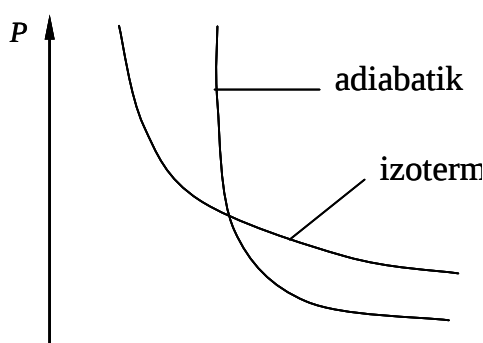
uchun $\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$, yoki $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$ yoki

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (4.21) - \text{Puasson qonuni.}$$

Demak, gaz adiabatik kengaysa u soviydi, toraysa - isiydi. Adiabatik protsessda sistema devorlari absolyut issiqlik o'tkazmaydi. Izotermik protsessda devorlar absolyut ravishda o'tkazish kerak. Lekin tabiatda absolyut

teploizolyatorlar va teploprvodniklar bo'lmaydi. Shuning uchun adiabatik protsess qilish uchun protsessni tez bajarish kerak, issiqlik almashinuvi bo'lmashligi uchun. Masalan, dizelda yoqilg'i adiabatik siqiladi, qizib yonib ketadi.

Puasson qonuniga qaytamiz. Unda T ning o'rniga $T = \frac{PV}{R}$ ni qo'ysak $PV^\gamma = \text{const}$ xosil bo'ladi. Adiabatik kengayishda bosim nafaqat xajmning oshishi hisobiga kamayadi, u temperaturaning kamayishi xisobiga ham kamayadi. Adiabatik protsessda $dA = -C_V dT$ va bajarilgan ish $A = C_V(T_1 - T_2)$ (4.22).



4.4.-rasm

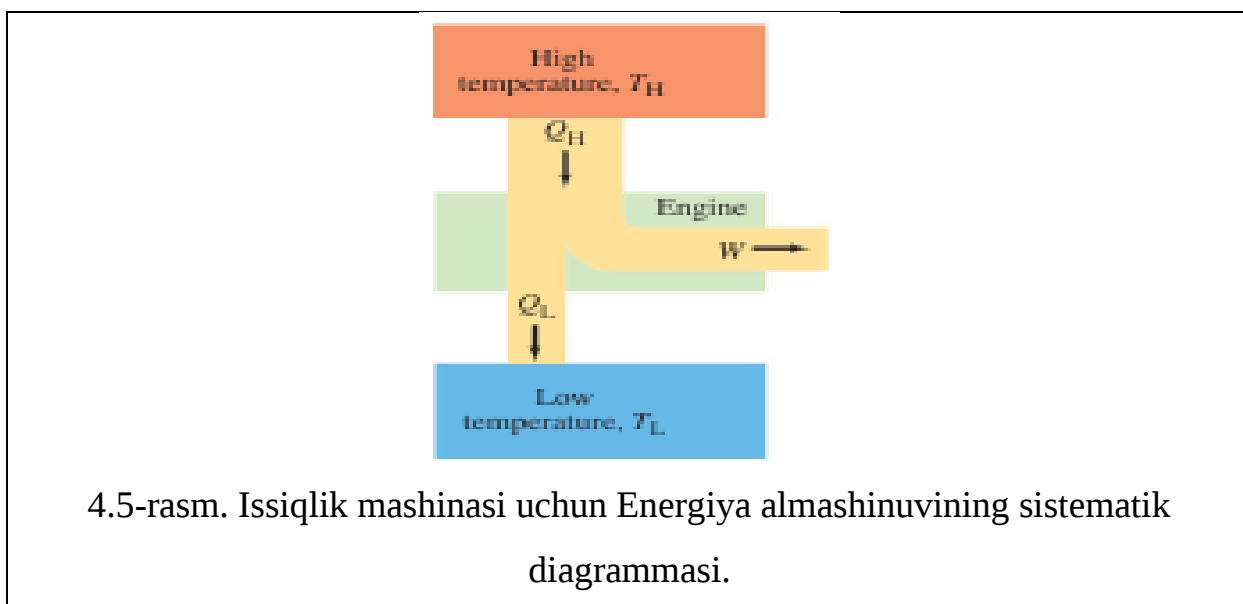
Issiqlik mashinalari

Ish bajarish orqali issiqlik energiyasini vujudga keltirish oson. masalan oddiy qo'llaringizni bir –biriga ishqalash yoki bo'lmasa har qandari ishqalanish jarayonlari orqali hosil qilish mumkin. Biroq issiqlik energiyasidan ish bajarish qiyinroq va buni bajaruvchi amaliy qurilma taxminan 1700-yilda kashf qilingan. Bug` mashinasining rivojlanishi bo'lgan¹.

Har qanday issiqlik mashinasi orasidagi asosiy maqsad issiqlik yuqori temperaturadan past temperaturaga o'tishiga imkoniyat yaratadigan issiqlik energiyasidan olinadigan mexanik energiyadir. Ushbu jarayonda issiqlik miqdori 4-5 sxematik diagrammadagi kabi mexanik ishga aylantiriladi. Foydali issiqlik mashinalari takrorlanuvchi siklda ishlaydi ya'ni ushbu sistema takroran o'zining boshlang'ich nuqtasiga qaytaveradi va shu yo'sinda davom etadi. Har bir siklga sistema ichki energiyasidagi o'zgarish nolga teng bo'ladi ($dU=0$). Chunki u

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 420 – bet.

boshlang'ich qiymatiga qaytadi. Shuningdek yuqori temperaturadagi T_Y ma'lum Q_E issiqlik miqdori W ishga aylantiriladi va past temperaturadagi T_P , Q_P issiqlik qisman chiqariladi¹. (4.5 rasm).

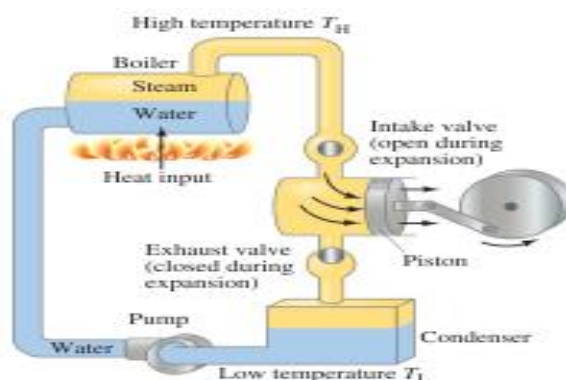


Energiyaning saqlanishi $Q_Y = W + Q_P$ bo'ladi. Yuqori va past temperaturalar T_Y T_P mashinaning boshqarilayotgan yoki ishlatilayotgan haroratlari deb ataladi. Izoh uchun hozirda biz issiqlik mashinalari uchun yangi ishora yig'indisidan foydalaniyapmiz. Biz oladigan Q_Y, Q_P va W har doim musbat bo'ladi. Aylanuvchi har bir energianing yo'nalishi 4.5-rasmga o'xshash diagrammadagi sxemada tasvirlangan.

Bug` mashinasi va ichki yonuv dvigateli

Bug` mashinasi ishlashi 4.6-rasmda tasvirlangan. Bug` mashinalarining ikkita asosiy turi mavjud bo'lib ularning har biri yadroviy energiya yoki ko'mir, yog` yoki gazning yonishi evaziga isitiladiga bug`da ishlaydi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 420 – bet.



4.6-rasm. Bug` mashinasi.

Samaradorlik

Har qanday issiqlik mashinasining samaradorligi e unda bajarilgan ish W bilan yuqori temperaturadagi Q_Y issiqlik miqdori ga nisbati bilan aniqlanadi¹.

$$e = W/Q_Y \quad (4.23 \text{ a})$$

Bu mulohazali izoh. Chunki W unumdorlik (mashina oladigan), vaholanki Q_Y yoqilgan yonilg`I hisobiga olingan issiqlik. Energiya saqlanish qonunidan  $Q_Y$  issiqlik miqdori bajarilgan ish hamda past temperaturada oqadigan  $Q_P$  issiqlik miqdori yig`indisiga teng:

$$Q_Y = W + Q_P$$

Bundan $W = Q_Y - Q_P$ va mashinaning samaradorligi:

$$e = W/Q_Y = (Q_Y - Q_P)/Q_Y \quad (4.23 \text{ b})$$

Samaradorlikka foiz berish uchun 12-23 ni 100 ga ko`paytiramiz. Shunda  $e$  samaradorlik 1(yoki 100%) bo`ladi, agar Q_P nol bo`lsa yoki bo`lmasa muhitga hech qanday issiqlik chiqarilmagan bo`lsa (biz ko`pincha buni hech qachon ko`rmaymiz)¹.

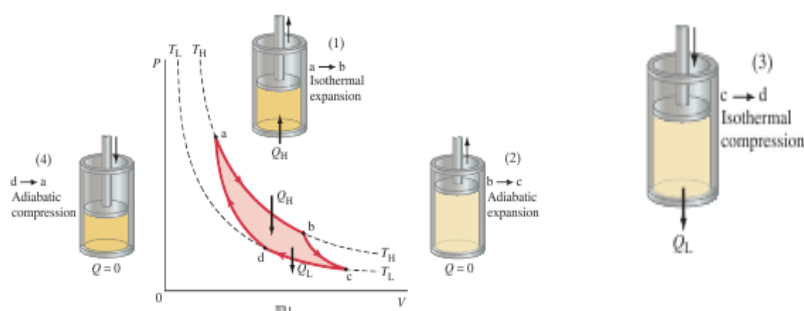
Karno mashinasi

Samaradorlikni qanday o`rishini ko`rish uchun Fransuz olimi Sadi Karno (1796-1832) hozirda Karno mashinasi deb ataladigan ideal mashinaning xarakteristikasini tekshirgan. Karno mashinasi haqiqatga asoslanibgina qolmay, u

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 422 – bet.

shuningdek nazariy g'oya sifatida termodinamikaing ikkinchi qonunini tushuntirish va rivojlanishida muhim rol o'ynaydi¹.

Karno sikli. Issiqlik mashinalari bir siklda ishlaydi va nazariy karno mashinasi uchun ushbu sikl ideal gaz uchun PV diagrammadagi A nuqtadan boshlanadi. (1) Ushbu gaz dastlab izotermik ravishda Q_H issiqlik bilan T_H haroratda “ab” grafik bo'ylab kengayadi (2). Keyin ushbu gaz b dan c ga tomon adiabatik ravishda kengayadi. Bunda issiqlik o'zgarmaydi. Biroq harorat T_L ga tushadi. (3) Ushbu gaz so'ngra o'zgaras T_L temperaturada cd yo'l bo'ylab siqiladi va Q_L issiqlik tashqaridan oqadi. (4) Oxir oqibat gaz o'zining dastlabki holatiga qaytishi uchun da yo'nalishda adiabatik siqiladi. Ideallashtirilgan Karno mashinasi bir siklda bajariladigan 4 ta jarayonni o'z ichiga oladi. Ularning ikkitasi adiabatik ($Q=0$) va yana ikkitasi izotermik ($dT=0$). Ushbu ideallashtirilgan sikl 4.7-rasmda tasvirlangan. Ushbu jarayonlarning har biri qaytar jarayonlar hisoblanadi. Ushbu jarayonlarning har biri (Porsenga qarama –qarshi ravisgda gazlarning kengayishi davomida) sekin bajariladi ya'ni mazkur jarayon muvozanat holatlarining turlari hisblanadi va butun jarayon issiqlik almashinishi yoki bajarilgan ishni hisoblashdan o'zgarishsiz teskari ravishda bajarilgan¹.



4.7-rasm. Karno sikli.

Boshqa tomondan real jarayon odatdagidan tezroq sodir bo'ladi hamda gazlarda turbulence bo'ladi va ishqalanish kuzatiladi. Ushbu omillar tufayli haqiqiy jarayon teskari jarayonda aniq bajariladi. Shuningdek turbulence turlicha bo'ladi va ishqalanish uchun ketgan issiqlik rezerve bo'ladi. Shuningdek haqiqiy

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 422 – bet.

jarayonlar o'zgarmas bo'ladi. Q_y va Q_p issiqliklar ko'chiriladigan Karno mashinasining izotermik jarayonlari T_y va T_p o'zgarmas haroratlarda bajarilishni talab etadi. Ushbu tizim Q_y va Q_p issiqlik miqdorlari ko'chirilganda haroratlari sezilarli o'zgarmaydigan katta ideallashtirilgan issiqlik manbalari bilan kontakda bo'lishi kerak bo'ladi. Karno asosan ideal qaytar mashina uchun Q_y va Q_p issiqlik miqdorlari ishlatilayotgan T_y va T_p (kelvinlarda) haroratlarga proporsional bo'ladi:

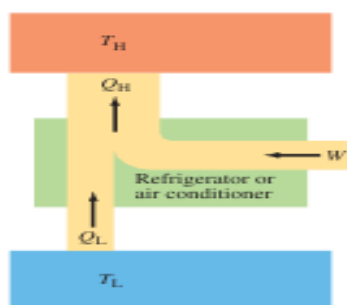
$$Q_y/Q_p = T_y/T_p$$

Shuningdek samaradorlik quydagicha bo'ladi:

$$e = (T_y - T_p)/T_y \quad [\text{Karno (ideal) samaradorlik}] \quad (4.24)$$

(4.24) dagi tenglik har qanday issiqlik mashinasi uchun samaradorlikning yuqori cheklovini ifodalaydi. Yuqoriroq samaradorlik termodinamikaning 2-qonunini inkor etadi. Haqiqiy mashinalar har doim ishqalanish va shunga o'xshash narsalar tufayli unga qaraganda kamroq samaradorlikka ega bo'ladi. Haqiqiy mashinalarda samaradorlik 60-80% bo'ladi¹.

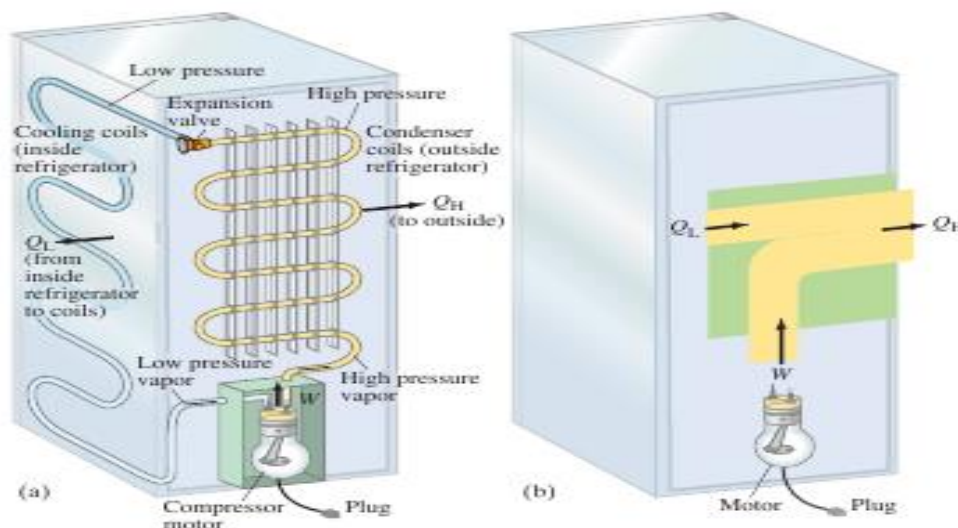
4.8-rasmda keitirilgan muzlatgichlar, havo kondetsionerlari va issiqlik nasoslarining ishlash prinsipi issiqlik mashinalarinikidan farq qiladi. Har bir sovuq muhitdan issiq muhitga issiqlik ko'cherish uchun ishlaydi. 4.8 rasmda tasvirlangan diagrammalashtirilgan W ishini bajarish orqali issiqlik past haroratdagi T_p joydan olinadi, (masalan muzlatgichning ichki qismi) va ular issiqlikning yuqoriroqqiymati yuqori T_y temperaturada chiqariladi.



4.8-rasm. Sxematik diagrammada muzlatgich yoki havo kondensatori uchun energiya almashinuvi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 423, 425 – betlar.

Q_p issiqlik miqdori muzlatgich ichidagi sovuq spirallardan chiqariladi va Q_y issiqlik muzlatgichning orqa tomonidagi tashqi halqalar orqali chiqariladi. (4.9-rasm) Siz tez-tez muzlatgich pastidan kelayotgan issiq havoni sezishiz mumkin. W ish odatda 4.9- rasmda tasvirlangan suyuqlik chiqaradigan elektr motor orqali bajariladi¹. (Biz Q_y va Q_p ni boshqaramiz va u W kabi hamma vaqt bir xil)



4.9-rasm. O`ziga xos sovitish sistemasi. (Muzlatgich).

Elektr kompressor motori yuqori bosimdagi gazni muzlatgichning tashqi devorida joylashgan sovituvchi qurilma orqali o`tkazib, issiqlikni tashqariga chiqarib, suyuqlikga aylanadi. Suyuqlik yuqori bosimli joydan o`tib, suyuqlikni boshqaruvchi qurilma orqali muzlatgich ichki devorlaridagi past bosimli trubalarda quyiladi. Bu past bosimda muzlatgich ichidagi issiqlik suyuqlikga o`tadi va suyuqlik kompressorga qaytadi. Bu sikl takroran davom etadi. (b) xuddi 4.9-diagrammaga o`xshash.

Elektr kompressor Q_y issiqlik chiqarilagan va ushbu gaz suyuq bo`lishi uchun soviydigan muzlatgich tashqi devorining orqa tomonida issiqlik almashtirgich (kondensator) orqali yuqori bosimda gazni kuchaytiradi. Suyuqlik yuqori bosim hududidan chiqadigan muzlatgichning ichki devorlaridagi past bosimli quvurlarga o`tadi. Suyuqlik pastroq bosimda bug`lanadi va shunday qilib muzlatgich ichidagi ( $Q_p$ ) so`riladi. Suyuqlik sikl qayta boshlanadigan kompressorga qaytadi. 4.8.b-

rasmga o'xshash sxematik diagramma. Umuman mukammal muzlatgich past haroratdagi hududda yuqori haroratdagi hududga issiqlik olish uchun hech qanday ish bajarish talab etilmaydi. U rasman birdan bir ta'siri T_y temperaturadagi tizimda yuqoriroq T_y temperaturadagi ikkinchi tizimga issiqlikni ko'chiruvchi qurilma yo'qligini tasdiqlaydi. Past haroratdagi predmet (yoki sistema) dan past haroratdagi predmetga oqadigan issiqlik olish uchun bir nechta ish bajarilishi kerak. Shunday qilib mukammal muzlatgich yo'q¹.

Muzlatgichning foydali ish koeffisienti issiqlikni chiqarish uchun bajariladigan W ish orqali past temperaturadagi hududdan (muzlatgich ichki qismidan) chiqarilgan Q_p issiqlikka proporsional bo'ladi:

$$FIK = Q_p / W \quad (\text{muzlatgich va havo kondetsioneri}) \quad 4.24 \text{ a}$$

Biz Q_p dan foydalanamiz. Chunki u amaliy jihatdan moddalarni ichkaridan uzatilgan issiqlik¹.

Buni tushunish kerak. Chunki belgilangan ish uchun muzlatgich ichkarisidan chiqadigan Q_p issiqlik qancha ko'proq bo'lsa muzlatgich shuncha ko'p yaxshiroq (samaraliroq) ishlaydi. Energiya saqlanish qonunini termodinamikaning birinchi qonuni uchun $Q_p + W = Q_y$ yoki $W = Q_y - Q_p$ ni yozish mumkin. (4.8- rasmga qarang). So'ngra (4.24a) bilan tenglashtirmiz.

$$FIK = Q_p / W = Q_p / (Q_y - Q_p) \text{ muzlatgich va havo kondetsioneri.}$$

Ideal muzlatgich uchun (mukammal bo'lmagan) ideal gaz uchun biz bajara oladigan ish quidagicha bo'ladi¹.

$$FIK(\text{ideal}) = T_p / (T_y - T_p) \text{ muzlatgich va havo kondetsioneri} \quad (4.24.c).$$

Ideal (Karno) mashinasiga o'xshash (4.23 tenglik). Havo kondensiyoneri muzlatgich kabi juda ko'p ishlaydi. Garchi asl qo'llanish detallari turlicha: Havo kondetsioneri past temperaturadagi bino yoki xona ichkarisidan Q_p issiqlikni oladi va yuqoriroq temperaturadagi muhitga tashqi Q_y issiqlik yuboradi. (4.23) dagi

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 426 – bet.

tengliklar havo kondetsioneri uchun FIKni ifodalaydi. Issiqlik aslini olganda yuqori haroradan past haroratga tomon oqadi. Muzlatgichlar va havo kondetsioneri issiqdan sovuqqa oqadigan issiqlik hosil qilish uchun teskari jarayonlarni bajarish uchun ishlaydi. Biz ehtimol aytishimiz mumkin ular nasos bilan issiqdan sovuqqa oquvchi issiqlikning tabiiy tendensiyasiga qarshi sovuq hududlardan issiqroq hududlarga issiqlikni haydaydi. Chunki suv tabiiy tendensiya pastga oqishiga qarshi yuqori nasos orqali yuboriladi. Issiqlik nasosi atamasi odatda past temperaturadan tashqaridan Q_p issiqlik olish va uyning ichkarisiga iliqroq Q_y issiqlik yetkazib beruvchi W ish bajaradigan elektr matordan foydalanish orqali qishda uyni isitadigan qurilmaga nisbatan ishlatiladi¹.

Muzlatgichda ichki va tashqi issiqlik almashtirgich (Muzlatgichning spirallari) va elektr kompressor motori bor. Muzlatgich va havo kondetsionerining ishlash prinsipi bir xil, biroq issiqlik motorining maqsadi sovuqdan (chiquvchi Q_p) ko'ra issiqlik (aylanuvchi Q_y) bo'ladi. Shunday qilib issiqlik nasosininng FIK havo kondetsioneriga qaraganda turlicha hisoblanadi. Chunki u hozirda muhim bo'lgan uyning ichkarisiga Q_y issiqlik yetkazib beradi¹.

$$FIK = Q_y / W \quad \text{issiqlik nasosi} \quad (4.25)$$

FIK birga qaraganda kattaroq bo'ldi. Bugungi kunda issiqlik mashinalarining FIK 2.5-3 bo'ladi. Ko'plab issiqlik nasoslari havo aylantirgich va yozda havo kondetsionerlari sifatida ishlatiladi¹.

Endryus tajribasi shuni ko'rsatadiki, har qanday gaz suyuqlikka faqat shu gazga xos bulgan ma'lum temperatura T_k dan past temperaturada aylantirishi mumkin. Agar gaz temperaturasi T_k dan yuqori bo'lsa, uni xech qanday bosim ostida ham suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi. Bu T_k temperaturani kritik temperatura deb ataladi. Rasmda K nuqta kritik nuqta deb ataladi, bu nuqtada tegishli xolat, hajm kritik hajm va bosim kritik bosim deb ataladi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 427 – bet.

Misol:

Modda	Kritik temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Kritik bosm (atm)
Suv	+374	218
Uglekislota (CO_2)	+31	73
Kislrorod	- 119	50
Azot	- 147	34
Vodorod	- 240	13
Geliy	- 268	2,3

Real gazlarning ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti. Texnikada gazlarni suyultirish uchun musbat Joule - Tomson effektiga asoslangan Linde mashinasi ishlatiladi. Joule - Tomson effektining 2 xili bor:

1. Boshlang'ich past temperaturada hamma gazlar kengayganda soviydilar (musbat Joule - Tomson effekti).
2. Boshlang'ich yuqori temperaturada hamma gazlar kengayganda isiydilar (manfiy Joule - Tomson effekti).

Bu effektini real gaz ichki energiyasi nuqtai nazaridan taxlil qilamiz. Real gazlar ichki energiyasi molekulalarning kinetik va potensial energiyalari yig'indisidan iborat: Agar gaz tashqi ish bajarmasdan kengaysa va tashqi muxit bilan issiqlik almashmasa, uning ichki energiyasi o'zgarmay qolish kerak.



$$(4.26)$$

1. Boshlang'ich kichik temperaturada molekulalar o'rtasidagi o'rtacha masofa r tortishish kuchlari maksimal bo'ladigan masofa r_m dan kichik bo'ladi. SHuning uchun gaz kengayganda ular o'rtasidagi masofa oshadi, demak tortishish kuchlari r oshadi va potensial energiyasi ham oshadi. (4.26) formulaga binoan W_{Π} oshsa W_k kamayish kerak, demak T kamayadi (yoki gaz soviydi).
2. Agar boshlang'ich temperaturasi yuqori bo'lsa $r > r_m$ bo'ladi, gaz kengaysa r yanada oshadi, tortishish kuchi kamayadi, demak potensial energiya kamayadi, kinetik energiya W_{Π} oshadi, bu esa T oshganini bildir (gaz isiydi).

Entropiya va termodinamikaning ikkinchi qonuni

Biz ilmiy vaziyatlarda termodinamikaning ikkinchi qonunini bilib olganmiz. Bizga haqiqatdan ham termodinamikaning ikkinchi qonuni nimaga kerak? Ya'ni ushbu bobda ertaroq muhokama qilingan jarayonlarni o'z ichiga olib qaysiki garchi termodinamikaning birinchi qonuni inkor etmasada tabiatda asosan kuzatilmaydi. Termodinamikaning ikkinchi qonuni 1860-yilda Clasyus tomonidan tanishtirilgan sonli atamalarni. Umumiy ravishda ushbu atama 19-asr yarmining oxirlariga qadar unday bo'lmagan. Entropiya issiqlikdan farqli ravishda sistema tavsifi vazifasini bajaradi. Keltirilgan bayonotdagi sistema harorat, hajm, massa hamda entropiyaning ma'lum qiymatlariga ega. Keyingi bo'limda biz entropiyaning tartibli yoki tartibsiz kabi o'lchovlarini ko'ramiz¹.

Qachonki biz potensial energiya bilan entropiyaning bog'laganimizda u absolyut qiymatga ega bo'lmagan muhim bo'lgan jarayon davomida entropiyada o'zgarish bo'ladi. Clasyusga asoslanib qachonki Q issiqlik miqdorining qiymati o'zgarmas temperaturada qaytar jarayon uchun unga qo'shilganda sistemaning entropiya S dagi o'zgarishi quyidagicha bo'ladi.

$$dS=Q/T \quad (4.27)$$

Bunda T kelvin haroratda (agarda Q issiqlik yo'qolsa Q issiqlik manfiy bo'ladi, ya'ni 413 sahifadagi haqiqiy ishorali yig'indilar orqali 15-14 namunada ko'rganimizdek garchi sistema bir qismining entropiyasi qisqargan bo'lsada boshqa qismining entropiyasi yuqoriroq qiymat orqali o'sganini hamda butun sistemaning o'zgaruvchilari musbat bo'ladi.

15-14 namunadagi ilmiy jarayon uchun hisoblangan ilmiy natija tekshirilgan barcha hodisalarga ega bolish uchun opilgan. Shuningdek ajratilgan sistemaning umumiy entropiyasi barcha jarayonlarda o'sishi uchun aniqlanadi. Termodinamikaning ikinchi qonunini navbatdagi entropiyaning atamalarida bayon etilgan: ajratilgan sistemaning entropiyasi hech qachon kamaymaydi. O'sishi yoki bo'lmasa bir xil o'zgarmas qolishi mumkin.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 428, 429 – betlar.

Entropiya asosan ideallashtirilgan (qaytar) jarayon uchun faatgina bir xilda boʻladi. Har qanday jarayon uchun entropiyadagi oʻzgazuvchi dS noldan katta boʻladi:

$$dS > 0 \quad \text{asl jarayon (4.28)}$$

Agar sistema ajratilmaganda sistemaning entropiyadagi oʻzgarish va muhitning entropiyasidagi oʻzgarishning yigʻindisi noldan katta yoki teng boʻladi. Har qanday tizimning entropiyasi bilan oʻz muhitining entropiyasi yigʻindisi har qanday tabiiy jarayonning natijasi kabi oʻsadi¹.

Garchi koinot bir qismining entropiyasi har qanday tabiiy jarayonda kamayishi mumkin boʻlsada koinotning bir qancha boshqa qismining entropiyasi har doim yuqoriroq qiymat orqali oʻsadi. Shuning uchun butun entropiya har doim oʻsuvchi¹.

Garchi biz oxir oqibat termodinamikaning ikkinchi qonuni umumiy tasdiqiga ega boʻlsakda, u noodatiy qonun ekanini koʻrish mumkin. u fizikaning boshqa qonunlaridan yaʼni oʻziga xos tengliklar ($F=ma$) yoki saqlanish qonunlari (energiya va harakat miqdori) dan butkul farq qiladi. Termodinamikaning ikkinchi qonuni yangi miqdor va entropi S ni tanishtiradi biroq bizga uni saqlanishini tushuntirmaydi. Entropiya tabiiy sharoitlarda saqlanmaydi. Entropiya har doim real jarayon vaqtida oʻsadi¹.

Nazorat savollari

1. Qanday sharoitlarda qaytaruvchan jarayonlarni kuzatish mumkin.
2. Issiqlik mashinasining ishlashini tushuntiring.
3. Sovitkich mashinasining ishlash prinsipini izoxlang.
4. Aylanma jarayon deb qanday jarayonga aytiladi.
5. Termodinamikaning ikkinchi qonuni qanday maʼnoga ega.
6. Karno sikli nima va u qanday jarayonlardan tashkil topgan.

5-mavzu. ELEKTROSTATIKA

Reja

1. Elektr zaryadi. Kulon qonuni. Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi.
2. Maydonlarning superpozitsiya prinsipi. Gauss teoremasi. Elektrostatik maydon kuchlarining ishi.
3. Potensial. Elektr sig'imi. Kondensatorlar. Elektr maydon energiyasi.
4. Dielektrlarlarda elektr maydoni. Dielektrik singdiruvchanlik va dielektrlarlarning kutblanishi. Pezoelektrlar va segnetoelektrlar to'g'risida tushuncha.

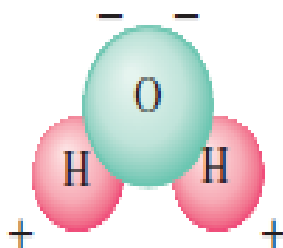
Tayanch so'z va iboralar: *Elektrlanish, elektron, zaryad, dielektrik, kuchlanganlik, superpozitsiya, kuch chiziqlari.*

O'tgan asrdagina elektr zaryadi mavjud bo'lishining sababi atomlarning o'zlarida yashiringanligi ma'lum bo'ldi. Keyingi bo'limlarda biz atom tuzilishi va u haqdagi tasavvurlarning rivojlanishi haqida batafsilroq to'xtalamiz, bu erda elektr zaryadining tabiatini tushunishga yordam beradigan asosiy g'oyalar haqida qisqacha to'xtalamiz¹.

Zamonaviy tasavvurlarga ko'ra atom (bir oz soddalashtirilgan) bir yoki bir necha manfiy zaryadlangan elektronlar bilan o'ralgan og'ir musbat zaryadlangan yadrodan iborat. Atomda normal holatda musbat va manfiy zaryadlar miqdor jihatidan teng va atom elektr jihatidan neytral. Biroq atom bir yoki bir necha atom yo'qotishi yoki qo'shib olishi mumkin. U holda uning zaryadi musbat yoki manfiy bo'ladi va bunday atom ion deb ataladi. Qattiq jismda yadrolar tugunlarda tebranib, elektronlarning bir qismi esa erkin harakatlanishi mumkin. Ishqalanish natijasida elektrlanishni turli moddalarda yadrolar elektronlarni turlicha kuch bilan tutib turishi orqali tushuntirish mumkin. Plastmassa chizg'ichni qog'oz salfetka bilan artilganda manfiy zaryadlanadi, bu qog'oz salfetskada elektronlar plastmassadagiga nisbatan zaifroq tutib turilishini va ularning bir qismi salfetskadan chizg'ichga o'tishini bildiradi. Salfetkaning musbat zaryadi miqdoran chizg'ich olgan manfiy zaryadga teng.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

Odatda ishqalanish orqali elektrlangan buyumlar biroz vaqt zaryadni tutib turadi va pirovard natijada elektr neytral holatga qaytadi. Zaryad qaerga yo‘qoladi? U havo tarkibidagi suv molekulalariga “oqib o‘tadi”. Gap shundaki, suv molekulalari *qutblangan*: butun holida neytral bo‘lishiga qaramay ularda zaryad bir xil taqsimlanmagan (5.1 rasm). Shuning uchun elektrlangan chizg‘ichdagi ortiqcha elektronlar suv molekulasining musbat zaryadlangan sohasiga tortilishi sababli havoga “oqib o‘tadi”. Boshqa tomondan buyumning musbat zaryadi havo tarkibidagi suv molekulalari tomonidan zaif tutib turiladigan elektronlar bilan neytrallashadi. Havo quruq bo‘lganda statik elektr ta’siri ayniqsa sezilarli: havo taribida suv molekulalari kamroq va zaryad u qadar tez oqib o‘tmaydi. Yomg‘irli nam ob-havoda buyum o‘z zaryadini uzoq vaqt tutib tura olmaydi¹.



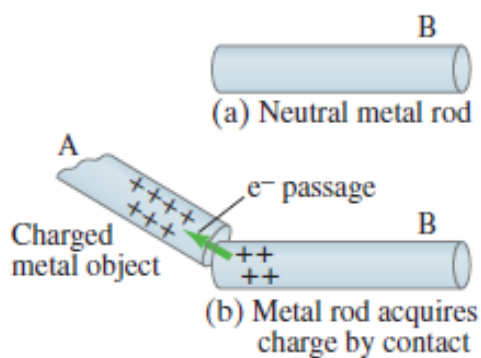
5.1-rasm. Suv molekulasining diagrammasi. Uni “polyar” molekula deb ataladi, chunki unda zaryadlarning bo‘linishi yuz beradi¹².

Induksiyalangan zaryad. Elektroskop

Musbat zaryadlangan metall buyumni boshqa (neytral) metall buyumga yaqinlashtiramiz. Bir-biriga tekkizilganda neytral buyumning erkin elektronlari musbatga tortiladi va ularning bir qismi unga o‘tadi. Endi ikkinchi buyumda manfiy zaryadlangan bir necha elektronlar etishmasligi sababli u musbat zaryadga ega bo‘ladi. Bu jarayon elektr o‘tkazuvchanlik hisobiga elektrlanish deb ataladi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

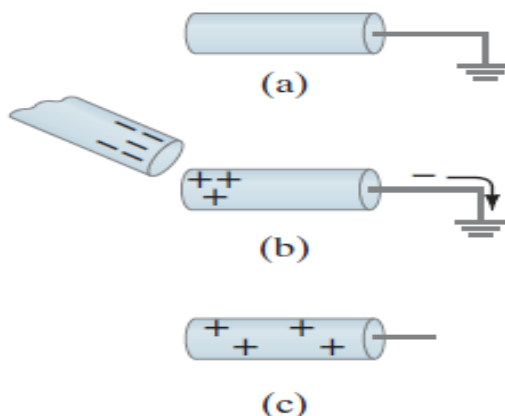
Endi musbat zaryadlangan buyumni neytral metall sterjenga tegmaydigan qilib yaqinlashtiramiz. Elektronlar metall sterjenni tashlab chiqib ketmasa ham, ular zaryadlangan buyum yo‘nalishida ko‘chadi; sterjenning qarama-qarshi uchida musbat zaryad yuzaga keladi (5.2-rasm). Bu holda metall sterjenning uchlarida zaryad induksiyanlanadi (yoki to‘planadi) deyiladi. Hech qanday yangi zaryadlar paydo bo‘lmasligi tushunarli: shunchaki *zaryadlar bo‘lindi*, sterjen umuman neytralligicha qoldi. Biroq agar bir sterjenni o‘rtasidan ko‘ndalangiga kesganimizda edi, u holda biri manfiy zaryadlangan, ikkinchisi - musbat zaryadlangan ikkita buyumga ega bo‘lar edik¹.



5.2-rasm.

Induksiyalangan zaryad. a – neytral metall sterjen; b – metall sterjen umuman neytral, lekin uning uchlarida zaryadning bo‘linishi yuz beradi. Shuningdek, metall buyumni o‘tkazgich orqali erga (masalan, erga ko‘milgan suv quvuri bilan) ulash bilan zaryad berish mumkin (5.3a-rasm.  belgisi yerga ulanishni bildiradi). Buyum erga ulargan deyiladi. O‘lchamlari juda katta bo‘lganligi sababli er elektronlarni beradi va oladi; u zaryad rezervuari kabi amal qiladi. Agar metall sterdenga manfiy zaryadlangan buyumni juda yaqinlashtirsak, u holda metallning erkin elektronlari itarishishadi va ko‘pi o‘tkazgich bo‘ylab erga o‘tib ketadi (5.3b-rasm). Metall musbat zaryadlanib qoladi. Endi agar sim uzib qo‘yilsa, metallda to‘plangan musbat zaryad qoladi. Biroq agar bu ishni manfiy zaryadlangan buyum

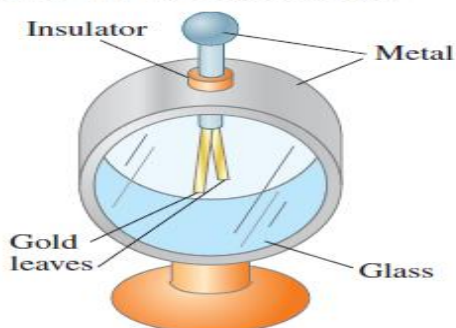
metalladan uzoqlashtirilgandan keyin qilinsa, u holda barcha elektronlar orqaga qaytib ulguradi va metall elektr jihatidan neytral bo‘ladi¹.



5.3-rasm. Yerga ulangan ob’ektda induksiyalangan zaryad.

Elektr zaryadini aniqlash uchun *elektroskopdan* (yoki sodda *elektrometr*dan) foydalaniladi. 5.4-rasmdan ko‘rinib turibdiki, u korpusdan iborat bo‘lib, uning ichida oltindan qilingan ikkita harakatlanuvchi yaproqcha joylashtirilgan. (Ba’zida faqat bitta yaproqcha harakatlanuvchi qilib tayyorlanadi). Yaproqyaalar korpusdan izolyasiyalangan metall sterjenga mustahkamlanib, tashqarida metall sharcha bilan tugallanadi. Agar zaryadlangan buyumni sharchaga juda yaqinlashtirilsa, sterjenda zaryadlar bo‘linadi (5.5a-rasm), yaproqchalar bir xil zaryadlanadi va rasmda ko‘rsatilganidey bir-biridan itarishadi. Elektr o‘tkazuvchanlik hisobiga sterjenni yaxlit zaryadlash mumkin (5.5b-rasm). Har holda zaryad qancha katta bo‘lsa, yaproqchalar shuncha ko‘p ochiladi¹.

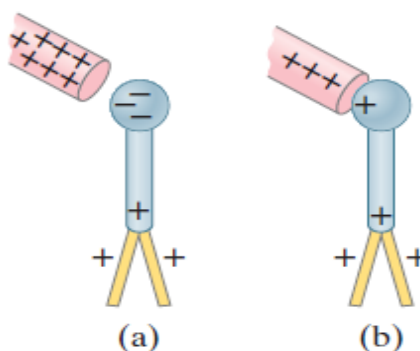
FIGURE 16–10 Electroscope.



5.4-rasm. Elektroskop

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

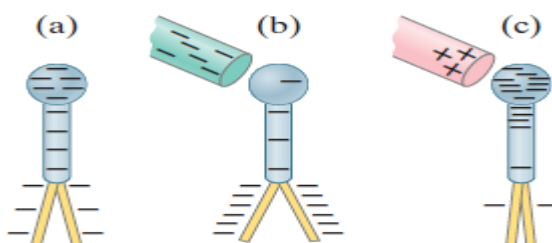
¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.



5.5-rasm. Elektroskopga a – induksiya hisobiga va b–o‘tkazuvchanlik hisobiga zaryad berish.

Biroq, zaryadni bunday usul bilan aniqlash mumkin emasligini ta’kidlab o‘tamiz: manfiy zaryad yaproqchalarni shuncha miqdordagi musbat zaryad bilan bir xil masofaga ochadi. Shunga qaramasdan elektroskopdan zaryadning ishorasini aniqlashda foydalanish mumkin – buning uchun sterjenga avvaldan ma’lum bo‘lgan, masalan, manfiy zaryad berish kerak (5.6a-rasm). Endi agar elektroskop sharchasiga manfiy zaryadlangan buyumni yaqinlashtirilsa (5.6b-rasm) u holda qo‘shimcha elektronlar yaproqchaga ko‘chadi va ular yanada kattaroq ochiladi. Aksincha, agar sharchaga musbat zaryad berilsa, u holda elektronlar yaproqchalardan ko‘chadi va ular yaqinlashadi (5.6c-rasm), chunki ularning manfiy zaryadi kamayadi¹.

Elektroskop elektrotexnika endi rivojlana boshlanganda keng qo‘llanilgan. Juda sezgir zamonaviy elektrometrlarda ham o‘sha prinsipdagi elektron sxemalardan foydalaniladi.



5.6-rasm.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

Elektrostatikada ikki tur elektr zaryadlar — *musbat va manfiy zaryadlar* ko'riladi. Bir xil ishorali elektr zaryad bilan zaryadlangan jismlar bir-birlaridan itariladilar, turli ishorali elektr zaryad bilan zaryadlangan jismlar bir-birlariga tortiladilar.

Jismlarning elektrlangan yoki elektrlanmaganligini aniqlovchi asbobga *elektroskop* deyiladi.

Elektron eng kichik zaryadga ega bo'lgan zarracha bo'lib, elektron zaryadining qiymatini birinchi bo'lib amerikalik olim D.Milliken aniqlagan. Elektronning zaryadi manfiy bo'lib, uning qiymati $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$, massasi esa $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ga teng.

Elektronlar qaerdan hosil bo'ladi? Bu savolga javob berish uchun atomning tuzilishini ko'rib chiqaylik. Atomning markazida *proton* va *neytron*lardan iborat *yadro*, atrofida elektronlar harakatlanadi. Butun atom zaryadsiz, chunki yadroning musbat zaryadi hamma elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisiga teng va u elektr jihatdan neytral. Agar neytral jism biror boshqa jismdan elektronlar olsa, manfiy zaryadga ega bo'ladi. Elektronlari yetishmaydigan jism musbat zaryadlangan bo'ladi. Shunday qilib, jism elektronlarini yo'qotgan va ortiqcha elektron olgan taqdirdagina elektrlanadi. Elektr zaryadi yo'qolishi va yana paydo bo'lib turishi mumkin. Lekin doimo ikki qarama-qarshi ishorali ikki elementar zaryad bir vaqtda paydo bo'ladi va yo'qoladi. Yopiq sistemada barcha zarrachalar zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmay qolaveradi:

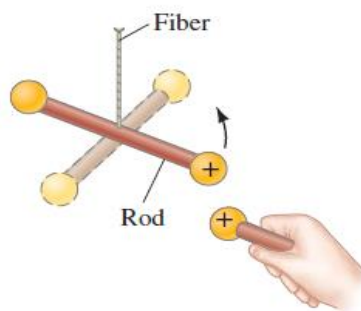
$$\sum_{I=1}^n q_I = \text{const}. \quad (5.1)$$

Elektr zaryadining saqlanish qonuni (5.1) yopiq sistema uchun, ya'ni tashqaridan zarralar kirmaydigan va tashqariga bunday zarrachalar chiqarmaydigan sistema uchun o'rinli.

Kulon qonuni

Shunday qilib, elektr zaryadlari o'zaro kuch bilan ta'sirlashar ekan. U zaryad kattaligiga va boshqa omillarga qanday bog'liq? Bu masalani 1780-yillarda fransuz fizigi Sharl Kulon (1736-1896) o'rgangan. U burama tarozidan (5.7-rasm)

foydalangan, bu tarozi Kavendish gravitatsiya doimiysini aniqlashda foydalangan qurilmaga juda o'xshaydi¹.



5.7-rasm. Kulon qonunining sxemasi.

Qurilma Kavendish gravitatsiya doimiysini aniqlashda foydalangan qurilmaga juda o'xshaydi. Ipga osilgan sterjen uchidagi sharchaga zaryad berilganda sterjen bir oz og'adi, ip buraladi va ipning buralish burchagi zaryadlar orasida ta'sir qiluvchi kuchga proporsional (buralma tarozi). Kulon bu qurilma yordamida kuchning zaryad miqdoriga va ular orasidagi masofaga bog'liqligini aniqlangan¹.

O'sha vaqtlarda zaryad miqdorini aniq o'lchovchi asboblardan bo'lmasa ham, Kulon zaryadi ma'lum bo'lgan kichik sharchalar tayyorlay olgan. U agar zaryadlangan o'tkazgich sharchani xuddi shunday zaryadlanmagan sharchaga tekkizilsa, u holda birinchi sharchadagi zaryad simmetriya sababli ikkita sharcha o'rtasida teng taqsimlanadi, deb hisoblagan. Bu unga dastlabki zaryadning $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$ va h.k. tashkil etuvchilariga teng zaryadni olish imkonini berdi. Zaryadni induksiyalash bilan bog'liq ba'zi qiyinchiliklarga qaramasdan Kulon bitta zaryadlangan jism ikkinchi zaryadlangan jismga ularning har birining zaryadiga to'g'ri proporsional kuch bilan ta'sirlashishini isbot qilishga muvaffaq bo'ldi. Boshqacha aytganda bu jismlardan ixtiyoriy bittasining zaryadini ikki marta oshirilsa, kuch ham ikki marta ortadi, agar ikkila jismning zaryadini ikki marta orttirilsa, u holda kuch to'rt marta ortadi. Bu jismlar orasidagi masofa o'zgarmaganda o'rinli bo'ladi. Kulon jismlar orasidagi masofani o'zgartirib ular orasida ta'sir qiluvchi kuch masofaning kvadratiga teskari proporsional ekanligini

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

aniqladi. Shunday qilib, Kulon bir kichik zaryadli jism (ideal holatda nuqtaviy zaryad, ya'ni fazoviy o'lchamlarga ega bo'lmigashan moddiy nuqtaga o'xshash) boshqa zaryadlangan jismga ularning Q_1 va Q_2 zaryadlarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional kuch bilan ta'sir qiladi¹:

$$F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \quad (5.2)$$

bu erda k – proporsionallik koeffitsienti. Bu munosabat Kulon qonuni nomi bilan yuritiladi; uning haqqoniyligi Kulonning dastlabki eksperimentlariga nisbatan ancha aniq, puxta eksperimentlar bilan tasdiqlandi, daraja ko'rsatkichi bugungi kunda 10^{-16} aniqlikda o'lchangan, ya'ni u $2 \pm 2 \cdot 10^{-16}$ ga teng¹.

Endi biz yangi kattalik – elektr zaryadi bilan ish ko'rar ekanmiz, - (5.2) formuladagi k doimiy kattalik birga teng bo'ladigan o'lchov birligini tanlay olamiz. Haqiqatan ham, bunday sistema yaqin kunlarga fizikada keng qo'llanilar edi. Endi, zaryadni ko'pincha xalqaro birliklar sistemasida ifodalanadi, bunda uning birligi *kulon* (Kl) hisoblanandi. Kulonning elektr toki va magnit maydoni orqali aniq ta'rifini keyinroq keltiramiz. XBS da k kattalik quyidagi qiymatga ega:

$$k = 8,988 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2.$$

yoki yaxlitlaydigan bo'lsak,

$$k = 9,0 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2$$

Shunday qilib, bir-biridan 1 m masofada joylashgan 1 Kl zaryadlar $(9,0 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2)(1,0 \text{ Kl})(1,0 \text{ Kl}) / (1,0 \text{ m}^2) = 9,0 \cdot 10^9 \text{ N}$ kuch bilan o'zaro ta'sirlashadilar¹.

Odatdagi buyumlarni (taror, plastmassa chizg'ich va h.k.) ishqalash bilan elektrlashda yuzaga keladigan zaryadlar kattalik tartibi bo'yicha mikrokulon va

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 445-449 – bet.

undan kamroqni tashkil qiladi ($1\text{mkKl}=10^{-6}\text{Kl}$). Elektron zaryadi (manfiy) taxminan $1,6022\times 10^{-19}\text{ Kl}$ ga teng. Bu ma'lum bo'lgan eng kichik qiymat, fundamental ahamiyatga ega va e^- bilan belgilanadi, ko'pincha uni *elementar zaryad* deb yuritiladi¹.

$$e = 1,6022 \times 10^{-19} \text{ C} \approx 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}.$$

Ikki jismning bir – biri bilan o'zaro ta'sirlashuvi tufayli bir jismda ma'lum miqdorda manfiy zaryad vujudga kelsa, ikkinchi jismda xuddi shuncha miqdorda musbat zaryad vujudga keladi. Masalan, ikki xil jismning bir – biriga tegishi (kontakti) natijasida birinchi jism atomlarning valent elektronlari ikkinchi jismga o'tadi. Lekin ikkala jismdagi barcha manfiy zaryadlar va barcha musbat zaryadlarning miqdorlari o'zgarmaydi.

Demak, *zaryadlar yangidan paydo bo'lmaydi ham, yo'qolmaydi ham. Ular jismlarda mavjud, faqat bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan ikkinchi qismiga ko'chadi*, xolos. Bu xulosa *zaryadlarning saqlanish qonuni* deyiladi. Bu qonunni yana bunday ham ta'riflash mumkin:

Har qanday izolyasiyalangan (tashqi jismlar bilan elektr zaryad almashinmaydigan) sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmaydi:

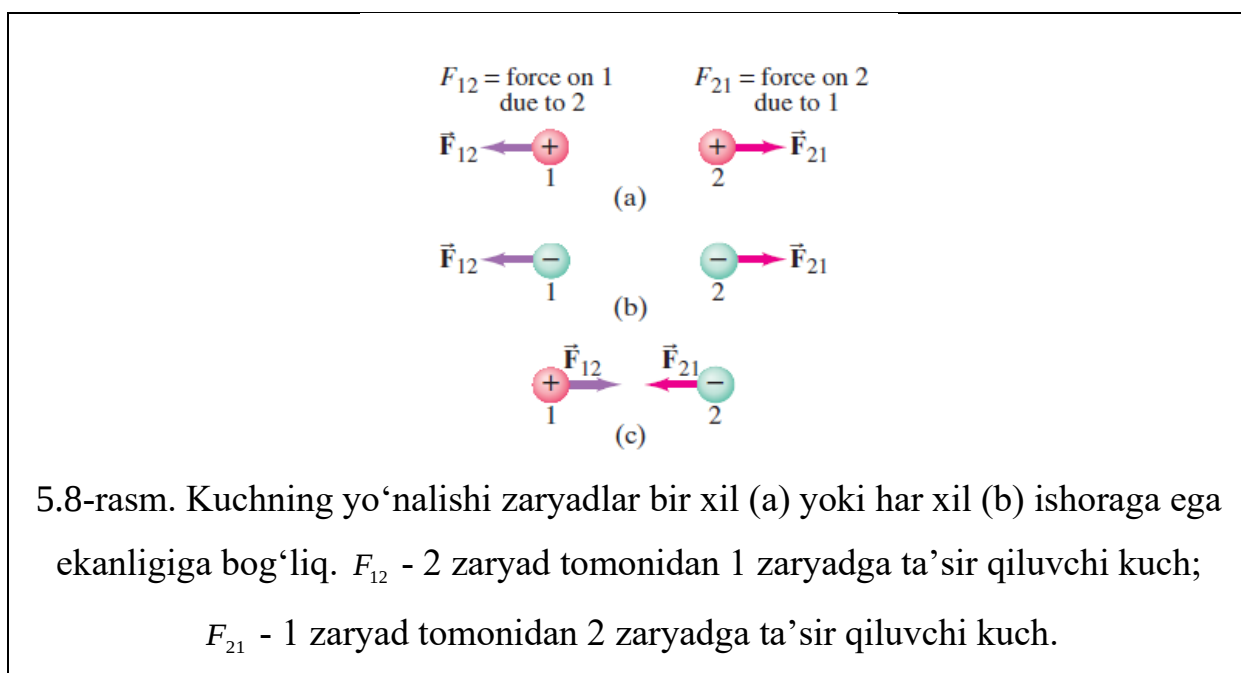
$$\sum q_i = \text{const.}$$

bunda q_i - sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

Jism elektronning biror qismini qo'shib olishi yoki yo'qotishi mumkin emasligi sababli yig'indi zaryad elementar zaryadga karrali bo'lishi kerak. Zaryad kvantlanadi (ya'ni faqat diskret qiymatlarni olishi mumkin: $1e, 2e, 3e$ va h.k.). Biroq elektron zaryadi e juda kichikligi sababli, biz odatda makroskopik zaryadlarning diskretligini sezmaymiz (1 mkKl zaryadga taxminan 10^{13} ta elektronga mos keladi) va zaryadni uzluksiz deb hisoblaymiz.

(5.2) formula bir zaryad boshqasiga ta'sir qiladigan kuchni xarakterlaydi. Bu kuch zaryadlarni birlashtiruvchi chiziq bo'ylab yo'nalgan. Agar zaryadlarning

ishoralari bir xil bo'lsa, u holda zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. Agar zaryadlarning ishoralari har xil bo'lsa, u holda zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar bir-biri tomonga yo'nalgan (5.8-rasm). Kulon butun olam tortishish qonuniga murojaat qiladi: $F = Gm_1m_2/r^2$, bu erda kuch m_1 va m_2 massaga to'g'ri proporsional. Ikkala kuch ham masofaning kvadratiga teskari proporsional ($F \sim 1/r^2$). Ikkalasi proporsionallik koeffitsientiga ega: massa – gravitatsiya, zaryad – elektr. Hamda har ikkalasi masofadan ta'sir qiladi (ya'ni ular to'qnashishni talab qilmaydi). Ular orasidagi katta farq shundaki, gravitatsiyada faqat tortishish kuchi, elektr o'zaro ta'sirda esa ham tortishish, ham itarishish kuchi mavjud bo'ladi. Elektr zaryadi ikki tipda: musbat va manfiy bo'ladi, gravitatsion massa esa faqat musbat bo'ladi¹.



Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \left(\frac{\vec{r}_{12}}{r} \right) \quad (5.3)$$

$$\vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \left(\frac{\vec{r}_{21}}{r} \right) \quad (5.4)$$

bu ifodalar q_1 va q_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi nuqtaviy zaryadlarning miqdolari, r – zaryadlar orasidagi masofa, r_{12} – birinchi nuqtaviy zaryaddan ikkinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor, r_{21} esa aksincha, ikkinchi nuqtaviy zaryaddan birinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor. $r_{12} = -r_{21}$ bo'lganligi uchun $F_{12} = -F_{21}$.

Bir xil ishorali zaryadlar itarishishadi (5.8.a va b rasmlar), qarama – qarshi ishorali zaryadlar esa tortishadi (5.8.c rasm).

(5.3) va (5.4) ifodalardagi ε_0 – elektr doimiy deb ataladi. U asosiy fizik o'limiylarning biridir:

$$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{K \cdot m^2}{H \cdot M^2},$$

Yoki

$$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}.$$

Nazariy savollar

1. Elektr maydon deb nimaga aytiladi?
2. Maydon kuchlanganligi nima?
3. Elektr maydon potentsiali deganda nima tushuniladi?
4. Kulon qonunining ta'rifi?
5. Ekvipotensial sirtlar qanday chiziladi? Uning ta'rifini keltiring.

6-mavzu.O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

Reja

1.O'zgarmas elektr tok qonunlari. Elektr qarshilik va ularni zanjirga ulash usullari.

2. O'zgarmas tokning ishi va quvvati. Joule - Lenz qonuni.

3. Tarmoqlangan zanjirlar, Kirxgof qoidalari.

4. Turli muhitlarda elektr toki. Elektroliz. Faradey qonunlari.

5. Metallar, yarim o'tkazgichlar va elektrolitlarda elektr o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi. Termoelektr hodisalar. O'ta o'tkazuvchanlik to'g'risida tushuncha.

Tayanch so'z va iboralar: *Elektr, elektron, ion, zaryad, tok kuchi, kuchlanish, qarshilik, elektr maydon, tok zichligi, Ohm qonuni, elektr yurituvchi kuch, Kirxgoff qoidasi, tokning bajargan ishi, quvvat.*

Elektr toki deganda zaryadlangan zarralarning tartibli harakati tushuniladi. «Tok» so'zining o'zbek tiliga aynan tarjimasida «*oqim*» dir. Demak, elektr tok — elektr zaryadlarning oqimidir. Elektr tokning asosiy belgisi — harakatdagi zaryadlar tufayli paydo bo'luvchi magnit maydonning mavjudligidir. Bundan tashqari elektr tok modda orqali o'tganda issiqlik, optik va ximiyaviy hodisalar kuzatiladi.

O'tkazgichlardagi elektr tokni *utkazuvchanlik toki* deb ataladi. Lekin elektr tokni bunday tor ma'noda tushunish qerak emas. Masalan, biror zaryadlangan jism fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko'chirilayotgan bo'lsin. Bu jism bilan birgalikda undagi zaryad ham fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasi tomon harakat qiladi. Demak, elektr tok vujudga keladi. Lekin bu tok zaryadlangan jismning harakati bilan bog'liq. Bunday tokni boshqa turdagi toklardan farq qilish maqsadida *konveksion tok* deb ataymiz.

Elektr toki

Batareyaning maqsadi ko'proq zarra hosil qiluvchi potensiallar farqini yuzaga keltirishdir. Batareya klemmalariga o'tkazgich kontur ulab, biz elektr zanjiriga ega


 (batareya simvollari)

(a) 

O'tkazgichda elektr tokining kuchi – bu birlik vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tuvchi natijaviy zaryad miqdoridir. Shunday qilib elektr toki kuchining o'rtacha qiymati

bu erda ΔQ - o'tkazgich ko'ndalang kesimi bo'ylab Δt vaqt ichida oqib o'tadigan zaryad miqdori. Elektr zaryadining kuchi kulon taqsim sekundlarda o'lchanadi; bu birlik fransuz fizigi Andre Amper (1775-1836) sharafiga Amper qisqacha A) deb ataladi. $1A=1C/s$. Tok ko'pincha milliamperlarda ($1mA=10^{-3}A$) va mikroamperlarda ($1\mu A=10^{-6}A$) o'lchanadi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

$$j = \frac{I}{S}$$

Tok zichligi musbat tok tashuvchilarning tartibli harakati yoʻnalishidagi vektor kattalik boʻlib, uning miqdori tok yoʻnalishiga perpendikulyar boʻlgan birlik yuz orqali bir-, lik vaqtda oqib oʻtuvchi zaryad miqdori bilan xarakterlanadi. Agar tok ikkala ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan boʻlsa, tok zichligining ifodasini quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^- \quad (6.2)$$

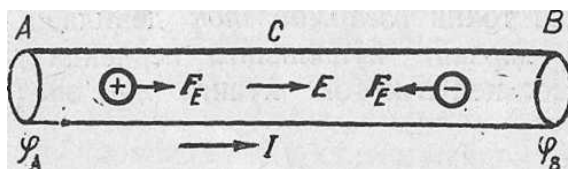
bunda q^+ va q^- — mos ravishda musbat va manfiy tok tashuvchilarning zaryad miqdorlari, va n^+, n^- , — ularning konsentratsiyasi (yaʼni birlik hajmdagi soni), u^+, u^- esa ularning tartibli harakatidagi oʻrtacha tezliklari.

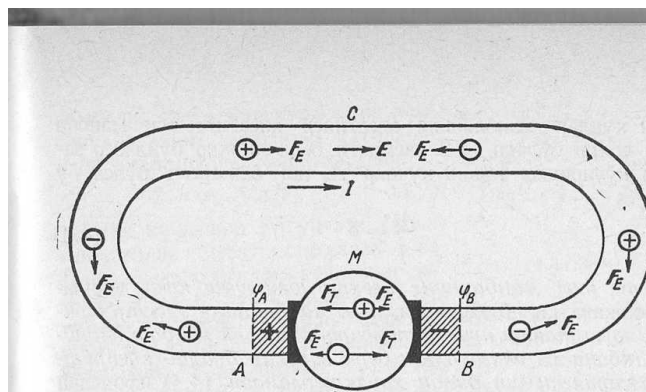
SI da tok kuchining oʻlchov birligi — amper (A) boʻlib, u asosiy birlik sifatida qabul qilingan. Bu birlik toʻgʻrisida toklarning oʻzaro taʼsiri bilan tanishganda toʻxtalamiz.

Tok zichligi birligi — amper taqsim metr kvadrat (A/m^2) boʻlib, oʻkuchi 1 A boʻlgan elektr tok oʻtkazgichning 1 m^2 koʻndalang kesimi boʻyicha tekis taqsimlangan holdagi tok zichligini ifodalaydi. Elektr tok zichligining oʻlchamligi — $L^{-2} \cdot I$

Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish

Biror oʻtkazgichning (6.2-rasm) A uchida ortiqcha musbat? zaryad, V uchida esa ortiqcha manfiy zaryad mavjud boʻlsa, bu oʻtkazgich boʻylab uning potentsiali yuqoriroq (φ_A) qismidan potentsiali pastroq (φ_B) qismi tomon yoʻnalgan elektr maydon vujudga keladi. Bu maydon kuchlari taʼsirida musbat zaryadlar A dan V ga qarab, manfiy zaryadlar esa V dan A ga qarab tartibli harakatga keladi, yaʼni oʻtkazgich boʻylab. elektr tok oʻtadi. Natijada qaramaqarshi ishorali zaryadlarniyag birlashuvi va oʻtkazgich barcha nuqtalari potentsiallarining tenglashuvi sodir boʻladi. Bu esa oʻtkazgichda elektr maydonning yoʻqolishiga va elektr tokning toʻxtashiga sabab boʻladi. Oʻtkazgichda uzluksiz ravishda elektr tok mavjud boʻlishi uchun bu oʻtkazgichni oʻz ichiga olgan berk zanjirda





6.2 rasm

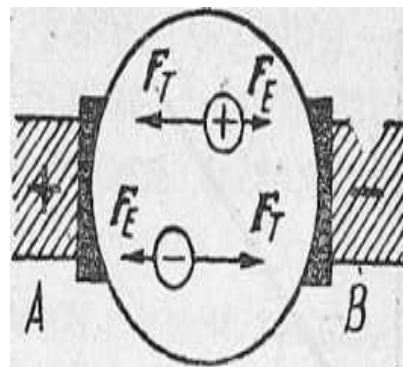
shunday maxsus qurilma (6.2-rasmda M deb belgilangan ishlab turishi kerakki, bu qurilma muntazam ravishda qaramaqarshi ishorali zaryadlarni ajratib turishi va o'tkazgichning L uchini musbat zaryad bilan, V uchini esa manfiy zaryad bilan; doimiy ravishda ta'minlab turishi kerak. Natijada, o'tkazgich uchlarida har doim potentsiallar farqi mavjud bo'lib, uzluksiz elektr tok vujudga kelishiga sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday qurilmani *elektr tokning manbai* deyiladi. Tok manbaida zaryadlarning ajralishi biror kuch ta'sirida sodir bo'ladi albatta. Lekin bu kuch elektrostatik xaraktyorga ega emas, chunki elektrostatik kuch ta'sirida zaryadlar ajralmaydi, aksincha byrlashadi (masalan, 6.2-rasmdagi tok zanjirining AS V qismida). Bu kuchni tashqi kuch deb atash odat bo'lgan. Elektr zaryadlarni ajratish va ko'chirish uchun tashqi kuchlar bajargan ish tok manbai energiyasining sarflanishi hisobiga (masalan, generator rotorni aylantirish uchun sarf bo'layotgan mexanik ish hisobiga yoki akkumulyator va galvanik elementlarda elektrodslarning elektrolitlarda erishi jarayonida ajralib chiqadigan energiya hisobiga va hokazo) sodir bo'ladi.

Demak, berk zanjirning VMA qismida, ya'ni tok manbai (M) ning ichida boshqa turdagi (masalan, mexanik yoki ximiyaviy) energiyalar hisobiga elektr energiya olinadi. Zanjirning ASV qismida esa elektr energiya sarflanadi, ya'ni boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Berk zanjirda zaryadga ham tashqi kuchlar, ham elektr maydon kuchlari ta'sir etadi. Ammo elektr maydonning q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajargan umumiy ishi nolga teng. SHuning uchun berk

zanjirda bajarilgan umumiy ish faqat tashqi kuchlar manbaining energiyasi hisobiga tok manbai ichida sodir bo'ladi. 6.2-rasmdagi berk zanjir bo'ylab q zaryadni ko'chirishda tashqi kuchlar A_t ish bajargan bo'lsa, u holda

$$\frac{A_t}{q} = \varepsilon \quad (6.3)$$

kattalik tok manbaining elektr yurituvchi kuchi deyiladi. Boshqacha qilib aytganda, tok manbaining elektr yurituvchi kuchi tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi. (6.3) ifodadan elektr yurituvchi kuch (qisqacha EYUK) potensial o'lchov birliklarida o'lchanadi, degan xulosaga kelamiz, chunki potensial ham birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanar edi.



6.3-rasm

Demak, SI da EYUK birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V —shunday tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) ki, bu manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab 1 Kl zaryadni ko'chirishda 1 J ish bajariladi. q zaryadga ta'sir etayotgan G'_T tashqi kuchni $G'_t = qE_t$ ko'rinishda ifodalash mumkin. Bunda E_t bilan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi belgilandi. U holda q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda tashqi kuchlar bajargan ish

$$A_t = \oint F_t dl = q \oint E_t dl$$

bo'ladi. Shuning uchun (6.3) ifodaga asoslanib

$$\varepsilon = \frac{A_t}{q} \oint E_t dl \quad (6.4)$$

munosabatni hosil qilamiz. Demak, berk zanjirda ta'sir etuvchi EYUK ni tashqi kuchlar maydoni kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi tarzida ifodalash mumkin.

Agar zanjirni uzsak, ya'ni ASV o'tkazgichni olib tashlab ochiq zanjir hosil qilsak (6.3-rasm), tashqi kuchlar ta'sirida VMA qiymda zaryadlarning ko'chishi tufayli A

nuqtada musbat, V nuqtada esa manfiy zaryadlar yigʻilib, bu nuqtalar oraeida potentsiallar farqi vujudga keladi. A va V nuqtalar orasidagi potentsiallar farqi zaryadlarga taʼsir etuvchi elektr va tashqi kuchlar tenglashguncha ortib boradi. Bu kuchlar tenglashganda $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ maksimal qiymatga erishadi. Ochiq zanjirdagi tok manbaining EYUK manbaning qutblaridagi potentsiallar farqiga teng:

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B. \quad (6.5)$$

Endi kuchlanish tushunchasi bilan tanishaylik. Elektrostatikada A va V nuqtalar orasidagi kuchlanish deganda A va V nuqtalardagi elektr maydon potentsiallarining farqi tushunilar edi. Zanjirning VMA qismidagi kuchlanishning tushishi yoki oddiygina kuchlanish (JAB) deganda Kulon (elektr) kuchlari va tashqi kuchlar, yaʼni

$F_E + F_T = q(E + E_T)$ taʼsirida birlik musbat zaryadni zanjir boʻylab A nuqtadan V nuqtaga koʻchirishda bajarilyshi lozim boʻladigan ish bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi:

$$U_{AB} = \frac{A_{AB}}{q} = \frac{1}{q} \left(\int_A^B \mathbf{F}_E d\mathbf{l} + \int_A^B \mathbf{F}_T d\mathbf{l} \right) = \int_A^B \mathbf{E} d\mathbf{l} + \int_A^B \mathbf{E}_T d\mathbf{l}.$$

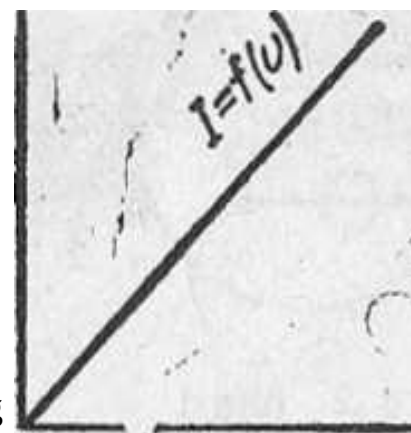
Kulon kuchlari taʼsirida birlik musbat zaryadni A dan V gacha koʻchirishda bajariladigan ish A va V nuqtalar potentsiallarining farqi $\varphi_A - \varphi_B$ ga teng. Tashqi kuchlar taʼsirida birlik musbat zaryadni zanjirning tekshirilayotgan qismida koʻchirishda bajarilgan ish zanjirning shu I qismidagi manbaning elektr yurituvchi kuchi ε_{AB} teng. Shuning uchun

$$U_{AB} = (\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}$$

Demak, zanjirning tekshirilayotgan qismidi EYUK taʼsir etmaydigan xususiy holda (yaʼni $\varepsilon_{AB} = 0$ boʻlganda)

$$U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$$

boʻladi. Kuchlanish ham, xuddi EYUK kabi, potentsialning birliklarida, yaʼni volt (V) da oʻlchanadi.



6.4-rasm

Om qonuni

Om qonuni zanjirning bir qismidan o'tayotgan tok kuchini shu qismning uchlaridagi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismida EYUK ta'sir etmasa zanjirning bir jinsli qismi.

bilan, aksincha, EYUK ta'sir etsa zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi bilan ish tutayotgan bo'lamyz. Om qonuni tajribalar asosida kashf etilgan qonundir. Uning to'g'riligi ko'pgina tajribalar asosida isbotlandi. Bu qonunning mohiyati quyidagidan iborat: bir jinsli metall o'tkazgich orqali o'tayotgan elektr tokning kuchi ushbu o'tkazgichning uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional:

$$I=U/R$$

Tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik $I=f(U)$ grafigi metall o'tkazgichlar uchun (6.4-rasm) koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lar ekan. Bu to'g'ri chiziqning U o'qi bilan hosil qilgan burchagi (6.5) ifodadagi R ga bog'liq. R — o'tkazgichning elektr qarshiligi, u zaryadlarning tartibli harakatiga o'tkazgich ko'rsatadigan qarshilikni xarakterlaydi. O'tkazgich qarshiligining birligini (6.5) ifodadan foydalanib topish mumkin: ikki uchidagi kuchlanish 1 V bo'lganda 1 A tok o'tadigan o'tkazgichning elektr qarshiligi birlik sifatida qabul qilingan va unga 1 Om deb nom berilgan. Elektr qarshilikka teskari bo'lgan kattalikni elektr o'tkazuvchanlik deb ataladi, uning o'lchov birligi simens (Sm): 1 Sm — elektr qarshiligi 1 Om bo'lgan o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligidir.

Elektr qarshilikning o'lchamligi $L^{-2} MT^{-3} I^{-2}$ elektr o'tkazuvchanlikniki esa $L^2 MT^{-3} I^{-2}$ bo'ladi.

Solishtirma qarshilik

Metall o'tkazgichning qarshiligi R uning uzunligi L ga to'g'ri proporsional va ko'ndalang kesim yuzasi S ga teskari proporsional ekanligi tajribada tasdiqlangan:

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (6.5)$$

bu erda koeffitsient ρ - (grekchadan "ro") solishtirma qarshilik deb ataladi va o'tkazgich moddaning xarakteristikasi hisoblanadi. Bu sog'lom fikrga mos keladi: yo'g'on o'tkazgichning qarshiligi ingichka o'tkazgichning qarshiligidan kamroq

bo‘lishi kerak, chunki chunki yo‘g‘on o‘tkazgichda elektronlar katta yuzada ko‘chadilar. Va o‘tkazgichning uzunligi ortishi bilan qarshilikning ortishini kutish mumkin, chunki elektronlar yo‘lidagi to‘siqlar soni ko‘payadi. Odatda ρ $Om \cdot m$ larda o‘lchanadi. 6.1-jadvalning o‘rtadagi ustunida turli o‘tkazgichlar, dielektriklar va yarimo‘tkazgichlar uchun ρ ning odatdagi qiymati keltirilgan. Kumush eng kam solishtirma qarshilikka ega, shuning uchun eng yaxshi o‘tkazgich hisoblanadi, biroq u qimmat. Undan keyin mis turadi, nima uchun o‘tkazgichlar kumushdan tayyorlanishi tushunarli, albatta. Alyuminiyning solishtirma qarshiligi misnikidan kattaroq, lekin zichligi kichik, va ba’zi hollarda afzalroqdir, chunki o‘shanday massali alyuminiyning qarshiligi misnikidan kichikroq bo‘lib chiqadi¹.

6.1-jadval

Solishtirma qarshilik va temperatura koeffitsienti (20° S da)

Modda	Solishtirma qarshilik, ρ ($Om \cdot m$)	Temperatura koeffitsienti α (C^0) ⁻¹
O‘tkazgichlar		
Kumush	$1,59 \times 10^{-8}$	0,0061
Mis	$1,68 \times 10^{-8}$	0,0068
Oltin	$2,44 \times 10^{-8}$	0,0034
Alyuminiy	$2,65 \times 10^{-8}$	0,00429
Volfram	$5,6 \times 10^{-8}$	0,0045
Temir	$9,71 \times 10^{-8}$	0,00651
Platina	$10,6 \times 10^{-8}$	0,003927
Simob	98×10^{-8}	0,0009
Nixrom (<i>Ni, Fe, Cr</i> qotishmasi)	100×10^{-8}	0,0004
Yarimo‘tkazgichlar		
Uglerod (grafit)	$(3-60) \times 10^5$	- 0,0005

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

Germaniy	$(1-500) \times 10^{-3}$	- 0,05
Kremniy	0,1 – 60	- 0,07
Dielektriklar		
Shisha	$10^9 - 10^{12}$	
Qattiq rezina	$10^{13} - 10^{15}$	

Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog‘liqligi

Moddaning solishtirma qarshiligi temperaturaga bog‘liq bo‘ladi. Odatda, metallarning qarshiligi temperatura ortishi bilan ortadi. Bunga ajablanish kerak emas: temperatura ortishi bilan atomlar tezroq harakatlanadi, ularning joylashishi tartibsizroq bo‘ladi, va ular elektronlar oqimiga yanada kuchliroq qavrshilik ko‘rsatishini kutish mumkin. Temperatura o‘zgarishining tor diapazonlarida temperatura ortishi bilan metallning solishtirma qarshiligi deyarli chiziqli ortadi:

$$\rho_T = \rho_0[1 + \alpha(T - T_0)] \quad (6.6)$$

bu erda ρ_0 - T_0 standart temperaturadagi solishtirma qarshilik (odatda 0°C yoki 20°C), ρ_T - T temperaturadagi solishtirma qarshilik va α - qarshilikning temperatura koeffitsienti. α ning qiymatlari 6.1-jadvalda keltirilgan. Yarimo‘tkazgichlarda qarshilikning temperatura koeffitsienti manfiy bo‘lishi mumkin ekan. Nima uchun? Chunki temperatura ortishi bilan erkin elektronlar soni ortadi va va ular moddaning o‘tkazuvchanlik xossasini oshiradilar. Shunday qilib, yarimo‘tkazgichlarning qarshiligi temperatura ortishi bilan kamayishi mumkin¹.

O‘tkazgich qarshiligi temperaturaga mos ravishda quyidagi qonuniyat bo‘yicha o‘zgaradi:

$$R = R_0(1 + \alpha t) \quad (6.7)$$

bundagi R_0 va R — mos ravishda 0°C va $t^\circ \text{C}$ va temperaturalaridagi qarshilikning qiymatlari; α — qarshilikning temperatura koeffitsienti, u 1 K ga isitilganda

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

o'tkazgich qarshiligining nisbiy o'zgarishiga miqdoran teng kattalik, sof metallar uchun $\alpha \approx 1/273 \text{ grad}^{-1}$. Termodinamik temperatura T dan foydalanilganda (6.7) munosabat quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$R = \alpha R_0 T \quad (6.8)$$

Rezistorlarni ketma-ket va parallel ulash

Ikki yoki undan ortiq rezistorlar 6.5a-rasmda ko'rsatilgandek biridan keyin ikkinchisi ulansa, ular ketma-ket ulangan deyiladi. Rezistorlar 6.5-rasmda ko'rsatilgandek turli tipda yoki elektr lampochkalar (6.5.b-rasm) va boshqa qurilmalar ko'rinishida bo'lishi mumkin. 6.5.a-rasmda R_1 orqali biror zaryad o'tsa, R_2 va R_3 orqali ham shunday zaryad o'tadi. Demak, har bir rezistor orqali bir xil tok o'tadi. (Agar bunday bo'lmaganda edi, zaryadning biror nuqtasida zaryad to'planib qolgan bo'lar edi, biroq statsionar holda bunday bo'lmaydi).

6.5.a-rasmdagi har bir rezistordagi potentsiallar tushuvini qarab chiqamiz. Barcha rezistorlarda kuchlanish U ga teng deb hisoblaymiz; zanjirning boshqa qismlaridagi qarshilikni hisobga olmasa ham bo'ladi va u holda U batareyaning EYUK siga teng bo'ladi. Har bir R_1 , R_2 va R_3 rezistorlarda potentsiallar farqi (yoki potentsiallar tushuvi) U_1 , U_2 va U_3 ga teng deb olamiz. Demak, Om qonuniga asosan $U = IR$, biz $U_1 = IR_1$, $U_2 = IR_2$ va $U_3 = IR_3$ deb yoza olamiz. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan to'liq kuchlanish U har bir rezistordagi potentsiallar tushuvi yig'indisiga teng, yoki¹

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = IR_1 + IR_2 + IR_3 \quad (\text{ketma-ket ulash}) \quad (6.8)$$

O'shanday tok o'tadigan ekvivalent rezistor R_{eq} (6.5.c-rasm) uchun

$$U = IR_{eq}.$$

6.8-tenglamadan foydalanib, $U = I(R_1 + R_2 + R_3)$, quyidagini olamiz:

$$R_{eq} = R_1 + R_2 + R_3 \quad (\text{ketma-ket ulash}) \quad (6.9)$$

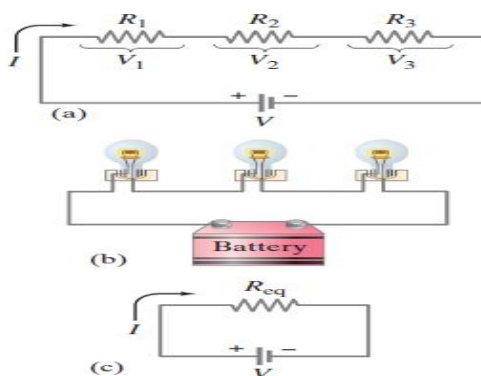
Rezistorlarni ketma-ket ulashda ularning umumiy qarshiligi alohida rezistorlar qarshiliklarining yig'indisiga teng. (Ba'zida "rezistorlar tarmog'i" deyishimiz

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

mumkin). Bu xulosa nafaqat uchta, balki ixtiyoriy sondagi rezistorlar uchun o‘rinli. Masalan, zanjirga qo‘shimcha qarshilik ulanganda tok kuchi kamayadi. Agar 12 voltli batareyaga 4 omli rezistor ulansa, undagi tok kuchi 3 A ga teng bo‘ladi. Biroq shu batareyaga 3 ta 4 Omli rezistor ketma-ket ulansa, ularning umumiy qarshiligi 12 Omni tashkil qiladi va tok kuchi 1 A gacha kamayadi¹.

Parallel ulashda boshqacharoq bo‘ladi, manbadan chiqayotgan tok kuchi har bir qismi uchun har xil bo‘ladi (6.5.a-rasm). Binolar va uylarning elektr ta‘minotida parallel ulashdan foydalanilishini biz 6 – bo‘limdagi rasmda ko‘rdik. Parallel ulashda agar siz bitta tarmoqni ajratib olsangiz, boshqalaridagi tok kuchi undan farqli bo‘ladi (6.5.a-rasmdagi R_1 ga qarang)¹.

Parallel ulashda, 6.5.a-rasmda batareyadan o‘tayotgan umumiy tok alohida qismlardagi toklarning yig‘indisiga teng. Biz I_1 , I_2 va I_3 toklarni har bir rezistorning R_1 , R_2 va R_3 qarshiliklari orqali topamiz. Zaryadning saqlanish qonuniga asosan tugunga kiradigan tok kuchi tugundan chiqadigan tok kuchiga teng bo‘lishi kerak, ya’ni



6.5-rasm. (a) rezistorlar ketma-ket ulangan. (b) elektr lampalaridan iborat rezistorlar. (c) Ekvivalent rezistor sxemasi

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (\text{parallel ulash})$$

$$R_{eq} = R_1 + R_2 + R_3.$$

Har bir rezistorga batareyaning to‘la kuchlanishi qo‘yilgan, demak,

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

$$I_1 = \frac{U}{R_1}, I_2 = \frac{U}{R_2} \text{ va } I_3 = \frac{U}{R_3}$$

Parallel ulangan R_1 , R_2 va R_3 rezistorlar uchun ekvivalent R rezistor uchun

$$I = \frac{U}{R_{eq}}.$$

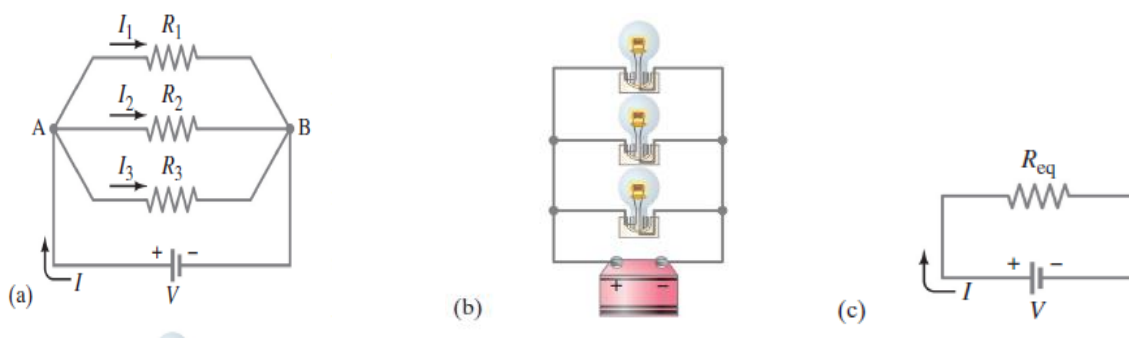
Olingan tenglamalarni birlashtirib quyidagini topamiz:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

$$\frac{U}{R_{eq}} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3}$$

Har ikkala qismini U ga bo'lib quyidagini topamiz¹:

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (\text{parallel ulash}) \quad (6.10)$$



6.6-rasm. (a) Parallel ulangan rezistorlar. (b) Elektr lampalardan iborat rezistorlar.

(c) R_{eq} mos keladigan tok kuchi.

Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$\frac{U_{AB}}{R_{um}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}}{R + r}$$

Mazkur ifodada I va ε_{AB} algebraik kattaliklar ekanligini nazarda tutishimiz kerak. Tekshirilayotgan zanjir qismida $\varphi_A > \varphi_B$ bo'lsin (6.6-rasm). U holda tokning A dan V tomon yo'nalishini musbat deb, V dan A tomon yo'nalishini esa manfiy deb qabul qilamiz. SHunga o'xshash $A \rightarrow V$ yo'nalishda ta'sir etuvchi EYUK ni musbat, $V \rightarrow A$ yo'nalishdagini esa manfiy deb olamiz. (6.10) ni, odatda, Omning

umumlashgan qonuni deb ham ataladi, chunki uni elektr zanjirning ixtiyoriy qismi o'chun qo'llash mumkin.

1. Zanjirning tekshirilayotgan qismida tok manbai bo'lmagan ($\varepsilon_{AB}=0$) holda (6.9) zanjirning bir jinsli -qismi uchun taalluqli (6.10) ga aylanadi.

2. (6.10) ni berk zanjir uchun qo'llash maqsadida zanjirdagi A nuqtani qo'zg'atmasdan V nuqtani A nuqta bilan ustmaust tushguncha zanjir bo'ylab suraylik. U holda (6.10) dagi $\varphi_A - \varphi_B$ nolga teng bo'lib, berk zanjir uchun Om qonunining ifodasi quyidagi ko'rinishga keladsh.

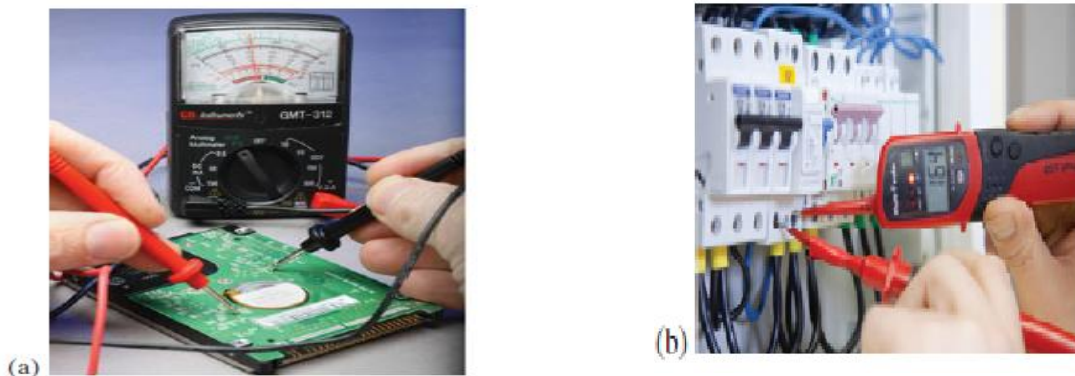
$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$$

bundagi ε —berk zanjir dagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisi, $R+r$ esa zanjirdagi umumiy qarshilik.

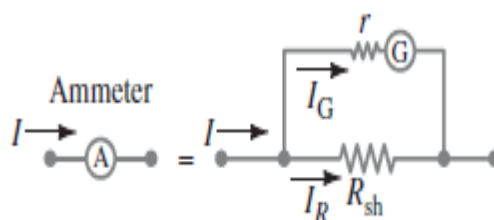
Ampermetrlar va voltmترلar - elektr ta'sir kuchini miqdoran o'lchovchi asboblار

O'lchashlar fizikaning fundamental qismi bo'lib, uning ahamiyatiga ortiqcha baho berish mumkin emas. O'lchov asboblارidan olingan natijalar xatolarsiz bo'lmaydi va ko'pincha tahlil qilinadi. Biz shuningdek ularning ta'sir kuchlarini o'lchashga urinib ko'ramiz. *Ampermetr* tok kuchini, *voltmetr* potensiallar farqini (kuchlanishni) o'lchashga xizmat qiladi. Bu asboblarning asosiy qismini galvanometr tashkil qilib, uning ishlash prinsipini tok o'tayotgan o'tkazgichga maynit maydonining ta'sir kuchi tashkil qiladi. Biz kundalik hayotimizda duch keladigan ko'pgina o'lchov asboblari ampermetr yoki voltmטר sxemasida ulangan galvanometrlardir. Galvanometrdan bevosita kichik toklarni o'lchashda foydalanish mumkin uning ishlash prinsipini keying bo'limda o'rganamiz. Hozir galvanometr strelkasining oog'ishi u orqali o'tayotgan tok kuchiga proporsional ekanligini bilishimiz etarli (6.5a-rasm). Masalan, 50 mkA shkalali galvanometr 1mkA dan 50 mkA gacha tokni o'lchay oladi. Kattaroq tokni o'lchash uchun galvanometrga qo'shimcha rezistor parallel ulanadi. Ampermetr (sxemada ) bilan belgilanadi) 19-31-rasmda ko'rsatilgandek, parallel yoki shuntlovchi rezistorga ega bo'lgan galvanometrdan () iborat. ("Shunt" "parallel" so'zining

sinonimi). SHuntlovchi qarshilik, yoki shunchaki shunt R bilan, galvanometrning harakatlanuvchi g'altagi (ramkasining) qarshiligi r bilan belgilangan. R ning qiymati berilgan tok kuchida galvanometrning strelkasi butun shkalaga og'ishi uchun tanlab olinadi¹.



6.7-rasm.



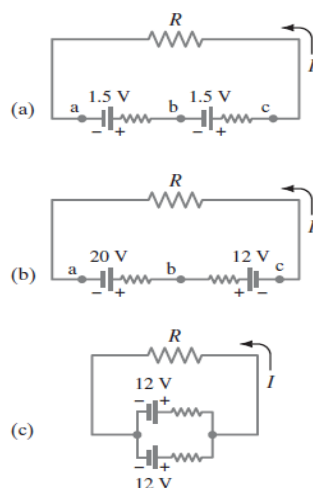
6.8-rasm.

EYUK manbalarini ketma-ket va parallel ulash; Batareyani zaryadlash

Bir necha EYUK manalarini ketma-ket ulanganda (6.9.a-rasm) umumiy kuchlanish ularning kuchlanishlarining algebraik yig'indisiga teng. Masalan, cho'ntak fonari uchun 20 V va 12 Vli ikkita element 6.9.b-rasmdagidek ketma-ket ulansa, u holda umumiy kuchlanish U_{ca} 8 V ni tashkil qiladi. (elementlarning ichki qarshiligini juda kichik deb hisoblaymiz). Boshqa tomondan, 20 V va 12 V kuchlanishli batareyalar 6.9.c-rasmdagidek bir-biriga qarama-qarshi yo'nalishda ulangan bo'lsa, ularning umumiy kuchlanishi U_{ca} 8 V ga teng, musbat sinov zaryadini a nuqtadan b nuqtaga ko'chirishda potensial 20 V ga ortadi, so'ngra b dan c ga ko'chirishda 12 V ga kamayadi, ya'ni a dan c gacha kuchlanishning

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

o'zgarishi $20\text{ V} - 12\text{ V} = 8\text{ V}$ ga teng. Batareyalarni “qarama-qarshi” ulash ma'noga ega emasdek tuyuladi, ko'p hollarda shunday ham. Biroq zaryadlash qurilmalari aynan shunday ulanadi: 6.9b-rasmda 12 V li batareya 20 V li manbadan zaryadlanadi. Keyingisining kuchlanishi kattaroq bo'lganligi sababli u 12 V li batareyani zaryadlaydi: elektronlar manfiy elektrodga yaqinlashtiriladi va musbatdan itarishadi. EYUK manbalarini parallel ulash ham mumkin (6.9.c-rasm). Kuchlanishni oshirish uchun emas, balki katta tok kuchini ta'minlash, ya'ni energiyani oshirish uchun shunday qilinadi. Har bir parallel ulangan batareya umumiy tok kuchining bir qismini ta'minlaydi va ichki qarshilikda yo'qotishlar bitta batareyadan foydalangandagiga nisbatan kamroq bo'ladi¹.



6.9-rasm. (a) va (b) ketma-ket ulangan, (s) parallel ulangan batareyalar.

Om qonunini differensial ko'rinishda yozish mumkin. Bunin r uchun o'tkazgich ichida biror nuqtani tanlab olaylik. Bu nuqtadagi tok zichligi j va elektr maydon kuchlanganligi E bo'lsin. Bu nuqta atrofida asosi dS , yasovchisining uzunligi dl bo'lgan xayoliy elementar silindrni shunday ajrataylikki (6.9-rasm), bu silindrchaning yasovchilari j ga parallel bo'lsin. Bu silindrchaning ikki asosi orasidagi kuchlanish $U = EdU$ asosidan o'tayotgan tokning kuchi $I = jdS$.

Silindrchaning qarshiligi esa $R = \rho \frac{dl}{ds}$ ning uchun bu silindrchaga Om qonunini qo'llab, quyidagi ifodani yoza olamiz:

¹ ¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

$$jdS = \frac{dS}{\rho dl} Edl \quad (6.11)$$

Agar j va E vektorlarning yo'nalishlari bir xil ekanligini hisobga olsak,

$$j = E/\rho \quad (6.12)$$

bo'ladi. O'tkazgich materialining solishtirma qarshiligi r ta teskari bo'lgan kattalikni, ya'ni $\sigma = 1/\rho$ ni materialning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deb atagandik. Zero (6.12) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$j = \sigma E. \quad (6.13)$$

Bu ifoda zanjirning bir jinsli qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishidir. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismi bir jinsli bo'lmasa, u holda zanjirda Kulon kuchlari bilan bir qatorda tashqi kuchlar ham ta'sir etayotgan bo'ladi. Shuning uchun zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$j = \sigma (E + E_T) \quad (6.14)$$

bundagi E_t — zanjirning tekshirilayotgan qismidagi tok manbaida ta'sir etayotgan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi.

Joul - Lens qonuni

Zanjirning bir jinsli qismidagi U kuchlanish tufayli vujudga kelgan elektr maydon o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan dt vaqt davomida Idt zaryadni ko'chiradi. Elektr tokning dt vaqt davomida bajargan ishi

$$dA = IUdt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \quad (6.15)$$

bo'ladi. Elektr tokning quvvati esa quyidagicha aniqlanadi:

$$N = dA/dt = IU = I^2 R = U^2/R \quad (6.16)$$

Elektr tokning ishi joul (J) larda, quvvati esa vatt (Vt) larda o'lchanadi. Lekin, amalda, elektr tokning systemaga oid bo'lmagan vattsoat, (Vt soat) va kilovattsoat (kVt.soat) deb nomlangan birliklaridan keng foydalaniladi:

$$1 \text{ Vt} \cdot \text{soat} = 3,6 \cdot 10^8 \text{ J};$$

$$1 \text{ kVt} \cdot \text{soat} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}.$$

Elektr tokqo'zg'almas metall o'tkazgichdan o'tayotgan holda tokning bajargan barcha ishi shu o'tkazgichning ichki energiyasining ortishiga, ya'ni issiqlik energiyasiga aylanadi. Jru 1 va Lens aniqlagan qonunga asosan, o'tkazgichda ajralib chiqadigan issiqlik miqdori o'tkazgichning qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va vaqtga proporsional, ya'ni:

$$dQ=RI^2dt \quad (6.17)$$

Bu qonuniyatdan foydalanyb, 6.7rasmda ifodalangan elementar silindrda dt vaqtda ajralib chiqadigan issiqlik miqdorini topaylik:

$$dQ = dQ=RI^2dt = \frac{\rho dl}{dS} (j dS)^2 dt = \rho j^2 dl * dS * dT$$

Agar $dl*dS = dV$ — silindrchaning hajmi ekanlygini hisobga olsak,

$$dQ=pj^2dVdt. \quad (6.18)$$

Bu ifoda o'tkazgichning dV hajmida dt vaqt ichida ajralib chiqqan issiqlik miqdorini ifodalaydi. Shuning uchun (6.18) ni $dV dt$ ga bo'lsak, o'tkazgichning birlik hajmida birlik vaqtda ajralib chiquvchi issiqlik miqdorini xarakterlovchi kattalikni topamiz. Bu kattalik *tok issiqlik quvvatining zichligi* deb ataladi:

$$\omega = \frac{dQ}{dVdt} \quad (6.19)$$

(6.17) va (6.18) ifodalardan foydalanib (6.19) ni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\omega = j * E = \tau * E \quad (6.20)$$

Bu ifoda Joule — Lens qonunining differensial ko'rinishidir.

Kirxgof qoidalari

Kirxgof qoidalari tarmoqlangan murakkab zanjir qismlarini hisoblashda qo'llaniladi.

Elektr zanjirining kamida uchta o'tkazgich tutashgan nuqtasi *tugun* deyiladi. Odatda, tugunga kelayotgan toklarni musbat ishora bilan, ketuvchi toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi. Kirxgofning birinchi qoidasiga asosan, *tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yig'indisi nolga teng yoki tugunga keluvchi toklarning arifmetik yig'indisi tugundan ketuvchi toklarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.*

6.8 rasmdagi elektr tugun uchun Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\sum_i I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (6.21)$$

yoki

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5$$

Kirxgofning ikkinchi qoidasini analitik ko‘rinishini keltirib chiqarish uchun biror murakkab tarmoqlangan elektr vanjirdan ixtiyoriy $A B C D A$ berk konturni ajratib olaylik (6.9-rasm). Bu konturni ixtiyoriy yo‘nalishda aylanganda qo‘shni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun Om k qonunini qo‘llaymiz. Bunda quyidagi shartlarga rioya qilish kerak:

1. zanjirning har bir qismining qarshiligi (R) deganda shu qiymdagi barcha taqqi qarshiliklar va tok manbalari ichki qarshiliklarining yig‘indisi tushuniladi;
2. zanjirning ayrim qismlaridagi tokning yo‘nalishi konturni aylanish yo‘nalishi bilan mos tushea, bunday tokni musbat, aks holda manfiy deb hisoblanadi;
3. zanjirdagi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi trmon yurish konturni aylanish yo‘nalishi bilan mos tushea, maqbaning EYUK musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan olinadi.

Shunday qilib,

AB qismi uchun $I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \varepsilon_1$

BC qismi uchun $I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \varepsilon_2$

CD qismi uchun $I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_D + \varepsilon_3$

DA qismi uchun $I_4 R_4 = \varphi_D - \varphi_A + \varepsilon_4$

Bu tenglamalarni qo‘shsak,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4 \quad (6.22)$$

yoki I va ε lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, (6.22) ni quyidagi ko‘rinishda yoza olamiz:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_i \varepsilon_i$$

Bu ifoda Kirxgofning ikkinchi qoidasining analitik ko‘rinishidir: tarmoqlangan elektr zanjirdagi ixtiyoriy berk kontur uchun bu kontur ayrim qismlardagi tok kuchlarining

mos qismlaridagi qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi ushbu konturdagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisiga teng.

(6.22) tenglamalar sistemasidan va tugunlar uchun yozilgan (6.21) tenglamalardan foydalanib har qanday murakkab elektr zanjir parametrlarini hisoblash mumkin.

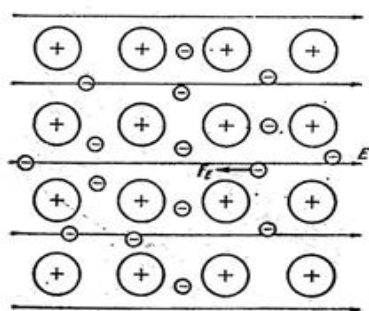
Nazorat savollari

1. Tok kuchi deb nimaga aytiladi?
2. Zanjirning bir kismi uchun Om qonuni kanday ifodalanadi?
3. Berk zanjir uchun Om qonuni qanday ifodalanadi?
4. Elektr yurituvchi kuch deb nimaga aytiladi?
5. Kirxgofning birinchi va ikkinchi qonunlarini tushuntirib bering.

**7-mavzu: METALL ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGINING KLASSIK
NAZARIYASI. YARIM O'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR.
KONTAKT HODISALARI**

Tayanch so'z va iboralar *Termoelektron emissiya, katod, anod, volt amper harakteriskasi, diod, triod, gazlarda elektr toki, nomustakil gaz razryad, elektrolitlarda elektr toki.*

Metallar klassik elektron nazariyasida Om qonunini tushuntirilishi



7.1-rasm

Metallar klassik elektron nazariyasida P.Drude asos solgan (1900y), X.Lorents mazkur nazariyani takomillashtirib rivojlantirdi (1904 y). Nazariya bilan tanishishni metall tuzilishidan boshlaylik. Kristall panjaraning tugunlarida (7.1-rasm) valent elektronlaridan ajralgan atom qoldiqlari (ionlar) joylashadi. Valent elektronlar biror atomga tegishli emas, balki metall parchasidagi barcha N ta atomga taalluqlidir. Shuning uchun bu elektronlarni *erkin elektronlar* deb ataladi. Absolyut noldan farqli temperaturalarda metallardagi ionlar ham, erkin elektronlar ham to'xtovsiz issiqlik harakatida qatnashadi. Ionlarning issiqlik harakati muvozanat vaziyati atrofidagi tebranma harakatlardan iborat. Erkin elektronlar esa metall parchasining sirti bilan chegaralangan hajmda erkin harakatlanadi, ya'ni turli yo'nalishlar bo'yicha turlicha tezliklarga ega bo'ladi. Ularning bu xaotik harakati ideal gazni eslatadi. Shuning uchun ham erkin elektronlarni "elektron gaz" deb faraz qilib, ularga bir atomli ideal gaz molekulari uchun o'rinli bo'lgan tushunchalarni va formulalarni qo'llash mumkin. Erkin elektronlar ideal gaz molekularidan shu bilan farqlanadiki, ular o'zaro emas, balki ko'proq kristall panjaraning tugunida joylashgan ionlar bilan to'qnashadi. Ideal gaz molekulasining issiqlik harakat o'rtacha tezligi formulasidan foydalanib, uy temperaturasida ($T \sim 300\text{K}$) metallidagi erkin elektronlar o'rtacha tezligi $\sim 10^5\text{m/s}$ ekanligini aniqlash mumkin. Erkin elektronlarning bunday katta tezliklar bilan harakatlanishi butunlay tartibsiz bo'lganligi uchun ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanayotgan elektronlar

soni, qarama – qarshi yo‘nalishda harakatlanayotgan elektronlar soniga teng bo‘ladi. Boshqacha aytganda, elektronlarning issiqlik harakati tamoman xaotik bo‘lganligi uchun barcha yo‘nalishlar teng ehtimollidir. Shuning uchun metall o‘tkazgichning ixtiyoriy ko‘ndalang kesimi orqali ko‘chayotgan zaryad miqdori nolga teng bo‘ladi. Demak, erkin elektronlarning issiqlik harakati tufayli o‘tkazgichda elektr tok vujudga kelmaydi.

O‘tkazgichning ikki uchiga biror $\Delta\phi$ potentsiallar farqini qo‘yish natijasida metall ichida kuchlanganligi E bo‘lgan elektr maydon vujudga keltiraylik. Bu maydon har bir elektronga miqdori eE , yo‘nalishi esa maydon yo‘nalishiga qarama – qarshi bo‘lgan (chunki elektronning zaryadi manfiy) kuch bilan ta’sir etadi. Bu kuch ta’sirida “elektron gaz molekulalarining” elektr maydonga qarama – qarshi yo‘nalishdagi tartibli harakati vujudga keladi, ya’ni metall o‘tkazgichda elektr paydo bo‘ladi. Lekin elektr maydon ta’sirida erkin elektronlar faqat tartibli harakat qiladi, deb tushunish kerak emas. Elektronlar xuddi elektr maydon bo‘lmagan vaqtdagidek katta tezliklar bilan turli yo‘nalishlarda harakat qilaveradi. Lekin bu harakatga metall ichidagi elektr maydon tufayli o‘tkazgich bo‘ylab yo‘nalgan tartibli harakat tezligi qo‘shiladi.

Erkin elektronlarning hatto etarlicha katta tok zichliklarida ham ($j=10 \text{ A/mm}^2$) tartibli harakat o‘rtacha tezligi ($u_{o'rt} \sim 10^{-3} \text{ m/c}$) issiqlik harakat o‘rtacha tezligiga qaraganda nihoyat kichik: $v_{o'rt}/u_{o'rt} \approx 10^8$ marta.

U holda nihoyat uzoq masofalarga metall o‘tkazgichlar orqali elektr signallarining bir lahzada uzatilishining boisi nimada? Bu savolga javob berish uchun metallarda elektr maydon $s=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ tezlik bilan tarqalishini hisobga olish kerak. SHuning uchun metall o‘tkazgichning uzunligi bir necha ming kilometr bo‘lganda ham uning barcha qismlaridagi erkin elektronlar bir vaqtda harakatga keladi deb hisoblasa bo‘ladi.

Endi metallarning klassik elektron nazariyasidan foydalanib Om qonunini chiqaraylik. Kuchlanganligi E bo‘lgan elektr maydonda elektronga $F=eE$ kuch ta’sir etadi. Bu kuch ta’sirida m massali elektron, Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan,

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E \quad (7.1)$$

tezlanish oladi. Erkin elektron kristall panjaraning tugunida joylashgan ionlar bilan ketma – ket to‘qnashishi orasida o‘tgan vaqtni bilan τ , bosib o‘tgan masofani (erkin yugirish yo‘lini) esa l bilan belgilaylik. Soddalashtirish maqsadida barcha erkin elektronlarning issiqlik harakati tezliklari bir xil deb faraz qilaylik va uni u bilan belgilaylik. U holda τ , l va u lar orasida quyidagi munosabat o‘rinli:

$$\tau = \frac{l}{u} \quad (7.2)$$

Elektron ion bilan to‘qnashgach, bir lahza to‘xtab qoladi, ya’ni uning tartibli harakat tezligi nolga teng bo‘ladi. Shuning uchun elektr maydon ta’sirida bu elektron navbatdagi ion bilan to‘qnashguncha tekis tezlanuvchan harakat qiladi. Bu harakatning tezlanishi (7.2) ifoda bilan aniqlanadi. Navbatdagi to‘qnashish oldidan elektronning tartibli harakat tezligi maksimal qiymatga erishadi, ya’ni

$$u_{\max} = a\tau = \frac{el}{m\vartheta} E \quad (7.3)$$

Demak, elektronning tartibli harakat tezligi 0 dan $u_{\max}$ gacha ortadi. Bundan ikki ketma – ket to‘qnashuv orasidagi elektronning tartibli harakat o‘rtacha tezligi uchun

$$u_{\text{ypr}} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{el}{2m\vartheta} E \quad (7.4)$$

qiymat kelib chiqadi. Ikkinchi tomondan o‘tkazgich orqali o‘tayotgan tok zichligining qiymati uchun quyidagi munosabat o‘rinli:

$$j = enu_{\text{ypr}} \quad (7.5)$$

bu ifodada e – elektronning zaryadi, n – metall o‘tkazgichning birlik hajmdagi erkin elektronlar soni. (7.5) dagi u_{ypr} o‘rniga uning (7.4) ifodadagi qiymatini qo‘ysak,

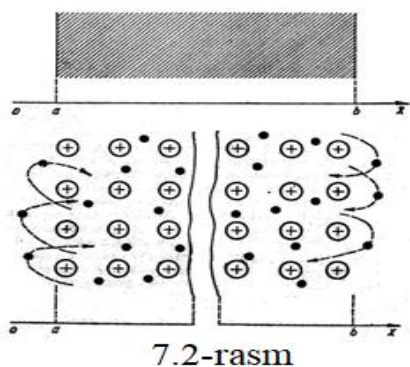
$$\sigma = \frac{e^2 nl}{2m\vartheta} E \quad (7.6)$$

Om qonuning differensial ko‘rinishini hosil qilamiz. Bu munosabatdagi

$$\tau = \frac{e^2 nl}{2m\theta} \quad (7.7)$$

solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni ifodalaydi: *metallning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi metallning birlik hajmdagi erkin elektronlar soniga n ga, bu elektronlarning kristall panjara tugunlarida joylashgan ionlar bilan ikki ketma – ket to'qnashuvi orasida bosib o'tgan masofasi l ga proporsional bo'ladi*. Demak, elektronlarning ionlar bilan to'nashuvi – xuddi elektronlar harakatini tormozlashga intiluvchi biror ishqalanish kuchidek ta'sir ko'rsatadi. To'qnashish vaqtida elektron ionga o'z energiyasini (elektr maydon ta'sirida tezlashib erishgan energiyasini) berayotganligi uchun metall parchasining ichki energiyasi ortadi, ya'ni metallning qizishi kuzatiladi.

Elektronning metalldan chiqish ishi



Biror idishdagi gaz molekulalarining idishdan tashqariga chiqishiga shu idishning devorlari to'sqinlik qiladi. Er atmosferasi esa Erning tortish maydoni tufayli ushlab turiladi. Agar bir parcha metall bo'lakchasi bilan ish tutadigan bo'lsak, bu metalldagi elektronlar o'z – o'zidan metall tashqarisiga chiqib keta olmaydi. Buning sababi nimada?

Rasmda tasvirlangan metall bo'lakchasining yon sirtlariga perpendikulyar qilib OX o'qni o'tkazaylik. Metall ichida, ya'ni x ning qiymatlari a dan b gacha o'zgarganda elektronlarga panjaraning tugunlaridagi musbat ionlar tomonidan tortishish kuchlari ta'sir etadi. Bu kuch elektronlar orasidagi o'zaro itarishish kuchlari bilan muvozanatlashib turadi. Shuning uchun x o'qiga perpendikulyar bo'lgan ixtiyoriy qatlamni tekshirsak, bu qatlamdagi ionlarning musbat zaryadi ayni vaqtda shu qatlamda joylashgan erkin elektronlarning manfiy zaryadlariga miqdoran tengdir. Ya'ni metall ichidagi ($a < x < b$) qatlamlar elektroneytraldir. Endi metall sirtiga nihoyat yaqin bo'lgan ($x=a$ yoki $x=b$) qatlamlarni tekshiraylik. Agar sirt qatlamdagi elektronlarning bir qismi metalldan tashqariga chiqsa, bu sirt qatlam musbat zaryadlanib qoladi. Metall tashqarisiga chiqqan elektronlarni

bu sirt qatlam uzoqqa qo'yib yubormaydi, ularni o'zi tomonga tortadi. Natijada elektronlar sirt qatlamdan tashqariga chiqadilar, lekin undan unchalik uzoqlashmay yana ichkariga qaytadi. Shuning uchun metall sirti doimo *elektronlar buluti* bilan qoplangan bo'ladi. Demak, metalldan tashqariga chiqayotgan elektron sirt qatlam tomonidan tortish kuchi ta'sir qiladi. Bu ikkila kuch ham metall ichkarisiga qarab yo'nalgan bo'lib, elektronning metalldan chiqishiga *to'siq (barer)* bo'ladi. Shuning uchun metall ichidagi erkin elektron metall sirtlarida vujudga kelgan to'siqlar (barerlar) bilan o'ralgan *chuqurlikda (o'rada)* joylashgan ekan, deyish mumkin. Odatda to'siq (barer) ning qalinligi bir necha atomlararo masofadan (taxminan 10^{-9} m) ortmaydi. Bu to'siqni engib metall tashqarisiga chiqishi uchun elektron bajarishi lozim bo'lgan ishning miqdoriga teng kattalikni elektronning metalldan chiqish ishi (A_{ch}) deb ataladi.

Chiqish ishi, odatda, elektron – volt (eV) larda o'lchanadi:

$$1\text{eV}=1,6\cdot 10^{-19}\text{Kl}\cdot 1\text{V}=1,6\cdot 10^{-19}\text{J}.$$

Metallarda elektronning chiqish ishi metalning kimyoviy tabiatiga metall sirtining tozaligiga bog'liq.

Kontakt hodisalari

Endi chiqish ishlari $A_{\tau 1}=e\varphi_1$ va $A_{\tau 2}=e\varphi_2$ bo'lgan zaryadlangan 2 metalni ko'ramiz. Bu metallarda fermi sathi W_{f1} va W_{f2} bo'lsin. Metallar bir – biridan uzoqda turganda ular orasida elektr maydon vujudga kelmaydi.

Agar bu metallarni bir – biriga tegizsak, elektronlar birinchi metallardan ikkinchi metallga o'ta boshlaydi. Natijada birinchi metall musbat zaryadlanib, ikkinchisi manfiy zaryadlanadi va ikkinchi metall orasida potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Bu potentsiallar farqi ***kontakt potentsiallar farqi*** deyiladi.

Elektronlar bir metallardan ikkinchisiga o'tish nihoyatda tez bo'ladi ($\sim 10^{-16}$ s) va muvozanat vujudga keladi. Muvozanat vaziyatda ikkala metallning Fermi sathlari teng bo'ladi.

Bir – biriga tegib turgan metallarning ichki nuqtalari (V va S) orasidagi potentsiallar farqi ichki potentsiallar farqi deyiladi.

$$u_k^1 = \frac{W_{\phi 1} - W_{\phi 2}}{e} \quad (7.8)$$

Odatda A va D nuqtalar orasidagi tashqi kontakt potentsiallar farqi o'lanadi.

$$u_k = \frac{A_{\phi 1} - A_{\phi 2}}{e} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (7.9)$$

φ_1 va φ_2 - birinchi va ikkinchi metallardan elektronlarning chiqish potentsiallari.

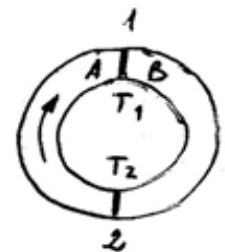
Kontakt hodisalarini birinchi bo'lib Volta tekshirgan.

Voltani I qonuni: Ikki metallning bir – biriga tegishi tufayli vujudga keladigan kontakt potentsiallar farqi metallarning kimyoviy tarkibiga va temperaturasiga bog'liq.

Voltani II qonuni: Bir xil temperaturadagi bir necha metall bir – biriga ketma – ket ulansa, bunday zanjirning eng chetki nuqtalarida vujudga keladigan potentsiallar farqi faqat chetki metallar, ya'ni birinchi va oxirgi metallarning bir – biriga tekkizilishi natijasida vujudga keladigan potentsiallar farqiga teng bo'ladi.

Termoelektrik hodisalar

1) Zeebek hodisasi. Zeebek 1821 yilda berk zanjirni tashkil qilgan ikki xil metallning bir va ikki kavsharlangan qismlarini turli temperaturalarda ushlab turilsa, zanjir bo'ylab tok oqishi qayd qilingan. Kavsharlangan nuqtalardagi temperaturalar farqining ishorasi o'zgartirilishi tok yo'nalishini o'zgartirishga olib keladi. Hosil bo'lgan



7.3-rasm

ε_T quyidagicha topiladi:

$$\varepsilon_T = - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_1 dT - \int_{T_2}^{T_1} \alpha_2 dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{12} dT \quad (7.10)$$

α_{12} – solishtirma termoelektr yurituvchi kuch.

$$\alpha_{12} = \frac{d\varepsilon_T}{dT} \quad (7.11)$$

Agar T_1 va T_2 lar farqi juda katta bo'lmasa, α_{12} doimiy desa bo'ladi:

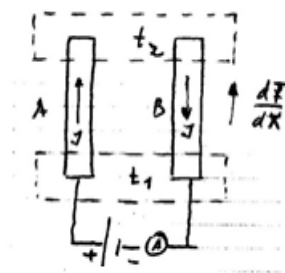
$$\varepsilon_T = \alpha_{12}(T_2 - T_1) \quad (7.12)$$

$T_2 > T_1$ bo'lsa, $\varepsilon_T > 0$ bo'ladi.

$T_2 < T_1$ bo'lsa, $\varepsilon_T < 0$ bo'ladi.

Termopara yoki termoelementlarda foydalaniladi.

Pelte hodisasi: Bu hodisa Zeebek hodisasiga teskari hodisadir.



7.4-rasm

Ikki xil metallar kavsharlangan joylarida temperaturalarini bir xil bo'lgan zanjirdan tok o'tkazilsa, bunday zanjirda Joule – Lens qonuniga asosan ajraladigan issiqlik miqdoridan tashqari, kontaktlarning birida qo'shimcha issiqlik miqdori ajraladi. Bu issiqlik miqdori kontaktning ikkinchi uchida yutiladigan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi va ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi.

Ajralgan issiqlik miqdori quyidagicha ifodalanadi:

$$Q_{AB} = \Pi_{AB} \cdot q = \Pi_{AB} \cdot I \cdot t \quad (7.13)$$

q – kavsharlangan uchdan o'tgan zaryad miqdori. Π_{AB} -Pelte koeffitsienti (tok A dan V ga qarab oqadi).

Tok yo'nalishi o'zgartirilganda Q o'z ishorasini uzaytiradi, ya'ni issiqlik ajralish o'rniga o'shancha issiqlik yutiladi. Demak,

$$\Pi_{AV} = -\Pi_{AV} \quad (7.14)$$

Pelte koeffitsienti bilan termo elektr yurituvchi kuch koeffitsienti orasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\Pi_{AV} = \alpha_{AB} T \quad (7.15)$$

Pelte hodisasidan sovitish mashinalarida foydalaniladi.

Tomson hodisasi. Bir jinsli o'tkazgich bo'ylab temperaturalar farqi mavjud bo'lsa, bunday o'tkazgich orqali elektr toki o'tish jarayonida, Joule issiqligidan tashqari, tokning yo'nalishiga bog'liq ravishda issiqlik miqdori qo'shimcha issiqlik miqdori ajraladi yoki yutiladi.

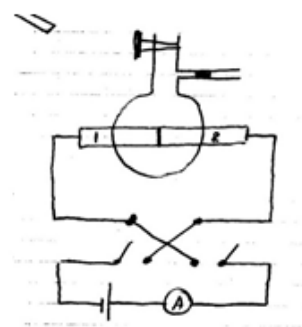
Agar t vaqtda V hajmda ajralgan issiqlik miqdori Q bo'lsa,

$$\frac{Q}{t \cdot V} = \sigma \frac{dT}{dx} \cdot j \quad (7.16)$$

bu erda j -tok zichligi. $\frac{dT}{dx}$ temperatura gradienti. σ - Tomson koeffitsienti.

Ba'zi metallarda $\frac{dT}{dx}$ bilan I yo'nalishi bir xil bo'lganda (Zn, Bi) issiqlik ajraladi. Ba'zilarida esa teskari (Fe, Pt, Sb).

Pelte hodisasini kuzatish tajribasi. Agar issiqlik ajralsa, kolbadagi tomchi suriladi.



7.5-rasm

Pelte hodisasi quyidagicha tushuntiriladi. Tok tashuvchilar (elektronlar) kavsharlanish chegarasining turli tomonidan turlicha o'rtacha energiyaga egadir. Agar zaryad tashuvchilar kavsharlangan uchdan o'tib, kichik energiyali sohaga tushib qolsa, ular ortiqcha energiyalarni kristall panjaraga beradi, natijada kavsharlangan uchi qiziydi. Boshqa uchida esa tok tashuvchilar katta energiyali sohaga o'tadi: etishmaydigan energiyani panjaradan oladi, natijada bu kavsharlangan uchining sovishiga erishiladi.

Tomson hodisasi Pelte hodisasiga o'xshash tushuntiriladi. Tok temperatura ortib borishi yo'nalishida o'tayotgan bo'lsin. Agar tok tashuvchilar elektronlar bo'lsa, ular o'z harakatlari davomida nisbatan yuqori temperaturali o'rinlaridan (yuqori o'rtacha energiyali elektronlar) nisbatan past temperaturali o'rinlariga o'ta boshlaydi.

Volta va Galvani tajribalari

1800 yilgacha, elektr ishlab chiqarish texnikasi faqatgina statik zaryadlarni ishqalanish yo'li bilan olishgacha rivojlangan edi. 1800 yilda Alessandro Volta (1745-1827; rasm) elektr batareyasini yaratdi va elektr zarralarining birinchi turg'un oqimi, ya'ni turg'un elektr tokini ishlab chiqardi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 502, 503 – betlar.



7.6-rasm. Bu rasmda 1801 yilda Alessandro Volta o‘z batareyasini Napoleonga namoyish qilmoqda. Luiji

Batareyaning kashf etilishi juda qiziq bo‘lgan. Shu bilan birga juda muhim kashfiyot edi, shu bilan birga olimlar o‘rtasida munozaralarga sabab bo‘ldi. 1780-yillarda Boloniya universitetining professori Galvani (1737-1798) elektr mashinasida hosil qilinadigan elektr ta’sirida qurbaqa muskullarining qisqarishiga oid eksperimentlar seriyasini qo‘ydi. Eksperimentlarni o‘tkazish vaqtida Galvani muskullarning qisqarishini boshqa umullar bilan ham erishish mumkinligini aniqladi. U mis ilgakdagi qurbaqani umurtqa pog‘onasidan balkonning temir panjarasiga ilib qo‘yadi va qurbaqaning panjasi ham panjaraga tekkanda u qiskaradir. Keyingi eksperimentlar bunday g‘alati, lekin muhim effekt boshqa juft metallar bilan ham kuzatilishini tasdiqladi. U 1791 yilda nashr ettirgan ishida “hayvonot elektr” tushunchasini kiritdi. Ko‘pchilik, shu jumladan Galvani ham ko‘pchilik olimlarni qiziqtirgan “hayot kuchini” kashf qilmadimikin, degan savolni berar edilar¹.

Pavia universitetida ishlagan Volta (Boloniya dan 200 km uzoqlikda) Galvani natijalariga avvaliga ishonmadi. Biroq hamkasblarining qiziqtirishlaridan keyin Galvani tajribalarini takrorladi va yana olg‘a yurdi. Biroq Volta “hayvonot elektr” nazariyasiga shubha bilan qarar edi: uning fikricha elektr manbai hayvonot organizmida bo‘lmay, balki *ikkita metall orasidagi kontaktda yuzaga kelar edi*.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 502, 503 – betlar.

Volta o'z farazlarini nashr qildi va ko'p o'tmay ko'plab izdoshlar orttirdi, shunga qaramasdan anchagina olimlar avvalgidek Galvani tarafida edilar. Voltaning o'lchashlari shuni ko'rsatdiki, ba'zi metallar boshqalaridan ko'ra ko'proq samara berar ekan, va Volta o'z o'lchashlari asosida metallarni "samaradorligi" bo'yicha tartib bilan joylashtirdi. (Ximiklar hozirgi kungacha bu "elektrokimyoviy qator"dan foydalanishadi). U metallardan birining o'rniga ko'mirdan foydalanish mumkinligini aniqladi¹.

So'ngra Volta o'zining fanga eng katta hissasini qo'shdi. U kumush va ruxdan qilingan disklar orasiga tuz eritmasi yoki suyultirilgan kislota shimdirilgan qog'oz yoki mato joylashtirib, so'ngra bunday doirachalarni birining ustiga ikkinchisini 18-2-rasmda ko'rsatilgandek ustunchaga terib chiqdi. Bunday "ustun" (yoki "batareya") bir juft doirachaga nisbatan ancha katta potentsiallar farqiga ega bo'lishi ma'lum bo'ldi. Ustun uchlariga ulangan o'tkazgichlar bir-biriga yaqinlashtirilganda ular orasida uchqun chaqnadi. Volta birinchi elektr batareyani loyihalashtirdi va yasadi. Volta o'zining kashfiyotini 1800 yilda kashf qildi¹.



7.7-rasm. Volta batareyasi. Voltaning original nshridan olingan.

Vanihoyat, Volta yaratgan elektr batareyasida elektr toki kimyoviy energiyaning elektr energiyasiga aylanishi sababli yuzaga kelishi ma'lum bo'ldi. Bugungi kunda turli tipdagi ko'plab elektr elementlari va batareyalari – cho'ntak faonari batareyalaridan avtomobil akkumulyatori batareyalarigacha ishlab chiqariladi. Eng sodda batareya ikkita *elektroddan* – turli metallardan tayyorlangan sterjenlardan yoki plastinkalardan iborat. Elektrodlar *elektrolitga*, masalan

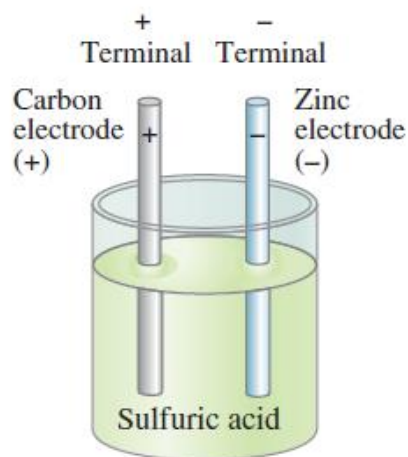
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 502, 503 – betlar.

suyultirilgan kislotaga solingan. Quruq elementda elektrolit jelesimon moddalan iborat. *Element* ana shunday ko‘rinishga ega, o‘zaro ulangan bir necha element esa elektr batareyani hosil qiladi. Ko‘pchilik elementlarda bo‘ladigan kimyoviy reaksiyalar ancha murakkab; ular kimyo darsliklarida batafsil bayon etilgan. Bu erda biz eng sodda elementni fizik jihatdan qarab chiqamiz¹.

7.7-rasmda keltirilgan eng sodda galvanik elementda suyultirilgan sulfat kisladan foydalaniladi. Elektrodlardan birida ko‘mir, ikkinchisida – rux foydalanilgan. Elektrodning elektrolitga botirilmagan qismi *klemma* bo‘lib xizmat qiladi, unga sxemani element bilan birlashtiruvchi o‘tkazgichlar ulanadi. Kislota sekin-asta rux elektrodni eritadi. Atomlar elektrodga ikkitadan elektron qoldiradi va musbat ionlar ko‘rinishida eritmaga o‘tadi. Shunday qilib rux elektrod manfiy zaryadlanadi. Rux eritmaga o‘tgani sayin elektrolit musbat zaryadlanadi. Buning natijasida, shuningdek, boshqa kimyoviy reaksiyalar natijasida elektrodlar ko‘mir elektrodni tark etadi va u musbat zaryadlanadi. Musbat elektrod – *anod*, manfiy elektrod – *katod* deb ataladi. Elektrodning zaryadlari qarama-qarshi ishoraga ega ekanligi sababli klemmlar orasida potentsiallar farqi yuzaga keladi. Klemmlari ulanmagan elementda juda kam miqdorda rux eriydi, rux elektrodga manfiy zaryad to‘planib borgan sayin ruxning musbat ionlari yana elektrodga tortiladi. Shunday qilib, klemmlar orasida ma’lum potentsiallar farqi yoki kuchlanish tutib turiladi. Agar zaryad klemmlar orasida ko‘chsa (masalan, o‘tkazgich bo‘ylab yoki elektr lampa orqali), u holda ruxning erishi kuchayadi. Ko‘mir elektrod ham parchalanadi. Ma’lum vaqt o‘tgach u yoki bu elektrod to‘liq sarflanadi va batareya “o‘tirib qoladi”¹.

1

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 502, 503 – betlar.



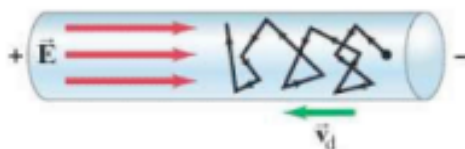
7.8-rasm. Eng sodda galvanik element.

Batareya klemamlari orasidagi kuchlanish elektrodlar tayyorlangan moddaga, ularning eritmaga o'tish yoki elektronlarini berish qobiliyatiga bog'liq. Ikki yoki undan ortiq elementlar ketma-ket ulanganda, ya'ni bir elementning musbat klemmasini keyingisining manfiy klemmasiga ulanganda ularning EYUK qo'shiladi. Masalan, cho'ntak fonari uchun ketma-ket ulangan ikkita elementning EYUK 3,0 V, avtomobil akkumulyatorida har biri 2,0V dan ketma-ket ulangan oltita element 12 V kuchlanish beradi¹.

Mikroskopik nuqtai nazaridan elektr toki

Ma'lumki tok bu zaryadlangan zarrachalarning tartibli harakati. metallarda tok tashuvchilar elektronlar suyuqliklarda musbat va manfiy ionlar, gazlarda ham ionlar, ham elektronlar¹.

Endi biz tokni mikroskopik nuqtai nazardan qaraymiz. Agar o'tkazgichda uchlariga potentsiallar farqi qo'yilgan bo'lsa, u holda $\vec{E}$ ya'ni kuchlanganlik vektori o'tkazgichning yon tomoniga parallel bo'ladi. (7.9-rasm) da ko'rsatilgan¹.



7.9-rasm

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 502, 503 – betlar.

O'tkazgichdagi erkin elektronlar maydon ta'sirida tartibli harakatlana boshlaydi.

Elektr toki tok zichligi j bilan xarakterlanadi. Tok zichligi j deganda, o'tkazgichning birlik kesim yuzasidan birlik vaqtga o'tadigan zaryad miqdori tushuniladi. Ya'ni:

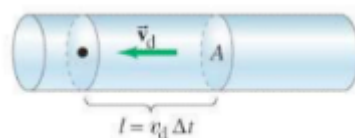
$$J = \frac{Q}{t}; \quad j = \frac{J}{S} = \frac{Q}{ST}; \quad J = jS$$

Agar tok zichligi o'tkazgichning kesim yuzasida o'zgarsa, u xolda tok kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$J = \int j \cdot ds$$

Tok zichligi vektor kattalik. Uning yo'nalishi istalgan nuqtadan, shu nuqtaga joylashtirilgan musbat sinish zaryadining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Boshqacha so'z bilan aytganda $\vec{j}$ vektor istalgan nuqtada $\vec{E}$ vektor yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi¹. (7.10-rasm)

O'tkazgichning har bir nuqtasida tok zichligining qiymati ma'lum (aniq). Tok kuchi esa butun o'tkazgichga tegishli. Shuning uchun ham makroskopik kattalik hisoblanadi. Endi tok zichligini tezlik orqali ifodalaymiz¹.



7.10-rasm

7.10-rasmga qarang. Ma'lumki birlik vaqtda bosib o'tilgan yo'l. Demak biz uzunlikni yoza olamiz:

$$\ell = v \cdot \Delta t$$

Ma'lumki: $J = \vec{j}S$

Undan tashqari Δt vaqtda $V=S \cdot l$ hajmdagi barcha elektronlar simning S yuzasidan o'tadi. Demak:

$$\Delta Q = (n \cdot V)e = (nSV\Delta t)e$$

Zaryad oqib o'tadi. U xolda tok kuchi:

$$J = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{nSV\Delta te}{\Delta t} = nSVe$$

$$J = nSVe \quad (7.17)$$

bo'ladi¹.

Sim o'tkazgichlardagi elektronlar qavati

Diametri 3,2 mm bo'lgan mis simdan 5 A tok o'tib turibdi. Erkin elektronlar tezligini aniqlang. Misning har bir atomiga bitta erkin elektron to'g'ri keladi deb xisoblang. Tushuntirish: n – misning birlik hajmdagi erkin elektronlar soni bu misdagi atomlar soniga to'g'ri keladi. Chunki biz misning har bir atomiga bitta erkin elektron to'g'ri keladi deb xisoblayapmiz. Demak misning bir molida $6.02 \cdot 10^{23}$ (Avagadro soni) ta erkin elektron bor¹.

Mis atomining massasi 63,5 g.

Misning zichligi $\rho_{cu} = 8,9 \cdot 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3$

Echish:

Zichlik, ya'ni $\rho_0 = \frac{m}{V}$ ga

Birlik hajmdagi erkin elektronlar soni $n = \frac{N}{V}$ bo'ladi.

Demak:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{N}{m / \rho_0} = \frac{N(1\text{mol})}{m(1\text{mol})} \cdot \rho_0 \left(\frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ elektronlar}}{63.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg}} \right) \cdot (8.9 \cdot 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3) \cdot 6.4 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$$

Simning ko'ndalang kesim yuzasi:

$$S = \pi \cdot r^2 = (3.14)(1.6 \cdot 10^{-3} \text{ m})^2 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$$

Formula (18-10) dan erkin elektronlar tezligi:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 502, 503 – betlar.

$$V = \frac{1}{n \cdot e \cdot S} = \frac{5A}{(8.4 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3})(1.6 \cdot 10^{-19} \text{ K})(8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2)} = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$$

Demak, erkin elektronlar tezligi 0,05 mm/s ga yaqin bo'lar ekan.

Izoh: lekin erkin elektronlarni bir atomli gazdagi kabi qarasak, butunlay boshqa natija kelib chiqadi¹.

O'tkazuvchanlik

Ko'pgina metallarda α koeffitsient 0,00367 ga, ya'ni $\frac{1}{273}$ ga yaqin bo'ladi.

Shuning uchun

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$$

ifodani

$$\rho = \rho_0 \alpha T$$

ko'rinishda yozib olsak bo'ladi. Bunda T - absolyut shkalada hisoblangan temperatura. Lekin bu formula juda yuqori va juda past temperaturalarda ham bajarilmaydi. Yuqori temperaturada α koeffitsient o'sib boradi. Bundan tashqari, metallar eriganda qarshiligi ortadi, Past tejeraturalarda esa α kamaya boradi¹.

Absolyut shkala bo'yicha hisoblaganda $1^0 - 7^0 \text{K}$ dagi juda past temperaturalarda ba'zi metallar va qotishmalarining qarshiligi keskin kamayadi va deyarli yo'q darajada kichrayibqoladi. Bu hodisa birinchi marta golland fizigi Kammerling-Ones tomonidan 1911 yilda ochildigan bo'lib, o'ta o'tkazuvchanlik deb ataladi. O'ta o'tkazuvchanlikdagi qarshilik nolga teng bo'ladi. Hozirgi vaqtda tajribalardan ko'pgina sof elementlar, masalan, qo'rg'oshin, qalay, rux, simob, alyuminiy va bu elementlarning o'zaro va ularning boshqa elementlar bilan qotishmalarining ko'pi quyi temperaturalarda o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega ekanligi aniqlangan¹.

Jismlarning solishtirma qarshiligiga teskari bo'lgan kattalik ($\chi = 1/\rho$) ularning solishtirma o'tkazuvchanligi deb atalar edi. Juda yaxshi o'tkazgichlar ($\chi = 10^4 \text{ Om}^{-1} \text{sm}^{-1}$; $\chi = 10^5 \text{ Om}^{-1} \text{sm}^{-1}$) bo'lgan metallar bilan bir qatorda

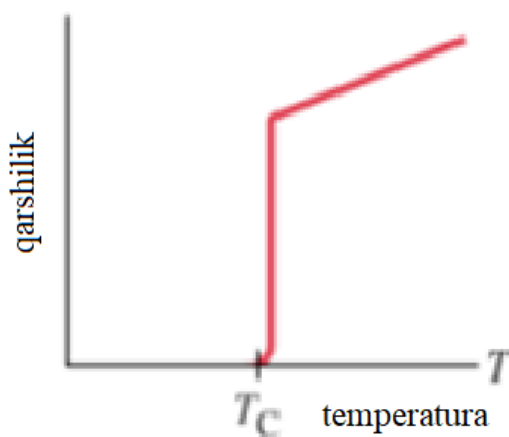
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 502, 503 – betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 502, 503 – betlar.

o'tkazuvchanligi juda kichik ($\chi = 10 \cdot 10^{-10} \text{ Om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$) bo'lgan jismlar, masalan, selen, mis (I) oksid (Cu_2O), ko'pchilik minerallar, kislorod va oltingugurtning noorganik birikmalari, metallarning ba'zi qotishmalari, ba'zi organik bo'yoqlar va boshqalar ham bo'ladi. Bu jismlar yarim o'tkazgichlar deb ataladi, Yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi metallarnikidan ancha kichik bo'ladi. Ularda χ ning temperaturaga bog'liqligi boshqacha bo'ladi:

$$\chi = \chi_0 e^{\frac{b}{T}}$$

Mana shu qonunga muvofiq o'tkazuvchanlik temperatura ortishi bilan o'sa boradi. Bunda T – absolyut temperatura, b turli yarimo'tkazgichlar uchun turlicha bo'lgan doimiy¹.



7.11-rasm

T_S – kritik temperatura deb ataladi

8-mavzu. MAGNIT MAYDON VA UNING XARAKTERISTIKASI

Reja

1. Magnit maydon xususiyatlari. Toklarning magnit maydoni. Moddalarning magnit xossalari.
2. Amper qonuni. Bio-Savar-Laplas qonuni.
3. Turli shakldagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydonlari.
4. Lorens kuchi. Bir jinsli maydonda zaryadlangan zarrachalarning harakati.

Tayanch soʻz va iboralar: *elektromagnetizm, elektromagnit hodisalar, magnit maydoni, magnit induksiyasi vektori, tokli berk kontur, Bio-Savar-Laplas qonuni, parallel toklar.*

Amper qonuni, toklarning oʻzaro taʼsiri, magnit maydonida tokli kontur, magnit momenti, elektr va magnit maydonlarida zaryadlangan zarrachaning harakati, magnit maydonda tokli oʻtkazgichni koʻchirishda bajarilgan ish.

Oʻzingiz koʻrganingizdek magnitlar oʻzlariga temirdan yasalgan buyumlarni tortadilar. Istalgan magnit hox u toʻgʻri turtburchak yoxud taqa shaklida bulishidan qatʼiy nazar, uning ikkita qutbi boʻladi. Agar toʻgʻri toʻrtburchakli magnitni oʻrtasidan oʻq oʻtkazsak va u oʻk atrofida erkin aylansa, uning bitta uchi doim shimolni kursatadi. Bu fakt kachon topilganini bilmadimku, lekin xitoyliklar buni oʻn birinchi asrda balki avvalroq buni navigatsiyada qullashgan¹.

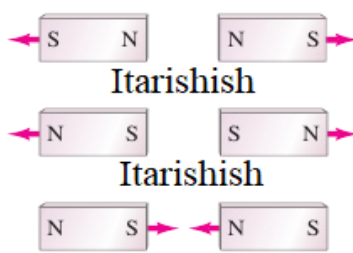
Albatta kompasning ishlashi xam shu prinsipga asoslangan. Kompas strelkasi - bu oddiygina magnit boʻlib, uning ogʻirlik markaziga tayanch qoʻyilgan va u erkin aylana oladi. Erkin osilib turgan magnitning shimolga qaragan qutbi magnitning shimoliy qutbi (N) deyiladi. Qarama qarshi qutb esa janubga qaragan boʻlib, u janubiy qutb (S) deyiladi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.



8.1-rasm



8.2-rasm



8.3-rasm

Ma'lumki, agar ikkita magnitni bir biriga yaqinlashtirsak ular orasida kuch paydo bo'ladi. Magnitlar bir biri bilan yo tortishadi, yoki itarishadi; ularning ta'sirlashuvi xattoki ular bir biriga tegmasa xam kuzatilaveradi. Agar bir magnitning shimoliy qutbiga ikkinchi magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirsak, ular itarishadilar; xuddi shu xol ular janubiy qutblari yaqinlashtirilsa xam kuzatiladi. Ammo, agar bir magnitning shimoliy qutbini ikkinchisining janubiy qutbiga yaqinlashtirsak, tortishish paydo bo'ladi (8.2-rasm). Bu elektr zaryadlari ta'sirlashishini eslatadi: bir xil qutblar itarishadi, xar xil qutblar tortishadi. Biroq magnit qutblarini elektr zaryadlari bilan adashtirmaslik lozim: bular umuman boshqa boshqa narsalar¹.

8.2-rasm. Magnitlarning bir xil qutblari itarishadi, xar xil qutblar tortishadi. Kuchli magnit xossalar fakat temir va boshka bir nechta moddalarda kuzatiladi, masalan kobalt, nikel, gadoliny. Bu moddalar ferromagnit deyiladi (lotinchadan ferrum - temir). qolgan boshka moddalar xam magnit xususiyatlariga ega, ammo ular shu darajada zaifki, ularni sezgir asboblar bilan aniklash mumkin¹.

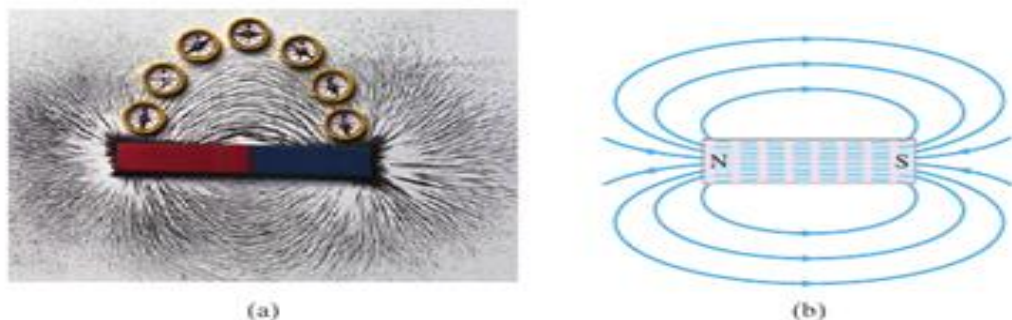
Biz elektr zaryadini o'rab turgan elektr maydon tushunchasi qanchalik foydali ekanligini ko'rgan edik. Xuddi shunga o'xshab, magnit atrofida xam magnit maydon mavjudligi xakidagi tasavvur o'rinli. Bir magnitning ikkinchisiga ta'sir kuchini bir magnit bilan ikkinchi magnitning magnit maydoni o'zaro ta'siri natijasi sifatida qarasa bo'ladi. Xuddi elektr maydoni kuch chiziklarini tasvirlaganimizdek,

magnit maydoni kuch chiziqlarini xam tasvirlasak bo‘ladi. Elektr maydonidagidek, ular kuyidagicha o‘tkaziladi¹.

- 1) Magnit maydoni xar bir nuqtada kuch chizig‘iga urinma bo‘yicha yo‘nalgan va
- 2) Yuza birligiga to‘g‘ri keluvchi chiziklar soni magnit maydon qiymatiga proporsional.

Magnit maydon yo‘nalishini aniqlash uchun, shu nuqtaga magnit strelkasi kiritiladi va uning shimoliy qutbi qaragan taraf magnit maydon yo‘nalishiga mos keladi. 8.3-rasmda esa xuddi shu usulda chizilgan magnit maydon kuch chiziqlari ko‘rsatilgan. Bizning ta‘rifga mos ravishda kuch chiziqlar magnitning shimoliy qutbidan janubiy qutbga yo‘nalganligiga e‘tibor bering¹.

Ixtiyoriy nuqtada magnit maydonni yo‘nalishi yukorida aytilganidek aniklanadigan B vektor sifatida aniqlash mumkin. B kattalikni magnit strelkasi magnit kuch chiziqlari bo‘yicha joylashmaganda unga ta‘sir kiluvchi aylanma

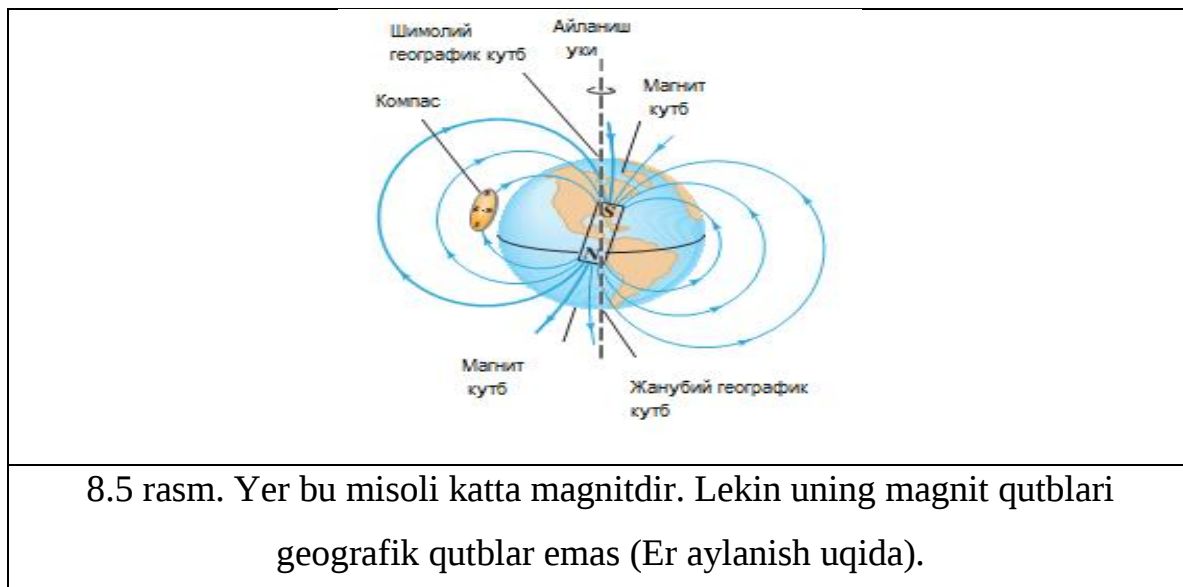


8.4-rasm

momenti orkali aniklasa bo‘ladi. Moment kanchalik kata bo‘lsa magnit maydoni shunchalik kuchli bo‘ladi. Xozircha biz fakat shu (unchalik to‘g‘ri bo‘lmagan) ta‘rifdan foydalanamiz; anikrok ta‘rif keyingi bo‘limlarda beriladi. B vektorni oddiygina “magnit maydon” deb emas, “magnit okim zichligi” yoki magnit

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

induksiyasi deb atash afzalroq¹.



Yerning magnit maydoni. Yerning magnit maydoni 8.5-rasmda ko'rsatilgan va Erning erigan temir tashqi yadrosi elektr toklari yordamida ishlab chiqarilgan deb hisoblanadi. Maydon chiziqlari modeli deyarli Yer ichida hayoliy magnit bo'lagi bordek nazarda tutiladi. Kompasning shimoliy qutb (N) ignasi shimolga qaragani bilan, geografik shimolda joylashgan Erning magnit qutbi magnit nukta nazaridan janubiy kutbdir, qaysiki 8.5-rasmda S orqali Yer ichidagi sxematik magnit bo'lagida ko'rsatilgan. Esingizda bulsin, magnitlangan shimoliy qutb boshqa magnitlangan janubiy qutbni jalb etadi. Shunday bulsada, shimolda Yer kutbi hali ham "shimol magnit kutbi" deb ataladi, yoki "geomagnetik shimol" deb xam ataladi, shunchaki shimolda joylashganligi uchun. Xuddi shunday, geografik Janubiy qutbga yaqin Yer janubiy magnit qutbi, magnit nukta nazardan shimoliy qutbi (N)dir. Yer magnit qutblari Yerning aylanish ukida joylashgan geografik qutblar bilan mos kelmaydi. Shimoliy magnit qutbi, masalan, Kanada Arktikasida joylashgan bulib, geografik shimoliy qutbidan 1000 km masofada joylashgan, yoki boshkacha kilib aytilganda haq shimol deyiladi. Kompasdan aniq foydalanish uchun bu farq hisobga olinishi kerak (8.6 rasm). Istalgan joylashuvdagi kompas ignasi (magnit maydon chiziqlari buylab ishora) yunalishi bilan haq (geografik) shimol orasidagi burchak farqi magnit og'ish deyiladi. AQSHda joylashishiga qarab, taxminan 0° dan 20° orasida buladi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

8.6-rasmga e'tibor bersangiz, Yer magnit maydoni kup joylarda Yer yuzasiga urinma emas. Yer magnit maydoni gorizont bilan xosil qiladigan burchagi har qanday nuqtada magnit og'ish burchagi deyiladi eki oddiy kilib og'ish deyiladi.

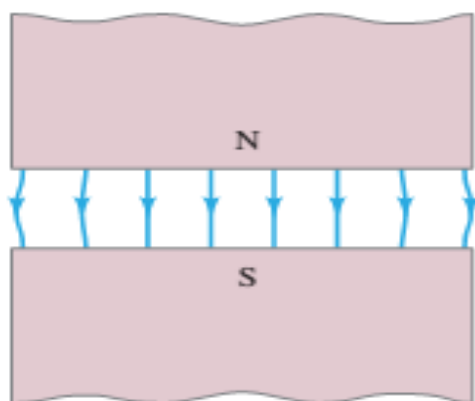
Mashq: Yer magnit maydoni qutblar yakinida katta kiymatga egami eki ekvator yaqinida? (Qanday kilib maydon chiziklarini ishlatgan xolda 8.7-rasmdan foydalanib aytish mumkin?)

Bu, masalan, Nyu-York da 67° , Mayami 55° .



8.6-rasm

8-6-rasm. Evvoyi tabiatda xarita va kompasni ishlatish. Birinchi kompasni tekislang, igna haq shimol (N) dan farkli bulsin, xaritada kursatilgan og‘ish soni bilan ustma ust tushsin (topografik xaritada, 17° deb ezilgan, kompasning chap tomonida). Sungra, haq shimol bilan xaritani tugirlang, kursatilganidek, kompas ignasi bilan emas. Bu eski xarita (1953-yil), Kaliforniya; yangi xaritalarda (2012) og‘ish 13° buladi, magnitlangan shimoliy kuchganini kurish mumkin].¹



8.7 rasm. Ikki magnit kutb orasidagi magnit maydon deyarli doimiy, chekka kirralarini xisobga olmagan xolda.

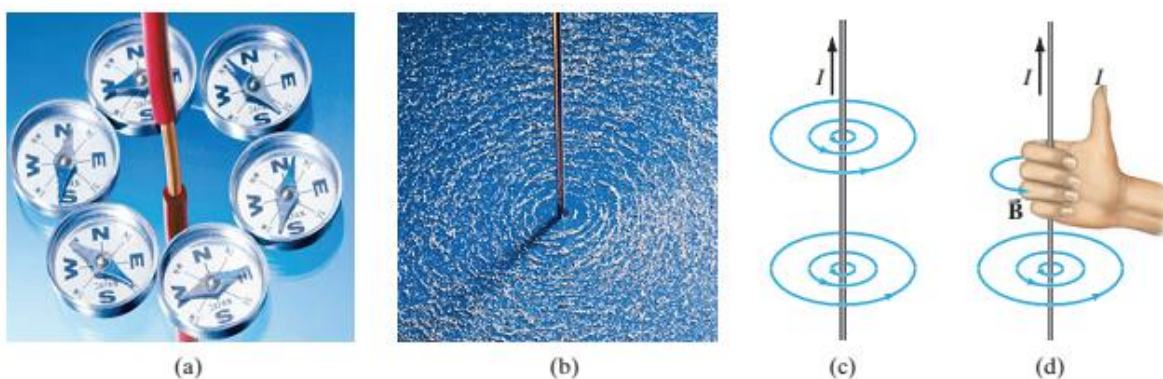
Chekkalarida, maydon nimanidir chegaralaydi; magnit maydon chiziqlari parallel va doimiy emas. Parallel maydon chiziklari intervalning markaziy mintaqasida shuni joiz etadiki, maydon chekkalarga yaqin bulmagan nuktalardagina doimiydir, xuddi ikki parallel plitalar orasidagi elektr maydon kabi¹ (8.7- rasm)

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

Doimiy magnit maydon

Eng oddiy magnit maydon bu doimiy- bir nuqtadan boshkasiga utganda yunalishi va qiymati uzgarmaydi. Katta yuza buylab mukammal yagona magnit maydonni yaratish oson emas. Magnitning ikki yassi parallel kutb bulaklari urtasidagi maydon deyarli doimiydir agar kutb maydoni yuzlari ularning orasidagi farkdan etarli darajada katta bulsa, 8-7 rasmda kursatilganidek.



8-8 rasm (a) Tok-tashuvchi simning oldida kompass strelkasining magnit maydonning yunalishini va mavjudligini kursatgan xoldaog‘ishi. (b) Temir kipiklarini tok-tashuvchi simning oldida xosil bulgan magnit maydon chiziklari yunalishi buylab xarakatlanishi. (s) Simdagi elektr toki buylab yunaltirilgan magnit maydon chiziklari tasviri. (d) Magnit maydon yunalishini eslash uchun ung kul koidasi: kachonki bosh barmok tok yunalishini kursatganda, sim buylab bukilgan panjalar magnit maydon yunalishini aks etadi¹ (B magnit maydon belgisi).

Elektr tokining magnit maydonni

18 asr davomida kuplab olimlar elektr va magnetizm orasidagi bogliklikni topishga astoydil kirishishdi. Xarakatsiz elektr zaryadi va magnit orasida xech kanaka bogliklik yukligi kursatilib utilgan. 1820-yilga kelib, Xans Kristian Ersted (1777-1851) shuni aniqladiki, agar elektr toki tashiydigan simning oldiga kompasni joylashtirsak uning (kompas) strelkasida og‘ishi kuzatiladi. Bilishimiz bo‘yicha kompas strelkasi magnit maydon tufayli harakatlanadi. Shunday kilib, Erstedning

tajribasi elektr tokining magnit maydon xosil qilishini yaqqol ko'rsatdi. U elektr va magnetizm orasidagi boglanishni aniqladi¹.

Tok tashuvchi to'g'ri sim kesimining oldida joylashgan kompas strelkasi kuch ta'siri ostida buladi, strelka sim buylab xosil qilingan aylanaga urinma sifatida joylashadi, 8.8a-rasm. Shuning uchun xam, to'g'ri simdagi tok orqali mavjud bulgan magnit maydon chiziqlari aylana shaklida bo'ladi (sim markazda bulgan xolatda), 8.8b va 8.8c-rasmlar. Bu chiziqlarning yunalishi kompaslarning shimoliy qutblari orkali aniklanadi, 8.8a-rasm. Bu holatda magnit maydon chiziqlarini yunalishini eslab qolish uchun oddiy usul bor. Bu usul o'ng qo'l qoidasi deyiladi: o'ng qo'l bilan simni kattik ushlab turib, bosh barmokni musbat tok yunalishi buylab xarakatlantiring, shunda sizning qolgan panjalarangiz sim buylab magnit maydon yunalishini beradi¹, 8.8d.

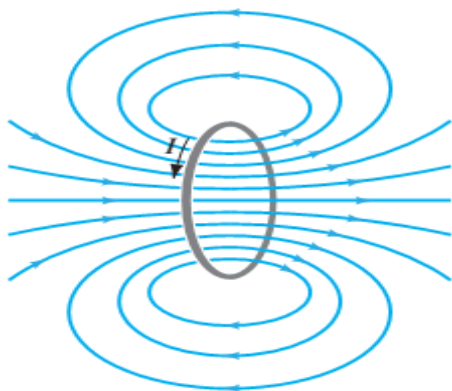
Tok tashuvchi sim orkali vujudga kelgan magnit maydon chiziklari xalka buylab turli joylarga kompasni joylashtirish orkali aniklanishi mumkin. Natija 8.9-rasmda kursatilgan. Yana o'ng qo'l koidasi ishlatiladi, 8.8-rasmdagidek. 8.7-rasmdagi doimiy maydondan farkli ularok, 8.8 va 8.9 rasmlarda kursatilgan magnit maydonlar doimiy emas—maydonlaryunalishi va qiymatiga ko'ra turli xollarda turlichadir¹.

O'ng qo'l qoidasi-1: Magnit maydon yunalishi elektr toki orkali vujudga keladi.

Mashq: Tugri sim sizning yunalishingiz buyicha tok tashiydi. Simni uragan magnit maydon chiziklari kanday yunalishda buladi?¹

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.



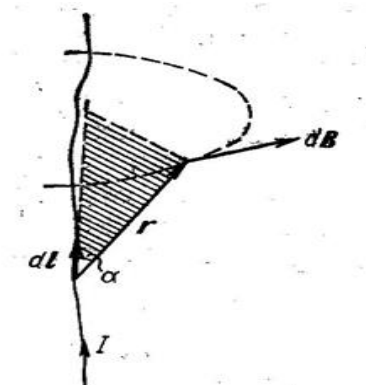
8.9 Rasm: Sim xalka buylab magnet maydon chiziklari



8.10 Rasm: Sim aylanasidagi tokka nisbatan magnet maydon yunalishini aniqlash uchun ung kul koidasi.

Bio – Savar – Laplas qonuni

Bio va Savar turli shakldagi tokli o'tkazgichlar atrofidagi magnet maydonlarni tekshirish natijasida tokli o'tkazgichdan g masofa uzoqlikdagi nuqtaning magnet induksiyasi o'tkazgichdagi tok kuch / ga tug'ri proporsional, g ga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar. Keyinchalik, Laplas ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich atrofidagi nuqtalar uchun magnet induksiyaning aniqlash imkonini beradigan formulani taklif etdi. Bunda Laplas maydonlar superpozitsiyasi prinsipidan foydalandi. Bu prinsip umumiy xolda quyidagicha ta'riflanadi: bir necha toklar tufayli vujudga kelayotgan maydonning ixtiyoriy nuqtadagi magnet induksiyasi (V) aloxida toklar vujudga keltirayotgan maydonlarning ayni nuqtadagi magnet induksiyalari (V_j) ning vektor yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni



8.11-rasm

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \dots B_n = \sum_{i=1}^n B_i \quad (8.1)$$

Ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgichni dl uzunlikdagi elementar bulakchalardan iborat deyish mumkin. Bu bo'lakcha uzunligining undan o'tayotgan tok kuchi / ga ko'paytmasini, ya'ni tok o'tayotgan tomonga yo'nalgan vektor $!dl$ ni «tok elementi»

deb atash odat boʻlgan. Shuning uchun ixtiyoriy shakldagi tokli oʻtkazgich xosil qilayotgan maydonning biror nuqtadagi magnit induksiyasi ushbu tokli oʻtkazgichning tarkibiy qismlari deb qaralayotgan tok elementlari tufayli vujudga kelishi lozim boʻlgan maydonlar magnit induksiyalarining vektor yigʻindisidan iborat boʻlishi kerak, yaʼni

$$B = \sum_{i=1}^n dB_i \quad (8.2)$$

xar bir tok element toki (6,7 rasm) xolda vujudga keltirilgan maydonning magnit induksiyasi

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[dlr]}{r^3} \quad (8.3)$$

munosabat bilan aniqlanadi. dB ning moduli uchun quyidagi ifoda oʻrinli:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (8.4)$$

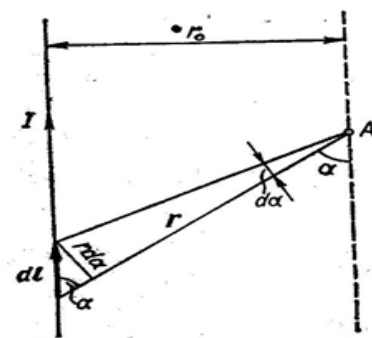
Mazkur munosabatlar Bio —Savar — Laplas qonunini ifodalaydi. (8.3) va (8.4) da r — tok elementidan magnit induksiyasi aniqlanayotgan nuqtaga oʻtkazilgan radius-vektor; r - shu radius-vektor moduli; a — oʻtkazgich elementar boʻlakchasi dl bilan r orasidagi burchak; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ - esa magnit doimiysi deb ataladi.

dB ning yoʻnalishi dl va r vektorlardan oʻtuvchi tekislikka perpendikulyar boʻladi: oʻng vint dl yoʻnalishida ilgariylanma xarakatlanishi uchun vint dastasi boʻralishi lozim boʻlgan tomon dB ning yoʻnalishini koʻrsatadi.

Turli shakldagi tokli oʻtkazgichlarning magnit maydonlarini xisoblash ;

Bio—Savar—Laplas qonunidan foydalanib turli shakldagi tokli oʻtkazgichlar maydonlarining magnit induksiyasini xisoblash mumkin. Misol tariqasida bir necha xususiy xollarni koʻraylik:

1. Cheksiz uzun tugʻri chiziq shaklidagi oʻtkazgichdan oʻtayotgan tok (tugʻri tok) tufayli vujudga kelgan maydonning ixtiyoriy A nuqtadagi magnit induksiyasini



8.12-rasm

xisoblaylik (8.12-rasm). Tanlab olingan A nuqtaning tug'ri tokdan uzoqligi r_0 bo'lsin.

Tok o'tayotgan o'tkazgichni xayolan dl uzunlikdagi elementlarga ajrataylik. Bu tok elementlari vujudga keltirgan barcha dB larning yo'nalishlari bir xil bo'lib, ular chizmaning orqa tomoniga yo'nalgan. Shuning uchun natijaviy magnit maydon induksiyasi V xam dB bilan bir xil yo'nalishga ega bo'ladi. V ning qiymati esa dB lar modullarining yig'indisidan iborat. A nuqtadan r masofa, uzoqlikdagi tok elementi vujudga keltirgan magnit maydon induksiyasining moduli (6.7) formula asosida topilishi lozim bo'lganligi uchun V ning modulini xisoblash operatsiyasi quyidagi integrallashga keltiriladi:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{dl}{r^2} \sin \alpha \quad (8.5)$$

6.8-rasmda foydalansak, bu formulaga kiruvchi r va dl larning qiymatlari

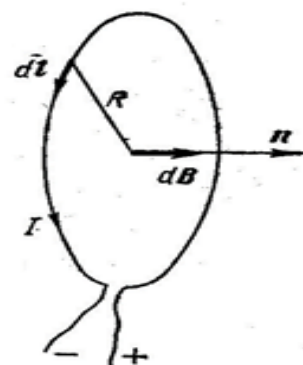
$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

ekanligini topamiz. Shuning uchun

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^\pi \frac{r_0 d\alpha \cdot \sin \alpha}{\sin^2 \alpha \cdot \frac{r_0^2}{\sin^2 \alpha}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \quad (8.6)$$

bo'ladi. Bu ifodada integrallash chegaralarini 0 va π deb olindi, chunki cheksiz uzun tug'ri tokning barcha elementlari uchun α burchak shu intervalda uzgaradi. Shunday qilib, cheksiz uzun to'g'ri tok tufayli vujudga kelayotgan maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit induksiyasi o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchiga tug'ri proporsional va induksiyasi o'lchanayotgan nuqtaning o'tkazgichdan uzoqligiga teskari proporsionaldir.

2. Radiusi R bo'lgan aylana shaklidagi o'tkazgichdan I tok o'tayotgan bulsin (8.13-rasm). Shu aylananing markazidagi magnit maydon induksiyasini aniqlaylik.



8.13-rasm

Aylananing xar bir dl elementi va radiusi R orasidagi burchak $\frac{\pi}{2}$ ga teng boʻlganligi uchun Bio-Savar-Laplas qonuniga asosan :

$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{Idl}{R^2} \quad (8.7)$$

Barcha dB lar aynan bir xil yoʻnalishda, yaʼni aylana markazidan oʻtuvchi musbat normal boʻylab yoʻnalgan. Shuning uchun natijaviy maydonning aylana markazidagi magnit induksiyasi:

$$B = \int dB = \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{I}{R^2} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_o I}{2R} \quad (8.8)$$

boʻladi . Aynan shaklidagi tokli konturning magnit momenti

$$p_m = I \cdot S = I\pi R^2 \quad (8.9)$$

boʻlganligi uchun (6.11) ni quyidagicha oʻzgartirib yozish mumkin:

$$B = \mu_o \frac{I}{2R} \cdot \frac{\pi R^2}{\pi R^2} = \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{2p_m}{R^3} \quad (8.10)$$

V va P_m vektorlar konturga oʻtkazilgan musbat normal p boʻylab yoʻnalgani uchun qoʻyidagi musbat oʻrinli boʻladi :

$$B = \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{2p_m}{R^3} \quad (8.11)$$

Toʻgʻri oʻtkazgich maydoni

Amper qonunini sodda hol – I tok oʻtayotgan uzun toʻgʻri oʻtkazgich uchun qoʻllab tekshiramiz. 8.13-rasmdagi oʻtkazgichdan r masofada joylashgan P nuqtadagi magnit maydon B ning qiymatini topaylik. 8.11da foydalanilgan konturdagidek, qulay hol – r radiusli aylanani tanlaymiz, chunki bu konturning istalgan nuqtasida B aylanag urinma boʻlib yoʻnalgan. 8.13-rasmdagi aylananing istalgan qisqa segmenti uchun B shu segmentga parallel boʻladi, demak, $B_{\parallel} = B$. Aylanaviy konturni 100 segmentga boʻldik deb faraz qiling. U holda Amper qonuni bunday koʻrinishni oladi¹:

$$(B \Delta \ell)_1 + (B \Delta \ell)_2 + (B \Delta \ell)_3 + \dots + (B \Delta \ell)_{100} = \mu_o I.$$

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

Hama segmentlar o'tkazgichdan bir xil uzoqlikda joylashgan, simmetriya tufayli har bir segmentdagi B bir xil bo'ladi. B ko'paytuvchini yig'indidan tashqariga chiqaramiz:

$$B(\Delta\ell_1 + \Delta\ell_2 + \Delta\ell_3 + \dots + \Delta\ell_{100}) = \mu_0 I.$$

$\Delta\ell$ segmentlar uzunliklari yig'indisi aylana uzunligi $2\pi r$ ga teng. Shuning uchun, biz

$$B(2\pi r) = \mu_0 I$$

ni olamiz yoki

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}.$$

Bu ifoda uzun to'g'ri o'tkazgich yaqinidagi magnit maydon uchun 8.11 tenglamaning aynan o'zi, demak Amper qonuni ekperimental hol bilan mos keldi. Juda ko'p tajribalar Amper qonuni mumiy holda ham to'g'ri ekanini ko'rsatdi. Amaliyotda, oddiy va simmetrik vaziyatlar uchun magnit maydonni hisoblashda bu qonundan foydalanish mumkin. Uning muhimligi shundaki, bunda magnit maydon va tok bevosita va matematik nafis yo'l bila bog'lanadi. Amper qonuni elektromagnetizmning asosiy qonunlaridan biri hisoblanadi. Tok va maydon vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lgan istalgan holatlarda bu qonun o'rinli¹.

Solenoid ichidagi maydon. Endilikda Amper qonunini 8.13-rasmdagi ko'p sonli halqali uzun o'ram o'tkazgich bo'lgan solenoid ichidagi magnit maydonni hisoblashda qo'llaymiz, hamda solenoid ichidagi umumiy magnit maydon 8.14-rasmda ko'rsatilganidek har bir tok hosil qilgan maydonlar yig'indisidir. Agar solenoidda o'ramlar soni ko'p va bir – biriga yaqin bo'lsa, ichkaridagi magnit maydon oxirlaridan tashqari deyarli bir jinsli va solenoid o'qiga parallel bo'ladi. Solenoiddan tashqarida maydon chiziqlari fazoda tarqalib ketadi, magnit maydon ichkaridagiga nisbatan ancha kuchsiz bo'ladi. Amper qonunini qo'llab, 8.15-rasmda ko'rsatilgan, solenoid oxirlaridan uzoqdagi abcd konturni tanlaymiz. Bu

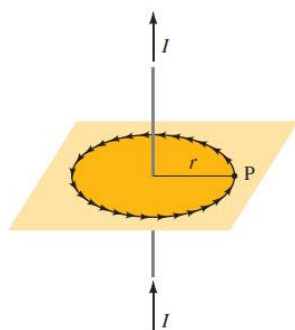
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

konturni to'rtta segmentdan tashkil topgan deb qaraymiz, to'g'ri to'rtburchakning tomonlari: ab, bc, cd, da. 8.12 tenglama, Amper qonuni:

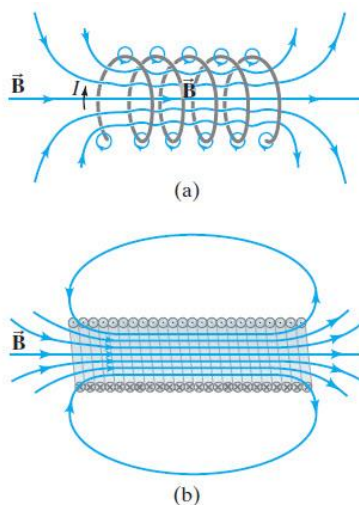
$$(B_{\parallel}\Delta\ell)_{ab} + (B_{\parallel}\Delta\ell)_{bc} + (B_{\parallel}\Delta\ell)_{cd} + (B_{\parallel}\Delta\ell)_{da} = \mu_0 I_{\text{kontur}}.$$

Chapdagi birinchi had nolga teng, chunki solenoid tashqarisidagi magnit maydon ichkaridagiga nisbatan ahamiyatsiz darajada. Shu bilan birga, B vektor bc va da segmentlarga perpendikulyar, bu hadlar ham nolga teng¹.

Haqiqatda, Amper qonuni cheksiz kichik segmentlar cheksiz ko'p sonli bo'lganda to'ppa-to'g'ri bo'ladi, ammo bu hisoblashda muammoga olib keladi¹.

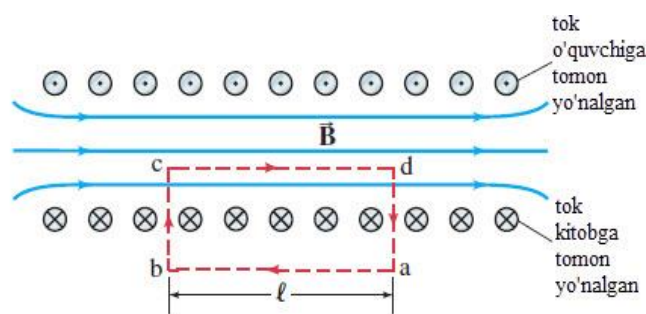


8.14– rasm. r radiusli aylanaviy kontur



8.15 – rasm. (a) Bir necha o'ramli solenoid hosil qilgan magnit maydon. (b) Ko'p sonli o'ramli solenoid uchun maydon deyarli bir jinsli.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.



8.16– rasm. Solenoidning ko‘ndalang kesim ko‘rinishi. Oxirlaridan tashqari ichkaridagi magnit maydon tekis. Qizil uzlukli chiziq Amper qonuni uchun tanlanilgan kontur. $\odot$ va $\otimes$ o‘quvchiga va kitobga tomon yo‘nalgan elektr toki yo‘nalishlar.

Shu tufayli, Amper tenglamasining chap tarafini shunchaki $(B_{\parallel} \Delta \ell)_{cd} = B\ell$ deb yozamiz, bu erda, B solenoid ichidagi maydon va ℓ esa cd ning uzunligi. $B\ell$ ni μ_0 ko‘paygan to‘g‘ri to‘rtburchak bilan o‘ralgan tokga tenglaymiz: Agar solenoiddan I tok oqayotgan bo‘lsa, abcd kontur bilan o‘ralgan umumiy tok NI bo‘ladi, bu erda N kontur ichidagi o‘ramlar soni (8.16- rasmda $N = 5$).

O‘tgan bo‘limda ta’kidlaganimizdek Amper qonuni

$$B\ell = \mu_0 NI$$

yoki

$$B = \frac{\mu_0 NI}{\ell},$$

ni beradi. Bu solenoid ichidagi magnit maydon qiymati. B faqatgina uzunlik birligidagi o‘ramlar soni N/ℓ va tok I ga bog‘liq. Bu cheksiz solenoid uchun qat’iy tarzda to‘g‘ri, ammo, solenoid oxirida bo‘lmagan nuqtalardan uzoqdagi real magnit maydonlar uchun yaxshi yaqinlashishni beradi. Solenoid ichidagi magnit maydon yo‘nalishi 8.14-rasmdagi o‘ng qo‘l qoidasidan aniqlanadi va 8.15-rasmdagidek yo‘naladi¹.

Magnit induksiya vektorining sirt orqali oqimi B vektor ning dS sirt orqali oqimi yoki magnit oqim deganda

$$d\Phi_{\epsilon} = B_n dS \quad (8.15)$$

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 560, 561, 562, 563, 574-betlar.

kattalik tushuniladi. Bu ifodadagi $B_n = B \cos \alpha$, u B vektorining dS sirtga o'tkazilgan musbat normal p yo'nalishiga proeksiyasini ifodalaydi. α — sirtga o'tkazilgan musbat normal va V vektor orasidagi burchak (8.14-rasm). B ning sirt orqali oqimi musbat ($\cos \alpha > 0$ bo'lganda) va manfiy ($\cos \alpha < 0$ bo'lganda) qiymatlarga ega bo'la oladi.

Magnit induksiya vektorining ixtiyoriy S sirt orqali oqimi esa

$$\Phi_{\epsilon} = \oint_S B_n dS \quad (8.16)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

Bir jinsli magnit maydonda yassi sirt B vektorga perpendikulyar tarzda joylashgan bo'lsa (ya'ni $B_n = B = \text{const}$ bulgan holda), (8.16) quyidagi kurinishga ega bo'ladi:

$$\Phi_{\epsilon} = B \cdot S \quad (8.17)$$

Mazkur munosabatdan foydalanib magnit oqimning SI dagi birligi—veber (Vb) ni aniqlash mumkin: 1 Vb — magnit induksiyasi 1 Tl bo'lgan bir jinsli magnit maydonda maydon yo'nalishiga perpendikulyar ravishda joylashgan 1 m² yuzli yassi sirtni teshib o'tadigan magnit oqimdir.

Magnit oqimning o'lchamligi — $L^2 M T^{-2} I^{-1}$

Magnit oqimning maksvell (Mks) deb atalgan, ST SEV 1052 — 78 ga asosan, foydalanilmayotgan birligi va V borasida quyidagi munosabat urinli:

$$1 \text{ Mks} = 10^{-8} \text{ Vb}.$$

B uchun Gauss teoremasi quyidagicha ta'riflanadi: Magnit maydon induksiyasi vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi nolga teng:

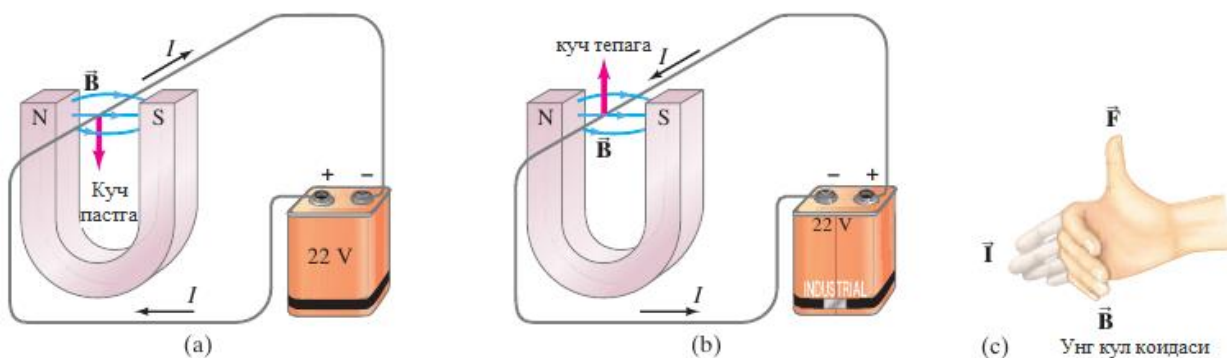
$$\oint B_n dS = 0 \quad (8.18)$$

Magnit maydonda elektr tokiga ta'sir etuvchi kuch

B ning ta'rifi shuni ko'rgan edik, kompassning ko'rsatgichi kabi elektr toki magnitga kuch ta'sir o'tkazishini. Nyutonning uchinchi qonuni orqali biz o'ylashimiz mumkin aksi deb: biz shunday nazarda tutishimiz kekak oqim

tashuvchi sim ustda magnit kuch ta'sir qiladi. Haqiqatdan bu natijalarni tajribalar tasdiqlaydi, va u ham birinchi Ersted tomonida kuzatilgan¹.

8.16 rasimda tasvirlangandek to'g'ri tok o'tkazgich sim taqasimon magnitning qutbi va magnit maydoni o'rtasida joylashtirilgan, bu yerda vektor V belgisi magnit maydoning yo'nalishi va o'lchamini ko'rsatadi. Elektr to'ki sim ichida oqgan paytda, tajribalar shuni ko'rsatadiki kuch sim ustiga tasir o'tkazadi. Lekin bu kuch boshqa magnitning qutb yoki bir tomonga emas. Kuch to'g'ri magnit maydoni yo'nalishiga yo'naltiriladi yani pastga 8.17.a-rasmda tasvirlangan. Agar elektr to'ki teskari tomonga harakatlantirilsa, kuch qarama-qarshi yo'nalishda bo'ladi yani tepaga 8.17.b-rasm. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, *hardoim kuchning yo'nalishi elektr to'kining yo'nalishiga perpendikularva magnit maydoni yo'nalishiga ham*¹, B .

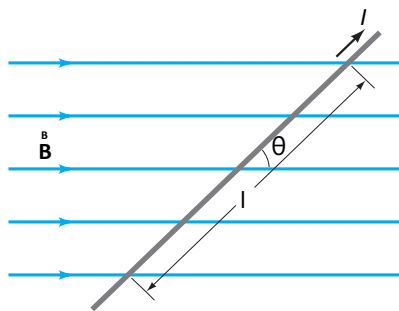


8.17-rasm. (a) B magnit maydonida Joylashgan elektr tokida kuch. (b) deyarli (a) bilan bir xil lekin karama-karshi. (c) o'ng ko'l koidasi (b)ga misol boladi, I vektor yo'nalishi bilan ko'rsatiladi.

Kuchning yo'nalishi yana o'ng qo'lqoida tomonidan berilgan. 8.17c-rasmga qarang. Sizning yoyiq barmoqlaringiz I oddiy elektr to'kining yo'nalishini ko'rsatadi. Siz barmoqlaringizni buksangiz B magnit mydoni chiziqlarining yo'nalishi ko'rsatadi. Shuningdek sizning cho'zilgan bosh barmog'ingiz o'tkazgichdagi F kuchinig yo'nalishini ko'rsatadi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.



8.18-rasm. Magnit maydonida Elektr toki o'tkazgichi. O'tkazgichdagi kuch sahifaning ichiga yo'naltirilgan.

Bu o'ng qo'l qoidasi kuchni yo'nalishini ifodalaydi. O'tkazgichdagi kuchning o'lchami qanday? Bu tajriba asosida topiladi, kuchning o'lchami o'tkazgichda elektr to'kiga to'g'ri proporsional, B (faraz qilaylik bir hil)magnit maydoniga va magnit maydonidagi L uzunligiga ham. Kuch magnit maydoni va elektr to'ki yo'nalishi o'rtasidagi burchakga ham bog'liq (8.18-rasm), sinusga proporsional bo'lyapti. Shunday qilib kuch B bir hil magnit maydonida L uzunligi bilan I elektr to'ki o'tkazgichda berilgan bunda

$$F \propto ILB \sin \theta$$

Elektr toki chiziqlar maydoniga perpendikular bo'lgan paytda ($\theta = 90^\circ$ ba $\sin 90^\circ = 1$), kuch ham juda kuchli bo'ladi. Qachonki o'tkazgich magnit maydoni chiziqlariga paralel bo'lganda ($\theta = 0$), kuch ham butunlay yo'qoladi Hozirgacha biz magnit maydon kuchini aniq tariflamagandik¹. Buda:

$$F = ILB \sin \theta \quad (8.18)$$

Agar elektr to'ki yo'nalishi V perpendikular bo'lsa ($\theta = 90^\circ$). Bunda kuch :

$$F_{max} = ILB \quad (8.19)$$

(Agar V bir xil bo'lmasa, (8.18) tenglamadagi V o'tkazgichning L uzunligi bo'ylab o'rtacha maydon bo'la oladi. V ning qiymatini 8.19 tenglamani ishlatib, $B = F_{max}/IL$ kabi topsak bo'ladi. Bu yerda F_{max} o'tkazgich V ga perpendikular bo'lgan paytda bir I elektr tok o'tkazgichning L uzunligida kuchning o'lchami. SI birligi B magnit maydoni uchun tesla (T). 8.18 yoki 8.19

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

tenglamasidan, biz ko‘ramiz shuni $1 \text{ T} = 1 \text{ N/A} \cdot \text{m}$. Teslani eski nomi “weber per meter squared” ($1 \frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} = 1 \text{ T}$). Yana boshqa bir, birlik cgs (centimeter, gram, second) magnit maydonida ishlatigan edi, gauss (G): $1 \text{ G} = 0.0001 \text{ T}$. Berilgan maydoni SI birligi bilan ishlatishdan oldin, har vaqt maydonni teslaga (T) o‘tkazish kerak. Biz esda saqlashimiz kerak shuni, yerning yuzasida uning magnit maydoni $\frac{1}{2} \text{ G}$ yoki $0.5 \times 10^{-4} \text{ T}$ atrofida bo‘ladi. Boshqa tarafdin, kuchli elektrmagnitlar 2 T tartibida maydonlarni ishlab chiqaraoladi va elektr to‘kini tez qabul qiladigan (superconducting) magnitlar esa 10 T gacha ishlab chiqara oladi¹.

Masq. Bir elektr to‘k simi V kuchning magnit maydoniga perpendikular. Qaysi javobda 2 harakatga keltiruvchi kuch orqali o‘tkazgichdagi kuch pasayishi kuzatiladi. (a) burchak 90° dan 45° ga pasayganda; (b) burchak 90° dan 30° ga pasayganda; (s) o‘tkazgichdagi elektr to‘ki $I/2$ pasayadi; (d) magnit maydoni $B/2$ ga pasayadi; (e) javoblarning hech qaysisi¹.

Misol 20-1. Elektr toki simida magnetik kuch. Magnit qutb yuzlari o‘rtasidagi elektr o‘tkazgichning uzunligi $l = 12 \text{ cm}$ va 30 A li zaryadga ega. Maydonga o‘tkazgich simi $\theta = 60^\circ$ burchakda joylashgan (8.19-rasm). Magnetik mydon taxminan 0.90 T da. O‘tkazgichdagi kuchning yo‘nalishini va kataligini aniqlang¹.

Muammoni echish 8.19 tenglamani ishlatamiz, $F = IlB \sin \theta$. Biz o‘ng qo‘l qoidasi 2 ni ishlatamiz F ning yo‘nalishini topishga. O‘ng qo‘lingizni tekis ushlab, barmoqlarigizni elektr tokinig yo‘nalishi tomon ko‘rsating. Keyin bukilgan baroqlarigiz V vektorini ko‘rsatadi, 8.19-rasm. Sizning bosh barmog‘ingiz F kuchinig yo‘nalishi hisoblanadi. To‘g‘ri elektr chizig‘i 30 A va u urning magnit maydoni 0.50×10^{-4} ga perpendakular. Elektr chizig‘i 100 m kuch tasir qildirganda, kuch o‘lchamini qanday¹?

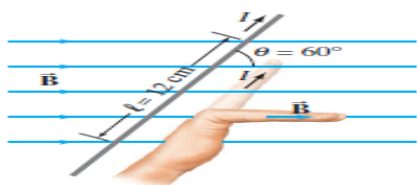
¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

Biz diagrammada elektr toki yoki bir magnit maydonini tasvirlashni hojlagan vaqtda u (bizga) sahifaning ichki yoki tashqarisini ko'rsatyapti, biz $\odot$ *ëku* $\otimes$ belgilardan foydalanamiz. Bu $\odot$ belgi yoy o'qining xnishoniga o'xshaydi, $\times$ va $\otimes$ bu belgilar yoy o'qining dumiga o'xshaydi. 8.19-rasmga qarang¹.

Misol. Magnit maydonini o'lchash. To'rt burchakli halqa o'tkazgich 20-14 rasmda ko'rsatilgadek vertikal osilgan. V magnit maydoni gorizontal yo'naltiriladi, halqaning yuziga perpendikular va V magnit maydoni $\odot$ belgi orqali tasvirlangani kabi sahifaning tashqarisini ko'rsatadi. V magnit maydoni ab (uzunlik $l = 10.0$) o'tkazgichning gorizontal qismiga juda yaqin. Halqa o'tkazgichining bir qancha qismi maydondan tashqarida. To'k o'tkazgich $I = 0.245$ zaryad bo'lganda magnetik kuch pasga $F = 3.48 \times 10^{-2} \text{ N}$ bo'lsa, V magnit maydoninig qiymati qanday¹?

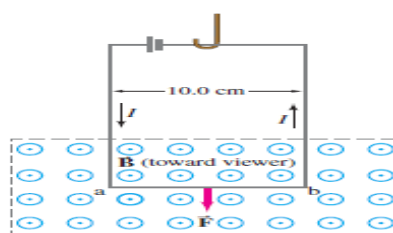
Muammoni echish: Halqa 2 vetor va 1 gorizontal qismiga ega va ular magnit maydoni ichida yotibdi. Biz har bir qism uchun etiborimizni 8.19 tenglamaga qaratamiz va o'ng qo'l qoidasidan foydalanamiz¹.

Echim. O'ng qo'l qoidasi 2 ni ishlatish, o'tkazgichning chap vertikal qismidagi kuch chap tomonga yo'nalganligini va o'ng vertikal qismidagi kuch o'ng tomonga yo'nalganligini ko'ramiz. Bu kki kuchlar bir biriga teng va ular qarama-qarshi yo'nalishda, ularning yig'indisi¹.



8.19 –rasm.

Misol O'ng qo'l qoidasi 2 uchun, sahifadagi boshbarmoq ko'rsatgichi.



8.20-rasm. V magnit maydoni o'lchash

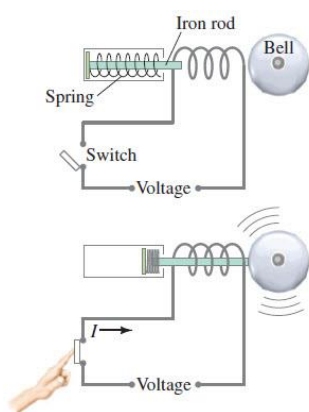
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

Amper qonuni

Uzun to'g'ri tokli o'tkazgich va u hosil qilgan magnit maydon orasidagi munosabat 7.6 tenglamada berilgan. Bu tenglama faqat uzun to'g'ri o'tkazgichlar uchun o'rinli. Istalgan shakaldagi tokli o'tkazgich va magnit maydon orasida umumiy munosabat mavjudami? Ha: fransuz olimi Andre Mari Amper (1775-1836) Ersted tajribasidan biroz o'tgandan so'ng bunday munosabatni o'rnatdi. 8.19, 8.20-rasmda ko'rsatilganidek istalgancha yopilgan tokli o'tkazgichni qarab chiqamiz va bu yo'l har birining $\Delta\ell$ juda kichik uzunlikli qisqa segmentlardan yasalgan deb tasavvur qilamiz. Har bir segment uzunligi va magnit maydon B ning shu segmentga parallel tashkil etuvchisini ko'paytmasini olamiz. Agar biz bu hamma hadlar qo'shsak, natija μ_0 ko'paygan yo'l bilan yopilgan yuzadan o'tuvchi natijaviy tok I_{kontur} ga teng. Bu **Amper qonuni** deyiladi va quyidagicha yoziladi:

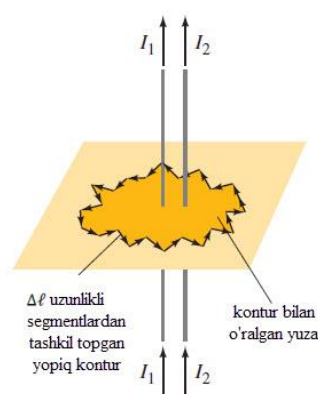
$$\sum B_{\parallel} \Delta\ell = \mu_0 I_{\text{kontur}} \quad (8.20)$$

$\sum$ simvoli yi'gindini bildiradi, $B_{\parallel}$ esa $\vec{B}$ ning har bir $\Delta\ell$ ga parallel tashkil etuvchisini bildiradi. $\Delta\ell$ uzunliklar $B_{\parallel}$ har bir uzunlikda doimiy qoladigan darajada kichik tanlangan. Yig'indi yopiq kontur bo'ylab amalga oshiriladi va I_{yopiq} shu konturdagi umumiy natijaviy tokdir¹.



8.21-rasm. Solenoid

qo'ng'iroqi sifatida



8.22- rasm. Amper qonuni uchun elektr

tokli

Kontur teng uzunlikli $\Delta\ell$ segmentlarga bo'lingan. Konturdan o'tuvchi umumiy tok

$$I_{\text{kontur}} = I_1 + I_2$$

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

Ikki Parallel o'tkazgichlar orasidagi Kuch

Tok o'tayotgan o'tkazgich magnit maydon hosil qilishini ko'rgan edik (8.22 tenglama bilan uzun to'g'ri o'tkazgich uchun magnit maydon qiymati aniqlanadi.). Shuningdek, magnit maydonga qo'yilgan tok o'tayotgan o'tkazgichga kuch ta'sir qilishini ham ko'rgan edik. Shu tufayli, ikki tok o'tayotgan o'tkazgichlar bir – biriga kuch bilan ta'sirlashishini taxmin qilamiz¹.

8.22a – rasmda ko'rsatilganidek, bir – biridan d masofa uzoqlikda joylashgan ikki tok o'tayotgan o'tkazgichlarni muhokama qilamiz. Ulardan mos ravishda I_1 va I_2 qiymatli toklar o'tmoqda. Har bir tok ikkinchisi tomonidan seziluvchi magnit maydon hosil qiladi, demak, har bir o'tkazgich ikkinchisiga kuch bilan ta'sir qiladi. Masalan, 8.22 – rasmdagi kitobga yo'nalgan ikkinchi o'tkazgich joylashgan nuqtada I_1 tomonidan hosil qilingan B_1 magnit maydon 8.20 – tenglama bilan beriladi va quyidagi qiymatga ega:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}.$$

Faqat I_1 hosil qilgan maydon ko'rsatilgan 8.22b – rasmga qarang. 8.20 tenglamaga asosan, I_2 tok o'tayotgan ℓ_2 uzunlikli ikkinchi o'tkazgichga B_1 tomonidan F_2 kuch ta'sir qiladi, uning qiymati

$$F_2 = I_2 B_1 \ell_2$$

ga teng. I_2 ga ta'sir qiluvchi kuch faqat I_1 hosil qilgan maydon tufayli ekanligiga e'tibor bering. Tabiiyki, I_2 ham maydon hosil qiladi, ammo u o'ziga – o'zi kuch bilan ta'sir qilmaydi. B_1 ni o'rniga qo'yib, ℓ_2 uzunlikli ikkinchi o'tkazgichga ta'sir qiluvchi F_2 kuchni topamiz:

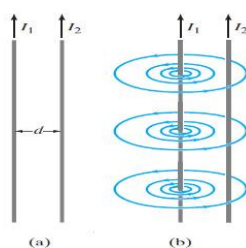
$$F_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \ell_2$$

8.22 –rasmga o'ng qo'l qoidaini qo'llasak, 8.23 – rasmda ko'rsatilganidek B_1 kuch chizqilarini ko'rishimiz mumkin. Keyinchalik, 8.23–rasmga o'ng qo'l qoidaini qo'llasak, 8.23 – rasmdagi I_2 ga ta'sir qiluvchi kuch chapga yo'nalganini

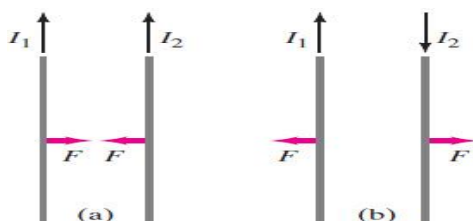
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

ko‘rishimiz mumkin. YA’ni, I_1 tortuvchi kuch bilan I_2 ga ta’sir qiladi (8.24 – rasm). Bu o‘tkazgichlardagi tok bir yo‘nalishda bo‘lgandagina to‘g‘ri. Agar I_2 yo‘nalishi I_1 yo‘nalishiga teskari bo‘lsa, o‘ng qo‘l qoidasidan kuch teskari yo‘nalishda bo‘lishini ko‘rsatadi. Ya’ni I_1 itaruvchi kuch bilan I_2 ga ta’sir qiladi¹ (8.24 – rasm).

Yuqorida ko‘rsatilganlarga asosanib I_2 o‘tkazgich I_1 ga qarama – qarshi yo‘nalgan teng kuch bilan qilishini olamiz. Bu Nyutonning uchinchi qonunidan kelib chiqib o‘rinlidir. Shu sababdan, 8.24 – rasmda ko‘rsatilganidek bir xil yo‘nalishdagi toklar bir – birini tortadi, xar xil yo‘nalishli toklar esa itarishadi¹.



8.23 – rasm. (a) I_1 va I_2 tok o‘tayotgan ikki parallel o‘tkazgichlar. (b) I_1 hosil qilgan $\vec{B}_1$ magnit maydon. (I_2 ning maydoni ko‘rsatilmagan.) I_2 turgan joyda $\vec{B}_1$ kitobga yo‘nalgan.



8.24 – rasm. (a) Bir xil yo‘nalishda tok o‘tayotgan ikki parallel o‘tkazgichlar bir – birini kuch bilan tortadi. (b) Antiparallel tok o‘tayotgan o‘tkazgichlar bir – birini kuch bilan itaradi.

Misol. Ikki tokli o‘tkazgichlar orasidagi kuch. Ikkita 2.0 m uzunlikli o‘tkazgichlar 3.0 mm uzoqlikda joylashgan va ulardan 8.0 A tok o‘tmoqda. Uslub. Tok

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

o'tayotganda har bir o'tkazgich ikkinchisining magnit maydonida turadi, shuning uchun 8.20 tenglamani qo'llaymiz¹.

Echish. 8.20 tenglama

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \ell_2 = \frac{(4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \frac{\text{M}}{\text{A}})(5.0 \text{ A})}{2\pi(3.0 \times 10^{-3} \text{ M})} = 8.5 \times 10^{-3} \text{ H}$$

ni beradi. O'tkazgichlardagi tok qarama – qarshi yo'nalgani uchun kuch itaruvchi bo'lib, ularni uzoqlashtiradi¹.

Amper va Kulonning ta'riflari

8.20 tenglamadagi μ_0 doimiy qanday qilib aynan $4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{M/A}$ ga teng bo'lishi siz hayron qolsirishi mumkin. Amperning eski ta'rifida μ_0 bu qiymatga juda yaqin eksperimental o'lchangan. Hozirda μ_0 aniq $4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{M/A}$ qilib ta'riflangan. Agar amper mustaqil ta'riflanmaganda, bunday bo'lmagan bo'lar edi. Tok kuchi birligi amper μ_0 ning qiymatidan foydalanib magnit maydon hosil qilishidan ta'riflanadi¹.

Xususan, 8.20 tenglamadagi tok o'tayotgan ikki o'tkazgich orasidagi kuchdan foydalanib amper ta'riflanadi. Agar $I_1 = I_2 = 1 \text{ A}$ bo'lganda, ikki o'tkazgich 1 M uzoqlashganda

$$\frac{F}{\ell} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} = \frac{(4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{M/A})(1 \text{ A})(1 \text{ A})}{(2\pi)} \frac{1}{(1 \text{ M})} = 2 \times 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{M}}$$

bo'ladi¹.

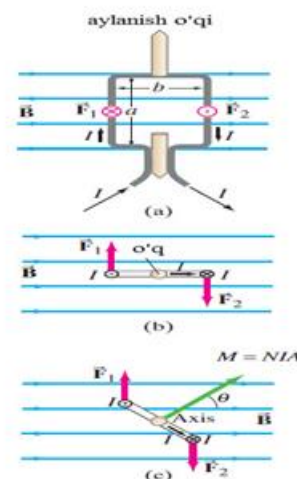
Shunday qilib, 1 M uzoqlikdagi ikkita uzun parallel o'tkazgichlarning har biridan bir amperdan tok o'qayotganda har bir o'tkazgichning metriga $2 \times 10^{-7} \text{ H/M}$ kuch ta'sir qiladi. Bu ampurning aniq ta'rifi, va operatsion ta'rif deyiladi. Kulon amperdan foydalanilib ta'riflanadi¹: $1 \text{ C} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}$.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

Tok halqasidagi aylanuvchi moment; magnit momenti

8.25-rasmda ko'rsatilganidek, elektr toki magnit maydonga joylashtirilgan yopiq halqali o'tkazgichdan oqqanda, tokning magnit kuchi aylantiruvchi moment hosil qiladi. Motorlar, voltmترلar va ommترلar kabi bir qator muhim amaliy qurilmalar ishlashi asosida keyingi bo'limda muhokama qilinadigan bu tamoyil yotadi¹.



8.25-rasm

8.25.a-rasmdagi yuzasi B ga parallel to'g'ri to'rtburchak o'ram orqali tok oqsin. B maydon o'tkazgichining gorizontall segmentiga kuch yoki aylantiruvchi moment bilan ta'sir qilmaydi, chunki, bu segment maydonga parallel va 20-1 tenglamadagi $\sin \theta = 0$. Ammo, o'tkazgichning vertikal segmentlariga $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar bilan ta'sir qiladi. (8.25c dagi yoki 8.1-jadvaldagi) ikkinchi o'ng qo'l qoidasidan chapdagi yuqoriga yo'nalgan tokga ta'sir qiyuvchi $\vec{F}_1$ kuch yo'nalishi o'ngdagi pastga yo'nalgan tokga ta'sir qiyuvchi $\vec{F}_2$ kuch qiymatiga teng va teskari yo'nalishda bo'ladi. Bu kuchlar o'ramni vertikal o'q atrofida aylantiradigan aylantiruvchi momentni paydo qiladi¹.

Bu aylantiruvchi momentning qiymatini hisoblab ko'raylik. 8.20 tenglamadan ($\vec{I} \perp \vec{B}$) kuch $F = IaB$, bu erda a – 8.25a rasmdagi o'ramning vertikal uzunligi. Har bir kuch uchun chap elka $b/2$ ga teng, b o'ramning eni va o'q qoq o'rtadan o'tgan. Bu o'q atrofida $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar hosil qilgan aylantiruvchi momentlar bir xil yo'nalishda ta'sir qiladi (8.25.b-rasm), natijada umumiy aylantiruvchi moment τ ikkita aylantiruvchi momentlar yig'indisi bo'ladi¹:

$$\tau = IaB \frac{b}{2} + IaB \frac{b}{2} = IabB = IAB,$$

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

bu erda $A = ab$ o‘ramning yuzasi. Agar o‘ram o‘tkazgichning N ta o‘ramasidan tuzilgan bo‘lsa, tok NI bo‘lib, aylantiruvchi moment

$$\tau = NIAB$$

ga aylanadi. c rasmda ko‘rsatilganidek o‘ram magnit maydon bilan burchak hosil qilsa, kuch o‘zgarmas qolib, har bir chap elka $\frac{1}{2}b$ dan $\frac{1}{2}b \sin \theta$ ga kamayadi.

E’tibor bering, θ burchak $\vec{B}$ va o‘ram yuzasiga o‘tkazilgan perpendikulyar orasidagi burchakdir. 8.25.c-rasmda aylantiruvchi moment

$$\tau = NIAB \sin \theta \quad (8.21)$$

ga o‘zgaradi¹.

To‘g‘ri to‘rtburchak o‘ram uchun keltirilgan bu formula istalgan shaklli yassi o‘ram uchun o‘rinli. NIA kattalik o‘ramning magnit dipol momenti deyiladi¹:

$$M = NIA \quad (8.22)$$

va o‘ramga perpendikulyar vektor bo‘ladi.

8.25-rasm. $\vec{B}$ magnit maydonga joylashtirilgan tokli o‘ramlardagi aylantiruvchi momentni hisoblash. (a) O‘ram yuzi $\vec{B}$ maydonga parallel bo‘lganda; (b) yuqoridan ko‘rinishi; (c) o‘ram va $\vec{B}$ burchak hosil qilganda chap elka kamaygani uchun aylantiruvchi moment kamayishi¹.

Galvanometr

Analog metrning (analog ampermetr, voltmeter va ommetrlarni yana mashinaning priborlar doskasidagi hisoblagichlarni o‘z ichiga oladi) asosiy qismi (bular ko‘rsatmali va raqamli) bu galvanometrdir. Biz allaqachon bu metrlarning qanday loyihalanganini ko‘rib chiqdikva endi biz o‘ta muhim element bo‘lgan galvanometrni tekshiramiz. 8.21 figurada ko‘rsatilgan galvanometer doimiy magnitning magnit maydonida osilgan simli chulg‘amdan (tayoqcha bog‘langan)

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

iborat. Tok simli chulg'am orqali oqqanda magnit maydon B aylanishida 8.22 tenglikda berilganidek quyidagi moment τ ni hosil qiladi:

$$\tau = NIAB \sin \Theta$$

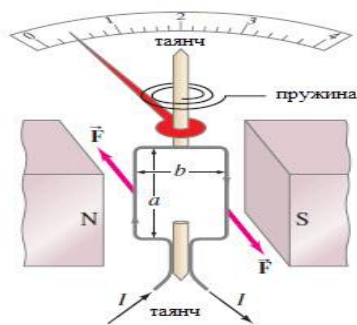
Bu moment prujina aylanganida (Guk qonuni) Θ burchakka deyarli proporsional bo'lgan τ_s momentni hosil qiluvchi prujina orqali qarshilik ko'rsatadi. Ya'ni:

$$\tau_s = k\varphi$$

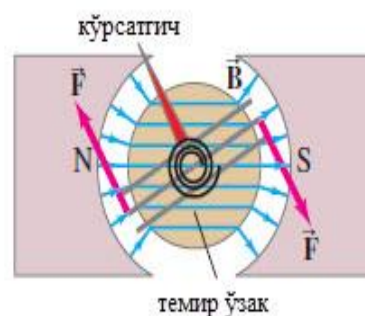
Bunda k prujining chidamlilik koeffitsienti. Chulg'am va bog'langan tayoqchalar momentlar muvozanatidagi burchakka buriladi. Igna tinchlikdagi muvozanatida momentlar shunday qiymatlarga ega : $k\varphi = NIAB \sin \Theta$

Shunday ekan, $\varphi = NIAB \sin \Theta / k$ bo'ladi.

Tayoqchani φ burchakka yo'nalishini o'zgartirishi chulg'amda oqayotgan I tokka to'g'ri proporsional bo'ladi va chulg'am B bilan hosil qiluvchi Θ burchakka bog'liqdir. Kerakli metr uchun bizga faqat dan mustaqil ravishda I tokga bog'liq? kerak. Bu muammoni hal qilish uchun egilgan qutb qismli magnitlardan foydalaniladi va galvanometer chulg'ami 20-36 figurada ko'rsatilgan silindrik temir o'zak atrofida o'raladi. Temir o'zak tashqarisidagi simdagi chulg'amning sirtiga B doimo parallel bo'lishi uchun magnit maydon chiziqlarini to'plashga intiladi. Kuch har doim chulg'am sirtiga perpendikulyar bo'ladi va moment burchak bilan o'zgarmaydi. Shuning uchun kerakli metr uchun talab qilinadigan I ga proporsional bo'ladi¹.



8.26-rasm. Galvanometr



8.27-rasm. Galvanometr chulg'ami (3ta halqasi ko'rsatilgan) temir o'zakka

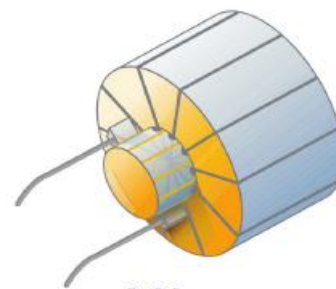
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

o‘ralgan.

Elektr Motorlar

Elektr motor elektrik energiyani (aylanma) mexanik energiyaga aylantiradi. Motor galvanometrning ishlash prinsipi asosida ishlaydi (magnit maydonda tok o‘tayotgan halqaga aylanma moment ta’sir qiladi), bitta farqi o‘ram bir yo‘nalishda davomiy tarzda harakatlanadi. O‘ram rotor yoki armatura deb ataluvchi po‘lat silindrga maxkamlangan, 8.26-rasm. Aslida bu erda bir nechta o‘ram bor, ammo 8.26-rasmda faqat bitta o‘ram ko‘rsatilgan. Armatura valga yoki o‘qqa maxkamlagan. Armatura 8.26-rasmdagi vaziyatdaligida magnit maydon halqadagi tokka kuch bilan ta’sir qiladi ($\vec{B}$ va tokka perpendikulyar yo‘nalishida). Biroq, soat strekasi yo‘nalishida aylanayotgan halqa vertikal holatdan o‘tayotganida tok kuchi o‘zgarmasa, kuchlar uni orqaga qaytarishga urinadi. Ammo, shu kritik vaziyatda tok kuchi yo‘nalishini qarama qarshisiga o‘zgartirsa, halqa o‘z harakat yo‘nalishida davom etadi.

Motor bir yo‘nalishda aylanib turishi uchun shunday tok kuchining doimiy ravishda almashib turishi lozim. Bu o‘zgarmas tok motoridakommutatorlar va chyotkalar yordamida amalga oshiriladi: 8.27-rasmda ko‘rsatilganidek, kiruvchi tok o‘tkazuvchi kommutatorlarga maxkamlangan va unga ishqalanuvchi qo‘zg‘almas chyotkalarda o‘tadi. Har yarim aylanishda, har bir kommutator boshqa chyotkaga ulanadi. Bu esa har yarim aylanishda davomiy aylanish uchun zarur bo‘lgan tokning yo‘nalishini o‘zgarishiga olib keladi.



8.28-rasm

8.28-rasm O‘zgarmas tok motoridakommutator-chyotka tuzilishi tokning yo‘nalishi o‘zgarib armaturani bir yo‘nalishda aylanib turishiga olib keladi. Kommutatorlar motor valiga maxkamlangan va u bilan birga aylanadi, biroq chyotkalar qo‘zg‘almay turadi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

Ko'p motorlar bir necha o'ramlardan iborat bo'lib, har biri armaturaning turli qismlariga ulangan, 8.28-rasm. Ularning har biridan tok aylanishning kichik bir qismidagina o'tadi va bu vaqtda ularga ta'sir qiluvchi aylanma moment maksimal bo'ladi. Bunday usulda motorda hosil bo'lgan aylanma moment bitta halqadan hosil bo'lgan aylanma momentga qaraganda turg'unroq bo'ladi¹.

O'zgaruvchan tokli motor kommutatorlarsiz ishlay oladi, chunki tok kuchining o'zi o'zgarib turadi. Ko'p motorlarda magnitlar o'rniga sim o'ramlar (elektromagnitlar) qo'llanadi. Aslida motorlarning tuzilishi bu erda aytib o'tilganga qaraganda ancha murakkab bo'ladi, ammo umumiy prinsiplar o'zgarmaydi¹.

Nazorat savollari

1. Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri. Amper kuchi.
2. Tokli o'tkazgichni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish.
3. Magnit maydonni tokli o'tkazgichga ta'sir kuchi momenti.
4. Tokli o'tkazgichning o'zaro ta'siri.
5. Tokli o'tkazgichning magnit maydonda aylanish tezligi.
6. Magnit maydoni va uni xarakterlovchi kattaliklar.
7. Konturning magnit momenti.
8. Magnit maydon induksiyasi, o'lchov birligi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 564, 565, 571, 572, 573, 575, 576, 577-betlar.

9-mavzu. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

Reja

1. Elektromagnit induksiya hodisasi. Faradey qonuni. Lens qoidasi.
2. Uyurmaviy tok (Fuko toki). Kontur induksiyasi.
3. Magnit maydon energiyasi. Elektr va magnit maydonlarining o'zaro aylanishi.
4. Uyurmaviy elektr maydoni. Siljish toklari to'g'risida tushuncha. Maksvell tenglamalari.
5. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi.

Tayanch so'z va iboralar: *elektr toki, magnit maydoni, magnit momenti, aylantiruvchi moment, magnit induksiya, Lorens kuchi, zaryad, siklotron, MGD genrator, chap qo'l qoidasi, magnit oqim.*

Yuqorida magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch bilan tanishdik. Bu kuchning vujudga kelishini Lorens quyidagicha tushuntirdi: o'tkazgichda tok tashishda qatnashib tartibli xarakat qilayotgan zaryadlarga magnit maydon ta'sir etadi. Lekin bu zaryadlar o'tkazgich sirti bilan chegaralangan hajm ichida xarakat qilayotganliklari uchun ularga magnit maydon tomonidan ta'sir qilayotgan kuchlarning yig'indisi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch sifatida namoyon bo'ladi. SHuning uchun Amper qonunini ifodasidan foydalanib magnit maydonda xarakatlanuvchi zaryadga ta'sir etuvchi kuchni topish mumkin. Buning uchun o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchining qiymati

$$I = jS = qn v S \quad (9.1)$$

ekanligidan foydalanib, tok kuchi I ning o'tkazgich elementi dl ga ko'paytmasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$Idl = qn v S dl = qn dV \quad (9.2)$$

(9.1) va (9.2) larda j -tok zichligi, S -o'tkazgichning ko'ndalang kesimi, n -o'tkazgichning birlik xajmidagi zaryad-tashuvchilarning soni, v -zaryad tashuvchining tartibli xarakat tezligi, q -uning zaryadi, $dV = S dl$ o'tkazgich elementining xajmi. Agar $n dV$ ni, ya'ni o'tkazgichning dV xajmidagi zaryad tashuvchilarning sonini dn deb belgilasak, (9.2) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$Idl = qn dn \quad (9.3)$$

Buni Amper kuchi $dF = BIdl \sin \alpha$ ga qo'ysak $dF = Bqvdn \sin \alpha$ buni vektor ko'rinishi

$$dF = [uB]qdn \quad (9.4)$$

Mazkur ifoda dn dona xarakatlanuvchi zaryad tashuvchiga magnit maydon tomondan ta'sir etuvchi kuchni xarakterlaydi. Shuning uchun bir dona zaryad tashuvchiga ta'sir etuvchi kuch (bu kuchni, odatda, Lorens kuchi deb ataladi):

$$F_1 = [uB]q \quad F_1 = Buq \sin \alpha \quad (9.5)$$

Lorens kuchining yo'nalishi ham chap qo'l qoidasi asosida topiladi. Lekin bu yo'nalish musbat zaryadli ($q > 0$) zarralarga magnit maydonda ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi bo'ladi. Manfiy zaryadli ($q < 0$) zarraga ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi esa qrama-qarshi bo'ladi. Lorens kuchi zarraning xarakat yo'nalishiga perpendikulyardir. Shuning uchun Lorens kuchi ta'sirida yo'nalishi o'zgaradi xolos.

Zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakati

Bir jinsli magnit maydonga u tezlik bilan kirgan zaryadli zarraning xarakati qanday bo'ladi? Mazkur savolga javob berish uchun, (9.5) munosabatga asoslanib, quydagi hollarni muhokama etaylik.

Zaryadli zarraning harakati magnit maydon induksiyasi chiziqlari bo'ylab sodir bo'layotgan holda u va B vektorlar orasidagi burchak 0 yoki π ga teng. Zero, (9.5) formulaga asosan, $F_1 = 0$. Demak, mazkur holda magnit maydon zaryadli zarraga tasir etmaydi, zarra magnit maydonda to'g'ri chiziqli tekis xarakatini davom ettiraveradi.

Zaryadli zarra B chiziqlariga perpendikulyar ravishda magnit maydonga kirgan holda u va B orasidagi burchak $\pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng. SHuning ushun zarraga tasir etadigan Lorens kuchining yo'nalishi doimo tezlikka perpendikulyar, moduli ($F_1 = quB$) o'zgarmaydi. Bunday kuch tasirida zarra aylana bo'ylab xarakatlanadi. Aylana radiusi R ni

$$quB = mv^2/R \quad (9.6)$$

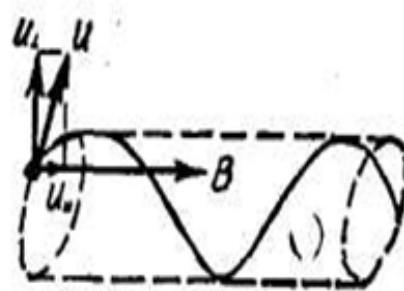
tenglikni yechib topish mumkin. $R = mv^2/qB$

Bundagi m-zarraning massasi, q-zarraning zaryadi. Zarraning bir marta to'liq aylanishi uchun ketgan vaqt

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u} \cdot \frac{mu}{qB} = \frac{2\pi}{(q/m)B} \quad (9.7)$$

Zarraning aylanish davri deb ataladi, u zarraning solishtirma zaryadi (q/m) va maydonning magnit induksiyasiga bog'liq zaryadning tezligiga esa mutlaqo bog'liq emas.

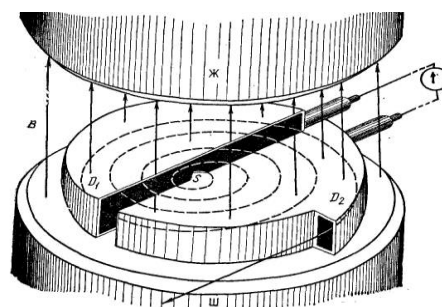
3. Zarra tezligi magnit maydon yo'nalishi bilan ixtiyoriy α burchak tashkil esin (9.1-rasm). Bu holda tezlik vektori u ni ikki tashkil etuvchiga- B bo'ylab yonalgan u_{11} va B ga perpendikulyar ravishda yonalgan u_1 ga ajratish mumkin. Zero, Zaryadli zarra u_{11} tufayli magnit induksiya chiziqlari bo'ylab to'g'ri chiziqli tekis xarakatda,



9.1-rasm

u_1 tufayli esa maydonga perpendikulyar tekislikda aylana bo'ylab tekis xarakatda qatnashadi. Bu ikki xarakatning superpozitsiyasi (qo'shilishi) zarra xarakatini tasvirlaydi: o'qi magnit maydonga parallel bo'lgan vintsimon spiral chiziq bo'yicha zarra xarakatlanadi.

Xarakatlanayotgan zarralarga magnit maydon ko'rsatadigan ta'sirdan siklik tezlatgichlar (sklotron, sinxrotron, sinxrofazotron), magnitogidrodinamik generatorlarda foydalaniladi. Siklotronning asosiy qismi-kuchli elektromagnitdir (9.2-rasm), bu elektromagnitning qutblari orasida yassi silindrik vakuum kamera joylashgan. Kamera duant deb ataladigan D-simon ikki bo'lak D_1 va D_2 dan iborat.



9.2-rasm

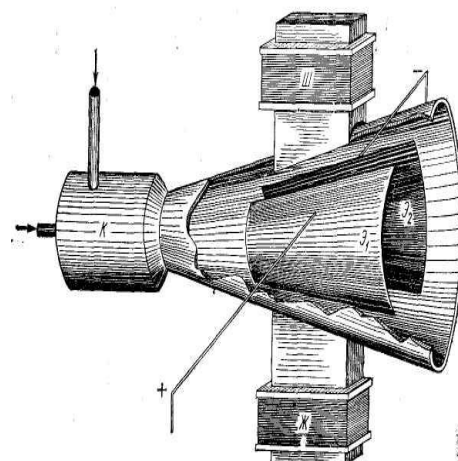
Duantlar elektrodlar vazifasini ham o'taydi. Ular o'zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotaviy generatorning qutblariga ulangan. Shuning uchun duantlar navbatma-navbat goh musbat, goh manfiy zaryadlanib turadi. Elektr maydon faqat duantlar

oralig'idagi tirqishdagina mavjud bo'ladi. Tezlatilishi lozim bo'lgan zaryadli zarralar kameraga maxsus qurilma (rasmda S deb belgilangan) oraliq kiritiladi.

Kameraga kiritilgan musbat zaryadli zarra darxol manfiy zaryadlangan duant tomon tortiladi. Duant ichida zarraning xarakati yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydon zarrani aylanaviy orbita bo'ylab xarakatlanishga majbur qiladi (chunki bu erda zarraga Lorens kuchi ta'sir qiladi). Zarra yarim aylanani bosib o'tgach, yana duantlar oralig'idagi tirishga etib keladi. Lekin o'tgan vaqt ichida elektr maydon yo'nalishini o'zgartirgan bo'ladi. SHuning uchun zarra ikkinchi duant tomon tortilib tezlashadi. Ikkinchi duant ichida yarim aylanani bosib o'tadi va yana tirishga etib keladi. Bu erda uchinchi marta tezlashadi va hakoza. Har safardan so'ng zarraning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi. Zarraning traektoriyasi rasmda ko'rsatilgan.

9.3-rasmda magnitogidrodinamik (MGD) generatori

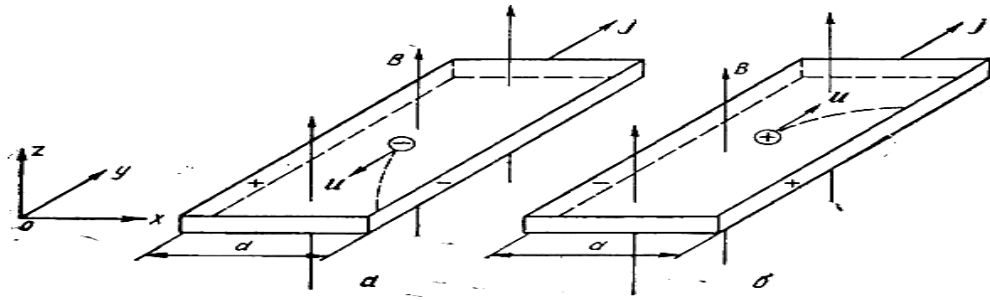
tasvirlangan. YOnish kamerasi (K) da yuksak darajada ionlashagan gaz-plazma elektrodlar (E_1 va E_2) oralig'ida harakatlanishi borasida magnit maydonning ta'siriga uchraydi va o'z yo'nalishini o'zgartiradi. Musbat ionlar E_1 elektrodلarga, manfiy ionlar E_2 elektrodلarga qurilib ularni mos ravishda zaryadlanishga sababchi bo'ladi. Elektrodلarga tshqi nagruzka (biror R qarshilik) ulansa, zanjir bo'ylab elektr tok oqa boshlaydi.



9.3-rasm

Xoll effekti

1880 yilda E. Xoll tomonidan aniqlangan bu effektning mohiyati quyidagidan iborat. Metal yoki yarim o'tkazgichdan yasalgan plastinkani (9.4-rasm) magnit maydonga shunday joylashtiraylikki, bunda magnit maydonning yonalishi OZ o'qiga, plastinkadan o'tayotgan tokning yo'nalishi esa OY o'qiga mos bo'lsin. U holda tok hosil qilayotgan zaryadlarga Lorens kuchi tasir qilib, ularni OX yo'nalishida og'diradi. Agar tok tashuvchilar manfiy zaryadli zarralar bo'lsa, ular j ga teskari yonalishda harakat qilganliklari uchun plastinkaning o'ng



9.4 - rasm

qirrasi tomoniga qarab ogʻadi. Natijada oʻng qirrada ortiqcha manfiy zaryad vujudga keladi. Bu esa oʻz navbatida plastinkaning chap qirasida manfiy zaryad etishmasligiga, yani unda musbat zaryadning vujudga kelishiga sababchi boʻladi. Agar tok tashuvchilar musbat zaryadli zarralar boʻlsa ular elektr tok tashishda qatnashib j yoʻnalishi boʻylab harakat qilishlari kerak. Bu harakat magnit maydonda sodir boʻlayotganligi uchun Lorens kuchi tasirida zarralar plastinkaning oʻng qirrasi tomon ogʻadi. Natijada plastinkaning oʻng qirrasi musbat, chap qirralari orasida elektr maydon (bu maydon kuchlanganligi E_x boʻlsin) vujudga keladi. Bu elektr maydonda zaryadga tasir etuvchi kuch (qE_x). Lorens kuchiga teskari yonalgan. Shuning uchun bu kuchlar miqdoran tenglashganda muvozanat vaziyati vujudga kelib, zaryadlar ogʻmasdan tok tashish vazifasini bajaraveradi. Muvozanat vaziyatida plastinaning oʻng va chap qirralari orasida vujudga kelgan potentsiallar farqi ($\Delta\phi_x$) ni Xoll potentsiallar farqi deb atash odat tusiga kirgan.

Xoll potentsiallar farqini topish uchun induksiyasi B boʻlgan magnit maydonda u tezlik bilan harakat qilayotgan q zaryadga tasir etuvchi Lorens kuchi va q zaryadga kuchlanganligi E_x boʻlgan elektr maydoni tomonidan tasir etuvchi kuchlar modullarini tenglashtiramiz, yani

$$quB = qE_x$$

bundan

$$E_x = uB \quad (9.8)$$

ekanligini topamiz.

Potentsiallar farqi vujudga kelgan plastina qirralari orasidagi masofani d deb belgilasak,

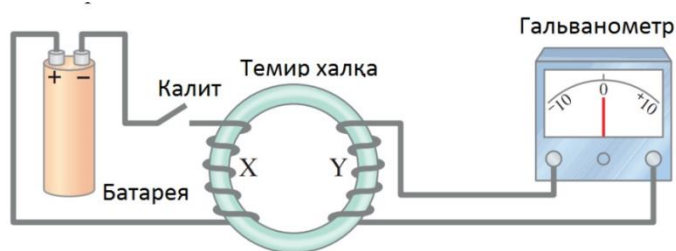
$$\Delta\varphi_x = E_x d = u B d \quad (9.9)$$

bo'ladi. Bunday u o'rniga tok zichligi ifodasi ($j = qnu$) dan topiladigan

$$u = \frac{j}{qn} \text{ qiymatni qo'yib } \Delta\varphi = \frac{1}{qn} j B d = R j B d \quad (9.10)$$

munosabatni hosil qilamiz. Bu ifodadagi $R = \frac{1}{qn}$ Xoll doimiysi deb ataladi. Xoll doimiysi plastinka materialiga bog'liq. U ba'zi moddalar uchun musbat, ba'zilar uchun esa manfiy qiymatga ega bo'ladi.

Faradey magnit maydon orqali elektr toki hosil qilishga urinishlarida, 9.5-rasmda ko'rsatilgan qurilmadan foydalanadi. U X chulg'amni manbaga uladi, natijada ushbu zanjir orqali elektr tok oqimi yuzaga keldi va temir xalqadagi X chulg'am orqali magnit maydon hosil bo'ldi. Faradey X chulg'amda kuchli to'yingan tok natijasida yuzaga keladigan etarli darajada kuchli bo'lgan magnit maydon, aynan temir xalqaning Y chulg'amida tok yuzaga keltirishiga umid qilgan¹.



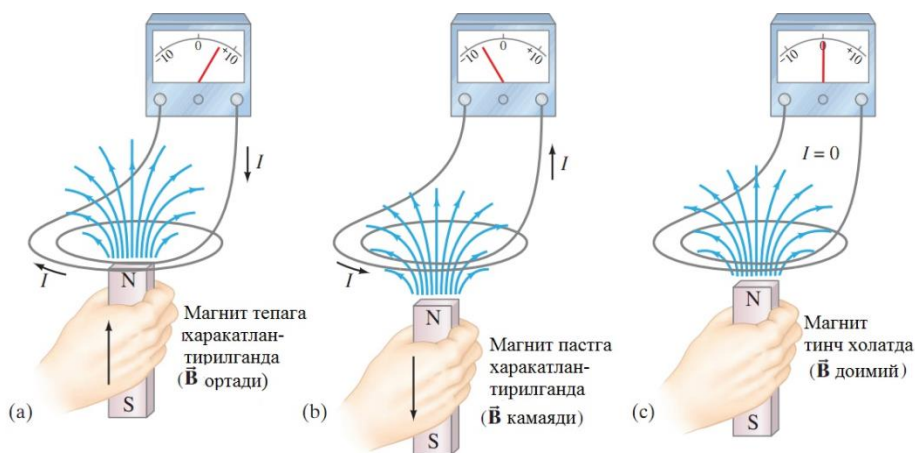
9.5-rasm. Induksiya EYUKi bo'yicha Faradey tajribasi

Ikkinchi Y zanjirda, har qanday tokni aniqlash uchun faqat galvanometr joylashtirilgan edi. Ushbu tajriba doimiy tok bilan muvafaqiyatsizlikka uchradi. Biroq uzoq izlanishlardan so'ng, Faradey X zanjirda kalitni ulaganda, Y zanjirdagi galvanometr ko'rsatkichi kuchli og'ishgan, kalitni uzganda esa teskari tomonga kuchli og'ish kuzatildi. X chulg'amdagi doimiy tok, doimiy magnit maydon yuzaga kelishi oqibatida Y chulg'amda tok hosil bo'lmadi. Faqatgina X chulg'amda tok o'tishni boshlashi bilanoq yoki kalit uzilish jarayonida, Y chulg'amda tok yuzaga kelgan. Tajriba asosida Faradey shunday xulosa qildi:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

doimiy magnit maydon o'tkazgichda tok hosil qila olmasa ham, o'zgaruvchan magnit maydoni elektr toki vujudga keltiradi. Bunday tok - induksion tok deyiladi. Y chulg'amdagi magnit maydon o'zgarganda, Y chulg'amda tok hosil bo'ladi, xuddi zanjirda EYUK bordek. Demak, o'zgaruvchan magnit maydoni induksiya EYUKini yuzaga keltirar ekan¹.

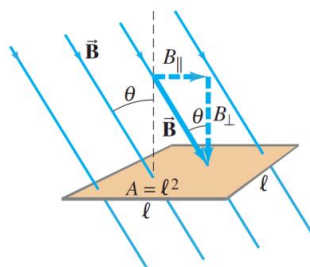
Faradey elektromagnit induksiya soxasida ko'plab tajribalar o'tkazdi, bu xodisa elektromagnit induksiya xodisasi deb ataldi. Masalan, 9.5-rasmda ko'rsatilganidek, agar magnit chulg'am ichida tez-tez harakatga keltirilsa, simda induksion tok yuzaga keladi. Agar magnit tezlik bilan chikarib olinsa, tok yo'nalishini teskari tomonga o'zgartiradi (B chulg'am bo'ylab kamayadi). Bundan tashqari, agar doimiy magnit mahkamlangan bo'lsa va chulg'am magnit bo'ylab chikarib va tushirib turilsa, yana induksiya EYUKi yuzaga keladi va induksion tok oqa boshlaydi. Induksiya EYUKi yuzaga kelishi uchun harakat yoki o'zgarish bo'lishi kerak. Bu holda magnit harakatlanadimi yoki chulg'am harakatlanadimi buni ahamiyati yo'q. Bu ularning harakatini nisbiyligi hisobigadir¹.



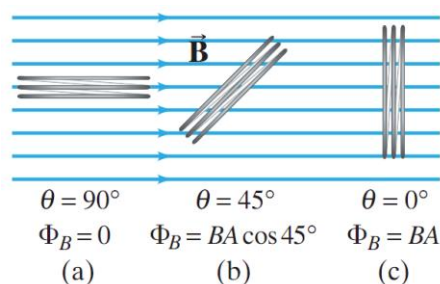
9.6-rasm (a) Magnit tayoqchasi chulg'am bo'ylab harakatlansa, darhol chulg'amdagi magnit maydon ortadi va induksion tok yuzaga keladi. (b) Agar magnit tayoqchasi chulg'amdanda chikarib olinsa, tok yo'nalishi teskari tomonga o'zgartiradi (B kamayadi). Galvanometrning nol qiymati shkala markazida

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

joylashgan, tok oqimining yo'nalishiga qarab uning strelkasi o'ng yoki so'lga og'adi. (c) Agar magnit tayoqchasi chulg'amga nisbatan harakatga kelmasa, induksion tok paydo bo'lmaydi. Bu erda harakatlar o'zaro bog'liqligi hisobga olinadi: magnit tayoqchasi mahkamlanib, chulg'am harakatga keltirilsa ham induksiya EYUKi yuzaga keladi.



9.7-rasm Simdan yasalgan tekis sohaga mos keladigan oqimni aniqlang. Bu soha to'rtburchak shakldan iborat bo'lib, tomoni L ga teng va yuzasi $A=L^2$ ga teng



9.8-rasm F magnit oqimi chulg'am halqalari orqali oqib o'tuvchi V magnit chiziqlari soniga proporsional (bu rasmda halkalar soni 3ta).

Mashq. Ushbu bobning boshlanishida keltirilgan ochiq savollarga qayting va ularga qayta javob bering. Nimaga birinchi sizni bergan javobingiz farq qildi, shuni tushintiring¹.

Faradeyning induksiya qonuni: Lens qonuni

Faradey induksiya EYUKi miqdor jihatdan qanday kattaliklarga bog'liq ekanini o'rganib chiqqan. Uning birinchi aniqlagan narsasi shu bo'lganki: Magnit maydon qanchalik tez o'zgarsa, induksiya EYUK shunchalar katta bo'ladi. Bundan tashqari induktiv EYUK halqa yuzasiga bog'liq (va B bilan xalqa yuzasi orasida hosil bo'lgan burchakka ham bog'liq). Haqiqatda esa, induksiya EYUKi aylana

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

yoki halqa yuzasi (A) orqali o'tuvchi Φ_B magnit oqimining o'zgarishiga to'g'ri proporsional. A yuza orqali o'tuvchi bir jinsli magnit maydon oqimi quyidagicha ifodalanadi:

$$\Phi_B = B_{\perp} A = BA \cos \theta$$

bu erda V bir jinsli maydon. Halqa yuziga perpendikulyar bo'lgan $B_{\perp}$ bir jinsli magnit maydon V ning tashkil etuvchisidir, burchak θ bu V vektor va halqa yuziga perpendikulyar bo'lgan chiziq orasidagi burchak. Bu kattaliklar, tomoni L , maydoni $A=L^2$ ga teng bo'lgan to'rtburchak halqa 9.8-rasmda ko'rsatilgan. Halqaning yuzi V vektorga parallel bo'lganda, $\theta=90^\circ$ va $\Phi_B=0$. B vektor halqaning yuziga perpendikulyar bo'lganda, $\theta=0^\circ$ va $\Phi_B=BA$ (bir jinsli).

B chiziqlarini (E chiziqlariga o'xshash) shunday tarzda chizish mukkinki, yuzi birligidagi chiziqlar soni, maydon kuchlanganligiga proporsional. Keyin Φ_B oqim xalqa bilan qoplangan maydondan o'tuvchi chiziqlar soniga to'g'ri proporsional deb qarash mumkin. 9.8-rasmda keltirilgandek, $\theta=90^\circ$ uchun halqalardan magnit maydon chiziqlari kesib o'tmaydi, ya'ni $\Phi_B=0$, $\theta=0^\circ$ bo'lganda, Φ_B maksimum qiymatga erishadi. Magnit maydon oqimi birligi **тесла · метр²**, yoki veber deb nomlanadi¹: $1\text{Wb}=1\text{T} \cdot \text{m}^2$,

9.10-tenglamadagi oqimni ifodasidan Faradeyning izlanishlarini yozishimiz mumkin: Zanjirdagi induktiya EYUKi, zanjirdagi magnit oqimi o'zgarish munosabatiga teng¹.

$$\mathcal{E} = - \frac{\Delta \Phi_B}{\Delta t}$$

Bu fundamental natijalar Faradeyning induksiya qonuni deyiladi va bu qonun elektromagnitizm asoslaridan biri hisoblanadi.

Agar zanjirdagi chulg'am zich qilib o'ralgan N ta o'ramdan tashkil topgan bo'lsa oqim har bir halqadan o'tadi, va har halqada induktiya EYUKi yuzaga keladi, demak umumiy induktiya EYUKi quyidagicha hisoblanadi:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

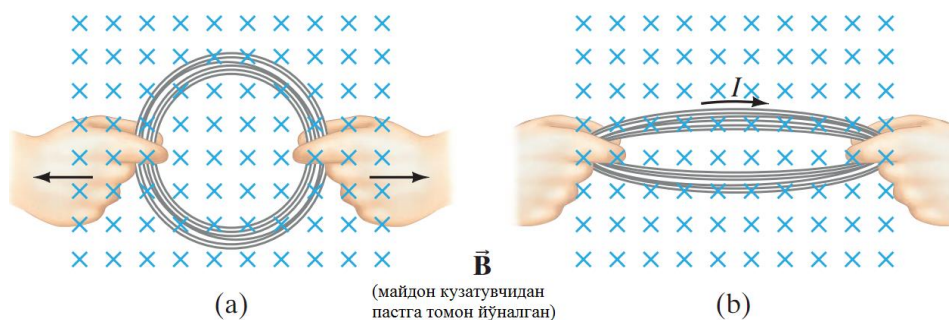
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

$$\varepsilon = -N \frac{\Delta \Phi_B}{\Delta t}$$

Tenglamadagi manfiy ishora induksiya EYUKi ta'sir yo'nalishini bildiradi. Tajriba natijalari shuni ko'rsatadiki, induksiya EYUK yordamida yuzaga kelgan induksion tok yo'nalishi, unga teskari yo'nalgan tok oqimini hosil qilgan magnit maydoni yo'nalishida bo'ladi. Buni Lenz qonuni deyiladi. Bu erda ikki hil magnit maydon haqida so'z ketyapti. (1) magnit maydoni yoki oqim o'zgarishi tok paydo bo'lishiga sabab bo'ladi. (2) induksion tok yordamida yuzaga kelgan magnit maydon (barcha toklar magnit maydon hosil qiladi). Ikkinchi paydo bo'gan magnit maydon birinchi maydonga teskari o'zgaradi. Lenz qonuni boshqacha ifodalanishi ham mumkin, ya'ni tok oqmagan holda ham kuchida qoladi. (ya'ni zanjir bog'lanmagan holda ham) Induksiya EYUKi hamisha magnit oqimining dastlabki yo'nalishini o'zgarishiga teskari yo'nalgan bo'ladi. 9.8-rasmdan magnit tayoqchasi va chulg'am orasidagi o'zaro harakatga bog'liqligiga Lenz qonuni tatbig'ida ko'rishimiz mumkin. Chulg'amdan o'tuvchi oqim induksiya EYUKini yuzaga keltiradi va tok vujudga keladi. Ushbu induksion tok o'z magnit maydonini hosil qiladi¹.

Keltirilgan 9.8.a-rasmda magnit tayoqchasi va chulg'am orasidagi masofa kamayadi. Chulg'amdagi doimiy magnit atrofidagi magnit maydon (maydon chiziqlari) ortadi, buning natijasida oqim ortadi. Magnit maydon chiziqlari pastdan tepaga tomon yo'nalgan (o'quvchidan qog'ozga tomon). Qarama qarshi tomondan tepaga ortishi uchun, chulg'am ichidagi induksion tok hosil qilgan magnit maydon pastga yo'nalgan bo'lishi kerak. Demak, Lenz qonuniga ko'ra, tok 9.8.a-rasmda keltirilgandek harakat qiladi (o'ng qo'l qoidasi bo'yicha). 9.8.b-rasmdagi holat uchun magnit maydon oqimi kamayadi, chunki magnit tayoqchasi uzoqlashadi va magnit maydoni B kamayadi, natijada halqadagi induksion tok o'z oldingi holatini chaqlashga intilib halqa bo'ylab tepaga yo'nalgan magnit maydoni hosil qiladi. Shunday qilib, 9.8.b -rasmdagi tok yo'nalishi 9.8.a-rasmdagi nisbatan teskari yo'nalgan bo'ladi. Shuni takidlash muhimki, chulg'amdagi o'tuvchi oqim

o'zgarish yuz bersa induksiya EYUKi yuzaga keladi, va quyida ba'zi qo'shimcha ehtimolliklar ko'rib chiqiladi¹.

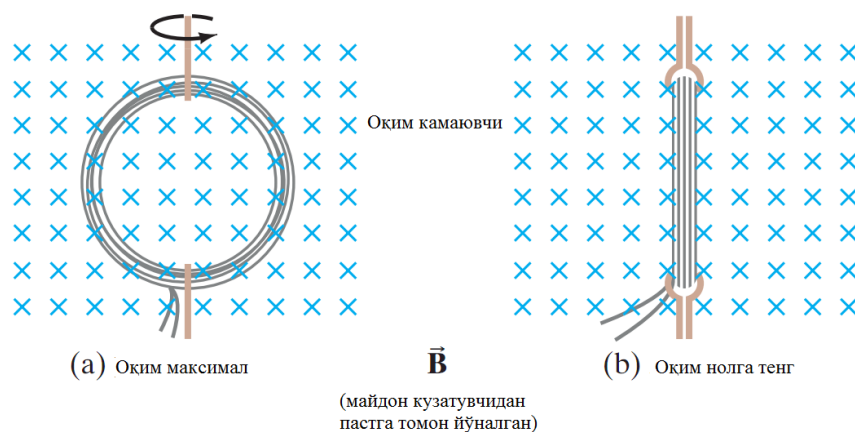


9.10-rasm. Magnit maydon (B) ni o'zgartirmasdan ham, chulg'amning yuzasini o'zgartirish orqali induksiya tokini hosil qilish mumkin. Chulg'amning A yuzasini cho'zish orqali halqa yuzasi kamaytiriladi: bunda (a)dan (b)ga holatga o'tganda chulg'amdan o'tuvchi oqim kamayadi. Yuzaga kelgan qisqa induksion tok rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda harakatga keladi, va o'zini hususiy magnit maydonini yuzaga keltirib dastlabki ($\Phi = BA$) oqimni saqlab qolishga intiladi. Agar A halqa yuzasi kamaysa, induksion tok V ning dastlabki yo'nalishida oshishiga olib keladi.

Magnit oqimi $\Phi_B = B A \cos \theta$, EYUKni 3 xil yo'l bilan yuzaga kelishi mumkin: (1) magnit maydoni V ni o'zgartirish orqali; (2) Maydondagi halqaning A yuzasini o'zgartirib yoki (3) halqaning magnit maydoniga nisbatan joylashgan vaziyati orqali. 1-xolat 9.8 va 9.9-rasmlarda ko'rsatilgan. 2 va 3-holatlar 9.11 va 9.12-rasmlarda tasvirlangan¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

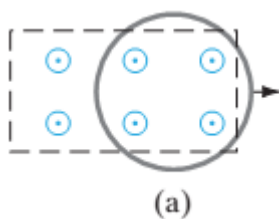


9.11- rasm. Chulg'amni magnit maydonda aylantirish natijasida ham indutsion tokni hosil qilish mumkin. (a) dan (b) ga o'tganda chulg'amdan o'tadigan oqim o'zgaradi (9.11 tenglamadan $F = BA \cos(\Theta)$) 0° ($\cos \Theta = 1$) dan 90° ga ($\cos \Theta = 0$) o'zgaradi.

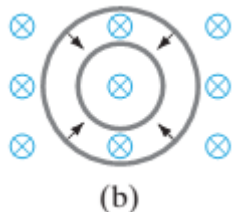
Lens qonuni

Lens konuni xalka ichida magnit okimning uzgarishi sababli xalkada vujudga kelgan elektr tokini yunalishini aniklash uchun ishlatiladi. Vujudga kelgan elektr tokini ishlab chikish uchun bizga kerak buladi (a) epik utkazuvchan xalka, va (b) vakt utishi bilan xalqa buylab tashqi magnit okimining uzgarishi:

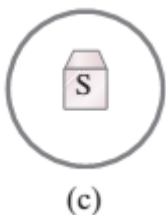
1. Xalqa ichidagi magnit okim ($\Phi_B = BA \cos \theta$) kamayishi, usishi eki uzgarmasligini aniqlang.
2. Vujudga kelgan tok sababli magnit maydon: (a) Okim kamayishi bilan tashki maydon kabi bir tomonga yunalgan buladi; (b) Okim usishi bilan tashki maydondan karama karshi tomonga yunalgan buladi; (s) agar okim uzgarmasa nolga teng buladi.
3. Magnit maydon yunalishini aniklaganmizdan sung tokni yunalishini topish uchun ung kul koidasini ishlatamiz.
4. Ikkita magnit maydoni bor: (1) Agar elektr toki paydo bulsa tashki maydon okimi uzgaradi va (2) vujudga kelgan tok orkali paydo bulgan magnit maydon¹.



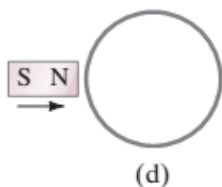
Saxifaga yuzlanib karagan magnit maydondan ung tomonga yumaloq xalkani tortish



Saxifani ichki kismiga yunalgan magnit maydonni ichida xalkaning torayishi



S magnit kutbi xalka buylab pastdan tepaga xarakatlanyapti



N magnit kutbi xalka tekisligida xalka buylab xarakatlanyapti

Chap tomonini biz tomonga tortib va ung omonini ichkariga itarib xalkani aylantirish; magnit maydon ungdan chapga yunalgan.

Lens qonuni bilan amaliyot

9.12-rasmdagi xar bir xolat uchun aylanasiimon xalka ichida vujudga kelgan tok yunalishini aniqlang?

Javob (a) Boshida saxifaga yuzlanib karagan magnit maydon xalka orasidan utadi. Agar xalkani maydondan tortib olsak, xalqa ichidagi magnit okim kamayadi; vujudga kelgan tok xalka buylab kamaetgan okimni kuvvatlash maksadida uni yunalishida buladi: tashkariga magnit maydon ishlab chikarish uchun tok soat strelkasiga karshi yunalgan buladi. (b) Tashki maydon saxifani ichki kismiga yunalgan. Xalka maydoni kamayib boradi, shuning uchun okim xam kamayadi; shunday kilib vujudga kelgan tok soat strelkasi buylab okim kamayishini koplash maksadida uchun uziga shaxsiy maydon yaratib oladi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

(s) Magnit maydon liniyalari magnit S qutbi tomonga yo'nalgan, magnit biz va xalka tomon yunalgani kabi, magnitning maydoni saxifani ichki qismiga yo'nalgan va kuchli bulib boraveradi. Saxifadan tashqariga V maydonini ishlab chikarish uchun xalka ichidagi tok soat strelkasiga karshi yunalishda paydo buladi. (d) Maydon xalka tekisligida joylashgan, shuning uchun xech kanday magnit maydon chiziklari xalka buylab utmaydi va xalka ichidagi okim jaraen buylab nolga teng; xullas okimda xech kanday uzgarish yuk va xalkada xech kanday EYUK eki tok yuk. (e) Boshida xalka buylab xech kanday okim yuk. Biz xalkani aylantirishni boshlaganimizda, tashki maydon xalka buylab chapga oshib boradi. Ushbu okim uzgarishiga karshi chikish uchun xalka ung tomonga uzini shaxsiy maydonini paydo kilish maksadida soat strelkasiga karshi tomonda vujudga kelgan tokga ega buladi¹.

Xarakatdagi utkazgichda EYUK ning vujudga kelishi

EYUK ni paydo kilishni boshka bir yuli 9.12- rasmda tasvirlangan bulib bu xolat EYUK ni tabiatini eritib berishga erdam beradi. Faraz kiling, V doimiy magnit maydoni U-formalik utkazuvchi bilan chegaralangan yuzaga perpendikulyar va xarakatlanuvchi taekcha tinch xolatda turibdi. Agar taekcha ung tomonga vtezlik bilan xarakatlanadigan bulsa, u Δt vaktida $\Delta x = v \Delta t$ masofa bosadi. Shuning uchun, xalkaning yuzasi Δt vaktida $\Delta A = \ell \Delta x = \ell v \Delta t$ ga ortadi. Faradey konuni buyicha vujudga kelgan EYUK

$$\mathcal{E} = \frac{\Delta \Phi_B}{\Delta t} = \frac{B \Delta A}{\Delta t} = \frac{B \ell v \Delta t}{\Delta t} = B \ell v. \quad (9.12)$$

Vujudga kelgan tok soat strelkasi buyicha yunalgan (usib boraetgan okimga karshilik kilib). 9.12 tenglama B , ℓ va v uzaro perpendikulyar xolatidagina tugri buladi. (Agar shunday bulmasa, biz fakatgina bir biri bilan uzaro perpendikulyar bulgan komponentlarini ishlatamiz.) Magnit maydonda xarakatlanaetgan utkazuvchida vujudga kelgan EYUK ba'zida xarakat EYUK si deyiladi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

9.12 tenglamani Faradey konunini ishlatmay xam xosil kilishimiz mumkin. V magnit maydonga perpendikulyar vtezlikda xarakatlanaetgan zaryadlangan zarracha $F = qvB$ kuchini ta'sir etadi (9.12tenglama). 9.12a-rasmdagi taekcha ung tomonga v tezlik bilan xarakatlansa, taekchadagi elektronlar xam shunday tezlikda xarakatlanadi. Shuning uchun, $\vec{v} \perp \vec{B}$ bulgani kabi, xar bir elektron $F = qvB$ kuchini xis etadi, 9.12-rasmdagi singari kizil strelka bilan tepaga yunalgan buladi. Agar taekcha U-formalik utkazuvchi bilan alokada bulmasa, elektronlar taekchaning tepa kismida yigilib olishadi, pastki kismini musbat xolatda koldirgan xolda. (9.12b rasmdagi ishoralarga karang). Shuning uchun xam bu erda EYUK bulishi kerak. Agar taekcha U-formalik utkazuvchi bilan alokada bulsa (9.12a rasm), elektronlar U tomon oqa boshlaydi. Bu erda xalka ichida soat strelkasi buyicha yunalgan tok buladi. EYUK ni xisoblash uchun, biz $qzaryadni$ taekchaning bir uchidan boshka uchi tomon xarakatga keltirish uchun kerak buladigan W ishni xisoblaymiz: $W = \text{kuch} \times \text{masofa} = (qvB)(\ell)$. EYUK ishning zaryad birligi nisbatiga teng buladi: $\mathcal{E} = W/q = qvB\ell/q = B\ell v$, 9.12 tenglama kabi bir xil natija (Faradey)¹.

Induktivlik. Uzaro induktivlik

9.13-rasmda kursatilganidek ikki galtak bir biriga yakin bulsa, birida sodir bulgan tokning uzgarishi ikkinchisida EYUK ni xosil kiladi. Biz ikkinchi galtakka Faradey konunini ishlatamiz: ikkinchi galtakda xosil bulgan $\mathcal{E}_2$ EYUK, galtak orasidan okib utuvchi magnetik okimning uzgarish darajasiga teng. Ikkinchi galtakdagi okimning uzgarishini birinchi galtakdagi I_1 tokning uzgarishi keltirib chikaradi. shuning uchun birinchi galtakdagi tokni uzgarish darajasi $\mathcal{E}_2$ ga teng.

$$\mathcal{E}_2 = -M \frac{\Delta I_1}{\Delta t}, \quad (9-13)$$

bu erda Δt vakt oraligi juda xam kichik va doimiy teng, M esa uzaro induktivlik deb nomlanadi. (manfiylik ishorasi Lenz koidasiga kura, vujudga kelgan EYUK okim uzgarishiga karshi buladi). Uzaro induktivlikni birligi $V \cdot s/A = \Omega \cdot s$ bulib

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

genri (N) deb, Josef Genri sharafiga kuyilgan: $1 \text{ H} = 1 \Omega \cdot \text{s}$ M uzaro induktivligi “uzgarmas” bulib I_1 ga boglik emas. M geometrik omillar : xajmi, shakli, uramlar soni, ikki uramning joylashuv urni va temir (eki boshka ferromagnetik material turi) ga boglik.



9.13-rasm. Bir g'altakdagi tokning o'zgarishi, ikkinchi g'altakdagi tokni vujudga keltiradi

Masalan 9.13-rasmdagi kabi ikki galtak bir biridan kancha uzakda bulsa shunchalik kam okim ikkinchi galtakdan okib utadi, shuning uchun M kichik buladi. agar biz teskari xolatni kurib chiksak: ikkinchi galtakda tokni uzgarishi birinchi galtakdagi EYUK ni xosil kilsa, doimiy uzgarmas M bir xil kiymat beradi¹.

$$\mathcal{E}_1 = -M \frac{\Delta I_2}{\Delta t}. \quad (9.14)$$

Uzaro induktivlikka misol kilib transformatorni olishimiz mumkin, bunda xamma okimlar ikkala galtakdan utgani uchun boglanishmaksimum xolatda buladi. 21-7 bulimda aytib utganimizdek, uzaro induktivlikni, kayta zaryadka kilsa buladigan batareyali: uyali telefon, elektr avtomobili va boshka kurilmalarni induktiv zaryadlash kabi boshka xislatlari xam bor. Bazi bir elektron yurak stimulyatorlari kasallarga yurakka konni doimiy okib turishini ta'minlaydi, yurak yakinidagi yurak stimulyatorida joylashgan ikkinchi galtakka, tashki galtakdan uzaro induktivlik orkali kuvvatni etkazib beradi. Bu turdagilar, boshka batareya bilan

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

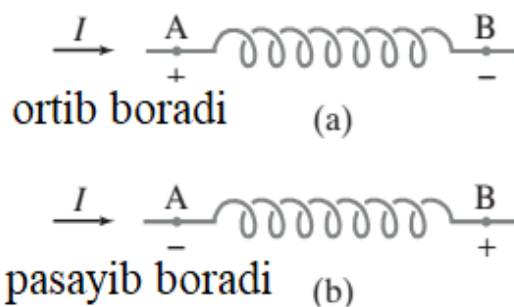
kuvvatlanadigan yurak stimulyatoridan afzalligi bor, jarroxlikda zaryadi tugaganda almashtirish xojati yuk¹.

O‘zinduktivlik

Induktivlik atamasini yakka izolyasiya kilingan galtaklarga xam nisbatan kullash mumkin. Kachonki galtakdan eki solenoiddan utaetgan tok uzgarsa, uzgaradigan magnit okim galtak ichida paydo buladi, va bu uz navbatida EYUK ni xosil kiladi. Bu EYUK ning mavjud bulishi okim uzgarishiga karshi buladi (Lenz konuni). bu xuddi motor orkali xosilga kelgan orka EYUK ga uxshaydi. (masalan, galtak ichidagi tok oshadi, magnetik okimini oshishi EYUK ni xosil kiladi, uz navbatida u xakikiy tokni usishiga karshi chikadi). Xosil bulgan EYUK $\mathcal{E}$ tokning uzgarish darajasiga teng buladi. (uzgarishiga karama karshi yunalishda buladi, shu sababli manfiy ishora buladi)

$$\mathcal{E} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}. \quad (9.15)$$

Doimiylikka teng L uz-induktivlik eki oddiy kilib aytganda galtak induktivi deb ataladi. Bu xam genrida ulchanadi. L ning kattaligi temir uzagi bor eki egligiga va galtakni xajmi va shakliga boglik buladi.



9.14-rasm

uzgaruvchi tok zanjirida xar doim ba’zi bir induktivlik mavjud buladi, agar zanjir kup xalka va uramlardan tashkil topmagan bulsa, odatda bu juda xam kichik buladi. Xalkada mavjud bulgan sezirarli uz-induktivlik L induktor deb ataladi.

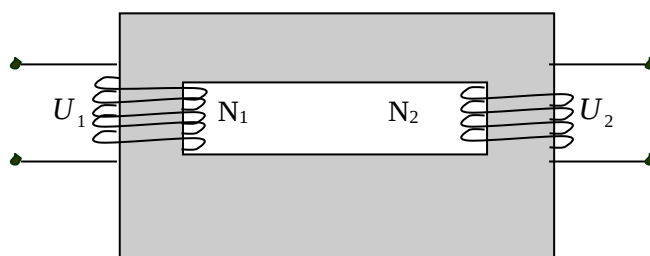
Zanjir tasvirida kuyidagicha belgilanadi:  (induktor belgisi)

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ”. 591, 592, 593, 594, 595, 596, 608, 609-betlar.

Elektrotexnikaning eng asosiy elementlaridan biri bo'lgan transformatorning ishlash prinsipi o'zinduksiya hodisasiga asoslangan. Yagona o'zakka bir-biri bilan bog'lanmagan ikki va undan ortiq cho'lg'amlar kiritilgan elektr zanjirga transformator deyiladi.

Transformator deb, o'zinduksiya asoslangan, o'zgaruvchan tok kuchlanishini o'zgartirib bera oladigan va uzoq masofalarga elektr energiyani uzatiladigan qurilmaga aytiladi.

Ikki cho'lg'amli transformatorning ishlash prinsipini ko'rib chiqamiz. Eng soda, ya'ni ikki cho'lg'amli, transformatorning prinsipial sxemasi 9.15-rasmda tasvirlangan.



9.15-rasm

Birlamchi cho'lg'amning uchlari (kuchlanish kirishi) ta'minlovchi o'zgaruvchi tarmoqqa, ikkilamchi cho'lg'am uchlari (chiqishi) elektr energiya iste'molchilariga ulanadi. Ikkilamchi cho'lg'amda paydo bo'ladigan o'zinduksiya EYUK undagi o'ramlar soniga proporsional bo'lgani uchun o'ramlar sonini o'zgartirib, transformatorning chiqishidagi kuchlanish U_2 ni chegarada o'zgartirish mumkin.

Endi kirish kuchlanishi U_1 va chiqish kuchlanishi U_2 o'zaro qanday bog'langanini qarab chiqaylik.

Birlamchi cho'lg'am o'zgaruvchan tok manbaiga ulanadi. Bu cho'lg'am hosil qilgan o'zgaruvchan magnit oqim o'zak orqali har ikki cho'lg'amni kesib o'tadi. Birinchi cho'lg'amda induksiya hodisasi kuzatilsa, ikkinchi cho'lg'amda o'zaro induksiya hodisasi sodir bo'ladi. Binobarin, birinchi cho'lg'amning o'zinduksiya EYUK manbaning kuchlanishiga teng, ya'ni $\varepsilon_1 = U_1$. Ikkinchi cho'lg'amda o'zaroinduksiya EYUK iste'molchiga uzatiladigan kuchlanish bilan

o'lchanadi, ya'ni: $\varepsilon_2 = U_2$. Birinchi cho'lg'amdagi o'ramlar soni N_1 ikkinchi cho'lg'amdagi o'ramlar soni N_2 bo'lsin. Elektromagnit induksiya hodisasining tenglamasiga ko'ra,

$$U_1 = -N_1 \frac{d\Phi_m}{dt} \quad (9.16)$$

$$U_2 = -N_2 \frac{d\Phi_m}{dt} \quad (9.17)$$

(9.16), (9.17) formulalar yordamida aniqlanadi. Har ikki cho'lg'amni o'zgarish tezligi bir xil bo'lgan magnit oqim kesib o'tganligidan, kuchlanishlarning o'zaro nisbati o'ramlar sonining nisbatiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1} = K \quad (9.18)$$

Bundagi $K = \frac{N_2}{N_1}$ nisbatga transformatsiya koeffitsiyenti deyiladi.

Transformatsiya koeffitsiyenti deb, transformatorning ikkinchi cho'lg'ami ochiq bo'lganda, ya'ni salt ishlash rejimida ikkilamchi cho'lg'amdagi kuchlanish birlamchi cho'lg'amdagi kuchlanishdan necha marta o'zgarishini ifodalovchi kattalikka aytiladi.

Hozirgi zamon transformatorlarida isrof 2% dan oshmaganligi uchun birlamchi va ikkilamchi cho'lg'amlarida ajraladigan quvvatlarni bir-biriga teng deb hisoblash mumkin, ya'ni:

$$J_1 U_1 = J_2 U_2 \quad (9.19)$$

yoki

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{J_1}{J_2} \quad (9.20)$$

U paytda (9.20) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$K = \frac{N_2}{N_1} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{J_1}{J_2} \quad (9.21)$$

Agar $K = \frac{N_2}{N_1} > 1$ bo'lsa, $\frac{U_2}{U_1} > 1$ bo'lib, unday transformatorlarga kuchaytiruvchi

deyilib, $K = \frac{N_2}{N_1} < 1$ bo'lganda, $\frac{U_2}{U_1} < 1$ yoki $\frac{J_1}{J_2} > 1$ bo'lib, bunday

transformatorlarga pasaytiruvchi yoki tok transformatori deyiladi.

Transformatorning ishlash jarayonida energiyaning saqlanish qonuni buzilmaydi. Odatda cho'lg'amlarning OM qarshiligi e'tiborga olmas darajada kichik qilib olinadi. Ulardan ajralgan Joul issiqligi ham nihoyatda kichik bo'ladi. Shu boisdan har ikki cho'lg'amning quvvatlari o'zgarmasdir, ya'ni:

$$J_1 U_1 = J_2 U_2 = \text{const} \quad (9.22)$$

Bundan xulosa shuki, kuchaytiruvchi transformatorning ikkinchi cho'lg'amida oqayotgan tok kuchi shu cho'lg'amdagi kuchlanishning oshishiga mos ravishda kamayadi. Pasaytiruvchi transformatorida ikkinchi cho'lg'amdagi kuchlanish kamayib, undan oqayotgan tok kuchi oshadi.

Transformatorida o'zgaruvchi magnit oqimi nafaqat cho'lg'amlarni, balki bu cho'lg'amlar o'rnatilgan o'zakni ham kesib o'tadi. O'zakda esa induksion tabiatiga ega bo'lgan Fuko toki yuzaga keladi. Agar o'zak yaxlit o'tkazgichdan tayyorlangan bo'lsa, Fuko toki katta qiymatga erishib, o'zakdan katta miqdorda Joul issiqligi ajralishi va o'zakni qizdirishi mumkin. Transformatorning qizishini kamaytirish maqsadida o'zak yaxlit holda emas, balki bir-biridan izolyatsiyalangan plastinkalardan yig'iladi. Bunda Fuko tokining hosil bo'lishi keskin kamayadi.

Fazoning biror qismida mavjud bo'lgan magnit maydon energiyasini hisoblashdan oldin tok magnit maydonning energiyasini hisoblab chiqaylik. Tokli o'tkazgich magnit maydonga kiritilsa, magnit maydon unga ta'sir ko'rsatadi. Tokli o'tkazgichni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish quyidagi ifoda bilan aniqlanadi, ya'ni:

$$dA = I * d\Phi_m \quad (9.23)$$

Bunda dA -elementar ish, tok manbaining energiyasi hisobiga bajariladi; $d\Phi_m$ - tokli o'tkazgichning harakatga kelishidan hosil bo'lgan magnit oqimining o'zgarishi. Magnit maydon energiyasi elementar ishga teng, ya'ni:

$$dW_m = Jd\Phi_m \quad (9.24)$$

Magnit maydon oqimini nafaqat tokli konturni harakatga keltirish, balki zanjirdan oqayotgan tokni o'zgartirish orqali ham o'zgartirish mumkin. Tokning o'zgarishiga mos bo'lgan magnit oqimining o'zgarishi:

$$d\Phi_m = LdJ \quad (9.25)$$

Ushbu ifodani (21) formulaga qo'ysak, tok o'zgarishiga mos bo'lgan magnit maydonning energiya o'zgarishini aniqlaymiz, ya'ni:

$$dW_m = LJdJ \quad (9.26)$$

Induktivligi L bo'lgan kontur kalit yordamida zanjirga ulansin. Bunda tokning qiymati 0 dan J gacha o'zgaradi. Zanjirda esa induksiya EYUK hosil bo'ladi. Bu EYUK da to'plangan magnit maydon energiyasini aniqlash maqsadida yuqoridagi, ya'ni (9.26) formulani shu chegerada integrallaymiz.

$$W_m = L \int_0^J JdJ = \frac{LJ^2}{2} \quad (9.27)$$

Demak, tok uyg'otgan magnit maydonning energiyasi uchun formulani hosil qildik.

Nazorat savollari

1. Magnit maydonni zaryadlangan zarraga ta'siri. Lorens kuchi.
2. Siklik tezlatgichlar. Magnitogidrodinamik generator
3. Elektromagnit induksiya hodisasini tushuntiring.
4. Induksion tok va uning yo'nalishi.
5. Induksiya elektr yurituvchi kuch. Faradey qonuni.
6. O'zinduksiya hodisasi.
7. Magnit oqimi va konturdagi tok kuchi orasidagi bog'lanish. Induktivlik.
8. O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi.
9. Magnit maydon energiyasi.

10-mavzu. ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLAR VA YORUG‘LIKNING TO‘LQIN XOSSALARI

Reja

1. Elektromagnit to‘lqinlarning xususiyatlari. Elektromagnit to‘lqinlar energiyasi.
2. Umov- Poyting vektori. Elektromagnit to‘lqinlar shkalasi. Tebranish konturi. Tomson formulasi.
3. Yorug‘likni to‘lqin xususiyatlari. Yorug‘lik interferensiyasi. Yung klassik tajribasi. Frenel ko‘zgulari. Frenel biprizmasi.
4. Yorug‘lik difraksiyasi. Gyugens Frenel prinsipi. Frenel zonalar usuli. Difraksion panjara.
5. Yorug‘likning qutblanishi. Malyus konuni. Yorug‘lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiya.
6. Yorug‘likning issiqlik va kimyoviy ta’siri. Deformasiyalardagi anizotropiya. Kerr effekti. Pokkels effekti. Qutblanish tekisligini aylanishi. Faradey effekti.

Tayanch so‘z va iboralar: Yorug‘lik, difraksiya, dispersiya, anizotropiya, Frenel zonalar, elektromagnit to‘lqinlar, Kerr effekti, Pokkels effekti.

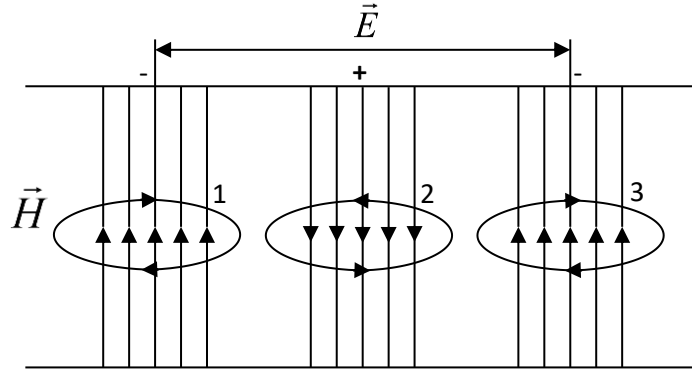
Dielektrik uchun Maksvellning quyidagi fikr kelib chiqadi, ya’ni elektr va magnit maydonlarning o‘zaro bog‘liqligi, bu maydonlardan birining o‘zgarishi qo‘shni nuqtalarda boshqasining paydo bo‘lishini eslatadi. Bu esa fazoda *elektromagnit to‘lqinlarni* paydo bo‘lishi va tarqalishiga olib keladi.

Faraz qilaylik, fazoning qandaydir joyida (*10.1-rasm*, 1-nuqtada) kuchlanganligi $\vec{E}$ bo‘lgan elektr maydoni hosil qilingan.

Maydon kuchlanganligini 0 dan E gacha o‘zgarishi Maksvellning 1 - tenglamasiga asosan

$$\oint H_{\ell} dl = \frac{\partial D_n}{\partial t}$$

elektr maydon kuch chiziqlarini o‘rab oluvchi magnit maydonini hosil bo‘lishiga olib keladi.



10.1 - rasm. Elektromagnit to‘lqin tarqalishida elektr va magnit maydonlarning taqsimlanishi

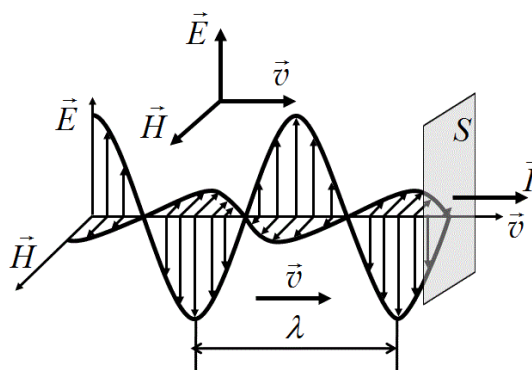
Kuchlanganligi $\vec{H}$ bo‘lgan magnit maydonining paydo bo‘lishi, Maksvellning 2 - tenglamasiga asosan

$$\oint E_{\ell} dl = -\frac{d\Phi}{dt}$$

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‘lqinlarning manbai bo‘lib qoladi. Elektr va magnit to‘lqinlarining majmuasi *elektromagnit to‘lqin* deb ataladi.

Bu holda, elektromagnit to‘lqin 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‘lqin 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‘lqin tarqalishi yo‘nalishiga perpendikulyardir, ya’ni elektromagnit to‘lqin *ko‘ndalang to‘lqindir*.



10.2 - rasm. Elektromagnit to'liqning elektr va magnit kuchlanganlik vektorlari yo'nalishlari

Ikki maydon kuchlanganliklari vektorlarining vaqtning bir onida har xil nuqtalarda yo'nalganliklari 10.2 - 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:

$rot\vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$, (1)	Quyidagi formuladan foydalanamiz
$rot\vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$, (2)	$[\vec{a}, [\vec{b}, \vec{c}]] = \vec{b} \cdot (\vec{a}, \vec{c}) - \vec{c} \cdot (\vec{a}, \vec{b})$
$div\vec{E} = 0$, (3)	$rot(rot\vec{A}) = [\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{A}]] = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{A}$
$div\vec{H} = 0$, (4)	$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = div\vec{E} = 0$
	$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{A}]] = \vec{\nabla} \cdot (\nabla \cdot \vec{A}) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{A} = grad(div\vec{A}) - \Delta \cdot \vec{A}$
	$\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

Endi biz davom ettirishga tayyormiz, (1) tenglamaning ikkala qismiga rot operatori bilan ta'sir qildiramiz (2) va (3) tenglamalardan foydalanamiz:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{E}) = \text{rot}\left(-\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right)$$

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{E}]] = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}\vec{H}$$

(3) va (2) larni hisobga olib:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \text{div}\vec{E} = 0$$

$$\underbrace{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})}_0 - \underbrace{(\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{E}}_{\Delta} = -\Delta \cdot \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

$$-\Delta \vec{E} = -\mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

Bu o'zgartirishlar natijasida to'liq tenglamasini olamiz

$$\Delta \vec{E} = \mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

(2) tenglamaning ikkala qismiga rot operatori bilan ta'sir qildiramiz (1) va (4) tenglamalardan foydalanamiz:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{H}) = \text{rot}\left(\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$$

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}, \vec{H}]] = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}\vec{E} \quad (4) \text{ va}$$

(1) larni hisobga olib:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \text{div}\vec{H} = 0$$

$$\underbrace{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H})}_0 - \underbrace{(\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{H}}_{\Delta} = -\Delta \cdot \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$$

$$-\Delta \vec{H} = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$$

Bu o'zgartirishlar natijasida to'liq tenglamasini olamiz

$$\Delta \vec{H} = \mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}$$

Maksvell tenglamalaridan quyidagi differensial tenglamalarni keltirib chiqarish mumkinligini ko'rdik:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} &= \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} &= \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\}, \quad (10.1)$$

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‘lqinlarning fazali tezliklari bir xil ekanligi ko‘rinib turibdi

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}},$$

yani faqat to‘lqin tarqaladigan muhitning dielektrik va magnit singdiruvchangliklariga bog‘liq ekan.

Vakuumdagi $\epsilon = \mu = 1$ ga teng bo‘lgani uchun to‘lqinlarning 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‘lqinining istalgan muhitdagi tarqalish tezligi uchun Maksvell formulasini keltirib chiqaramiz:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (10.2)$$

X o‘qi bo‘ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to‘lqin uchun, elektromagnit to‘lqinning 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‘lqinning differensial tenglamalarini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \quad (10.3)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy yechimlari quyidagi funksiyalardan iboratdir:

$$E_y = E_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_1); H_z = H_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_2), \quad (10.4)$$

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'liqin uchun, quyidagi tenglik

$$\varepsilon \varepsilon_0 E_0^2 = \mu \mu_0 H^2, \quad (10.5)$$

o'rinlidir. Bu tenglikdan elektr va magnit maydon 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

$$E_0 \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu \mu_0}, \quad (10.6)$$

Yassi elektromagnit to'liqin tenglamasining vektor ko'rinishi quyidagichadir:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kx); \vec{H} = H_0 \sin(\omega t - kx), \quad (10.7)$$

bu yerda fazalar farqi nolga tengdir $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$.

Elektromagnit to'liqlar, har qanday to'liqlarga o'xshash, energiyani ko'chirish xususiyatiga egadirlar.

Elektromagnit maydon energiyasi zichligi w elektr va magnit maydonlar energiyalari zichliklari yig'indisidan iborat.

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu \mu_0 H^2}{2}, \quad (10.8)$$

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 (10.8) - nisbat ularning boshqa oniy qiymatlari uchun ham o'rinlidir. Bundan, to'liqinning elektr va magnit maydonlari energiyalari zichligi vaqtning har bir momenti uchun bir xildir degan fikr tug'iladi, yani

$$w_E = w_H$$

Shuning uchun

$$w = 2w_E^* = \varepsilon\varepsilon_0 E^2, \quad (10.9)$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ tenglikdan foydalanib, (10.9) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0} EH = \frac{1}{\nu} EH$$

bu yerda ν - elektromagnit to'liqin tarqalish tezligi. Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektori quyidagiga tengdir:

$$S = w \cdot \nu = EH, \quad (10.10)$$

$\vec{E}$ 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

$$\vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{H}], \quad (10.11)$$

va bu $\vec{S}$ - vektor *Umov - Poynting vektori* deb ataladi.

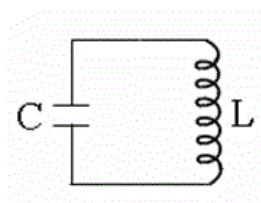
Elektromagnit to'liqlar shkalasi

Amalda elektromagnit to'liqlar manbai bo'lib istalgan elektr tebranish konturi yoki o'zgaruvchan elektr toki oqayotgan o'tkazgich bo'lishi mumkin. Elektromagnit to'liqlarni 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.

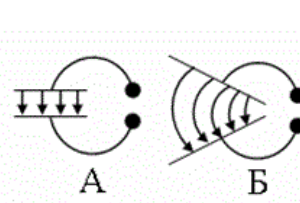
Nurlanish sezilarli bo'lishi uchun, o'zgaruvchan elektr maydoni hosil bo'ladigan fazoning hajmi katta bo'lishi kerak. Shu sababli, elektromagnit to'liqlar hosil qilish uchun yopiq tebranish konturlarini ishlatib bo'lmaydi, chunki

kondensator qoplamalari orasida elektr maydoni, induktivlik g'altagi ichida magnit maydoni joylashgan bo'ladi. yopiq tebranish konturida (10.3 - rasm) sig'im va induktivlik katta qiymatga ega bo'lgani uchun tebranish davri va elektromagnit to'lqin uzunligi katta bo'ladi:

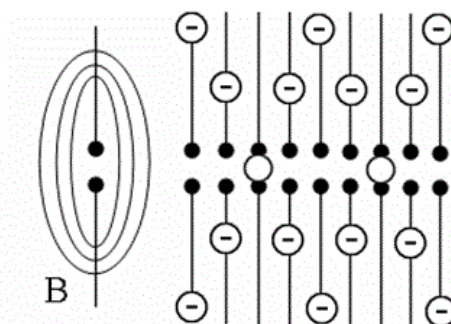
$$\lambda = \nu T = 2\pi\nu\sqrt{LC}, \quad (10.12)$$



10.3- rasm.
Elektromagnit
to'lqining eng
oddiy manbai



10.4- rasm
Ochiq
tebranish konturi



10.5- rasm.
Dipolli elektr maydon
tebranishi

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 (10.4 - rasm, A, B).

Natijada chaqnash oralig'i bilan ajralgan ikkita sterjenli (simli) tebranish konturini hosil qildi (10.4 - rasm, V). Agarda, yopiq tebranish konturida o'zgaruvchan elektr maydoni kondensator qoplamalari orasiga joylashgan bo'lsa (10.4 - rasm, A), ochiq tebranish konturida esa, o'zgaruvchan elektr maydoni kontur atrofidagi fazoni egallaydi (10.4 - rasm, B) va elektromagnit nurlanish jadalligini kuchaytiradi.

Ikkita sterjenli tebranish konturining uchlariga 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.

10.5- 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 ($\lambda = C/\nu$) ega bo'lib, bir-biridan generatsiya va qayd qilish usullari hamda o'zining xususiyatlari bilan farq qiladi.

Tolqin uzunligi $0,1 \div 103\text{m}$ kenglikdagi elektromagnit to'lqinlar radioaloqa va tasvirni uzatishda (uzun, o'rta, qisqa, ultraqisqa va detsimetrli radioto'lqinlar) ishlatiladi.

Elektromagnetik to'lqinlar uzoq masofaga axborotlarni yetkazib berish imkoniyatini beradi. 1890 yilda Guleymo Markoni simsiz aloqa vositasini ixtiro qilgan. Birinchi signallar faqat uzun va qisqa pulsli bo'lgan va bu signallarni kodlar orqali so'larga aylantirsa bo'lardi. Signallar "nuqta" va "tire" Morze kodlari bo'lib xoh ishonning, xoh ishonmang, simsiz nomerli bo'lgan.

1895 yilda Markoni simsiz signallarni Italiyada 1 yoki 2 kilometrgacha 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 kuni 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 televideniyeining 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 (20-20000Hz) 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 televizion 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.

Elektromagnit to'liqlar shkalasi

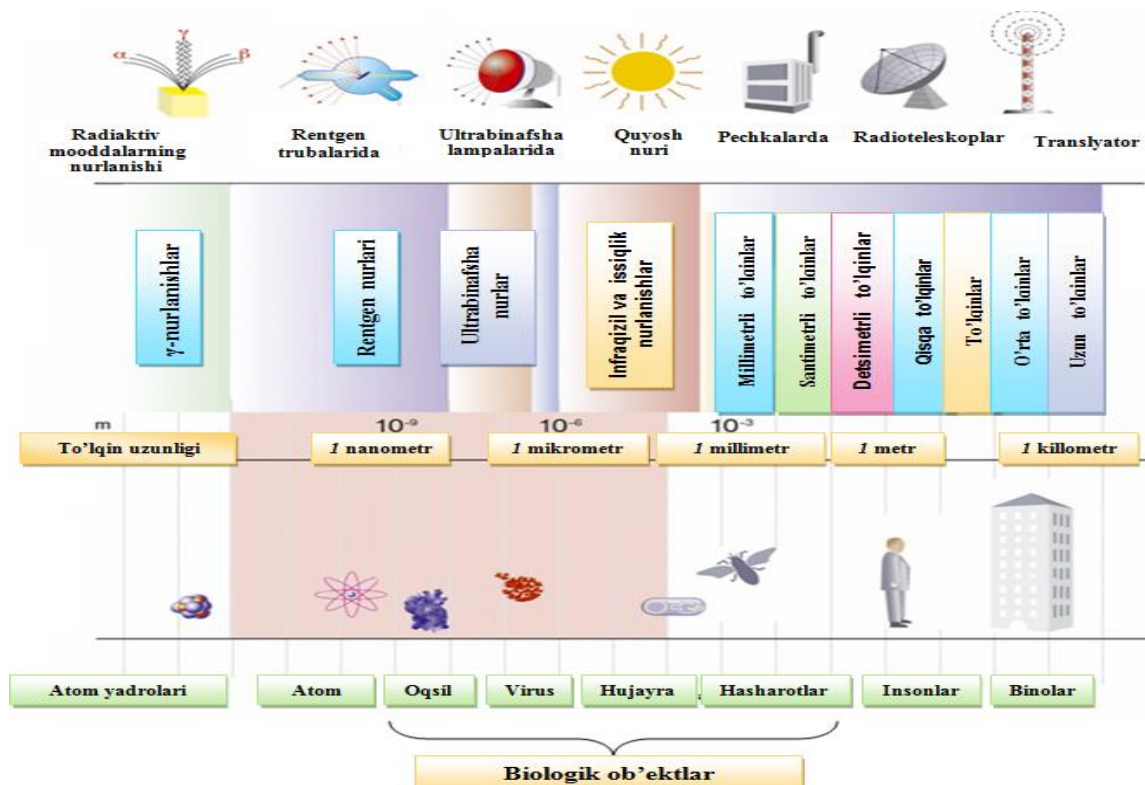
10.1-jadval

Nurlanish turlari	To'liqlin uzunligi, <i>m</i>	To'liqlin chastotasi, <i>Hz</i>	Nurlanish manbalari
Radioto'liqlinlar	$10^{-4} - 10^3$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Tebranish konturi. Gerts vibratori, lampali generator
Yorug'lik to'liqlinlari:	$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{17}$	
Infraqizil	$8 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10$	$8 \cdot 10^{11} - 3,75 \cdot 10^{14}$	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'liq 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'liqli nurlar modda ichiga kirish xususiyatiga ega bo'lgan rentgen va gamma - nurlardan iborat.



10.6 - rasm. Elektromagnit to'liqlar shkalasi

masala. EM to‘lqinlarning to‘lqin uzunliklari. (a) 60-Hz EM to‘lqinini, (b) 93,3-MHz FM radio to‘lqinini va (B) 4.74×10^{14} Hz chastotadagi lazerning qizil rangli, ko‘z ilg‘aydigan nurning to‘lqin uzunliklarini hisoblang.

Yondoshuv. Bu to‘lqinlarning hammasi elektromagnetik to‘lqinlardir, shuning uchun ularning tezliklari $s = 3.00 \times 10^8 m/s$ ga teng. λ ni topish uchun quyidagi $\lambda = s/f$ ifodadan foydalanamiz.

Yechim.

$$(a) \lambda = c/f = 3,00 \times 10^8 m/s / 60s^{-1} = 5.0 \times 10^6 m$$

yoki 5000km. Bu Qo‘shma Shtatlardagi o‘zgaruvchan tokning chastotasi 60 Hz bo‘lib, bir to‘lqin uzunligi AQSH kontinentini aylanib chiqishga yetadi.

$$(b) \lambda = 3.00 \times 10^8 m/s / 93.3 \times 10^6 s^{-1} = 3.22 m.$$

FM radio antenasining uzunligi odatda $(1/2\lambda)$ ga yoki $3/2m$ ga teng. λ

$$(B) \lambda = 3.00 \times 10^8 m/s / 4.74 \times 10^{14} s^{-1} = 6.33 \times 10^{-7} m = 633 nm.$$

masala. Uyali telefon antenasining uzunligini hisoblang.

Ko‘pincha uyali telefon antenasining uzunligi $1/4$ to‘lqin uzunligiga teng. Alohida uyali telefon antenasining uzunligi 8.5sm ga teng. Ushbu telefonning faoliyat chastotasini hisoblang.

Yondoshuv. Chastota, to‘lqin uzunligi va to‘lqin tezlik bir-biri bilan quyidagicha bog‘langan: $c = \lambda f$.

λ to‘lqin uzunligi antenna uzunligidan to‘rt marta kattadir.

Yechim.

Antenna uzunligi $\lambda/4$ ga teng, shuning uchun $\lambda = 4(8.5 cm) = 34cm = 0.34m$ ga teng, keyin chastotani hisoblab topamiz.

masala. Telefon qo‘ng‘irog‘ining kutish vaqtini hisoblang.

Siz Nyu - Yorkdan Londondagi do‘stingizga qo‘ng‘iroq qildingiz. Ovozingizdan chiqqan elektrik signal Londonga qancha vaqtda yetib borishini hisoblab ko‘ring, faraz qiling (a) telefon simi Atlantika Okeanining ostidan o‘tgan yoki (b) okean ustidan 36000km uzoqlikda sun‘iy yo‘ldosh orqali yuborilgan.

Yondoshuv. Signal telefon simi yoki havoda sun‘iy yo‘ldosh orqali uzatiladi. Ikkala holatda ham elektromagnetik to‘lqinlar uzatiladi. Telefon simi yoki kabeli,

uzatish jarayonni sekinlashtiradi, lekin biz qo‘pol qilib hisoblaganda tezlikni $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ deb olamiz.

Yechim. Nyu-Yorkdan Londongacha bulgan 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, diogonal 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].

11-mavzu. NURLANISHNI KVANT NAZARIYASI

Reja

1. Issiqlik nurlanishining xarakteristikasi. Absolyut qora jism. Kulrang jism.
2. Kirxgof qonuni. Stefan-Bolsman qonuni. Reley - Jins qonuni. Vin siljish qonuni.
3. Yorug'likning kvant nazariyasi. Plank formulasi. Fotoeffekt va uning qonunlari.
4. Fotonlar energiyasi va impulsi. Yorug'likning bosimi. Lebedev tajribalari.
5. Kompton effekti. Fotolyuminessensiya, fluoressensiya va fosforessensiya.

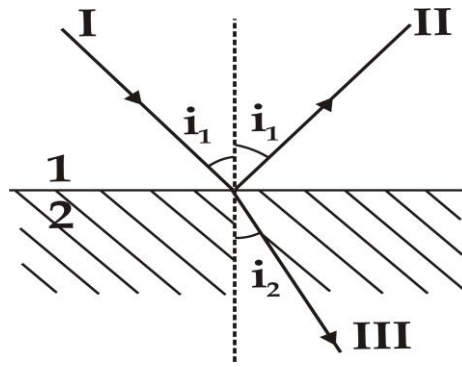
Tayanch so'z va iboralar: Issiqlik nurlanishi, absolyut qora jism, fotoeffekt, kompton effekti, fotolyuminessensiya, fluoressensiya va fosforessensiya

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'lqin 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.



11.1-rasm. Ikki muhit chegarasida yorug‘likning sinishi va qaytishi

Agarda, yorug‘lik nuri ikki muhit chegarasiga tushsa (11.1 - 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:

$$i_1' = i_1, \quad (11.1)$$

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:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}, \quad (11.2)$$

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:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (11.3)$$

Muhitning absolyut sindirish ko‘rsatkichi elektromagnit to‘lqinning vakuumdagi tezligining muhitdagi fazaviy tezligiga nisbatiga tengdir:

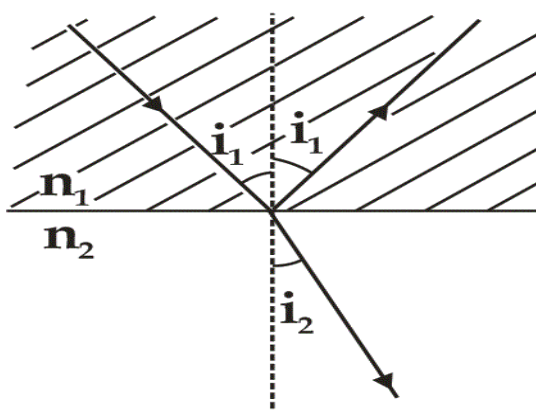
$$n = \frac{c}{v}, \quad (11.4)$$

bu yerda $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ ga teng, ε va μ – muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligidir. Sinish qonunini quyidagicha qayta ifodalash mumkin:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2, \quad (11.5)$$

Agarda, 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

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$



8.2 - rasm.

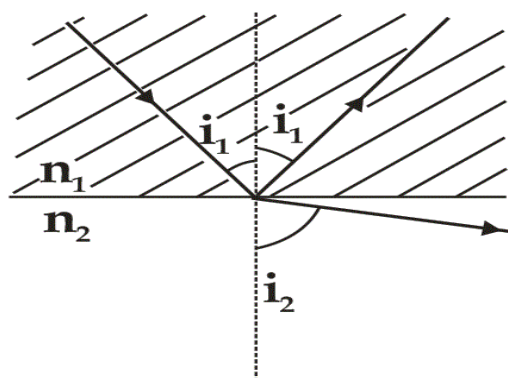
Har xil sindirish ko‘rsatkichli muhitlar chegarasida sinish hodisasi bo‘lib, singan nur normaldan uzoqlashadi va i_2 sinish burchagi i_1 tushish burchagidan katta bo‘ladi (11.2 – rasm).

Tushish burchagi oshishi bilan sinish burchagi asta-sekin osha boradi va qandaydir chegaraviy tushish burchagi qiymatida ($i_1 = i_{\text{cheg.}}$ chegaraviy burchakda) sinish burchagi $\frac{\pi}{2}$ ga tenglashadi. $i_1 = i_{\text{cheg.}}$ holatda tushayotgan nur to‘liq qaytadi (3 - rasm).

Demak, tushish burchagining $i_{\text{cheg.}}$ qiymatlarida to‘la qaytish hodisasi kuzatiladi. Chegaraviy tushish burchagi $i_2 = \frac{\pi}{2}$ shartdan topiladi.

$$n_1 \sin i_{\text{cheg}} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}, \quad \sin i_{\text{cheg}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (11.6)$$

To‘la qaytish hodisasi, yorug‘lik optikaviy zich muhitdan zich bo‘lmagan muhitga o‘tganda, kuzatiladi.



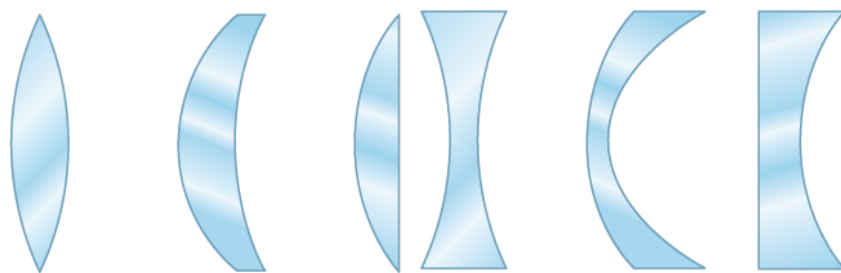
11.3 – rasm. Ikki muhit chegarasida nurning to‘la qaytishi

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 sirtidan biri, odatda, sferik yoki silindrik, ikkinchisi–sferik yoki yassi bo‘lishi mumkin. Bu sirtlar yorug‘lik nurini sindirib, buyumlarning optik tasvirini shakllantirishi mumkin. Odatda linzalar shisha, kvarts, kristall va plastmassa moddalaridan tayyorlanadi.



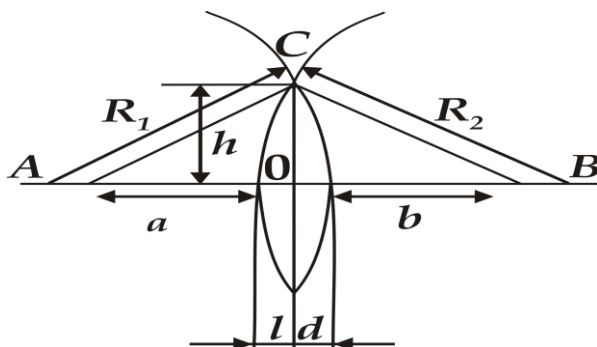
11.4 – rasm Linzalarning turlari

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 (4 - 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 sirlari 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 sirlari 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.



11.5 – rasm. Yorug'lik nurining linza orqali o'tishi

Yorug'lik nurining linza orqali o'tgan ikkita trayektoriyasini ko'rib chiqamiz (11.5 - rasm). Bosh optik o'qdan o'tuvchi, A va V nuqtalarni tutashtiruvchi AOV va linzaning yuqori qirrasidan o'tuvchi ASV nurlarni ko'rib chiqamiz. OV 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:

$$a + N(l + d) + b = \sqrt{(a + l)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2}, \quad (11.7)$$

agarda, yupqa linza uchun $h \ll (a + l)$, $h \ll (b + d)$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifodalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\begin{aligned} \sqrt{(a + l)^2 + h^2} &= a + l + \frac{h^2}{2(a + l)} \\ \sqrt{(b + d)^2 + h^2} &= (b + d) + \frac{h^2}{2(b + d)} \end{aligned}$$

Bu tengliklarni (11.7) ifodaga qo'ysak *linzalarning umumiy ifodasiga* ega bo'lamiz:

$$(N - 1)(l + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a + l} + \frac{1}{b + d} \right), \quad (11.8)$$

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.

$$\text{U holda} \quad (N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (11.9)$$

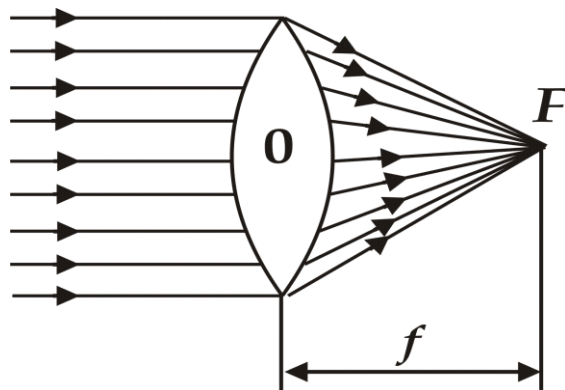
yupqa linzaning ifodasiga ega bo'lamiz.

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 (11.6 - rasm), u holda

$$(N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{b}$$

va bu holatga mos masofa $b = 0F = f$ *linzaning fokus masofasi* deb ataladi:

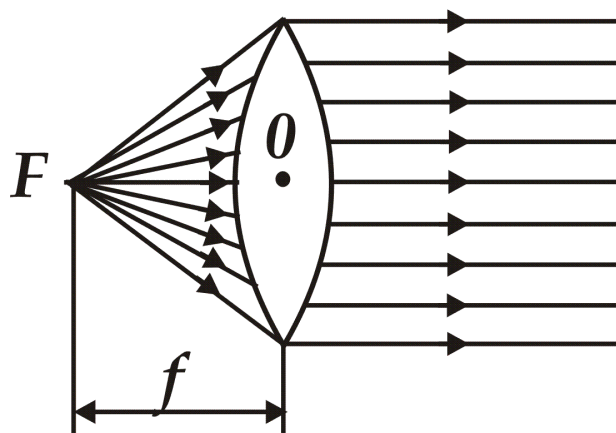
$$f = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$$



11.6 – 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 (11.6 - rasm) va $a = f$ ga tenglashadi.

$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f} = \Phi, \quad (11.10)$$

kattalik *linzaning optik kuchi* deb ataladi va uning o‘lchov birligi – dioptriy hisoblanadi.



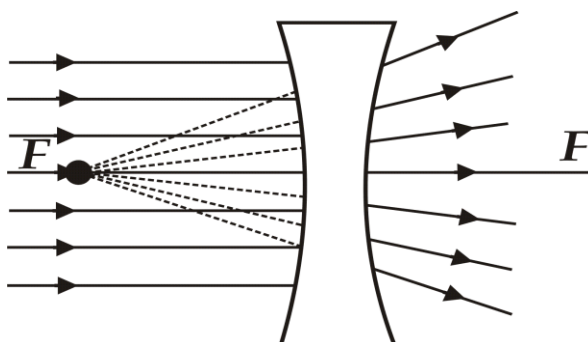
11.7 – rasm. Linzadan tasvir cheksizlikda bo‘lganda nurlarning tarqalishi

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 (8 - rasm).



11.8 – rasm. Sochuvchi linzada yorug‘lik nurining tarqalishi

Linzaning optik kuchi ifodasidan foydalanib linzaning ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

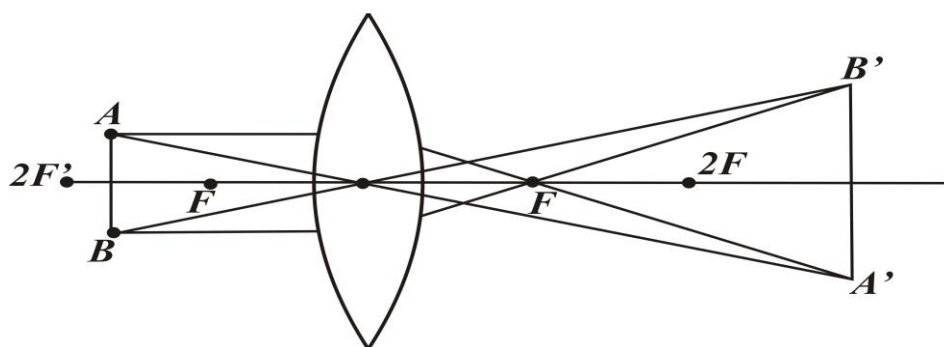
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

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 singandan so‘ng, linzaning bosh optik o‘qiga parallel bo‘lib chiqadi).

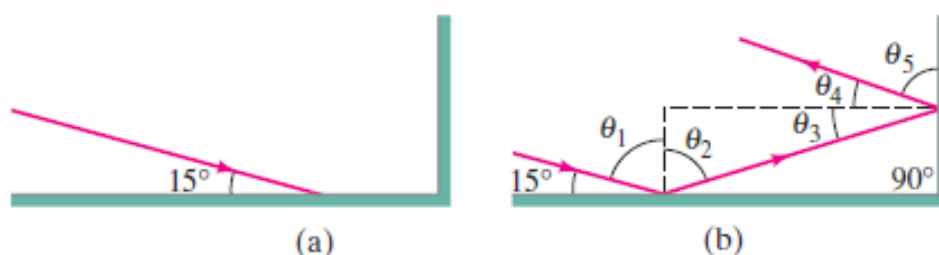
11.9 - rasmda yig‘uvchi linza orqali tasvirni tuzish usuli keltirilgan. Tasvir va buyumning chiziqli o‘lchamlari nisbati *linzaning chiziqli kattalashtirishi* deb ataladi.



11.9 – rasm. Yig‘uvchi linzada tasvirni hosil qilish

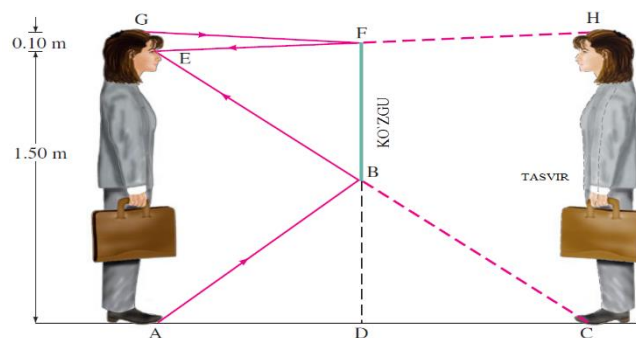
masala. Yassi ko‘zgudan qaytish. Ikki ko‘zgu bir-biriga nisbatan perpendikular joylashtirilgan. 10a - rasmda ko‘rsatilganidek, yorug‘lik birinchi ko‘zgu sirtiga 15° burchak ostida tushadi. Ikkinchi ko‘zgu sirtidan yorug‘lik qanday burchak ostida chiqadi?

Yondoshuv. Ikki ko‘zgudan nurlarning qaytishini chizib olamiz va ikki ko‘zgudagi nurlarning qaytish nuqtalariga normallar tushiramiz. Geometrik qoidalar va yorug‘lik qaytish qonunini qo‘llab, turli burchaklarni topamiz.



11.10 - rasm. Ikkita perpendikulyar ko‘zgular

Yechim. 10b - 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.



11.11 - rasm. Ko'zguda o'z aksini ko'rish

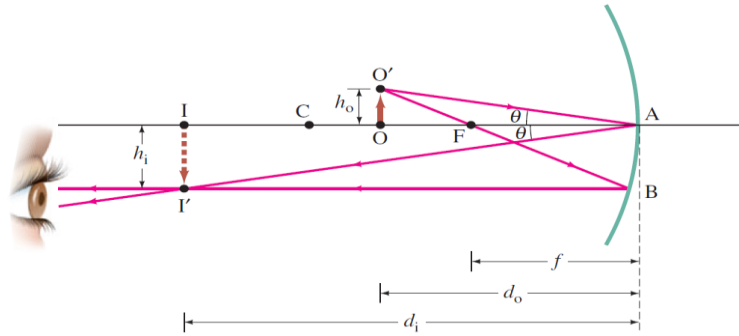
masala. O'zining to'liq aksini ko'rish uchun ko'zguning balandligi qancha bo'lishi kerak? Vertikal osilgan yassi ko'zgu oldida bo'yi $1.60m$ bo'lgan ayol turibdi. Uning butun gavdasi ko'rinishi uchun ko'zguning balandligi qanday bo'lishi va ko'zguning pastki (B) nuqtasi poldan qancha balandda joylashishi kerak? Uning ko'zlari boshining yuqori nuqtasidan $10sm$ pastda deb hisoblang.

Yondoshuv. 11.11 - rasmda ayol boshining yuqori nuqtasidan (G nuqta) to oyoqning pastki nuqtasigacha (A nuqta) butun gavdasini ko'radi. Tasvir yasashimiz uchun ob'yektning har bir nuqtasidan ikkitadan nurlar chiqarmaymiz. Bizga ma'lumki, yassi ko'zgu orqasida hosil bo'lgan tasvirdan ko'zgugacha qancha masofa bo'lsa, ko'zgu oldida turgan ob'yekt ham ko'zgudan shuncha masofada turibdi. Biz faqat G nuqtadan (boshining yuqori nuqtasi) bitta va A nuqtadan (oyoq barmoqlari joylashgan nuqta) bitta nur chiqaramiz va keyin geometrik qoidalarini 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 $5sm$ 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.

masala. Botiq ko'zguda tasvir hosil qilish.



11.12 - rasm. Ko'zgu tenglamasini keltirib chiqarish diagrammasi. Bunda, biz ko'zguning o'lchami uning egrilik radiusidan kichik deb hisoblaymiz.

Balandligi $1.5sm$ bo'lgan ob'yekt egrilik radiusi $30.0sm$ bo'lgan botiq ko'zgudan $20.0sm$ masofaga joylashtirildi. Tasvirning (a) joylashgan nuqtasini va (b) uning bo'yini aniqlang.

Yondoshuv. Biz ko'zguning egrilik radiusidan uning fokus masofasini aniqlaymiz, $f=r/2= 15.0 sm$. Nur diagrammasi xuddi 11.12- rasmdagidek bo'ladi, ob'yekt 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.

Yechim. 11.12 – 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:

$$\frac{1}{d_i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d_o} = \frac{1}{15.0 sm} - \frac{1}{20.0 sm} = 0.0167sm^{-1}.$$

Bundan $d_i = 1/(0.0167 sm^{-1}) = 60.0sm$. Tasvir ko'zguning oldida ob'yekt bilan bir tomonda joylashganligi uchun d_i qiymati musbat bo'ladi.

(b) $m = \frac{h_i}{h_o} = -\frac{d_i}{d_o}$ ifodadan kattalashtirish qiymatini keltirib chiqaramiz:

$$m = -\frac{d_i}{d_o} = -\frac{60.0 sm}{20.0 sm} = -3.00$$

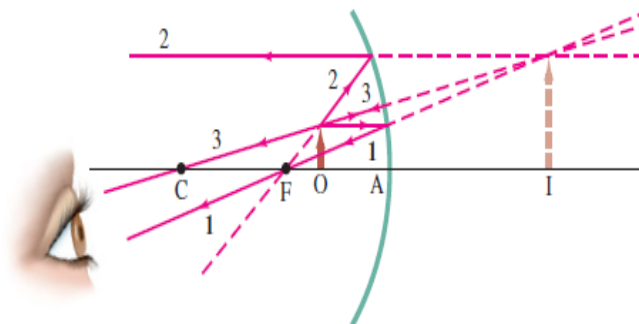
Tasvirning o'lchami va balandligi ob'yektga qaraganda 3 marta kattaroq bo'lishini bildiradi.

$$h_i = mh_0 = (-3.00)(1.5 \text{ sm}) = -4.5 \text{ sm}.$$

11.12 - rasmda ko'rsatilganidek, minus ishora tasvir to'ntarilganini bildiradi.

masala. 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 (tahliliy) usulda tasvirning joylashgan nuqtasini va kattalashtirishini aniqlang.

Yondoshuv: 11.13 - rasmdagidek nurlardan foydalanib nur diagrammasini chizamiz. Analitik yechim uchun (11.1), (11.2) va (11.3) ifodalarni qo'llaymiz.



11.13 - 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. 11.13 - rasmda ko'rsatilgan ob'yektning uchidan uchta nur chiqaramiz. 1 - nur ob'yektimizning yuqori qismidan chiqib bosh optik o'qqa parallel ravishda ko'zguga tomon yo'naltiriladi va qaytib F nuqtadan o'tadi. 2 - nur F nuqtadan o'tmaydi; u ko'zguga ham ixtiyoriy tushmaydi, balki 2 - nurning boshi F nuqtadan boshlanib (11.13 - rasmdagi shtrixli nur), ob'yektning yuqorisidan ko'zguga tushadi va bosh optik o'qqa parallel qaytadi. 3 - nur ko'zgu sirtiga perpendikular tushib, xuddi shu yo'nalishda qaytadi. Nurlar ko'zgudan 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 k'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.

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.m² ga tengdir.

5. *Energetik yoritilganlik* E_e - yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattalikdir. Uning birligi Vt/m² dir.

Yorug'lik kattaliklari

Optikaviy o'lchashlarda har xil nurlanish qabul qilgichlari ishlatiladi (ko'z, fotoelementlar va fotokuchaytirgichlar). Ular har xil to'liq uzunlikdagi yorug'likka o'ziga xos sezgirlikka ega bo'ladilar.

Yorug'lik o'lchashlari sub'ektiv 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 1lyumen – 1kd/sr ga teng.

3. *Ravshanlik* V_φ – φ yo'nalishdagi yorug'lik kuchini I nurlatayotgan yuzaning nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proeksiyasiga nisbatiga teng kattalikka aytiladi:

$$B_{\varphi} = I / S \cos \varphi$$

uning birligi kd/m^2 dir.

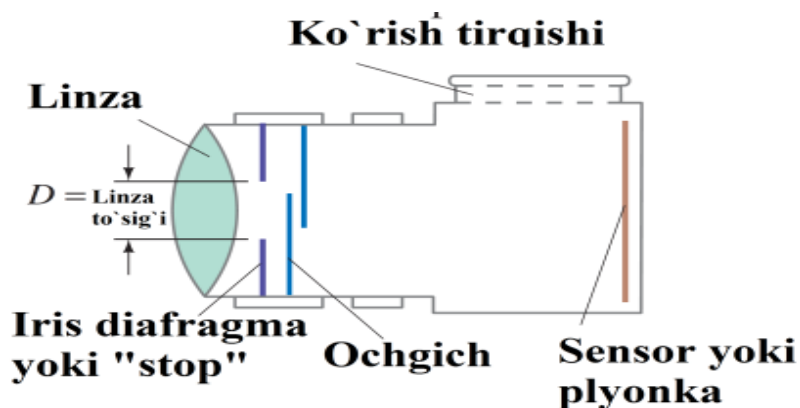
4. *Yoritilganlik* E – yuzaga tushayotgan yorug‘lik oqimini (Φ) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi.

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

uning birligi $1\text{lyuks} = 1\text{lm}/m^2$ dir.

Plyonkali va raqamli fotokameralar.

Fotokameralarning asosiy elementlari – linza, yorug‘lik nuridan saqlaydigan quti, yorug‘likni qisqa vaqt ichida linza orqali o‘tkazuvchi – ochgich va raqamli fotokameralarda electron sensor yoki odatiy fotokameralardagi fotoplyonkalardan iborat (11.14 - rasm).



11.14 - rasm. Oddiy fotokameraning tuzilishi

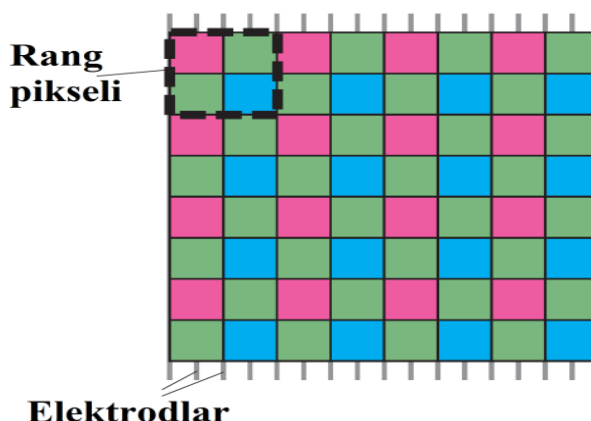
Ochgich qisqa muddatga ochilganda “ekspozitsiya”, ko‘rish sohasidagi tashqi ob‘yektdan kelayotgan yorug‘lik nurlari linza vositasida sensor yoki plyonkada fokuslanadi (tasvir hosil qilinadi). Fotokameraning orqa tomonida joylashgan qismini olib tashlab, ochgichni ochgan holda ushlab turib, plyonka o‘rniga papiros qog‘ozi bo‘lagini qo‘yib (qaysiki, tasvir hosil bo‘ladigan joyga), 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 tushganda, 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 electron 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-oksidli 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" (zaryadli uzatish qurilmasi) 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) sensorda 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.



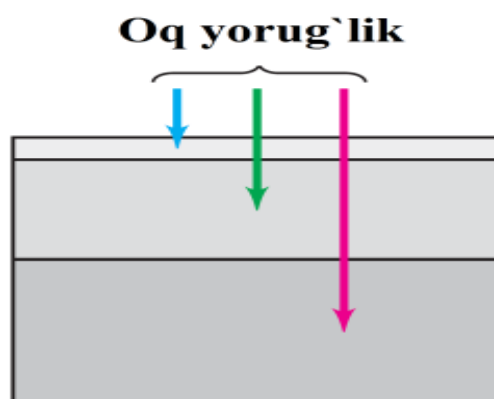
11.15 - rasm. Bayerning matritsali sensorining bir qismi. To'rtburchak

ichidagi to'rt pikselarni $\begin{matrix} R & G \\ G & B \end{matrix}$ "rang" pikseli ham deyishadi

Umuman olganda, fotosezgir piksellar matritsasi ko'proq Bayer mozaikasini (naqshini) 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, 11.15 - rasmdagidek ketma-ketlikda joylashadi. 11.15 - 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).

Bundan farqli ravishda SKE (LCD) ekranlarda boshqacharoq hisoblanadi, ya'ni uchta piksellar guruhi bitta rang pikseli deb hisoblanadi. "Foveon" deb nomlanga qo'shimcha (alternative) texnologiyada yarim o'tkazgichli qatlam tizimidan foydalaniladi. 11.16 - 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.



11.16 - rasm. Yorug‘lik Vertikal joylashtirilgan ko‘p qatlamli yoki “Foveon” uch-pikseli hamma subpiksellardan o‘tkazilganda uch xil rangni hosil qiladi

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* va 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 qaytishi 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:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n, \quad (11.11)$$

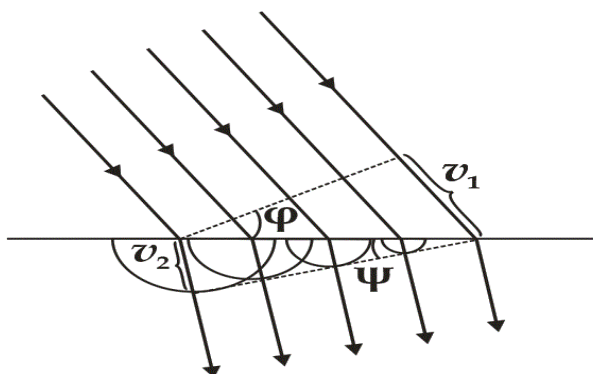
bu yerda s – yorug‘likning vakuumdagi tezligi, v yorug‘likning muhitdagi tarqalish tezligini bildiradi. Korpuskulyar nazariyaga asosan, $n > 1$ bo‘lgan holda,

yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi U vakuumdagi tarqalish tezligi s 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.



11.17 – rasm. Ikkita tiniq muhit chegarasida ikkilamchi to'lqinlar manbalarining hosil bo'lishi

11.17 – 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:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n, \quad (11.12)$$

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: $v < c$.

Shunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug‘lik tabiatini tushuntirishda bir-biriga zid bo‘lgan ikkita yondoshish mavjud bo‘la boshladi: Nyutonning korpuskulyar va Gyuygensning to‘lqin nazariyalari. 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 tasdiqini 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‘lqinlardan iborat deb hisobladi, yorug‘likning vakuumdagi tarqalish tezligi

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$$

ga teng ekanligini isbotladi.

Maksvell nazariyasi yorug‘likning nurlanish va yutilish jarayonini, fotoelektrik effektni 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‘lqin 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:

$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (11.13)$$

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:

$$m_\phi = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}, \quad (11.14)$$

yorug‘likning tarqalish qonunlari, yorug‘likning moddalar bilan o‘zaro ta’siri to‘g‘risidagi nazariyalar yorug‘lik murakkab xususiyatga ega ekanligini ko‘rsatadi. (11.13) – va (11.14) – ifodalardan ko‘rinib turibdiki, yorug‘lik harakatidagi korpuskulyar va elektromagnit to‘lqin xarakterlari umumiylikka ega ekanligini ko‘rsatib turibdi. Demak, yorug‘lik tabiati *korpuskulyar - to‘lqin dualizmi* tasavvuridan iboratdir.

Yorug‘lik to‘lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi

To‘lqin interferensiyasi kuzatilishi sharti ularning *kogerentligidadir*, ya’ni bir necha tebranma va to‘lqin 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 monoxramatik yorug‘lik to‘lqinlari chiqarmasligi sababli, istalgan bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan yorug‘lik manbalari nurlatayotgan yorug‘lik to‘lqinlari doimo nokogerentdir. Shu sababli, tajribada bir

- biriga bog'liq bo'lmagan manbalardan chiqqan yorug'lik to'lqinlari bir - birini ustiga tushsa ham interferentiya hodisasi kuzatilmaydi.

Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalaridan chiqadigan yorug'lik to'lqinlarining nokogerentligi va nomonoxromatikligining fizikaviy sababi, atomlarning yorug'lik chiqarish mexanizmidir.

Ikkita alohida yorug'lik manba'ida, 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'lqinlarini 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'lqinlari nokogerent bo'ladilar.

Atomlarning $\sim 10^{-8}\text{sek}$ vaqt kengligida chiqaradigan yorug'lik to'lqinlari taxminan o'zgarimas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'ladilar. Aksincha, katta vaqt intervalida to'lqinlarning amplitudalari va fazalari o'zgarib turadi.

Atomlarning alohida qisqa impulsiga o'xshash uzuq - uzuq yorug'lik nurlanishi – *to'lqin tizmasi* deb ataladi.

Bitta atomning ketma-ket chiqargan tizmalarining boshlang'ich fazalari bir-biridan farq qiladilar.

Istalgan nomonoxromatik yorug'lik to'lqinlarini 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'lqini bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'lqin fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'lqini $\ell_{kog} = c\tau_{kog}$

masofagacha tarqaladi, bu masofa *kogerentlik uzunligi* (yoki tizma uzunligi) deb ataladi.

Shunday qilib, kogerentlik uzunligiga teng masofada bir necha to‘lqinlar kogerentligini yo‘qotishga ulgura olmaydilar.

Demak, yorug‘lik to‘lqinlari interferensiyasini kuzatish uchun optik yo‘llar farqlari kogerentlik uzunligidan kichik bo‘lishi zarur.

Agarda to‘lqinlar 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‘lqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi.

$$\tau_{kog} \sim \lambda/\varphi$$

bu yerda λ – yorug‘lik to‘lqinlari 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.

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:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (11.15)$$

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 tushganda 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 tushganda interferensiya manzarasi kuzatiladi.

Masalan, belgilangan 0 nuqtada to'lqin ikkita kogerent to'lqinlarga ajralgan bo'lsin. Interferensiya manzarasi kuzatiladigan M nuqttagacha 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 ωt 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

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

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

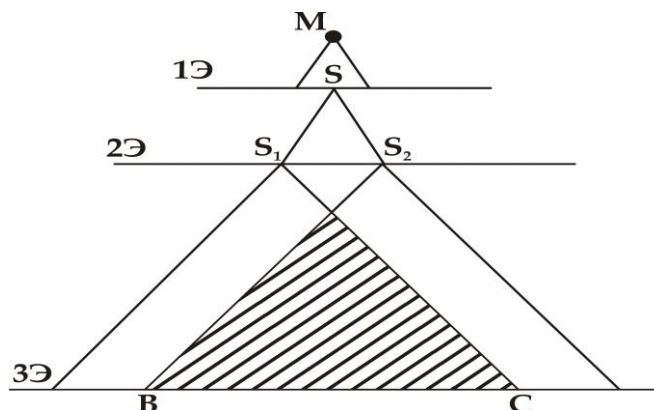
$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (11.16)$$

fazalar farqi $\pm 2m\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin hosil qilgan to'lqinlar bir xil fazada bo'ladilar. Bu esa *interferensiya maksimumini kuzatish shartini* bildiradi. Agarda optik yo'l farqi:

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (11.17)$$

bo'lsa, u holda $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin xosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo'ladi. Bu ifoda interferensiyaning *minimumini kuzatish sharti* bo'lib xizmat qiladi.

Yorug'lik to'liqlarining interferensiyasini kuzatish usullari



11.18 – rasm. Yorug'lik to'liqlari interferensiyasini kuzatishning Yung usuli

Yung usuli

M manbadan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'liqini S tor tirqishli 1 ekranga tushadi (11.18 - rasm) va undan o'tib S_1 va S_2 tirqishli 2 ekranga o'tadi. Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'liqlar manbai hisoblanadi. S_1 va S_2 tirqishdan chiqqan kogerent to'liqlar E ekranda



11.19 – rasm. Yung usulidagi interferensiya manzarasi

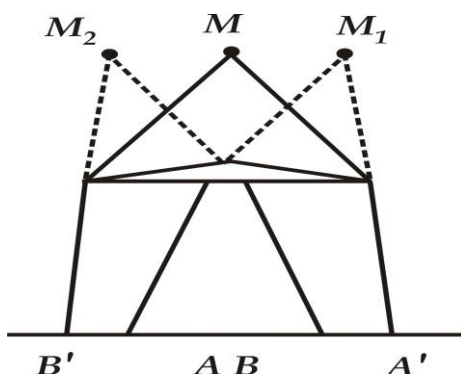
bir-birini ustiga tushib BC sohada interferensiya manzarasini hosil qiladi. BC sohadagi yoritilganlik taqsimoti 11.19- rasmda keltirilgan.

Biprizmadagi Frenel tajribasi

Biprizma – uch tomonli shisha prizmadan iborat bo'lib, uning tomonlari orasidagi bitta burchagi 180° ga yaqin bo'ladi (11.20 – rasm).

M manbadan yorug'lik to'liqlari biprizmaga tushganda, biprizmaning chap tarafidan yorug'lik to'liqlari o'ng tomonga og'ib ekranning AA' nuqtalari orasiga yo'naladi. Biprizmaning o'ng tarafi yorug'lik to'liqlarini 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 interferensiyasi manzarasi kuzatiladi.



11.20 – rasm. Biprizmadagi Frenel tajribasi

Yupqa tiniq plastinkada yorug'lik interferensiyasi

Parallel yorug'lik to'lqinlari dastasi α - burchak ostida d qalin-likdagi yupqa plastinkaning MN yuqori qirrasiga tushsin (11.21 - 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'ladi, shu sababli ular interferentsiya manzarasini hosil qiladilar.

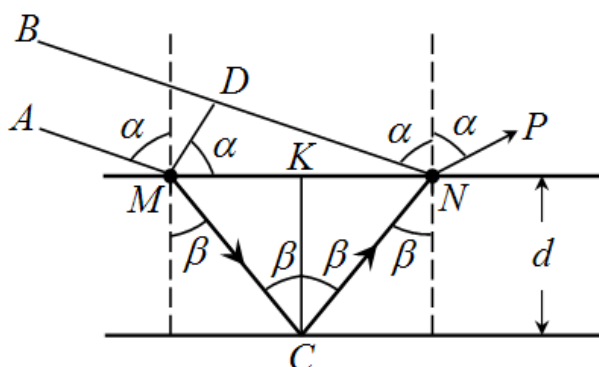
Bu ikkala nur orasidagi geometrik yo'l farqi

$$\delta = 2MC - DN$$

ga teng.

O'z navbatida $MS = \frac{d}{\cos \beta}$ ga teng, DN esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$DN = 2MK \sin \alpha = 2d \tan \beta \sin \alpha ,$$



11.21 – rasm. Yupqa tiniq plastinkadagi yorug‘lik interferensiyasi chunki, $MK = dtg\beta$ 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‘lqinlarning 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 oshadi. U holda optik yo‘llar farqi

$$\delta = 2 \frac{dn}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

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:

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

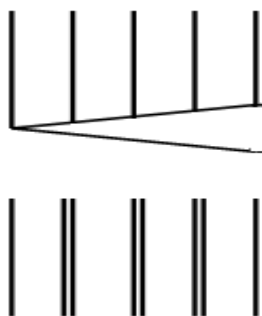
yoki
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$

Optik yo‘llar farqi $(2m-1)\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo‘lsa, qaytgan yorug‘lik nurlari susayadi va susayish sharti quyidagicha bo‘ladi.

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m-1)\frac{\lambda}{2}$$

yoki

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda$$



11.22 – rasm. Bir xil qalinlik ko‘rinishdagi interferensiya manzarasini kuzatish

11.22 - rasmda oralarida ponaga 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 tasmlardan iborat interferensiya manzarasi kuzatiladi. Bu yerda kuzatiladigan yorug‘ tasmlar *bir xil qalinlik chiziqlari* deb ataladi.

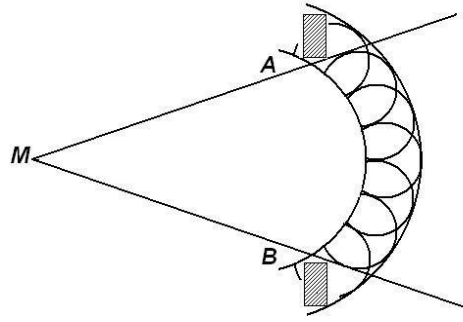
Yorug‘lik difraksiyasi

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.

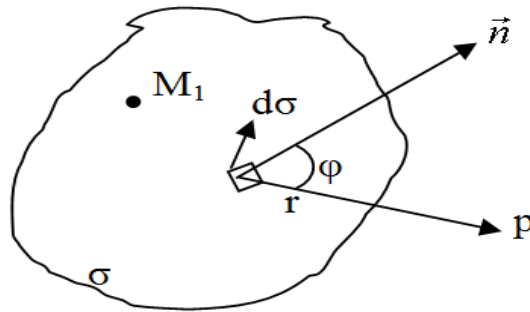
Gyuygens – Frenel prinsipi. Difraksiyaning aniq nazariyasi juda murakkabdir. Shu sababli, Gyuygens-Frenel prinsipiga asoslangan taqribiy usullar katta ahamiyatga ega bo‘ladi.

Gyuygens prinsipiga asosan, AV to‘lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi sferik to‘lqinlar manbai deb hisoblash mumkin (11.23 - rasm).



11.23 – rasm. Ikkilamchi sferik to‘lqinlar manbalarining hosil bo‘lishi

Frenel esa, bu prinsipga, ikkilamchi to‘lqinlar o‘zaro ta’sirlashib interferensiya manzarasini hosil qilishi mumkin, degan fikrni qo‘shimcha qildi.



11.24 – rasm. $d\sigma$ sirtli yorug‘lik manbai

M_1 yorug‘lik manbaini ixtiyoriy yopiq σ sirt bilan o‘raymiz (11.24 - rasm). $d\sigma$ sirt elementining hosil qilgan tebranishining R nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0), \quad (11.18)$$

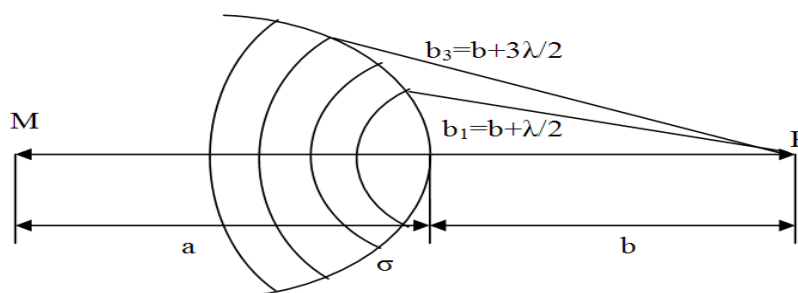
bu yerda A_0 – $d\sigma$ elementdagi tebranish amplitudasi, r – $d\sigma$ elementdan R nuqtagacha bo‘lgan masofa, $k(\varphi)$ – og‘ish koeffitsiyenti, R yo‘nalish bilan $d\sigma$ yuzaga o‘tkazilgan $\vec{n}$ normal orasidagi φ burchakka bog‘liq kattalik. $\varphi = \frac{\pi}{2}$

bo‘lganda $k(\varphi) = 0$ dir. R nuqtadagi natijaviy tebranish superpozitsiya prinsipiga asosan

$$\xi = \int_{(\tau)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kx + \alpha_0) d\sigma, \quad (11.19)$$

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.

M nuqtaviy yorug‘lik manbaining sferik to‘lqin frontiga mos tushadigan σ sirtini olamiz va bu sirtning markazi nuqtaviy manbada yotadi, deb hisoblaymiz (11.25 - *rasm*).

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$


Frenel sohalari yuzasi bir-biriga tengdir. Sohalardagi tebranishlar amplitudalari m – ortishi bilan monoton ravishda kamayib boradi:

Istalgan sohadagi tebranishlar amplitudasi qo‘shni sohalar amplitudalarining o‘rtacha yig‘indisiga teng bo‘ladi:

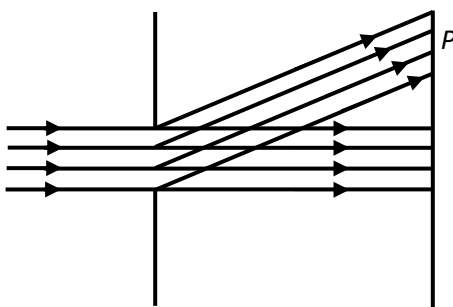
Juft sohalar amplitudalari bir xil ishorada bo'lsa, toq sohalar amplitudalari boshqa ishorada bo'ladi. Natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \approx \frac{A_1}{2} \quad , \quad (11.21)$$

Shunday qilib, R nuqtadagi barcha to‘lqinlar frontining ta’siri markaziy soha ta’sirining yarmiga ekvivalentdir.

Yorug‘likning har xil to‘siqlardan o‘tishida kuzatiladigan difraksiya hodisalari. Oddiy to‘siqlardagi Frenel difraksiyasi

Agarda manba va R kuzatuv nuqtasi to‘siqdan katta masofada joylashsa, u holda to‘siqqa tushayotgan va R nuqtaga yo‘nalgan yorug‘lik nurlari deyarli parallel bo‘ladilar. Bu holda kuzatiladigan difraksiya – Fraungoufer difraksiyasi yoki parallel nurlar difraksiyasi deb ataladi (11.26 - *rasm*).



11.26 - *rasm*. Parallel nurlar difraksiyasi

Dumaloq teshikdan o‘tgan nurlar difraksiyasi

Nuqtaviy M yorug‘lik manbai va R kuzatuv nuqtasi orasiga dumaloq tirqishli tiniq bo‘lmagan ekranni joylashtiramiz (11.26 - *rasm*).

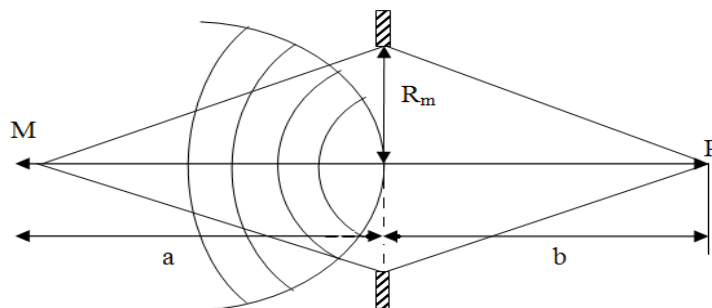
Frenel prinsipiga asosan, ekran to‘lqin frontining bir qismini to‘radi. Yorug‘lik oqimining ekrandagi taqsimlanishi teshikka nechta Frenel sohalari sig‘ishiga bog‘liq.

Agarda, 1-Frenel sohasi ochiq bo‘lsa, 11.21 - ifodaga asosan, R 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 R nuqtada to‘lqinlar bir-birini yo‘qqa chiqaradi.

Teshikka joylashadigan Frenel sohalarining soni R_m – tashqi radiusi bilan quyidagicha bog‘langan bo‘ladi

yoki
$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda, \quad (11.22)$$



11.27 – rasm. Dumaloq teshikli ekrandagi diffraksiya

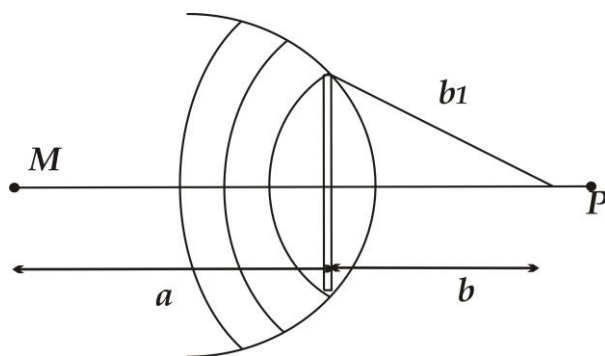
Demak, Frenel sohasining radiusi to‘siq bilan kuzatuv nuqtasi orasidagi masofa va to‘lqin uzunligiga bog‘liq ekan. R kuzatuv nuqtasida yorug‘lik jadalligini, barcha juft yoki toq Frenel sohalarini to‘sish bilan, ko‘p marta kuchaytirish mumkin. Kuzatiladigan diffraksiya *parallel bo‘lmagan nurlar diffraksiyasi* deb ataladi.

Dumaloq diskdan o‘tgan yorug‘lik nurlari diffraksiyasi

To‘siq dumaloq diskdan iborat bo‘lgan holda (11.28 - rasm) sferik to‘lqin frontining yopilmagan qismini, ekran chegarasidan boshlab Frenelning halqaviy sohalariga ajratamiz.

R 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‘ xalqlar tizimi kuzatiladi.

Agarda disk ko‘p Frenel sohalarini to‘sadigan bo‘lsa, yorug‘ va soyalarning tor sohasida yorug‘lik jadalligi sust bo‘lgan yorug‘ va qorong‘i halqlar kuzatiladi.



11.28 – rasm. Dumaloq diskli to‘siqdagi difraksiya

Yorug‘likning to‘g‘ri chiziqli tarqalishi

Frenel sohalari usuli yorug‘lik to‘lqinlarining to‘g‘ri chiziqli tarqalishi to‘g‘risidagi tushunchaning qo‘llash chegarasini baholash imkonini beradi.

Agarda Frenel sohalari o‘lchamlariga nisbatan ekran o‘lchamlari katta bo‘lsa, difraksiya hodisasini inobatga olmay, yorug‘likni to‘g‘ri chiziqli nur, deb hisoblash mumkin. To‘lqin uzunligi λ qancha qisqa bo‘lsa, Frenel sohalarining o‘lchami shuncha kichik bo‘ladi va geometrik optikaning taxminiy tushunchalaridan aniqroq foydalanish mumkin.

(11.23) – 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.

Bitta tirqishli to‘siqdagi Fraungoufer difraksiyasi

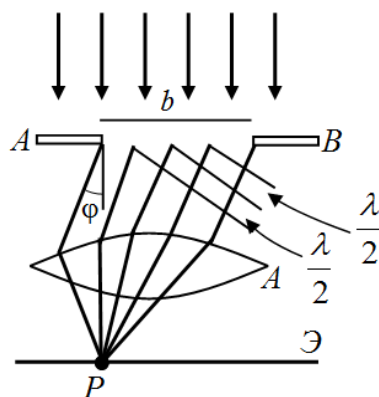
Cheksiz uzunlikdagi b tor tirqishli AB ekranga perpendikulyar ravishda parallel nurlar oqimi tushayotgan bo‘lsin (11.29 - rasm).

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 egallaganda, tirqishning barcha nuqtalarini Gyuygens prinsipiga asosan, yangi kogerent to'lqinlar manbai deb, hisoblasa bo'ladi.



11.29 – rasm. Bitta tirqishli to'siqdagi difraksiya

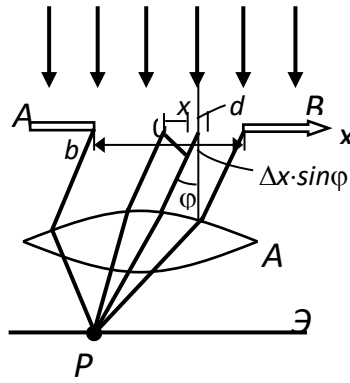
Frenel sohalari usuli yordamida to'lqin sirtining ochiq qismi chegaralarida yo'l farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lgan parallel yo'lakchalarga ajratamiz. Bu yo'lakchalarni Frenel sohalari deb hisoblaymiz. Ikkita qo'shni Frenel sohalaridan chiquvchi to'lqinlar P nuqtaga qarama-qarshi fazalarda yetib keladilar.

Bu tuzilishda sohalar 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 (11.30 - rasm).



11.30 – rasm. Toq Frenel sohali tirqishdagi difraksiya

U holda, x koordinatali dx yo‘lakchani P nuqtada hosil qiladigan tebranishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d\xi = \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx, \quad (11.23)$$

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. (11.23) – ifodani tirqish kengligi bo‘yicha integrallasak, P nuqtadagi natijaviy maydonni topish mumkin. Quyidagi belgilashni kiritamiz:

$$\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi, \quad (11.24)$$

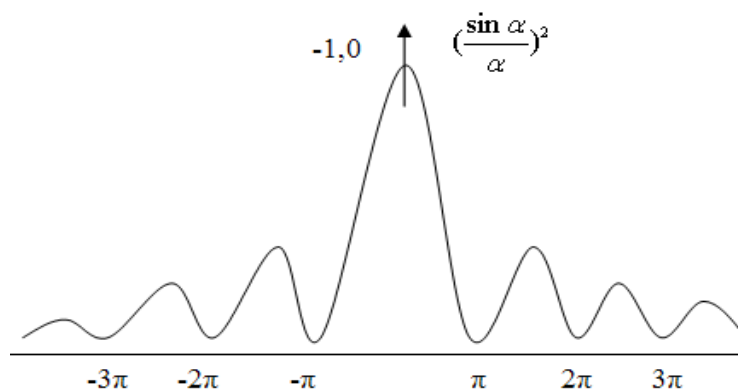
$$\xi = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} d\xi = A_0 \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} \cos(\omega t - \alpha), \quad (11.25)$$

Istalgan P nuqtadagi nurlanish jadalligi amplitudaning kvadratiga proporsionaldir:

$$I_\varphi = CA_0^2 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)^2}, \quad (11.26)$$

Ma'lumki, $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) = 1$ ga teng. Shu sababli, (11.27) – funksiya α

$= 0$ da maksimumga ega bo'ladi (11.31 – rasm). (11.27) – ifodadan, $\varphi = 0$ va $\alpha = m\pi$ bo'lganda minimum kuzatiladi, bu yerda $m = \pm 1, \pm 2$ va h.k.



11.31 – rasm. $\left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2$ funksiyaning chizmasi

Demak, bitta tirgishda yorug'lik jadalligi minimumi kuzatish sharti quyidagidan iborat:

$$b \sin \varphi = m\lambda, \quad (11.27)$$

bu yerda m – *minimum tartibi* deb ataladi. Minimumlar orasida yoritilganlik maksimumlari joylashgan, ularning holati quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (11.28)$$

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

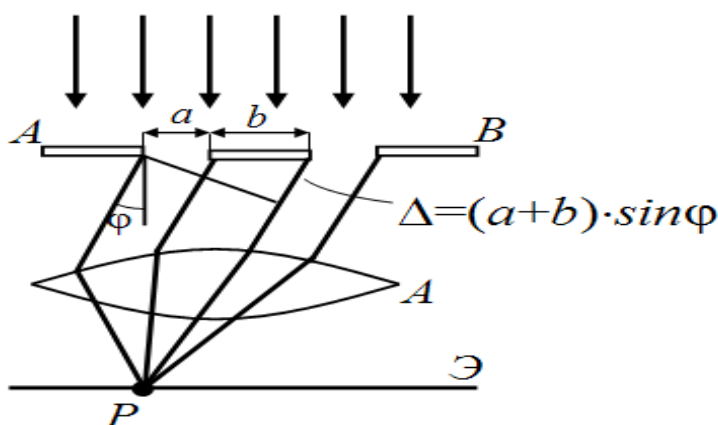
$$\sin \varphi \leq 1, \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

ga teng. (11.28) – ifodadan $I_0 = I_f$ ekanligi ko'rinib turibdi, ya'ni difraksiyaviy manzara linzaning 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.

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.



11.32 – rasm. Eng sodda difraksiyaviy panjara

Parallel nurlar dastasi tushayotgan, ikkita tirqishdan iborat eng sodda panjarani ko'rib chiqaylik (11.32 - rasm).

Ikkita tirqishda kuzatiladigan difraksiyaviy manzara minimum va maksimumlari holatlari bir tirqishli difraksiyadagi holatlar ustiga tushmaydi. Chunki ikki tirqishli holda, nurlarning birinchi tirqish va ikkinchi tirqishlaridan hosil bo'lgan interferensiyasi tufayli difraksiyaviy manzaralar bir-birining ustiga tushmaydilar.

Maksimum va minimum kuzatilishi shartlari quyidagichadir:

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda, \quad (11.29)$$

$$(a + b) \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (11.30)$$

Istalgan R nuqtada uchta imkoniyat bo'lishi mumkin:

a) (11.29)- va (11.30)- difraksiyaviy 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 difraksiya manzarasida, bitta tirqishdagiga nisbatan maksimumlar ko'proq kuzatiladi. Tirqishlar soni oshishi minimumlar sonini oshishiga olib keladi.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{va} \quad D_{\text{muz}} = \frac{d\ell}{d\lambda}$$

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 chiziqli masofalardir.

Difraksiyaviy panjaraning burchakli dispersiyasini topishga harakat qilamiz. Buning uchun bosh maksimum kuzatilishi shartini $(a + b)\sin\varphi = m\lambda$ differentsiallaymiz

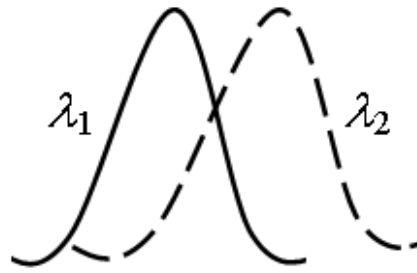
$$d \cos\varphi d\varphi = m d\lambda$$

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos\varphi}$$

φ ning kichik qiymatlarida, $\cos\varphi \approx 1$ ga teng. Shuning uchun

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}$$

ga teng bo'ladi.



11.33 – 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 (11.33 - rasm).

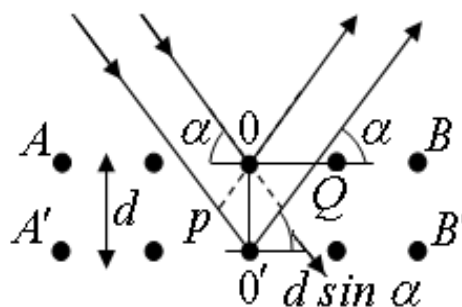
Agarda, bitta maksimum markazi, ikkinchisining markazidan taxminan $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, eng kichik to‘lqin uzunligi masofasida joylashsa, bu holda spektral chiziqlar alohida aniqlangan hisoblanadilar.

Difraksiyaviy panjara uchun aniqlash kuchi $R = mN$ ga tengdir. Bu yerda N tirqishlar soni, m – maksimum 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 (11.34 - rasm).

AB va A_1B_1 tekisliklardagi qo‘shni atomlardan qaytgan nurlar orasidagi $PO'\varphi$ yo‘l farqi:



11.34 - rasm. Fazoviy davrlikka ega bo‘lgan difraksiyaviy panjara

$$2d \sin \alpha$$

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.

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 burchak sinisusiga nisbati tushish burchagiga bog‘liq bo‘lmaydi.

Bu nisbat, ikkala muhitdagi to‘lqinlarning fazaviy tezliklari nisbatiga tengdir

$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{\nu_1}{\nu_2} = n_{21}, \quad (11.31)$$

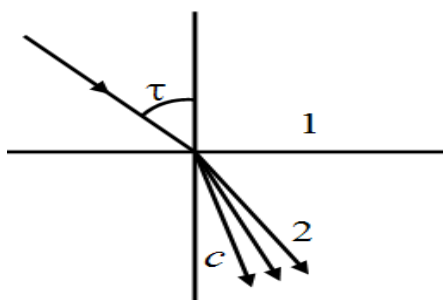
n_{21} – kattalik *ikkita muhitning nisbiy sindirish ko‘rsatkichi* deb ataladi. Agarda birinchi muhit vakuum bo‘lsa, undagi yorug‘lik tezligi s ga teng bo‘ladi, bu holda

$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{\nu} = n, \quad (11.32)$$

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 (35 - *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.

$$n = f(\lambda_0) ; \quad \nu = f(\lambda_0)$$



11.35 – rasm. Yorug‘lik nuri yelpig‘ichining hosil bo‘lishi

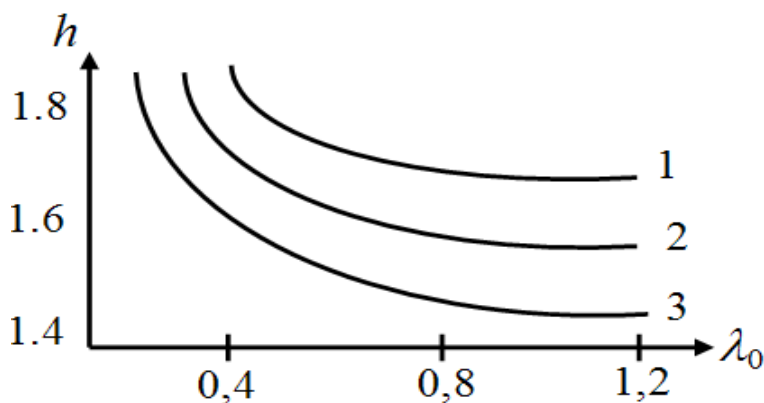
Bu moddaning optik xususiyatini yorug‘likning to‘lqin uzunligi yoki chastotasiga bog‘liq bo‘lishi *yorug‘likning dispersiyasi* deb ataladi.

Har bir moddada uning o‘lchov birligi sifatida, moddaning dispersiyasi, ya’ni vakuumdagi sindirish ko‘rsatkichidan yorug‘likning to‘lqin uzunligi bo‘yicha olingan hosila $\frac{dn}{d\lambda}$ ishlatiladi. Ko‘p hollarda bu hosila qiymati manfiydir, λ_0 oshishi bilan sindirish ko‘rsatkichi qiymati kamayadi.

11.36 - 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‘lqin uzunlikdagi yorug‘likning yutilishi hisobiga kuzatiladi.



11.36 – rasm. Shisha (1), kvarts (2) va flyuoritning (3) dispersiyasi

Normal dispersiyada sindirish ko‘rsatkichining to‘lqin uzunligiga bog‘liqligi Koshi tenglamasi bilan ifodalanadi:

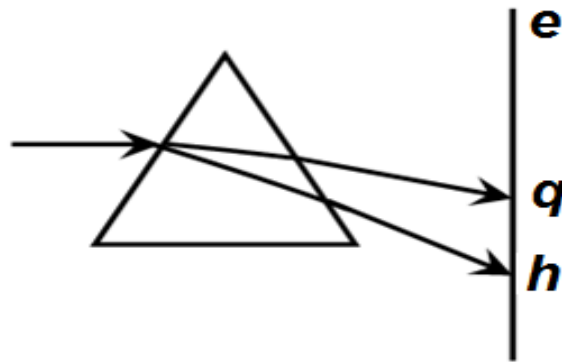
$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2}, \quad (11.33)$$

bu yerda n_0 – juda katta to‘lqin uzunligidagi sindirish ko‘rsatkichidir. n_0 va a berilgan muhit uchun doimiy kattaliklardir.

Agarda uchburchakli prizmaning chap qirrasiga har xil to‘lqin uzunlikdagi oq yorug‘likning parallel nurlari tushsa, ular har xil sinib, har xil yo‘nalishda tarqaladilar (11.37 - 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‘lqinli nurlar (qizil nurlar) prizmadan kamroq og‘adi, qisqa to‘lqinli nurlar (havo rangli) ko‘proq og‘adi.



11.37 – 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 qiladilar. 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.

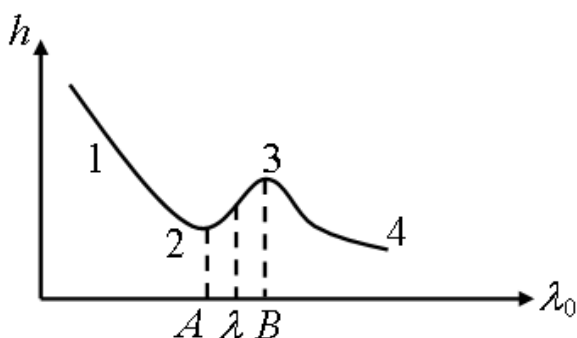
Yorug‘likning yutilishi va sochilishi

Jismga oq nur tushganda, u alohida uzunlikdagi to‘lqinlarni yutib, shu to‘lqin uzunligi atrofida sinish ko‘rsatkichini to‘lqin uzunligiga bog‘liq ravishda o‘rishini va anomal dispersiyani kuzatilishini ta’minlaydi (11.38 - rasm).

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. 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

$$dI = -\mu I dx$$



11.38 – 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

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^d dx \quad ; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

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 yutish koeffitsiyentidir va u to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi:

$$\mu = \mu_0(\lambda_0)$$

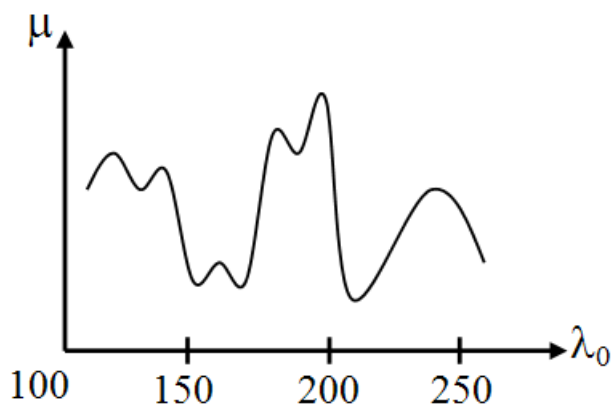
Bo'yalgan qorishmalar uchun μ qorishmalar konsentratsiyasiga proporsionaldir

$$\mu = kc$$

va bu holda Buger-Lambert qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$I = I_0 e^{-kcd}, \quad (11.33)$$

yutilish koeffitsiyentini to'lqin uzunligiga bog'liqligi grafik ko'rinishda 11.39 - rasmda xlorli seziy moddasi uchun tasvirlangan.



11.39 – rasm. Xlorli seziy moddasining yutilish spektri

Bu rasmda spektrning ultrabinafsha qismi tasvirlangan. Egri chiziq cho‘qqilari yutilish sohalariga tegishlidir.

Tiniq jismlarda, spektrning ko‘zga ko‘rinadigan qismida, yutilish sohaları bo‘lmaydi, ultrabinafsha va infraqizil sohalarida yutilish kuzatiladi. Yorug‘lik spektrining ko‘zga ko‘rinadigan qismida yutilish sohaları 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.

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 molekulalari 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'liq uzunligiga nisbatan kichik bo'lsa, u holda istalgan yo'nalishdagi sochilgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'liq uzunligiga quyidagicha bog'langan bo'ladi (Reley qonuni):

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}, \quad (11.34)$$

Atmosfera havosi zarrachalarining o'lchamlari kichik bo'lganda quyosh nurining qisqa to'liqlarini (binafsha, ko'k va yashil) jadal sochadi va nurning katta to'liqlarini (qizil, sariq) yomon sochadi. Shu sababli, havoning rangi yuqori qatlamda, yashil yoki ko'k rangda (havo rangda) bo'ladi.

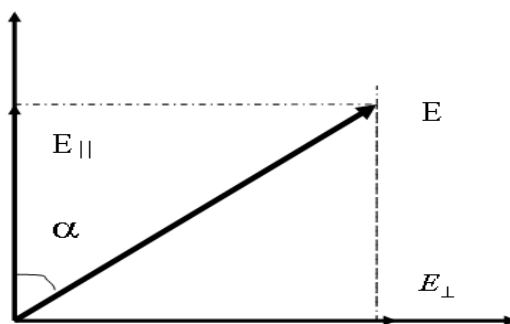
Yorug'likning qutblanishi

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 (polyarizator)* 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.

Qutblantirgich orqali tabiiy yorug'lik o'tayotganda $\vec{E}$ yorug'lik vektorini ikkita tashkil etuvchiga $\vec{E}_{||}$ va $\vec{E}_{\perp}$ ga ajratish mumkin. (11.40 - rasm).



11.40 – rasm. Tabiiy yorug'likni ikki xil yo'nalishdagi tebranishlarga ajratish

$E_{\parallel}$ - tashkil etuvchisi polyarizator orqali erkin o'tadi, $E_{\perp}$ tashkil etuvchisi esa unda yutiladi. O'tgan to'lqin jadalligi

$$E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \alpha$$

ga proporsionaldir. Shu sababli, ideal polyarizator orqali yorug'likning o'tgan qismi quyidagi o'rtacha qiymatga tengdir:

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha, \quad E_{\perp} = E \sin \alpha, \quad (11.35)$$

$$\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}$$

Shunga asosan, tabiiy yorug'likni, bir xil jadallikka ega bo'lgan va bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, ikkita elektromagnit to'lqinlarning bir-birini ustiga tushishi, deb tasavvur qilish mumkin. Agarda, polyarizatorga $I_0 \sim E^2$ jadallikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polyarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (11.36)$$

bu ifoda *Malyus qonuni* deb ataladi. Agarda yorug'lik tekisliklari α burchak hosil qilgan ikkita polyarizatoridan o'tsa, u holda birinchi polyarizatoridan jadalligi

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab}$$

bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik chiqadi va ikkinchisidan Malyus qonuniga asosan

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab} \cos^2 \alpha, \quad (11.37)$$

jadallikdagi yorug'lik chiqadi.

Ikkinchi polyarizator 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 polyarizatorlar bir - biriga parallel bo'lganda) qiymatlarda maksimumga erishadi

va $\alpha = \frac{\pi}{2}$ va $\alpha = \frac{3}{2}\pi$ qiymatlarda (polyarizatorlar 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 polyarizator analizator vazifasini o'tashi mumkin.

Bir yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustun bo'ladigan yorug'lik, qisman qutblangan hisoblanadi. Polyarizator nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik jadalligi I_{max} dan I_{min} gacha o'zgaradi.

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (11.38)$$

Bu ifoda *polyarizatorning tartibi* 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.

Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi

Ikki muhit chegarasiga yorug'lik tushganda, yorug'lik to'lqini qisman aks etib qaytadi va qisman sinadi.

Dielektrlarda, qaytgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'lqin 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

$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)}, \quad (11.39)$$

ga teng bo'ladi.

$\vec{E}$ vektor tebranishi tushish tekisligida bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun, yorug'lik jadalligi

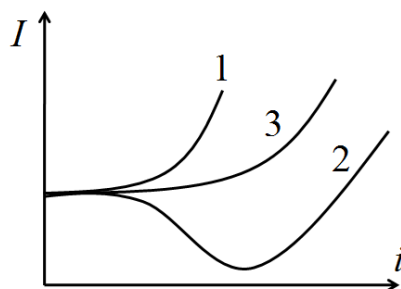
$$I_{\parallel} = I_0 \frac{\operatorname{tg}^2(i - r)}{\operatorname{tg}^2(i + r)}, \quad (11.40)$$

ga teng bo'ladi.

Tabiiy yorug'lik uchun qaytgan to'lqin jadalligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right], \quad (11.41)$$

Qaytgan yorug'lik jadalligini tushish burchagiga bog'liqlik xarakteri grafik ravishda 11.41 - rasmda tasvirlangan.



11.41 – rasm. Qaytgan yorug'lik nuri jadalligining tushish burchagiga bog'liqligi
1 - chiziq (11.39) – ifodaga, 2 - chiziq (11.40) - ifodaga va 3 - chiziq (11.41) - 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'lqin esa butunlay qutblangan bo'ladi.

$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$ va $i+r = \frac{\pi}{2}$ nisbatlardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\operatorname{tgn} = n_{21}, \quad (11.42)$$

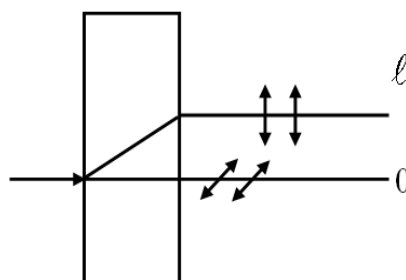
Bu ifoda *Bryuster qonunini* ifodalaydi va shu shartni qanoatlantiruvchi tushish burchagi *Bryuster burchagi* deb ataladi.

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 nuri olish usullaridan biri - yorug‘likni dielektrik chegarasiga Bryuster burchagida tushirishdan iborat bo‘ladi

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 va normal tekisligida yotadi. Bu nur *odatdagi nur* deb ataladi (11.42 - rasm).



11.42 – rasm. Qo‘sh nur sinishi

ℓ - 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 tushganda ham, odatdan tashqari nur boshlang‘ich yo‘nalishdan og‘ishi mumkin, burchak ostida tushganda esa, tushayotgan nur va 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 chiqayotganda 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 qo'sh nur sinishini hosil qiladigan kristall yordamida tabiiy nurni 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 deformasiya yoki elektr maydoni (Kerr effekti) ta'sirida hosil bo'lishi mumkin.

Qutblangan nur normal holda kristallga tushganda 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:

$$\delta = (n_0 - n_e)d ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e)d , \quad (11.43)$$

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.

Qutblanish tekisligining aylanishi

Yorug'lik ayrim moddalardan o'tganda, yorug'lik vektori tebranishi tekisligining aylanishi kuzatiladi. Bunday imkoniyatga ega bo'lgan moddalar,

optik aktiv moddalar deb ataladi. Bular – kvarts, shakar eritmasi va boshqalardan iboratdir.

Optik aktiv moddalarda, qutblanish tekisligining burilish burchagi nur bosib o'tgan ℓ yo'lga to'g'ri proporsionaldir. Kristallarda:

$$\varphi = \alpha \ell, \quad (11.44)$$

Eritmalarda esa, qutblanish tekisligining aylanish burchagi eritma konsentratsiyasiga ham bog'liq bo'ladi:

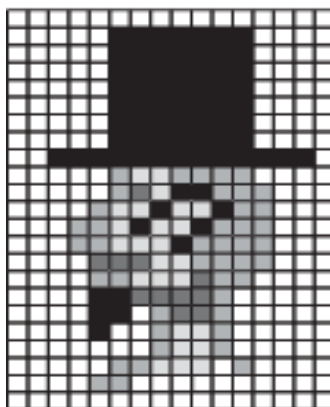
$$\varphi = \alpha c \ell, \quad (11.45)$$

α - ko'effitsiyent qutblanish tekisligining *solishtirma aylanish ko'rsatkichi* deb ataladi va u tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqdir.

Suyuq kristallik displeylar (LCD).

Suyuq kristallik ekranlar qutblanish hodisasiga asoslanib tayyorlanadilar (LCD). LCDlar uyali aloqa apparatlari displeyida, boshqa qo'lda ko'tarib yuriladigan elektron jihozlarida, yupqa panellik kompyuter va televizor ekranlarida ishlatiladi.

Suyuq kristallik displey ko'plab kichik to'rtburchakchalardan, ya'ni piksellardan yoki boshqacha qilib aytganda "sur'at elementlari" dan iborat. Siz ko'radigan sur'at ayrim piksellar yorug', ayrimlari qorong'i va qanday ranglardaligiga bog'liq, 11.43 - rasmda keltirilgan oddiy qora va oq sur'at uchun yasalgan.



11.43 - rasm. Kichik piksellardan yoki kvadratlardan qilingan tasvir namunasi

“Suyuq” kristallar organik material bo‘lib, xona haroratsida shunday holatda uchraydiki, ular na to‘liq qattiq holatda, na to‘liq suyuq holatda bo‘ladi. Ular yopishqoq bo‘lib, ularning molekulalari suyuqlikka xos tartibsiz harakatda bo‘ladi. Ularni qattiq kristallari ba’zida, bir o‘lchamda (1D) tartibli harakatni namoyon qiladi.



11.44 - rasm. Suyuq kristall molekulalari bir yo‘nalishda turishga harakat qilishadi (bir birlariga parallel ko‘rinishda), lekin tartibsiz holatga ega (chap - o‘ng, tepa - past).

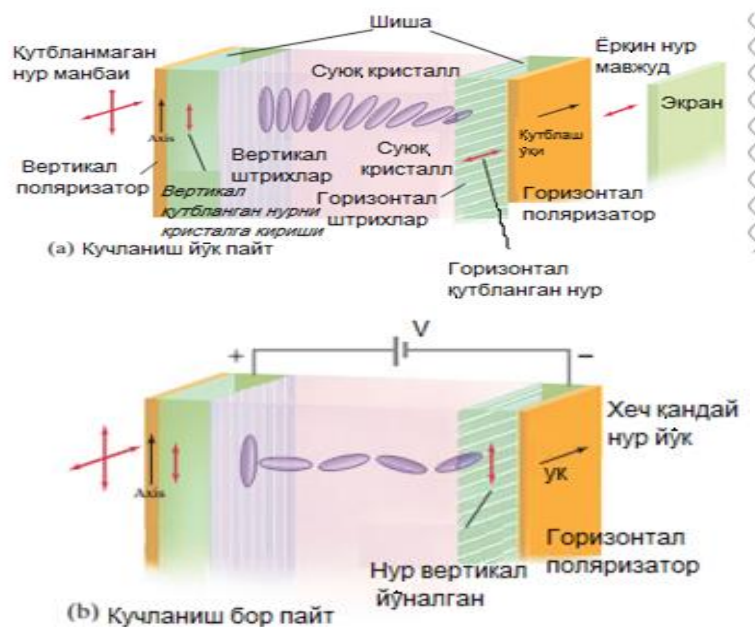
Suyuq kristallar tayoqchasimon qattiq molekulalardan tashkil topgan bo‘lib, bir - birlari bilan sust bog‘langan bo‘ladi va bir - birlariga nisbatan bir yo‘nalishda parallel turishga harakat qilishadi (11.44 - rasm).

Oddiy LCD da har bir piksel (sur‘at 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 molekulalari 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 molekulalari kuchsiz elektr kuchlari orqali bog‘lanib turadilar.

Shisha plastinkalari tashqi yuzalarining har biri ingichka qutblantiruvchi (qutblashni bajaradigan jihoz) plyonkalarga ega, ular ham bir - birlariga nisbatan 90° li burchak ostida bo‘ladilar. Chapdan tushayotgan qutblanmagan nur chiziqli qutblanadi va suyuq kristall molekulalari ushbu qutblanishni tayoqchasimon shaklda saqlab qoladi. Suyuq kristall ichidan nurning o‘tishi vaqtida nurning qutblanish tekisligi molekulalar bilan birgalikda aylanadilar. Nurning qutblanish tekisligi 90° ga aylangan vaqtda ikkinchi polyarizator orasidan o‘tadi, 11.45a - rasm. Kichik LCD piksellari ushbu holatda yorqin tus oladi.

Endi faraz qiling, pikselning har bir shisha plastinkasidagi shaffof elektrodlariga kuchlanish qo'yildi. Tayoqchasimon molekulalar qutbli (yoki elektr maydon ta'sirida ichki zaryadga ega) bo'ladi. Tashqi kuchlanish molekulalarni ketma-ket rostdashga ishlatiladi, va 11.45a - rasmdagi kabi o'ralgan holatda boshqa bo'lmaydi. Tashqi kuchlanish molekulalarni ketma-ket va chapdan o'ngga (shisha plastinkalariga perpendikulyar) rostdashga harakat qiladi, 11.45b - 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 chiqq olmaydi (45b - rasm). Kuchlanish paydo bo'lishi bilan piksellar qora tusga kiradi (ba'zi displeylar teskari sistemani qo'llaydi).



11.45 - rasm. (a) Suyuq kristallning "o'ralgan" shakli. Nurning qutblanish tekisligi 90° ga aylantirilgan va gorizontal polyarizatorga yuborilgan. Faqatgina bir qator molekulalar tasvirlangan. (b) Molekulalar elektr maydon oqibatida tartibsizlanadi.

Qutblanish tekisligi o'zgarmadi, shuning uchun nur gorizontal 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.



11.46 - 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 pikseller qora tusga kiradi va raqamning bir qismini tasvirlaydi. Kuchlanish bo'lmasa, pikseller polyarizatorlar 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 pikseller 3ta subpiksellardan iborat va har biri qizil, yashil va ko'k filtrlar bilan qoplangan (11.47 - rasm).



11.47 - 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 pikseller 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.

Ko'lrang yoki turli yorqin ranglar diapazonini qo'lga kiritish uchun, har bir subpiksel oddiy tarzda yonib o'chmaydi. LCD tuzilishiga qarab bir qancha asbob-uskunalar ishlatiladi. Agar tashqi kuchlanish kichik bo'lsa (*45b - rasm*), molekulalarning tartibsizlanishi kichik bo'ladi, qutblanish vektorini ozgina aylanishiga sabab bo'lib biroz 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.

Issiqlik nurlanishi

Tabiatda nur chiqish hodisalari juda ko'pdir. Nurlanish kimyoviy reaksiya natijasida, gazlardan elektr toki o'tish jarayonida, qattiq jismlarni tezlatilgan elektronlar dastasi bilan bombardimon qilinganda, va nihoyat, jismlar haroratini 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 haroratda vujudga kelib, past haroratlarda infraqizil nur ko'rinishida, yuqori haroratlarda qizg'ish, zarg'aldoq va oq yorug'lik nurlar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi jarayoni jismning harorati bilan muvozanat holatida sodir bo'ladi. Bu holda, jismning harorati 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:

$$1 = \frac{\Phi_q}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_s}{\Phi_0}$$

Bu yerda $\rho = \frac{\Phi_q}{\Phi_0}$ – jismning nur qaytarish ko'effitsiyenti, $a = \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0}$ – nur yutish

ko'effitsiyenti va $D = \frac{\Phi_s}{\Phi_0}$ – nur o'tkazish ko'effitsiyenti deb ataladi.

Shaffof jismlarda, bu ko'effitsiyentlarning yig'indisi 1 ga teng bo'ladi

$$\rho + a + D = 1, \quad (11.46)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa, $D = 0$,

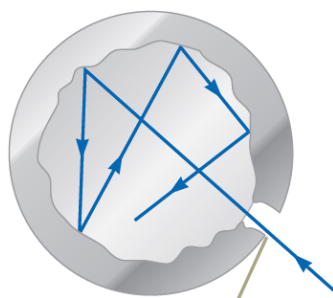
$$\rho + a = 1$$

ga teng bo'ladi. Agarda jismning yutish ko'effitsiyenti 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 (11.48 – rasm).

Agarda $a = 1$ shart bajarilsa, bunday jism *absolyut qora jism* deb ataladi.



11.48 - rasm. Absolyut qora jism modeli

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 haroratsiga va nurlanish chastotasiga bog'liqdir. Nur chiqarish qobiliyati ma'lum bo'lgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_{et} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega, \quad (11.47)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari o'rtasida aniq bog'lanish Kirxgof qonuni deb ataladi: nur chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota va haroratning universal funksiyasidir

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T), \quad (11.48)$$

Absolyut qora jismda $a_{\omega T} = 1$ bo'lgani uchun

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Demak, Kirxgofning 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 haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional, degan xulosaga keldi.

Bolsman bu ishlarni davom etdirib, termodinamik mulohazalarga tayanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani keltirib chiqardi:

$$R_9 = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (11.49)$$

Bu ifoda Stefan-Boltsman qonuni, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2 \text{grad}^4$ esa, Stefan-Bolsman doimiysi deb ataladi.

Stefan-Bolsman qonuni energiyaviy yorituvchanlikni haroratga 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:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (11.50)$$

Bu yerda $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ - chastotaning haroratga nisbatining noma'lum funksiyasidir.

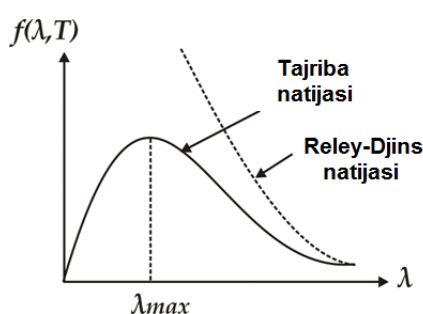
Nurlanish spektri maksimumining to‘lqin uzunligini absolyut haroratga ko‘paytmasi doimiy kattalikdir.

$$\lambda_m \cdot T = b, \quad (11.51)$$

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.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \text{ yoki } f(\nu, T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT, \quad (11.52)$$



11.49 – rasm. Absolyut qora jismning nurlanish spektri

Reley – Jins ifodasi faqat katta to‘lqin uzunliklarida tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to‘lqin uzunliklar uchun mutlaqo zid natijaga olib keladi (11.49 - 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.

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega, \quad (11.50)$$

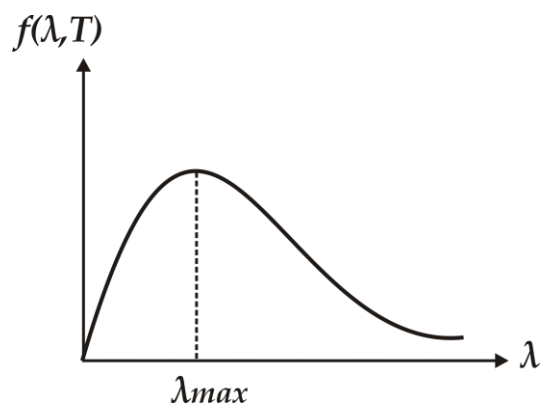
bu yerda $\hbar$ - Plank doimiysi deb ataladi.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34}}{6,28} \approx 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Absolyut qora jismning nurlanishi uchun, Plank ifodasi chastota yoki to‘lqin uzunligiga bog‘liq bo‘lib, quyidagi tenglik bilan ifodalanadi

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \text{ yoki } \varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (11.51)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (11.50 - rasm).



11.50 – rasm. Absolyut qora jism nurlanish spektrining Plank ifodasi
(11.52) – ifodadan Stefan-Boltsman va Vin ifodalarini oson keltirib
chiqarish mumkin.

$$R_{\lambda} = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{4\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4, \quad (11.52)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt} / \text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^4$$

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 haroratli, qizigan jismlarning haroratini oddiy usullar bilan o‘lchab bo‘lmaydi.

Bunday hollarda haroratni ularning nurlanish spektriga qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning haroratini 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 harorati aniqlanadi.

Fotoeffekt

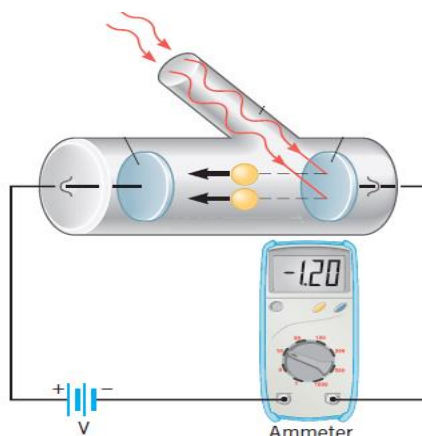
Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishini yorqin tushuntirgan Plank gipotezasi, fotoeffekt hodisasini ham tushunib berishda o'z ifodasini topdi va u kvant nazariyasini shakllantirishda katta ahamiyatga ega bo'ldi.

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 molekulalarda (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 11.51 - rasmda keltirilgan.



11.51 – rasm. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma

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.

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.

Tompson 1898 yilda yorug‘lik ta’sirida chiqadigan zarrachalarning solishtirma zaryadini o‘lchadi va ular elektronlardan iborat ekanligini isbotladi.

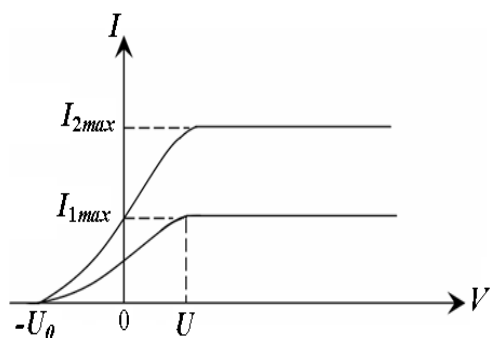
Yarim o‘tkazgich yoki dielektriklarning energetik spektridagi bog‘langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta’sirida elektronlarning o‘tishi - *ichki fotoeffekt* deb ataladi, chunki elektronlar bir energetik holatdan yuqorigi energetik holatlarga o‘tib, moddadan tashqariga chiqmaydilar.

Ikkita yarim o‘tkazgich yoki metall – yarim o‘tkazgich kontaktlarini yorug‘lik bilan yoritilganda foto elektr yurituvchi kuch (*EYuK*) hosil bo‘lish jarayoniga ventilli fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisa quyosh energiyasini to‘g‘ridan - to‘g‘ri elektr energiyasiga aylantirish imkonini yaratib beradi.

11.51 - 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 11.52 - rasmda keltirilgan.

Ikkita elektrod orasidagi kuchlanish tushishi *U* ortishi bilan, boshlanishda fototok asta-sekin ortaboradi, ya’ni katoddan chiqib, anodga yetib boradigan fotoelektronlar soni oshib boradi. Egri chiziqlarning qiyalik qiyofasi katoddan elektronlar har xil tezlikda otilib chiqishini ko‘rsatadi.



11.52 – 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:

$$I_t = en, \quad (11.53)$$

bu yerda n – katodning 1 sekundda chiqargan 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 v_{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:

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_0, \quad (11.54)$$

Har xil katod 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, birlik vaqtda katoddan 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 oshishi 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‘lqin jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug‘lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa s 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 fotoelektronga $m\nu_{\max}^2 / 2$ kinetik energiya berishga sarf bo‘ladi.

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}, \quad (11.55)$$

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 oshishi 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:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (11.56)$$

Ana shu ν_0 chastota berilgan metall uchun *fotoeffektning «qizil chegarasi»* bo'ladi va faqat elektronning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi.

(11.55)-, (11.56)- va (11.57)- ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0), \quad (11.57)$$

Yorug'lik bosimi

Eynshteynning yorug'lik kvantlari to'g'risidagi gipotezasiga asosan, yorug'lik diskret energiya portsiyalari – *fotonlar* sifatida nurlanadi, yutiladi va fazoda tarqaladi.

Foton energiyasi $\varepsilon_0 = h\nu$ ga teng. Foton massasini uning energiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (11.58)$$

Fotonni elementar zarracha deb hisoblasak, c yorug'lik tezligi bilan tarqalishi sababli, turg'un massasini nolga teng, deb hisoblash mumkin.

Fotonning impulsi

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c}, \quad (11.59)$$

ga teng.

Fotonning massasi, impulsi va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi, ν - chastotasi esa, yorug'likning to'lqin xususiyatini belgilaydi.

Foton, agarda impulsiga 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 koeffitsiyentiga 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 $\frac{E_e}{c} = W$ - nurlanish energiyasining *hajmiy zichligi* deb ataladi.

Shuning uchun, yorug'lik sirtga normal tushishida hosil qilgan bosimi

$$P = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = W(1 + \rho), \quad (11.60)$$

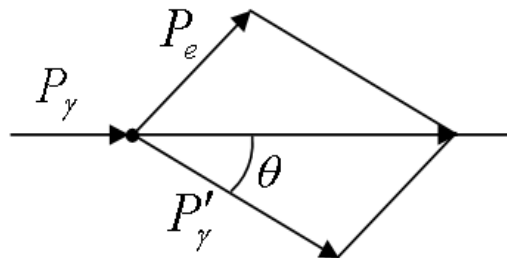
ga teng bo'ladi.

Kompton effekti

1923 yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'liq uzunligi tushayotgan nurlar to'liq uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (11.61)$$

bu yerda λ - tushayotgan rentgen nurining to'liq uzunligi, λ' - sochilgan nurlar to'liq uzunligi, θ - sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (11.53 - rasm) $\lambda_0 = 0,0242 \text{ \AA}$ nurning tabiati va to'liq uzunligiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalikdir.



11.53 – rasm. Fotonni moddaning erkin elektroni bilan to'qnashishi

Ultraqisqa to'liqlik elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'liq uzunligi oshishi 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 impulsi

$$\varepsilon_\gamma = h\nu, \quad P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

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. Sochilayotgan foton energiya va impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon'_\gamma = h\nu' , \quad P'_\gamma = \frac{h\nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi ε'_γ va ν' chastotasi kamaygani uchun, uning to'liq uzunligi λ oshadi. Tinch holatda turgan elektron $p_e = m\nu$ impuls va $W = mc^2$ energiyaga ega bo'lib, elastik to'qnashish hisobiga harakatga keladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h\nu = mc'^2 + h\nu', \quad (11.62)$$

ga ega bo'lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

ga ega bo'lamiz.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ va $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ekanligini hisobga olib

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2}, \quad (11.63)$$

to'liq uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0c} = 0,0242\text{Å}$$

ga tengdir.

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, mikrozarrachalarga, bir tarafdin energiya va

impuls – korpuskulyar xususiyat biriktirilishi bilan, ikkinchi tarafdin ν chastota va λ to‘lqin uzunligi – to‘lqin xususiyati ham biriktiriladi.

Fotonlar uchun korpuskulyar va to‘lqin xususiyatlari quyidagi miqdoriy bog‘lanishga egadirlar:

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda}, \quad (11.64)$$

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 impulsga ega bo‘lgan istalgan zarrachalar

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (11.65)$$

de Broyl tenglamasi bilan aniqlanadigan to‘lqin uzunlikdagi to‘lqin jarayoni bilan taqqoslanadi. Bu nisbat r impulsga 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 sochilganda aniq difraksiyaviy manzarani kuzatdilar, ya’ni elektronlar to‘lqin xususiyatiga ega ekanligini isbotladilar. Difraksiya maksimumlari Vulf-Breg ifodasiga

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin \theta, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (11.66)$$

mos kelib, Breg to‘lqin uzunligi de Broyl ifodasidagi $\lambda = \frac{h}{p}$ to‘lqin uzunligiga juda katta aniqlikda teng keldi.

Keyinchalik tezlatilgan elektronlar dastasi (energiyasi $\approx 50 \text{ keV}$) qalinligi $\sim 1 \text{ mk}$ bo‘lgan metall qog‘ozdan o‘tganda ham difraksiyaviy manzara kuzatildi.

Bu tajribalar elektronlar oqimi yordamida o‘tkazilgani uchun, to‘lqin 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'lg'in 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.

Zarrachalarning to'lg'in xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uni moddaning umumiy xususiyatidir, degan fikrga olib keldi. U holda to'lg'in xususiyati makroskopik jismlar uchun ham o'rinlimi?, nima uchun tajribada kuzatilmaydi?, degan savollar tug'ildi.

Misol uchun massasi 10^{-31} kg bo'lgan zarracha 1 m/s tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (11.66) – ifodaga asosan, de Broyl to'lg'in uzunligi $\lambda = 6,66 \cdot 10^{-32}$ m bo'lish kerak. Bunday to'lg'in uzunlikka ega bo'lgan to'lg'inlar difraksiya hodisasini kuzatish uchun, doimiyliigi $d \cong 10^{-31}$ 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'lg'in tabiatini tasavvur etish, zarracha energiyasi va chastotasining o'zaro bog'liqligi

$$\varepsilon = h \nu \quad (11.67)$$

bilan yanada mustahkamlanadi.

Nazorat savollar

1. Issiqlik nurlanishining xarakteristikasi nimalardan iborat?
2. Absolyut qora jism va Kulrang jism qanday xususiyatlarga ega?
3. Kirxgof qonunini tushuntiring.
4. Stefan-Bolsman qonuni va Reley - Jins qonunining fizik ma'nosi qanday?
5. Yorug'likning kvant nazariyasi. Plank formulasi. Fotoeffekt va uning qonunlarini tushuntiring.
6. Fotonlar energiyasi va impulsi.

12-mavzu. KVANT MEXANIKASINING ELEMENTLARI

Reja

1. Moddaning to'liq xususiyatlari. De-Broyl gipotezasi. Geyzenbergning noaniqlik prinsipi.
2. Shredinger tenglamalari va kvantlash.
3. Atomning magnit xususiyatlari. Atomning orbital va spin magnit momenti.
4. Yadroning magnit momenti. Pauli prinsipi.
5. Mendeleevning kimyoviy elementlar davriy jadvali.

Tayanch so'z va iboralar: kvant mexanikasi, noaniqlik munosabati, Shredenger tenglamasi, kvant sonlari, Pauli prinsipi Yorug'lik tabiatidagi ikkiyoqlamalik, yorug'likning elektromagnit to'liq va kvant tabiati, de-Broyl gipotezasi, zarrachalarning to'liq xususiyati, Devisson va Jermerlar va boshqa olimlarning tajribalari, elektronlar va neytronlar difraksiyasi, Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari, zarrachaning impulsi va koordinatasi unun noaniqliklar munosabatlarni qo'llanish chegarasi, mikrozarra va ehtimollik, to'liq funksiya va mikrozarraning holati, to'liq funksiya va chegaraviy shartlar, Shredingerning vaqtga bog'liq tenglamasi, Laplas operatori, Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi.

Kvant mexanikasi-yangi nazariya

Kvant mexanikasiga asoslangan yangi nazariya katta muvaffaqiyatlarga sabab bo'ldi. U yorug'likning nisbiy spektral chiziqlarini va molekulalarning qanday atomlardan tuzilganligini tushunishimizga yordam beradi. U kvant fizikasi uchun umumiy nazariya bo'lib, elektromagnit to'liq yutuvchi jismlarning atom va molekulalarga ta'sirini o'z ichiga qamrab oladi. Kvant mexanikasi atomlarning mikroskopik olami va yorug'lik bilan uzviy bog'langan.

Ammo bu yangi nazariya makroskopik jismlarda qo'llanilganda, eski klassik qoidalarga bo'ysunishga to'g'ri keladi. Bu bog'liqlik prinsipi kvant mexanikasida to'liq tushuntirib berilgan.

Bu eski fizikaviy qonunlarni endi chetga surib qo'yishimiz kerakligini anglatmaydi, masalan Nyuton qonunlarini. Chunki har kunlik hayotimizda bu qonunlar qo'llash uchun juda oson va ular bizga tushunarli xulosalarni taqdim etadi. Ammo qachon katta tezliklar bilan masalan yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan tezliklarda ish ko'rilganda, nisbiylik nazariyasi qonunlariga bo'ysunishimizga to'g'ri keladi. Atomning kichik olamini o'rganishda esa Kvant mexanikasidan foydalanamiz.

Biz kvant mexanikasining to'liq matematik hisob-kitoblarini qamrab olmasakda, uning nazariyasini va qanday qilib to'lqinlarni hosil qilishini va moddaning tuzilishiga ko'ra uning atomik strukturasini va boshqa xususiyatlarini o'rganib chiqishimiz mumkin.

To'lqin funksiyasi va uning mohiyati. Ikki tirqish tajribasi

Har bir to'lqinning eng muhim tarafi uning uzunligi, tezligi va amplitudasidadir. Masalan elektromagnit to'lqin uchun tezlik u yorqin rangda bo'ladimi yoki turli xil rangda bo'ladimi bemalol aniqlay oladi. Biz yana shuni ko'rdikki fotonlarni o'lchashda tezlik energiya o'lchami hisoblanadi. $E = hf$. Elektromagnit amplitudasi yoki uning joyini almashtirilsa o'sha yerda elektromagnit maydon kuchli bo'ladi.

Broglie formulasiga ko'ra electron, kvant mehanikasiga o'xshagan bo'laklar kuchning to'lqin uzunligiga aloqador ekan. $\lambda = h / p$. Lekin amplitude va joining o'zgartirilishini qanday izohlash mumkin? Elektromagnit to'lqin amplitudasi elektr va magnit maydonlarda hosil bo'ladi, E va B. Kvant mexanikasida esa bu to'lqin funksiyasi deb nomlanadi va ψ belgi bilan belgilanadi. ψ bu belgi to'lqinning yangi turdgi maydon bo'lgan "modda" maydoni yoki moddalar to'lqini deb ataluvchi maydonga joylashuvini ifodalaydi.

ψ shu to'lqin holatini ifodalash uchun biz to'lqin bo'lagi bilan bog'lanish tajribasini o'tqazib ko'rdik.

Biz avvalgi mavzuda tanishganimizdek to'lqinning intensivligi I maydon amplitudasiga proporsional bo'ladi. Biz bu holatni 22 bobda ham ko'rgan edik va buni quyidagicha ifodalaymiz:

$$I \propto E^2$$

Bu yerda E elektr maydon kuchlanganligi. Bundan ko`rinib turibdiki yorug`lik nuri intensivligi fotonlar soni N ga proporsional. Fotonlar qancha ko`p bo`lsa intensivlik ham shuncha ko`p bo`ladi.

$$I \propto E^2 \propto N$$

Bu proporsiya bunday o`zgarishi ham mumkin

$$N \propto E^2$$

Bu yerdagi fotonlar soni (aytaylik kitob varogiga urilgan) elektr maydon kuchiga proporsioanl.

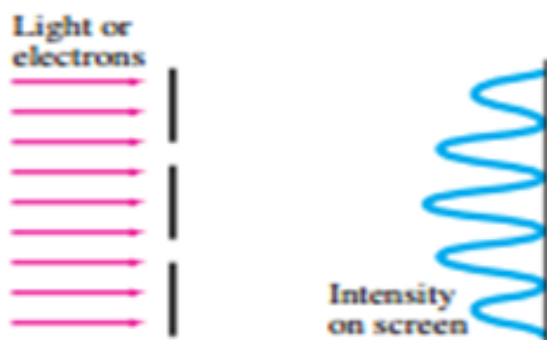
Agar yorug`lik nuri kam bo`lsa, unda fotonlar ham kam uchraydi. Shuning uchun fotograf kamerada tasvir hosil qilish uchun juda kuchsiz yorug`likning fotonlar effektidan foydalanadi. Agar biz mana bu yerda  $N \propto E^2$  bitta foton o`zgartirsak unchalik katta o`zgarish bo`lmaydi. Elektr maydon kuchlanganligining kvadrati E^2 o`sha maydonda foton borligi extimoligini beradi. Qayerda  $E^2$  katta bo`lsa, o`sha yerda foton bo`lish *ehtimoli* kuchli bo`ladi; qayerda  $E^2$  kichik bo`lsa, o`sha yerda extimollik kam bo`ladi.

Biz modda to`lqinlarini 1927 yilda Maks Born aytganidek ifodalashimiz mumkin. (1882-1970). Vaqt o`tgan sari to`lqin funksiyasi  $\psi$  mayonda o`z joyini o`zgartirishi mumkin. Agar ψ bu belgi elektronlarni ifodalasa unda bu belgi tahminiy elektronlar miqdorini belgilaydi.

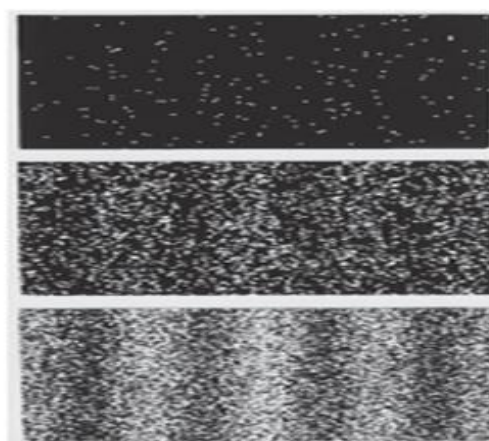
Ikki tirqish tajribasi elektronlarda

Buni yahshilab tushunib olish uchun biz nur va elektronlarda ikki tirqish tajribasini o`tqazib ko`ramiz.

Tasavvur qilin o`lchami o`xshash bo`lgan ikkita tirqishga nur va elektronlarni yo`naltiramiz. 12.1-rasm. Biz bunda yorug`liq nima qilishini Youngning ikki tirqish tajribasida uchratib bo`lgan edik. Interferensiya tasviri oynaning narigi tomonida ko`rinadi. Agar nurlar elektronlar bilan to`lqin orasida joylashsa, ular ham interferensiya namoyon qiladi (12.2-rasm). Agar nur hosil bo`lsa, tasvir ko`zga ko`rinadi yoki plyonka, ekranda aks



12.1-rasm



12.2-rasm

etadi. Elektronlar uchun yaltiroq ekrandan foydalaniladi. Chunki u elektronlarni qizdiradi. Agar elektronlar to`siqqa uchrasa, biz ekranda chaqnashni kuzatishimiz mumkin¹.

Yorug`lik yoki elektronlarning parallel nurlari 2 ta tirqishda sinadi (to`lqin uzunligiga mos keladigan o`lchamda). Interferensiya hodisasi kuzatiladi.

Dastlab ular ko`rinmasligi mumkin, chunki elektron ekranning qayeriga urilganini aytib berolmaymiz. Agar biz tajribani uzoq vaqt davom ettirsak ekranning elektronlar urilgan joyida darcha paydo bo`lib qoladi va biz interferensiya namunasini kuzatamiz. Interferensiya hodisasi to`lqin nazariyasida tushuntiriladi. Biz elektronni aynan ekranning qayeriga urilganini aniq aytib berolmasak ham, ehtimollarni taxmin qilishimiz mumkin (protonlar uchun ham). Ehtimollar biz ko`rganimizdek ψ^2 ga proporsional bo`ladi.  $\psi^2=0$  bo`lsa, interferensiya

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

minimum bo'ladi, ψ^2 ning eng katta qiymatida interferensiya maksimumga erishadi¹.

Interferensiya hodisasi elektronlar yoki protonlar tirqichdan o'tayotganda kuzatiladi. Shuning uchun ham elektronlarning to'qnashuvi yuzaga kelganda ham interferensiya oshmaydi. Bu xuddi elektron bir vaqtda ikkita tirqichdan o'tgandek tuyiladi. Bu bo'lishi mumkin bo'lgan holat chunki elektron aniq bir bo'lak emas. U to'liqsifat bo'lganligi uchun ikkala tirqichdan bir vaqtda o'tishi mumkin. Agar biz bitta tirqichni yopib qo'ysak elektron narigisidan o'tganini bilamiz, agar ikkinchi tirqichni ham yopib qo'ysak interferensiya hodisasi kuzatilmaganiga guvoh bo'lamiz. Uni o'rniga ekranda tirqichlar ostida 2 ta yorug' yuzani ko'rishimiz mumkin (difraksion panjaralar).

Agar ikkala tirqich ham ochiq bo'lsa, ekran interferensiya tasvirini huddi elektron ikkala tirqichdan to'liqin singari o'tgandek qilib ko'rsatadi. Ammo ikkala elektron ham modda singari ekranda kichik dog' qoldiradi.

Biz shuni xulosa qilishimiz mumkinki, agar biz elektronlarni va boshqa jismlarni to'liqin sifatida qarasak ψ - to'liqin amplitudasini bildiradi. Agar ularni jism sifatida qarasak, ularni taxminiy asoslariga tayanishimiz mumkin. ψ^2 - bizga berilgan nuqtada elektronni aniqlashga xizmat qiladi. Biz bir vaqtda bitta yuzadan o'tgan elektronning izini aniqlaymiz¹.

Yungni elektronlar orqali qilgan ikki tirqishli tajribasida dastlab kamroq elektronlar bilan amalga oshirilgan tajribada interferensiyani kuzatib bo'lmaydi(yuqoridagi rasm), ammo ko'proq elektronlar bilan (12.2-rasm) ikki tirqich tajribasida interferensiya hodisasi kuzatiladi¹.

Geyzenberg noaniqlik prinsipi

Har qanday o'lchov paydo bo'lgandan so'ng unda qandaydir noaniqlik bo'ladi. Masalan, siz stolning aniq o'lchamini olaolmaysiz. Hattoki 1mm bilan belgilangan

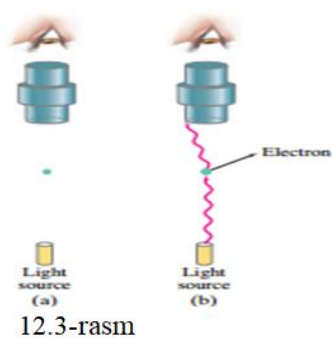
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

tayoqchada ham $\frac{1}{2}$ mm kam bo'ladi. Faqatgina aniq moslamalar aniq javob bera oladi. Lekin ba'zi hollarda shunchalik aniq o'lchaydigan asboblarda ham qandaydir kamchilik bo'ladi. O'ylaymizki ko'pincha aniqroq o'lchaydigan moslamalarda o'lchash orqali ham biz unchalik kata farqqa ega bo'lmaymiz.

Lekin kvant mexanikasiga ko'ra har bir o'lchovningo'z chegarasi bor. Bu moslama qanday yaxshi yasalganidamas balki uning qanday o'ziga xos jihati borligida. Bu ikki factor natijasida yuzaga keladi: to'lqin orqali bog'lanish, o'rganilayotgan va o'rganilgan moslamalar o'rtasidagi bog'liqlik. Keling buni batafsil ko'rib chiqamiz¹.

Biror predmetni qimirlatmasdan o'lchamini olish mumkin emas. Tasavvur qiling qorong'u xonada yo'qolgan ping-pong koptogini qidiraysiz. Siz uni qo'lingiz yoki tayoq bilan, yoki uni ko'rish uchun fonardan foydalanasiz. Siz koptokni qo'lingiz bilan qidirganingizda uni ushlash orqali topishingiz mumkin lekin siz uni itarib yuborishingiz ham mumkin. Va siz uning kelajakdagi harakatini bilmay qolasiz. Agar siz ping-pong koptogini ko'rish uchun uni fonar bilan qidirsangiz unda kamida bitta foton ajralib chiqib, uning soyasini sizga yoki o'sha qidirayotgan moslamaga ko'rsatadi. Qachonki foton doimiy hajmdagi predmetga tegsa u predmetning holatini sezilmaydigan darajada o'zgartiradi xolos. Lekin foton elektron kabi ingichka predmetga tegib ketsa u elektronning holatini bir lahzada umuman kutilmagan yo'nalishga o'zgartirib yuboradi. Bu harakat bizga predmetning kelajakdagi holatini aniqlashga yordam beradi.



Keling endi ikki taraflama to'lqin qayerdan kelishini ko'ramiz. Tasavvur qiling biz predmet holatini o'lchaydigan tajribamizni foton bilan elektron deb ataymiz. 12.3-rasm. (Agar biz elektron mikroskopdan foydalansak ham isbot o'xshash bo'ladi.) Predmet diffraksiya natijasida yuzaga keladigan uzun to'lqinlar

radiatsiyasida aniq ko`rinadi. Agar biz moddaning aniq holatini bilmoqchi bo`lsak biz qisqa to`lqinlar uzunligidan foydalanishimiz kerak. Lekin qisqa to`lqinlar uzunligi uchun bizga kata tezlik va yuqori kuch kerak bo`ladi ( $p = h/\lambda$ ); fotonlarda qanchalik kuch katta bo`lsa ular predmetga urilganda shunchalik katta kuch beradi. Agar biz to`lqinlar uzunligida fotonlarda kam kuch bilan foydalansak bu uncha yaxshi natija bermaydi. Lekin uzoq davom etadigan to`lqinlar uzunligidan biz kamroq natija olganimiz sababli predmetning holati haqida aniq ma`lumot ololmaymiz. Bu harakat elektronning kuchi va tezligi haqidagi ishonchsizlik jarayonidir¹.

Elektronni kuzatish uchun kuchli yorug`lik mikroskopidan foydalanish tajribasi fikr yuritilgan. Bunda kamida bitta foton elektrondan ajrab chiqadi (unga qanchadir miqdorda impuls bergan holda) va mikroskopga kiradi.

Bu Geyzenberg tomonidan 1927 e`lon qilingan noaniqlik prinsipining asosi edi.

Biz noaniqlik magnitudasini taxminiy sonlar orqali hisob kitob qilishimiz mumkin. Agar biz yengil to`lqinlar uzunligi  $\lambda$  dan foydalansak, o`lchov holati taxminan λ ga teng boladi. Bunda ishonchsizli o`lchami  $\Delta x$  taxminan  $\Delta x \approx \lambda$  ga teng bo`ladi.

Biz predmetni bitta foton orqali ham qidirishimiz mumkin. Fotonda esa kuch bor $p_x \approx h/\lambda$. Foton bizning predmetga kelib urilganda u o`zining qisman yoki barcha kuchini predmetga beradi. 12.3-rasm. Va nihoyat so`nggi x kuchning miqdori aniq emas

$$\Delta p_x \approx \frac{h}{\lambda}$$

va biz unga qancha kuch ketishini bilmaymiz. Bu noaniqlik o`lchami esa quyidagicha

$$(\Delta x)(\Delta p_x) \approx (\lambda) \left(\frac{h}{\lambda} \right) \approx h$$

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

Noaniqlik bundan ham yuqori bo'lishi mumkin, bu apparat va fotonlar miqdoriga bog'liq. Eng extiyotkor matematik hisoblashgina ishonchsizlik natijasini chiqarishi mumkin¹.

$$(\Delta x)(\Delta p_x) \geq \frac{h}{2\pi} \quad (12.1)$$

Bu Geyzenberg prinsipining matematik isboti yoki baʼzida buni ikkilanish prinsipi deb ham nomlashadi. Bu shuni anglatadiki demak biz bir vaqtning oʻzida predmetning holati va kuchini oʻlchay olmaymiz. Birinchi boʻlib biz holatni oʻlchashga harakat qilamiz va bunda Δx kichkina, va katta noaniqlik Δp_x kuchda boʻladi. Agar biz kuchni diqqat bilan oʻrganadigan boʻlsak unda holatdagi noaniqlik darajasi ortadi. Noaniqlik bu bitta oʻlchamga bogʻliq holat emas. Masalan prinsipda biz obyektning aniq bir holatini oʻrganishimiz mumkin. Lekin bu holatda uning kuchi nomalumligicha qoladi. Demak biz br tarafdin predmetning holatini bemalol bila olar ekanmiz va uning kuchi haqidagi maʼlumot esa nomalum bolib qolar ekan¹.

Misol. Yana boshqa bir noaniqlik prinsipiga biz energiya va vaqtni korsatamiz va uni quyidagicha tekshirib koʻramiz. Predmetning noaniqlik holati quyidagicha $\Delta x \approx \lambda$ Foton tezligini esa c bilan oʻlchaymiz va u ketqazgan vaqt esa $\Delta t \approx \Delta x / c \approx \lambda / c$. Holat noaniqligi uchun ketgan vaqt quyidagiga teng.

$$\Delta t \approx \frac{\lambda}{c} \quad \text{Foton bizga bir qancha yoki barcha energiyasi } (E = hf = hc / \lambda) \text{ ni}$$

joʻnatar ekan bizning predmetning noaniqlik energiyasi quyidagicha boʻladi.

$$\Delta E \approx \frac{hc}{\lambda}$$

Bu ikkita noaniqlik natijasi esa quyidagicha

$$(\Delta E)(\Delta t) \approx \left(\frac{hc}{\lambda} \right) \left(\frac{\lambda}{c} \right) \approx h$$

Eng aniq hisob kitob esa mana bu

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

$$(\Delta E)(\Delta t) \geq \frac{h}{2\pi} \quad (12.2)$$

Bu noaniqlik prinsipi formulasi bizga shuni aytadiki, ya'ni predmet energiyasi ΔE vaqt miqdoriga nisbatan o'lchab bo'linmaydi.

$$\Delta t \approx h / (2\pi \Delta E)$$

Miqdor $(h / 2\pi)$ kvant mexanikasida ko'p uchraydi va u $\hbar$ harfi bilan belgilanadi.

Bu

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{2\pi} = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Shu eslatmadan foydalanib biz 12.1 va 12.2 rasmdagi noaniqlik prinsipini quyidagicha keltiramiz

$$(\Delta x)(\Delta p_x) \geq \hbar \quad \text{va} \quad (\Delta E)(\Delta t) \geq \hbar$$

Biz elektron bo'lak bo'lganda uning kuchi va holati haqida suhbatlashdik. Lekin u oddiygina bo'lak emas. Noaniqlik prinsipining bizga beradigan asosiy tushunchasi shundan iboratki, agar biz elektronni partide sifatida qabul qilsak, oddiy nuqtai nazarda bir qancha cheklovlar bo'ladi. Joylashuvi va tezligi bir vaqtda noaniq bo'ladi va hattoki elektron o'z aniq pozitsiyasi va momentiga ega bo'lmaydi. Shu bilan birgalikda energiyaning qiymati ham noaniq bo'ladi va ΔE energiyada vaqtlar oralig'i $\Delta t \approx \hbar / \Delta E$

Plankning undosh h harfi kichkina bo'lganligi uchun biz uni makroskopik yo'l biln hisoblay olmaymiz. Lekin ular atom hajmida bo'lsa unda noaniqlik darajasi sezilarli. Jismlar atomlari nuklon va elektronlardan tarkib topgan holatda tabiatning biz bilgan barcha qonuniyatlariga hamohang bo'ladi. Noaniqlik prinsipi bizga kvant mexanikasining xususiyatini aniqroq yoritib beradi. Shuning uchun ham u falsafiy tadqiqotlarda tez-tez qo'llaniladi¹.

Misol. Elektronning noaniqlik joylashuvi.

Elektron $v = 1.10 \times 10^6 \text{ m/s}$ tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilyapti, 0.10% aniqlikda. Maksimum aniqlikdagi pozitsiyani toping.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

Berilishi: $p = mv$ moment va noaniqlik $\Delta p = 0.0010p$

Noaniqlik prinsipi bizga eng kichik noaniqlikda Δx ni bir xil ishoradagi qiymatini aniqlab beradi.

Yechish. Elektronning momenti:

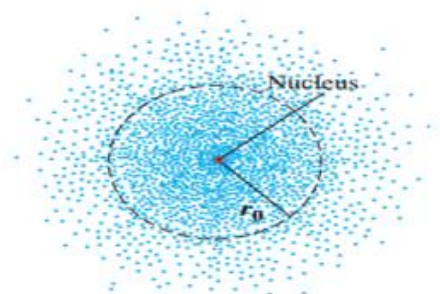
$$p = mv = (9.11 \times 10^{-31} \text{ kg})(1.10 \times 10^6 \text{ m/s}) = 1.00 \times 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

Momentning noaniqlik koefitsiyenti 0.10% yoki $\Delta p = 1.0 \times 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$ gat eng. Bu prinsipdan biz Δx ning qiymatini topib olamiz¹:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{1.055 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{1.0 \times 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m/s}} = 1.1 \times 10^{-7} \text{ m}$$

Atomlarning kvant-mexanik ko'rinishi

Bu bobning boshlanishida, biz Borning atomic tuzilish modelining cheklash tomonlarini muhokama qildik. Endi esa biz eski Bohr modelidan ko'ra ancha mukammalroq bo'lgan atomning kvant-mexanik nazaryasi ko'rib chiqamiz. Garchi Bor model tabiatining aniq ta'rifi sifatida rad etilgan bo'lsada, shunga qaramay, kvant mexaniklari eski nazaryaning ma'lum ko'rinishlarini qayta tasdiqlaydi, masalan, atomdagi elektronlar ma'lum energiyaning faqat tarqoq holatlardagina mavjud bo'ladi, va yana qancha electron bir holatdan boshqasiga o'tganda, yorug'lik phatonlari tarqatiladi (yoki sindiriladi). Ammo kvant mexanikasi ancha chuqurroq nazaryadir and bu nazariya bizni atomning turli boshqa ko'rinishlari bilan ta'minlab kelgan. Kvant mexanikasiga ko'ra, elektronlar Bohr modeli



12.4-rasm

o'qidek aniq yumaloq arbitalar (faoliyat doirasining ko'lamida) mavjud bo'lmaydi. Elektronlarni biz o'zini to'liqin mavjli tabiati tufayli fazoga bulutdek yoyiladi deb o'ylashimiz mumkin. Elektron bulutning o'lchami va shakli bir atomning berilgan holatiga ko'ra hisoblanishi mumkin. Vadarod atomidagi yer qatlami uchun, elektronlar buluti 12.4-rasmda

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

ko'rsatilgandek, sharga o'xshash simmetrikdir. Yuqori zichlikdagi elektron blut atomning o'lchamiga ishora qiladi. Ammo bulutda aniq chegara bo'lmasligi mumkunligi sababli, atomlarda ham muayyan chegara yoki aniq o'lcham mavjud emas. Biz keyinchalik bu bobda ko'ramizki, hamma elektron blutlar ham sharsimon shakilga ega emas¹.

12.4-rasm. Vodorod atomining qobig'i uchun elektron buluti yoki "ehtimollik taqsimoti". Nuqtalar har bir nuqtada paydo bo'lgan elektronlarni bildiradi. Agar ular bir-biriga qanchalik yaqin bo'lsa, u yerda shuncha ko'p elektron mavjud (zich holat). Aylana radiusi Bor radiusi deb yuritiladi va r_0 bilan belgilanadi.

Elektron blut yo parcha yoki to'liqinsimon ko'rinish deb tajriba qilinishi mumkin. Yodingizda tutingki, parcha deganda biz ma'lum (fazoda) joyda tarqalishi cheklanadigon bir narsani tushunamiz va u har qanday qisqa vaqtda aniq joyga ega. Bunga qarama-qarshi ravishda, to'liqin fazoda yoyiladi. 12.4-rasmdegidek fazoda yoyiladigon elektron blut elektronlarning to'liqinsimon taniati natijasidir. Elektron bulutlar bo'lak uchun extimollik taqsimoti (yoki ehtimollik zichligi). Biz elektron harakatlanadigon yo'lakni oldindan aytib bera olmaymniz (uni bo'lak deb o'ylab). O'zining joyining o'chamizdan kegin biz u keyinroq qayereda bo'lishligini aniq aytib bera olmiymiz. Biz faqat gina elektron turli nuqtalarda topolishligi extimolini xisoblab ko'rishimiz mumkin agar siz vadarot atomidagi elektroning joylanish orni 500 turli o'lchamlar qilishimiz zarur bo'lsa, ko'plab natijalar extimoli yuqori bo'lgan nuqtalarda elektronlarda korsatadi.(12.4-rasmdegi qora rangli hudud). O faqat gina elektronlar elektrolitik pas bolgan joylarda onda sonda topilishi mumkin elektron blut yoki extimolik taqsimoti uzoqlar joylarda kichrayadi ammo hich qachon 0 darajaga tushib qolmaydi. Shunday qilib kvant mexanik shuni anglatadiki, atom ko'p hollarda bo'sh faza emas, koinotda haqiqatdan bo'sh joy yo'q¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

Vodorod atomining kvant mexanikasi. Kvant sonlar.

Hozir biz vadarod atomi haqida bizga ma'lumot beradigon kvant mexanikada ancha yaqindan nazar tashlaymiz biz bu yerda aytayotganlarimizning ko'pi keying bo'limda muhokama qilanadigon murakkab roq atomga nisbatan qollaniladi¹.

Kvant mexanikasi Bohr nikiga qaraganda ancha o'tkir va omadli nazaryadir shunga qaramay, ular bir necha detallarda o'zaro kelishishadi (fikirlarni ma'qullashadi) kvant mexanikasi Bor modeli qilganidek vadarod atomi uchun bir hil asosiy energiya darajalarini bashorat qiladi, bu

$$E_n = -\frac{13.6eV}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

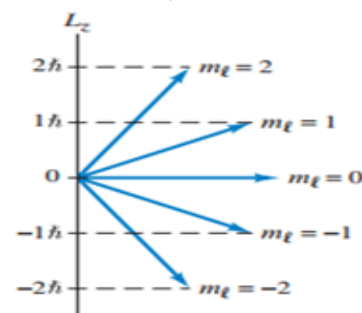
Bu yerda n butun son. Bor modelida faqatgina bitta kvart son n mavjud edi . Kvant mexanikasida esa, atomdagi har bir holatni aniqlash uchun 4 xil kvant sonlar kerak bo'ladi¹.

1. Bor modelidan topilgan n kvant soni kvant mexanikasida xam topiladi va asosiy kvant soni deb nomlanadi. U 1 dan cheksizgacha har qanday butun son qiymatiga ega bo'lishi mumkin. Biz yuqorida ko'rganimizdek, vadorod atomining umumiy energiya holati n ga bo'g'liq.

2. Orbital kvant soni, ℓ , elektronni harakatga keltiruvchi kuchining kattaligiga bo'g'liq; ℓ 0 dan $(n-1)$ gacha butun son qiymatlarini olishi mumkin $n=1$ yer holati uchun, ℓ faqat gina 0 ga teng bo'lishi mumkin. $n=3$ uchun, ℓ 0.1 yoki 2 bolishi mumkin burchakli harakat miqdorining asli kattaligi L ℓ kvant soniga bo'g'liq;

$$L = \sqrt{\ell(\ell + 1)}\hbar$$

Bu yerda $\hbar = h/2\pi$ gat eng bo'ladi ℓ ning qiymati vadarot atmomidagi umumiy energiyaga deyarli hech qanday tasir etmaydi; faqagina n sezilarli masofaga ta'sir qiladi



12.5-rasm

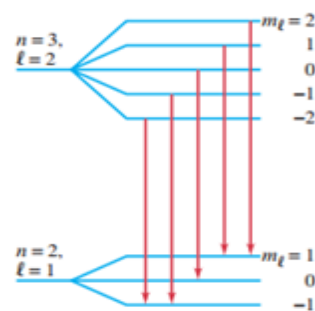
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

(ammo quydagi strukturani ko'ring) ikki yoki ko'proq elektronlarga ega atomlarga, energiya ko'rib turganimizdek ℓ ga xam n ga xam bog'liq.

$l=2$ bo'lgan burchakli momentdagi kvantlashish (L ning qiymati $L=\sqrt{6} \hbar$) (12.1)

Magnit kvant soni, m_ℓ elektrnlarning burchakli momentining yo'nalishiga bog'liq bo'ladi va u $-\ell$ dan $+\ell$ gacha butun qiymatlar qabul qiladi. Masalan, $\ell = 2$ bo'lganda m_ℓ -2, -1, 0, 1, 2 qiymatlarni qabul qiladi.

Moment vektor kattalik bo'lganligi uchun uning qiymati va yo'nalishining kvantlashuvi kutilmagan hodisa deb qaraladi. 12.5-rasm. $\ell = 2$ da 5 ta turli yo'nalishlar keltirilgan. $\vec{L}$ dagi chegara ko'pincha bo'shliq kvantlashuvi deb yuritiladi. Kvant



12.6-rasm

mexanikasida burchakli momentning yo'nalishi Z o'qi bo'ylab qiymat berish orqali aniqlanadi. L_z , m_ℓ ga quyidagi formula orqali bog'langan¹

$$L_z = m_\ell \hbar$$

L_x va L_y ning qiymatlari har doim ham aniq bo'lmagan. m_ℓ ning qiymati teoremadan kelib chiqmagan, balki tajriba orqali aniqlangan. U gaz qaytaruvchi naychani magnit maydonga joylashtirganda, spektr chiziqlari juda ham yaqin joylashgan chiziqlar orqali o'tishidan aniqlangan. Bu hodisa Ziman effekti deb tushuntiriladi va energiya sathining o'zgarishini talab qiladi (12.6-rasm). Chunki borliq energiyasi nafaqat n ga balki magnit maydon ta'sir etganda m_ℓ ga ham bog'liq bo'ladi¹.

Energiya sarflari. Qachon magnit maydon ta'sir qilganda, $n=3$, $l=2$ dagi energiya 5 ta alohida sathga bo'linadi. n (-2, -1, 0, +1, +2) ning 5 ta qiymatiga mos kelgan holda $n=2$ $l=1$ holatda 3 ta sathga bo'linadi (-1, 0, +1). Sathlar orasida o'zgarish kutiladi (hamma o'zgarishlar ko'rsatilmagan). Ko'plab yorqin chastotali protonlar bilan birgalikda yuz beradi (Ziman effekti). (4) Va nihoyat, u yerda spin kvant soni

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

bo'lib, m_s uchun elektron bor yo'g'i 2 ta qiymat qabul qiladi, $m_s = +\frac{1}{2}$ va $m_s = -\frac{1}{2}$. P. A. M. Dirak kvant sonining mavjudligini relativistik effek deb tushuntirgan va u Shredingerning haqiqiy to'qin teoremasidan kelib chiqmagan ya'ni n , ℓ va m_ℓ lar. Birinchi kerakli m_s tajribadan topilgan. Vodorodning spektr chiziqlarini o'rganish shuni ko'rsatdiki, magnit maydon ta'sir etmaganda ham ularning har biri bir-biriga juda yaqin joylashgan 2 yoki undan ortiq yo'l-yo'l chiziqlardan iborat bo'ladi. Bu yupqa energiya sathlari burchak momentiga bog'liq holda elektronning sakrab chiqishidan hosil bo'lagan. Elektron ham huddi yer quyosh orbitasi bo'ylab aylangani singari atom bo'ylab harakat qiladi. Ajrab chiqqan elektronning mayda zarrasining ta'siri magnit maydon bilan orbita zaryadi orqali ta'sirlashadi va kutilgan kichik energiya sarfiga ega bo'ladi. Bugun biz ajrab chiqqan elektronning suratini to'g'ri deb qabul qilmaymiz. Hattoki elektronni doimiy jism sifatida qaramaymiz. Eng muhimi shundaki elektronning o'zini ichki xususiyatlariga ko'ra burchakli kvant deb yuritiladigan 2 ta qobig'i bo'ladi va biz uni sakrash deb yuritamiz. m_s ning 2 xil qiymatlarini burchakli momentning yo'nalishiga ko'ra $m_s = \left(+\frac{1}{2} \text{ va } -\frac{1}{2}\right)$ elektron chiqishi yoki tushishini bildiradi¹.

Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi

Shredinger tenglamasi Nyuton va Maksvell tenglamalariga o'xshab, tayyor holda isbotsiz qabul qilinadi:

$$-\frac{\hbar^2}{m}\Delta\psi + U(x,y,z,t)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (12.2)$$

bu yerda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; $\hbar$ - Plank doimiysi. m -zarrachaning massasi. $\Delta\psi$ - quyidagi ifodaga teng:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 804-813-betlar.

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$$

Δ -belgi Laplas operatori yoki laplasiyan deyilib, koordinatalardan olingan ikkinchi tartibli xususiy hosilani bildiradi:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

i- kompleks son, $U(x,y,z,t)$ -zarrachaning potentsial energiyasi.

(12.2) tenglama Shredingerning umumiy tenglamasi yoki vaqtga bog'liq tenglamasi deb yuritiladi. Shredinger tenglamasidan olingan natijalarni tajribada tasdiqlanishi, uni tabiatning muhim qonunlaridan biri ekanligini isbotlaydi. (12.2) tenglama yorug'lik tezligiga nisbatan bir muncha kichik tezlik bilan harakatlanuvchi har qanday mikrozarra uchun to'g'ridir. (12.2) tenglama yuqorida to'liq funksiyasiga qo'yilgan chegara shartlarni (tugal, bir qiymatli va uzluksiz) qanoatlantirish bilan birga to'liq funktsiyadan olingan xususiy xosila uzluksiz, to'liq funktsiyaning kvadrati $|\psi|^2$ - integralanuvchi bo'lishi kerak.

5. Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi. Statsionar holatlar

Ko'pincha Shredinger tenglamasi sodda ko'rinishga keltiriladi. ψ va U ni vaqtga bog'liqligi xisobga olinmaydi. Xaqiqatan ham zarra doimiy maydonda harakat qilayotgan bo'lsa, $U(x, y, z, t)$ funktsiya vaqtga bog'liq bo'lmasdan, potentsial energiya o'zini ifodalaydi. Bu holda Shredinger tenglamasining yechimini ikkita funktsiyani ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin. Birinchi funktsiya faqat koordinatga bog'liq bo'lsa, ikkinchi funktsiya faqat vaqtga bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$\psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \quad (12.3)$$

bu erda E - zarrachani to'liq energiyasi bo'lib, u turg'un maydonda doimiydir.

(12.3) ni (12.2) ga qo'yib, quyidagi ifodani xosil qilamiz:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \Delta \Psi + U \Psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} = i\hbar \left(\frac{E}{\hbar}\right) \Psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}$$

Yuqoridagi tenglamani $e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}$ ifodaga bo'lib, ma'lum o'zgartirishlar qilib, ψ funksiyani aniqlovchi tenglama hosil qilamiz:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (12.4)$$

(12.4) ko'rinishdagi tenglama Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi deyiladi. Kvant mexanikasining ko'p masalalarini yechishda shu (12.4) tenglamadan foydalaniladi. Biz ham ayrim masalalarni yechishdagi shu tenglamaning tadbirlarini ko'rib chiqamiz. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, Shredinger tenglamasiga o'xshash tenglamalar har doim ham yechimga ega bo'lavermaydi. U faqat energiyaning ma'lum bir aniq qiymatidagina xususiy yechimga ega bo'ladi. Topilgan E energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo'lishi mumkin.

Nazorat savollari

1. Noaniqlik munosabati.
2. Shredenger tenglamasi.
3. To'liq funksiyasi.

13-mavzu. ATOM TUZILISHI VA UNI XUSUSIYATLARI

Reja

1. Atom tuzilishi. Atom va molekulalarning kvant mexanikasi. Kvant soni.
2. Vodorod atomi uchun Bor nazariyasi. Vodorodsimon atomlarning spektrlari.
3. Energetik sathlar. Bor postulatlar. Frank va Gers tajribasi.
4. Spin to'g'risida tushuncha.

Tayanch soʻz va iboralar: *Yadro, proton, neytron, massa soni bogʻlanish energiyasi, radioaktivlik, radioaktiv nurlar, fotoemulsiya usuli, Vilson kamerasi, Geyger-Meyuller schetchigi, atom yadrosi, energiya, neytron, zarra, ekzoenergetik, endoenergetik, reaksiya, zanjir reaksiya, reaktor, ogʻir yadro, yengil yadro, deyteriy, tritiy, yadroviy sintez, neytron, izotop, zarra, antizarra, antiproton, nepton, mezon, simmetrik, antisimmetrik.*

Yadroning tuzilishi va hususiyatlari

Fiziklar uchun agar yadroning tuzilishi mavjud bo'lsa u qanday? degan muammo muhim savolardan biri bo'lgan. 1930 yilgacha yadroning modeli o'rganalib rivojlantirildi. Ushbu modelda ko'ra yadro ikki xil zarraga ega: protonlar va neytronlar. Bu "Zarralar" ham o'zining hususiyatlariga ega, ammo qulaylik uchun biz ularni shunchaki zarralar deb ataymiz. Proton musbat zaryadga ega ($e = +1.60 \cdot 10^{-19} \text{C}$, elektron bina bir xil xajmga ega) va uning massasi:

$$m_p = 1.67262 \cdot 10^{-27} \text{kg}$$

1932 yilda Ingliz fiziki James Chadrik tomonidan neytronning borligi aniqlangan va u o'z nomidan kelib chiqib holda elektr jihatdan neytral. Uning massasi proton massasidan biroz kattoroq¹.

$$m_n = 1.67493 \cdot 10^{-27} \text{kg}$$

Bu ikki yadroning tarkibiy qismi, neytron va protonlar birgalikda nuklonlar deb ataladi. Garchi normal vodorod yadrosi bitta protondan tashkil topgan bo'lsada, boshqa barcha elementlarning yadrolari ikkala zarra proton va neytronlardan tashkil topgan. Yadrodagi protonlar soni atom nomeri deb nomlanadi va Z harfi

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

bilan belgilanadi. Nuklonlar (proton va neytronlar) ning umumiy soni A harfi bilan belgilanadi va atom massa nomeri yoki oddiy qilib massa soni deb nomladi. Bu nom yadroning massasi bitta nuklonning massasiga teng bo'lganligidan ishlatiladi, 7ta proton va 8ta neytroni bo'lgan *nuklid* quyidagicha $Z=7$ va $A=15$. Neytronlar soni N quyidagicha $N=A-Z$. Berilgan *nuklidni* belgilash uchun bizga A va Z berilishi lozim. Quyidagicha maxsus belgilashdan foydalanamiz¹.



bu yerda X elementning kimyoviy belgisi (A isovoga yoki dauriy jadvalga qarang), A atomning massa nomeri va Z esa atom nomeri. Misol uchun ${}^{15}_7N$ —bu azot yadrosi 7ta proton va 8ta neytrondan jami 15 nuklondan tashkil topgan. Neytral atomda, yadro orbitasidagi elektronlar soni atom nomeriga teng bo'ladi. Atomning asosiy xususiyatlari va qanday qilib boshqa atomlar bilan ta'sirlashishi elektronlarning soni bilan bog'liq¹.

Bundan buyon Z atomning turini ifodalaydi: ulerod, kislorod, oltin va boshqalar. Yuqorida takidlanganidek ikkala atom nomeri Z va yadroning belgisini aniqlash keraksiz. Agar yadro azot bolsa biz bilamizki $Z=7$. Z ijodasi bazan tushib qoladi va ${}^{15}_7N$ oddiygina $15N$ deb yoziladi va Azot 15 deb o'qiladi. Bazibir atomlar uchun, yadroda turni sondagi neytronlar va aksincha bir xil sondagi protonlar mavjud bo'ladi. Misol uchun uglerod yadrosida doim 6ta protonlar mavjud, ammo 5,6,7,8,9,10 ta neytronlar bo'lishi mumkin. Bir xil sondagi protonlar - izotoplar deyiladi. Bular ko'pincha ${}^{11}_6C$, ${}^{12}_6C$, ${}^{13}_6C$, ${}^{14}_6C$, ${}^{15}_6C$ va ${}^{16}_6C$ bo'ladi. Masalan yerdagi mavjud tabiiy uglerodning 98.9% foizini ${}^{12}_6C$ izotopi tashkil etadi va taqriban 1.1 % protsentidan iborat¹.

Bu ko'rsatkich tabiat boyligi sanaladi: Hattoki vodorod izotoplari 99.99% (natural) tabiiy vodorod, oddiy proton huddi yadrodagidir va shunidek $2H$ - deyteriy va $3H$ tritiy izotoplarir mavjid (yadrosiz hari biri deytron va triton deb

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

ataladi). Tabiatda uchramaydigan ko'plab izotoplar yadro reaksiyalari bilan laboratoriyada olinadi. Ayniqsa barcha elementar jumladan uzan ($z > 92$) tabiatda uchramaydi va ular laboratoriyalarda olinadi, yadroning taxminiy o'lchami Rezerford tomonidan sochilib yotgan zaryadlangan zarrachalarni yupqa metal folgadan otkazib aniqlangan. Yadroning aniq o'lchami haqida biz biroz gap aytalmaymiz, sababi to'lqin - zarra dualizmi. Shunga qaramay yuqori tezlikdagi elektronlarni (yadrodan chiqayotgan) saralab o'tkazish orqali o'lcham tushunchasini kiritsek bo'ladi. Taxminiy formulaga ko'ra, u yadroning betarli 6 sferik ko'rinishi A ga nisbatan ortib berayotgan radiusidan topiladi¹.

$$Z = (1.2 \cdot 10^{-15} \text{ m}) (A^{\frac{1}{3}}) \quad (13.1)$$

Sferaning hajmi $V = \frac{4}{3} \pi R^3$ ligidan ko'rishimiz mumkinki yadroning hajmi taxminan nuklonlar soniga proporsionaldir, $V \propto A$ (chunki $(A^{\frac{1}{3}} \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot A^{\frac{1}{3}}) = A$). Bu biz kutgan narsa bolardi. Agar nuklonlar o'tib bo'lmaydigan toshlariga o'xshaganda. Agar siz toshlarning sonini ikkilantirsangiz umumiy hajmni ham ikkilantira olasiz. Bundan barcha yadrolarda bir xil zichlik va bu juda kata (Misol (13.1) ni ko'ring.

10^{-15} m uchun metr qisqartirsa Fermi (Enriko Fermi nimiga rasm (30-7)) yoki Fetometr, fm dir. Bu $1.2 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 1.2 \text{ fm}$ yoki 1.2 fermis¹.

Bog'lanish energiyalari

Stabil yadroning umumiy massasi uning ajratilgan proton va neutronlar massasining yiginchisidan kichik bo'ladi. 0.030377 yo'qolgan massa qayga ketdi. Bu $E = mc^2$ bo'lishi kerak.

Agar u nukon to'satdan kelib ${}^4_2\text{He}$ yadrosini hosil qilsa yo'qolgan massa boshqa turdagi energiya sejatida paydo bo'ladi (radiatsiya yoki kinetik energiya). Massa yoki energiya ${}^4_2\text{He}$ da sarqlanuvchi $(0.030377)(931.5 \text{ MeV}/u) = 28.30 \text{ MeV}$ tashkil etadi. Umumiy bog'lanish energiyasi shunday energiyalar jamlamasiki

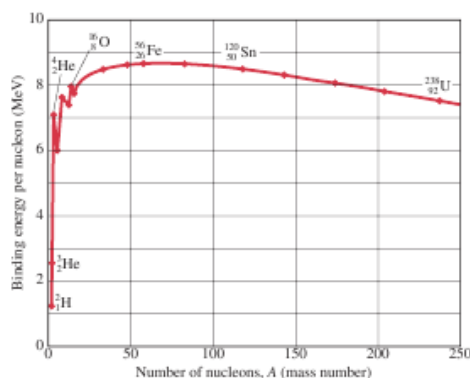
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

yadroni nuklonlarga parchalavorish uchun ketadigan energiyaga teng . Agar massa haqida gapirsek geliy yadrosi 2ta neytron va 2ta proton massasiga teng bo'lganda edi, yadro hech qanday energiyasiz parchalanib ketgan bo'lar edi. Stabil bo'lish uchun kerak, shuning uchun uni bo'laklab tushlash uchun qoshimcha energiya berish zarur. Bog'lanish energiyasi yadrodagi barcha massa emas - u nuklonlarning umumiy energiyasi yetishmovchilik sababi hosil bo'ladi¹.

Taqqoslash uchun , biz vadarod atomidagi bitta elektronning bog'lanish energiyasi 13.6 ev ga tengligini 27 bo'limda ko'rganmiz, demak vodorod ${}^1_1\text{H}$ atomning massasi bitta elektron va proton massasidan kam 13.6 ev/ c^2 bilan. Yadroning bog'lanish energiyasi MeV tartibga solinadi shuning uchun elektronlarni bog'lanish energiyasi eV rad etilishi mumkin yadroning boglanish energiyasi massaga taqqoslaganda $(28\text{MeV}/4000\text{MeV})=1\cdot 10^{-2}$ ifodalanadi, biz geliyning bog'lanish energiyasi 28.3 MeV (yuqorida ko'rsatilgan) va massasi $4\cdot 940\text{ MeV} = 4000\text{MeV}$ ishladik.

Har bir nuklonning bog'lanish energiyasini nuklonlarning umumiy energiyasini nuklonlarning umumiy soni yo'q bo'lib aniqlanadi. Biz yuqorida hisoblaganimizdik ${}^4_2\text{He}$ ning bog'lanish energiyasi 28.3 MeV gateng, shuning uchun har bir nuklonning bog'lanish energiyasi $28.3\text{ MeV}/4= 7.1\text{ MeV}$ gateng, muvozanatdagi yadro uchun A funksiyaga nisbatan har bir nuklonning bog'lanish energiyasini 30-1 rasm ko'rsatadi. Egrilik A ortgan son ortib boradi, va eng yuqori qiymat 8.7 MeV ga taxminan $A= 40$ ga teng bo'lganda erishadi. $A=80$ keyin egrilik asta lekin kamayib boradi, va bu shuni ko'rsatadiki katta yadrolar davriy jadval o'rtasidagilarga nisbatan biroz qiyinroq binikadi. Biz keyinroq ko'ramizki bularning harakatlanishini bo'linish va sintez jarayonlarida yadro energiyasi chiqishini ifodalaydi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.



13.1-rasm. A son massasining funksiyasi sifatida stabilroq nuklidlar uchun hfr bir nuklonga mos keluvchi bog`lanish energiyasi.

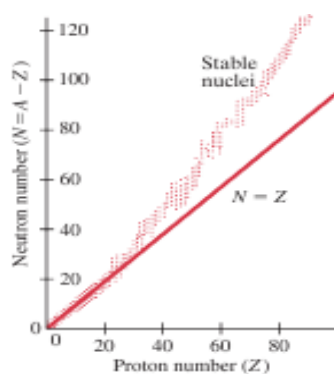
Yadro kuchlari

Biz yadroni faqat energiya sigatida emas balki ularni birkalikda tutib turuvchi kuchlar sifatida analiz qilishimiz mumkin. Biz proton va neytroning siyosini spontan yigiladi deb qaray olmaymiz, chunki protonlar musbat zaryadli va ularning elektr birbiriga tasir etadi. Muvozanatdagi yadro birgalikda turganda, boshqa kuchlar harakatda bo`ladi . Nuklonlarni birgalikda tutib turuvchi bu yangi kuchlar elektr kuchlaridan kuchliroqdir va ular yadro kuchlari deb ataladi. Yadro kuchlari huddi nuklonlar, protonlar va neytronlar o`rtasidagi tortuchi kuch kabi harakat qiladi. Bu protonlar bir-birini kuch kabi harakat qiladi. Bu protonlar bir-birini yadro kuchlari ostida tortadi va bir vaqtning o`zida ular elektr kuchlari ta`sirida. Neytronlar elektr jixatdan neytral bo`lganligi sababli yadro kuchlari ta`sirida boshqa neytron va protonlarni o`ziga tortadi¹.

Yadro kuchlari gravitatsiya va elektromagnit kuchlaridanda juda murakkab ko`rinishga ega. yadro kuchlarining muhim o`ziga hos xususiyatlaridan biri qisqa masofada tasirlashuv: u juda qisqa masofada ta`sirlanadi. Bu kuchlar ikki nuklonlar orasidagi masofa  $10^{-15}\text{m}$  dan kichik bo`lgan hollarda juda ham kuchlidir va aksincha bu masofadan katta bo`lgan nolga tengdir. Buni 1/22 dik kamayganda elektr va gravitatsiya kuchlarga taqqoslasak har qanday masofada ta`sirlashishni davom ettiradi va uzoq masofada fasirlashuvchi kuchlar deb nomlanadi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

Yadro kuchlari bazan o'zida g'alati tabiatni namoyan qiladi . Misol uchun agar nuklid pratonlar saniga nisbatan juda k'op neytronlar ega bo'ladi bunda nuklonlarning bog'lanishi kamayadi; aytib o'tilgandek stabil yadro taxminan $A=30$ ga qadar neytronlar va protonlar soni biz xilda saqlaygandan keyin yadro orasida nisbatan ko'proq neytronlarga ega bo'ladi .Bu shuni ko'rsatadiki, Z artgen soni elektr torilish urtadi. Biz stabil yadro orqali aniq birga turishni nazarda tutyapmiz . Unda stabile mas yadrolar nima?? Bu shunday joyda o'zini amoyon qiladiki natijada radiaktivlik vujudga keladi. Biz radioktivlik haqida to'xtatishimizdan oldin, shu aytmoqchi nurki yadro kuchlari kucgsizroq kuchlar mavjud. Ular kuchsiz yadro kuchlari deb nomlanadi va biz ularni faqatgina bazibiz radioktivlik turlarida ko'rishimiz mumkin bo'ladi.Bu ikki turdagi kuchlar kuchli yadroviy kuchlar va kuchiso'z yadroviy kuchlar gravitatsiya va elektromagnit turini saralab beradi¹.



13.2-rasm. nuqtalar bilan ko`rsatilgan turg'un yadrolar uchun neytronlar sonini protonlar soniga bog`liqligi.



13.3-rasm. Mari va Pier Kyuri radiyni kashf qilganda (1906 yil) laboratoriya xonasida

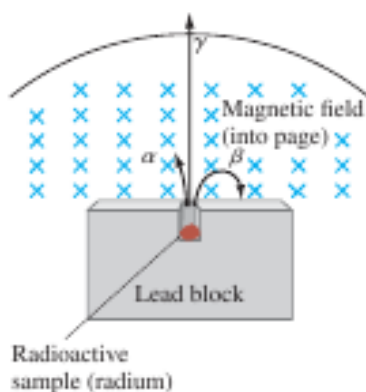
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

Radiaktivlik

Yadro fiziklari 1896-yilda uning boshlangich elementlari qo'lga kiritadi. Bu yilda Genri Bekkers juda muhim kashfiyat qildi: uning fasfarosensiyasida. Uran surtilgan modda garchi yarug'likni chiqarmaslik uchun o'ralgan do'lsada plastinkani qoraytirgan. Moddaning yangi turdagi radiaktivlik tarqatayotganligi aniq edi X nurlarga o'xshamagan, xech qanday qo'shimcha tasirsiz¹.

Bu yangi hodisani radiaktivlik deb nomlanadi. Radiaktivlik kuchi himyaviy reaksiyalardan kuchli, sitish va savitishdagi kuchli fizik va himyaviy davolashlar va tuzatishlar natijasi radiaktivlik ekanligi aniq bo'ldi. Ko'plab turg'anmas (zo'toplar tabiatda mavjud va ular tabiiy radiaktivlik deb ataladi. Boshqa turg'unmiy izotoplar laboratoriyalarda yadro reaksiyalari orqali ishlab chiqariladi(13.1)); Bular suni ishlab chiqarilgan va suniy radiaktivlik deyiladi.

Rezerford va boshqalar 1898 yillarda radiaktivlikdan chiqqan nurlar tabiatini o'rganishni boshladi. nurlarning ichki kuchlariga qarab ular 3 turga bo'lishadi. Radiatsiya birinchi turi qog'oz bo'ladigan deyarli o'ta otadi. Ikkinchi turi 3 mm qalinlikdagi aluminiydan o'ta oladi. Uchinchi turi juda xam o'tuvchan; U bir necha santimetrli bo'laklardan o'ta oladi va holagancha boshqa tomonda ochilgan. Bu uch turdagi radiatsalar Grek alfavitining bosh 3 ta xarflari α , β va γ lar bilan nomlanadi¹.



13.4-rasm. α va β nurlar qarama-qarshi yo'nalishda magnit maydon bilan to'silgan γ nur esa uchlanmagan.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

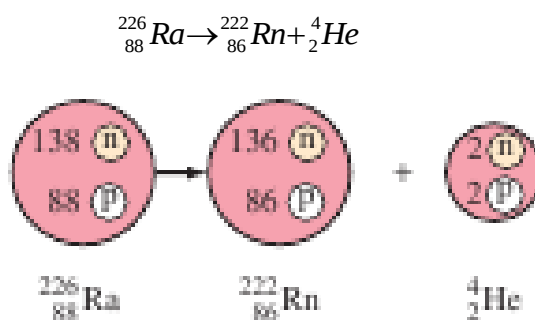
Har bir nur turi turli xil zaryadga ega va magnit maydonda turli xilda joylashadi 13.4-rasmda α nurlar musbat zaryadlangan β nurlar manfiy zaryadlangan va γ nurlar netraldir. Keyinchalik shunisi aniq bo'ldiki uchchala turdagi nurlar xam bir xil zarralardan tashkil topgan ekan. Gamma nurlar x nurlanganda yuqori energiyali protonlardan tashkil topgan. Betta nurlar yadro atrofidagi elektronlardan iborat, ammo ular yadroning o'zi bilan aniqlangan. Alfa nurlar (yoki alfa zarrachalar) oddiygina geliy atomining yadrosi sanaladi. ${}^4_2\text{He}$, bu yerda α nur ikita praton va ikkita netronlar bilan o'zaro bog'langan¹.

Biz xozir xar bir turdagi radioaktivlikni yoki yemirilishni ko'rib chiqamiz.

Alfa yemirilish

Tajribalar shuni ko'rsatadiki yadro yemirilganda nuxsonlar soni (atom massasi A) xuddi elektir zaryadi (z_e) kabi o'garmaydi. Yadro α zarralar chiqarilganda, xosil bo'lgan yadro dastlabki yadrodan farq qiladi: u 2 ta praton va 2 ta netron yo'qotadi.

Radiy 226 (${}^{226}_{88}\text{Ra}$) misol uchun α yemirilish, $Z = 88 - 2 = 86$ va $A = 226 - 4 = 222$ kabi yemiriladi. $Z = 86$ bo'lgan yadro radon (Rn). Bu element alfa zarralar emissiyasi bilan radonga aylanadi. Bu quyidagica yoziladi¹.

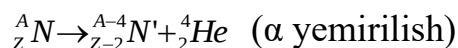


13.5-rasm. Radiyning α zarracha ta'sirida rodonga radiaktiv yemirilish orqali otishi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

α yemirilishida turli xil elementlar xosil bo'ladi. Qizil yadro (bu yerda $^{222}_{86}\text{Rn}$) 0 ta yadro ($^{226}_{88}\text{Ra}$) dan farq qiladi. Bu 1 elementning boshqa elementga aylanishi elementlarning o'zgarishi deb nomlanadi.

Umuman olganda α yemirilish quyidagicha yoziladi.



Bu yerda N-ota, N' qiz va Z va A atom nomer va mos ravishda otaning atom massasi¹.

Alfa yemirilish kuchli yadroviy kuchlar katta yadroni birgalikda ushlab tura olmaganligi sababli vujudga keladi. Yadroviy kuch qisqa masofadagi kuch xisoblanadi. U faqat qo'shni yadrolar orasida mavjud bo'ladi. Ammo elektrostatik kuchlar katta radiusli yadrolar bilan uzoq masofalar tasirlashadi. Katta yadrolar uchun, katta Z ning manosi shundan iboratki Coulams qonuniga asosan yadro kuchlari yadrolarni birgalikda ushlab tura olmaganida, itaruvchi elektrostatik kuchlar juda kattalashib ketadi. Biz energiyaning boshlanishida dastlabki yadroning turg'un emasligi ko'rsata olamiz. Dastlabki yadroning massasi keyingi yadro va α zararli massasidan katta. Massa farqi α zarra olib ketgan va keyingi yadroning tiklanishidagi kinetik energiyada paydo bo'ladi. Nazarda tutilgan umumiy energiya bo'laklash yoki bog'lanish energiyasi deyiladi, yoki Q-yemirilish qiymati. Energiya saqlanishidan:

$$M_p c^2 = M_p c^2 + M_\alpha c^2 + Q,$$

Bu yerda Q-keyingi yadro va α zarrachalarning kinetic energiyasi va M_p, M_D va m_α lar mos ravishda dastlabki, keyingi yadro va α zarrachalarning massalari. Bundan:

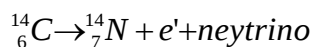
$$Q = M_p c^2 - (M_D + M_\alpha) c^2 \quad (13.2)$$

Agar dastlabki yadro keyingi yadro va alfa zarrachalar massasidan kamroq massa bo'lganda edi, yemirilish xech qachon kuzatilmagan, bu buyuk saqlanish qonunining boshqa ko'rinishi¹.

Betta yemirilish.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

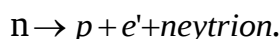
Elementlar almashinuvi yadroda β yemirilish orqali xam xosil bo'ladi. Bu elektron emissiya yo β zarrachalardir. Misol uchun $^{14}_6\text{C}$ yadrosi yemirilganda o'zidan elektron chiqaradi:



Bu yerda e' elektron belgisi. Neytrino deb nomlangan zarracha 0 zaryadga ega va massasi juda kichik, uzoq vaqt massasi 0 deb o'ylangan.

Dastlab u mavjud emas edi va keyinchalik borligi isbotlandi va buni keyinroq bu bo'limda ko'rib o'tamiz. Elektron chiqqanda xech qanday nuklonlar yo'qolmaydi va nuklonlarning umumiy soni A keyingi yadroda dastlabki sidir. Ammo yadroning o'zidan elektron chiqqanligi sababli keyingi yadro zaryadi dastlabkisidan qaraganda $+1$ e ga ortadi. Dastlabki yadro yuqorida ko'rsatilgan $Z=+6$ zaryadga ega edi, shuniing uchun zaryadning saqlanishidan keyingi yadroning zaryadi $+7e$ ga teng bo'lib qoladi. Demak keyingi yadrodan $Z=7$ zaryad hosil bo'ladi yani azot¹.

Buni ehtiyotkorlik bilan takidlash joyizki, β yemirilish chiqqan elektron orbital elektron emas. Aksincha elektronni yadroni o'zi hosil qiladi. Bu yerda neytronlardan biri protonga o'zgaradi va jarayonda elektron chiqadi. Etiborlisi, bo'sh neytronlar aslicha quyidagi ko'rinishda yemirilish xosil qiladi.



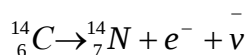
yadroda ularning dastlabkisini eslash uchun, β yemirilishdagi elektronlar ko'pincha β zarralar deb yuritiladi. Ular aytish joyizki orbital elektronlardan farq qiladi. (13.2) misolga qaraganda, chiqarilgan elektrondan 156 K eV kinetic energiya bo'lishini bilishimiz mumkin. Aslida xisoblashlar shuni ko'rsatadiki kam yemirilgan β zarrachalarda hisoblangan qiymatga juda yaqin xisobdagi kinetic energiya mavjud bo'ladi. Ammo asosan chiqarilgan elektronlarda nimagadir kam energiya bo'ladi. Aslida chiqarilgan energiya yuqori xisoblanganidek 0 dan maksimumgacha barchasida bo'lishi mumkin. Bu elektron kinetic energiyasining to'plami barcha β yemirilishda aniqlangan. Bu xuddi energiya saqlanish

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

qonunining bajarilmasligi edi va Bohr buni shunday takidlaydi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki impulsi ham saqlanmaydi. Fiziklar oldingi vaziyatlarda to'g'riligi, ko'rilgan bu qonunlarning kelajagidan xavotirga tushganlar¹.

1930-yilda Wolfgang Pouli shunday yechimni taklif qiladi: balki β yemirilish davrida elektronlarga qo'shimcha yangi zarracha chiqqandir. Bu nazariy zarracha kuch va jism impulsini ifodalovchi energiya saqlanish qonuniga ko'ra energiyani olib chiqib ketgan bo'lishi mumkin.

1930 yilda Wolf Gan Pomli bu muammoga yechim taklif qildi. Unga ko'ra β yemirilishdagi elektronlarga ko'shimcha yana bir noma'lum zarracha uchib chiqadi. Bu nazariy zarracha impulsning saqlanish qonuni asosan energiyaning o'zi bilan olib chiqib ketgan bo'lishi mumkin edi. Bu yangi zarracha neytrino deb nomlanadi. Buning ma'nosi "kichkina", "neytral" deganidir. Bu zarracha buyuk italyan fiziki Enrico Fermi (1901-1954 13.6-rasm) 1934 yilda β yemirilish qonunini ochib berdi. Bu nazariyada Fermi tabiatda 4-tur kuchlar borligini isbotlar berdi. Neytronni zaryadi 0 ga teng. Spini $\frac{1}{2} h$ va uzoq vaqt massasi 0 ga teng deb yuritilgan. Ammo bugungi kunda biz uning juda xam kichik ($<0.14\text{eV}/c^2$) massaga ega ekanligini bilamiz. Agar uning massasi 0 ga teng bo'lganda edi. U ham neytronga o'xshab neytral bo'lardi va yo'rug'lik tezligida harakatlangan bo'lar edi. Neytronni o'rganish juda qiyin. 1956 yilda tajribalarda neytrinoning borligini to'liq isbotlagani edi, ammo ungacha olimlar uning mavjudligini bilishar edi. Neytrinoning belgisi grek harfi *nyu* (ν). $^{14}_6\text{C}$ yadro yemirilishining to'g'ri yo'li quyidagicha¹.



(-) neytronning yuqorisidagi belgi antineytrino manosini bildiradi. (Nima uchun oddiygina neytrinodan ko'ra antineytrino deb atalishini ko'rib chiqamiz). Fermi nazariy va amaliy fizikaga ko'ra katta hissa qo'shdi va bu zamonaviy fizikadagi afsonaga aylandi: Fermi zarrachasiga (Fermionlarga) bo'ysiluvchi bir xil zarralarning nazariyasi; kuchsiz reaksiyada nazariyasi va β yemirilish; neytron

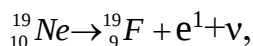
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

fizikasi; suniy radioaktivlik va yangi elementlar bitinchi yadro reaktori; zarracha fizikasining rezonansi; boshqa yadro izlanishlarda bosh qosh bo'ldi. β yemirilishda kuchsiz yadro kuchlari muhim rol o'ynaydi. Neytrinoni ajoyibligi shundaki u faqatgina topish juda qiyin bo'lgan kuchsiz kuchlar bilangina mavjud bo'la oladi¹.

β^+ yemirilish.

Ko'plab izotoplar elektron emisiyada yemiriladi. Ular shunday izotoplarki, protonlar soniga qaraganda neytronlar soni juda ko'pdir. Ular 13.6-rasmda belgilangan turg'un izotoplar yuqorisida yotuvchi izotoplardir. Turgu'mas izotoplarda pratonlar soniga nisbatan neytronlar soni juda kam bo'ladi va bular 13.6-rasmda belgilangan turg'un izotoplardan pastda joshlashadi. Bular elektrton o'rniga positron chiqarib yemiriladi. Pozitronda (e^+ yoki β^+ zarracha deb nomlanadi), huddi elektroncha massa mavjud, ammo u musbat (e^+) zaryadlangan.

U elektronga o'xshaganligi sababli, (zaryaddan tashqari) pozitron elektronga antizarracha deb aytiladi. ${}^{19}_{10}\text{Ne}$ нѢВКҮТШТП β^+ yemirilishiga misol sifatida:



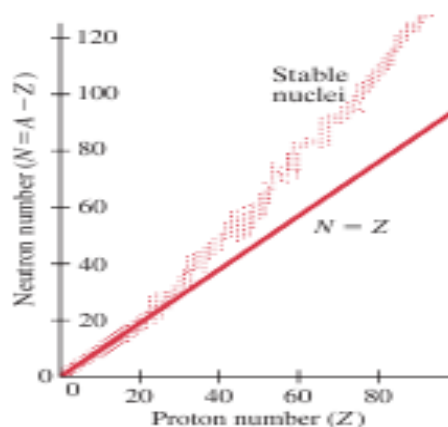
Bu yerda e^+ pozitron. Shuni aytish joizki, bu yerda ishlatilgan ν neytrinodir. β^- yemirilishda ishlatilgan antineytrinodir. Antielektron neytron bilan chiqsa, antineytron elektron bilan birga chiqadi¹.

Biz β^- va β^+ yemirilishni umuman olganda quyidagicha yozishimiz mumkun:



Bu yerda N dastlabki yadro va N^I keyingi yadro;

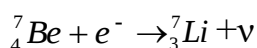
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.



13.6-rasm. Nuqtalar bilan ko'rsatilgan neytronlar sonini turg'un yadro uchun protonlar soni bilan taqqoslagan.

Elektr yutilish.

β^- va β^+ emissiyasidan tashqari yana uchinchi jarayon bor. Bu elektron yutilishidir va u yadro uning elektron qobiqlardan birini qamrab olganda mavjud bo'ladi. Misol uchun, ${}^7_4\text{Be}$ yadrosi ${}^7_3\text{Li}$ ga aylanadi va u quyidagicha ifoda etiladi:



Yoki umumiy olganda,



Odatda (k) ichki qobiqdagi o'ralish elektron bo'ladi va k - yutilish deb nomlanadi. Elektron jarayonda yo'qoladi va yadrodagi proton neytronga aylanadi. Natijada neytron ajralib chiqadi. Bu jarayon tajribalarda uchib chiqqan x - nurlar tomonidan sodir etiladi. Bu yutilishga e^- joyini boshqa elektron to'ldirishiga asoslanadi¹.

Gamma yemirilish

Gamma nurlar juda katta energiyali fotonlardir. Huddi atomlarda mavjud fotonlar emissiyasi kabi ularda yadro yemirilishida ularning asli bor. Atomga o'xshab, yadroning o'zi xam yuqori energiyali darajada bo'lishi mumkin. U past energiyali holatga o'tganda yoki eng past holatga o'tganda, u biz ataydigan γ nurlar chiqaradi. Yadroning bo'lishi mumkin bo'lgan holatlari energiyada ancha yuqorida, atomnikiga qaraganda. Atomda elektronlar uchun eV ga qaraganda keV

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

va MeV tartibida. Bundan keyin chiqarilgan fotonlarda keV dan kam bo'lgan va bir necha MeV gacha bo'lgan energiya mavjud bo'ladi. Berilgan yemirilish uchun, γ nur doim bir xil energiyaga ega bo'ladi. Gamma nur zaryadsiz bo'lganligidan, γ yemirilishda element o'zgarmaydi¹.

Qanday qilib yadro yuqori energiyali satxga ko'tariladi? Bu boshqa zaryadlar bilan to'qnashganda sodir bo'ladi. Umuman olganda, oldingi radioaktiv yemirilishdagi yadro yuqori energiyali satxda bo'lishi mumkin.

Rasmdagi energiya darajasini diagrammasida shunga xos misol keltirilgan. $^{12}_5B$ β yemirilish bilan $^{12}_6C$ ning pastgi holatiga to'g'ridan to'g'ri yemirilib o'tishi mumkin, yoki u β yemirilish tufayli $^{12}_6C$ ning yuqori energiyali satxga o'tish mumkin. $^{12}_6C$ yadrosini o'zi 4,4 MeV γ emissiyasida $^{12}_6C$ ning yuqori energiyali satxigacha yemiriladi.

Biz γ yemirilishini quyidagicha yozishimiz mumkin.



Bu yerda (*) belgisi yuqori energiyali holat yadrodagi.

Nima deb o'ylaysiz γ va x nurlar orasida qanday farq bor? Garchi γ nurlar x nurlardan yuqoriroq energiyaga ega bo'lsada, ularning ikkovi ham elektromagnit radiatsiyadir (fotonlar) va ularning energiyalari to'plami ma'lum bir qiymatga ega bo'ladi. Farq muhim emas. Biz x-nur terminini ishlatamiz. Agar foton, elektron tomonidan birgalikda chiqarilsa¹.

Izomerlar; ichki yig'ilish

Bazi xollarda, yadro bir oz muddatga α nurlar chiqarishdan oldin yuqori energiyali satxga erishib oladi. Yadroning bunday xolatini metastabil xolat deyiladi va bu izomerlar deb nomlanadi. Yuqori darajali yadrolar ba'zan boshqa jarayon qaysiki ichki yig'ilish deb nomlangan γ nurlar bilan orqali pastki xolatga qaytish mumkin. e belgi natural eksponenta hisoblanadi va uning qiymati $e=2.718\dots$. Bu dastlab yadroning soni eksponensial ravishda vaqt o'tishi bilan kamayib bo'radi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

$^{14}_6\text{C}$ yemirilish uchun 13.6-rasmda bular tasvirlangan. tenglik radioaktiv yemirilish qonuni deyiladi. Har sekunddagi yemirilishlar soni yoki R yemirilish qiymati $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ ning hajmiy ko'lamini deb yuritiladi va shuningdek namunani aktivligi deb ham yuritiladi. $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ ning qiymati ($\frac{\Delta N}{\Delta t}$) ko'rinishda yoziladi va N ga proporsional. $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ bo'ladi. (30-3 ga qarang). Shuning uchun u vaqt o'tishi bilan eksponensial ravishda bir xilda kamayib boradi. t vaqtdagi xaqiqiy na'munani aktivligi:

$$R = \left| \frac{\Delta N}{\Delta t} \right| = R_0 e^{-\lambda t} \quad (13.3)$$

Bu yerda $R_0 = \frac{\Delta N}{\Delta t}$. $t=0$ vaqtdagi aktivlik.

13.3 tenglik radioaktiv yemirilish qonuni (huddi 13.6-rasmga o'xshab) deb yuritiladi¹.

Yarim yemirilish

Har qanday izotopning yemirilish qiymati yarim yemirilish davri bilan aniqlanadi. γ yemirilish koefitsientiga qaraqanda. Izotopning yarim yemirilish shunday vaqtga tengki, bu vaqt berilgan namunada dastlabki izotopning qiymatining yarimini yemirilishga ketgan vaqtga teng. Misol uchun, $^{14}_6\text{C}$ ning yarim yemirilish davri taxminan 5730 yilga teng. Agar bazi bir vaqtda qurigan daraxt bo'lagidan $^{12}_6\text{C}$ yadrosidan $1,00 \times 10^{22}$ ta bo'ladi va 5730 yildan so'ng uning yadrolari yarimiga qadar kamayadi. $0,50 \times 10^{22}$ ta yadro. Bu 30-10a rasmda ko'rsatilgan. $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ yemirilishning qiymati N ga proporsional bo'lganligidan u har 2,5 yemirilish davrida kamayadi.

Bizga malum izotoplarning yarim yemirilish davri 10^{23} gr. ga nisbatan juda qisqa (10^{22} s) bilan farq qiladi. Ko'plab izotoplarning yarim yemirilish davri B ilovada berilgan. Shunisi aniqki ichki bo'g'lig'likni yemirilish koefitsientiga yarim yemirilish davri o'tkazadi. Qancha izotopning yarim yemirilish davri katta bo'lsa u shuncha sekinlik bilan yemiriladi va α va λ kichikroq bo'ladi. Aksincha juda

aktiv izotoplar juda qisqa yarim yemirilish davriga ega. Yarim yemirilish davri va yemirilish koefisienti orasidagi aniq munosabat;

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (13.4)$$

Biz buni kelib chiqishini keyingi punktda ko'rib chiqamiz¹.

Yarim yemirilish davri kelib chiqarish

Biz buni $t=T_{\frac{1}{2}}$ da $N=\frac{N_0}{2}$ deb olinib 13.4 tenglikdan boshlab 13.6 tenglikni

keltirib chiqarishimiz mumkin.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}} \quad (13.4)$$

Shuning uchun

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}} \quad (13.5)$$

va

$$e^{\lambda T_{\frac{1}{2}}} = 2$$

Ikkala tomonini ham natural logarifmlab ($\ln$ va e lar ichki operatsiyalar ma'nosi $\ln(e^x)=x$) va quyidagini aniqlaymiz.

$$\ln(e^{\lambda T_{\frac{1}{2}}}) = \ln 2$$

shuning uchun

$$\lambda T_{\frac{1}{2}} = \ln 2 = 0.693 \quad \text{va} \quad T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (13.6)$$

Bu yerda 13.6 tenglik o'rtacha yemirilish davri.

Bazida izotoplarning o'rtacha yemirilish davri xam ishlatiladi va u $T=1/\lambda$ ko'rinishda ifodalanadi.

So'ng 13.6 tenglik $N=N_0 e^{-t/T}$ ko'rinishda bo'lishi mumkin huddi RC va LC aylanma harakatdek izotoplarning o'rtacha yemirilish davri quyidagicha bo'ladi (13.66 tenglikka ham qarang).

$$T=1/\lambda=T_{1/2}/0.693$$

[o'rtacha yemirilish davri]

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

O'rtacha va yarim yemirilish davrlari bir biridan 0.693 bilan farq qiladi shuning un ularni rad etish katta muammoga sabab bo'ladi. Radiativ yemirilish qoidasi 13.6 tenglik quyidagicha yozilishi mumkin¹.

$$R=R_0e^{-t/T}$$

Yemirilish seriyalari

Bir radiativ izatop boshqasiga aylansa xam odatda radiativlik deyiladi.

Bazida bu yangi yadro o'z navbatida uchinchi izotopga aylanishi xam radiativlik bo'ladi. Bunday yemirilishlar ketma ketligi yemirilishlar seriyasini xosil qiladi.

$^{238}\text{U}_{92}$ α yemirilish natijasida $^{234}\text{Th}_{90}$ ga va o'z navbatida β yemirilish natijasida $^{234}\text{Pa}_{91}$ ga aylanadi. Seriyalar davomiyligi yuqoriga yaqin chegaralaridagi bir nechta mumkin bo'lgan imkoniyatlar izotopning turg'un xolatidagi nurlari joylashgan, $^{206}\text{Pb}_{82}$. Oxirgi ikki yemirilish quyidagicha bo'lishi mumkin.



Yoki



Yemirilish seriyalari $^{238}\text{U}_{92}$ bilan boshlanadi. Seriyalardagi yadrolar A va Z qiymatlarda belgilangan nuqtalar orqali belgilanadi. Yarim yemirilish davri sekund, minut, soat, kun va yillarda berilgan. Shuni takidlash joizki gorizontalar β yemirilishni ifodalaydi (A o'zgarmaydi), α yemirilishni diogonol chiziq orqali ifodalaydi. To'rtala yadro xam α va xam β yemirilishni namoyon qila oladi, va qancha tez yemirilish bo'ls (keskin strelkalar orqali ko'rsatilgan) shuncha umumiy yemirilish sodir bo'lishi ko'rsatilgan¹.

Bunday yemirilish seriyalari tufayli tabiatda mavjud bo'lmagan radiativ elementlarni topish mumkin boladi. Quyosh sistemasi 5 mln yildan buyon, avjud ekan, shunisi aniqki xozirgi kunda barcha yadrolar buyik portlashlar natijasidir. Ko'plab izotoplarni yarim yemirilish davri kichik va ular tezda yemirilib tabiatda qolmaydi. Ammo uzoq yarim yemirilish davriga ega bo'lgan izotoplar, misol uchun $^{238}\text{U}_{92}$ yarim yemirilish davri $4.5 \cdot 10^9$ yil, xali xam tabiatda mavjud. $^{238}\text{U}_{92}$

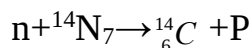
¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

ning taxminan aslining yarmi xam mavjud. Biz 1600 yil yarim yemirilish davriga ega $^{226}\text{Ra}_{88}$ elementini yerdan uziq vaqt ildin yemirilib yo'q bo'lib ketmadimikan deb o'ylashimiz mumkin. Aslida xozirgacha $^{226}\text{Ra}_{88}$ elementi yemirilib tugashi kerak edi. Ammo $^{238}\text{U}_{92}$ elementi (bi necha boshqichlarda 13.11 rasmga qarang) $^{226}\text{Ra}_{88}$ aylanadi va bu jarayon takrorlanib $^{226}\text{Ra}_{88}$ elementini yer yuzida xali xam mavjudligini taminlamoqda. Boshqa radiaktiv elementlar uchun xam xuddi shundaydir.

Radiaktivlik vaqti

Radiaktiv yemirilish ko'plab qiziqarli faktlarga ega, bundaylardan biri qadimiy materialning yoshini aniqlovchi radiaktivlikning vaqtidir. Bir paytlar yashagan narsalardan yasalgan ixtiyoriy jismning yoshini, misol uchun daraxt $^{16}\text{C}_4$ tabiiy radiaktivlikdan foydalanib aniuqlash mumkin. Barcha yashovchi o'simliklar xavodan karbonot angidrit (CO_2) ni olib organik malekulolar sintez qiladi. Bu karbonot atomning asosiy qismini $^{12}\text{C}_6$ tashkil etsa, g'uda kichik ko'rsatkich taxminan $1.3 \cdot 10^{-12}$ qismini $^{14}\text{C}_6$ radiaktiv izotopini tashkil etadi. Atmosferada $^{12}\text{C}_6$ ga nisbatan $^{14}\text{C}_6$ nisbatan izotopining yillar davomida tura oladi garchi ^{14}C izotopi taxminan 5730 yil yarim yemirilish davri bilan yemirilsa xam. Buning sababi shundaki fazoda yerga kelayotgan kosmik nurlardagi energiyali yadrolar atmosferadagi atomning yadrosiga uriladi va uni bo'laklarga bolib tashlaydi, bo'sh neytronlar xisobiga. Bu neytronlar atmosferadagi azot yadrosiga kiradi va yadro o'zgarishini sodir etadi¹.



Bunda neytron azot yadrosiga borib uriladi va protonni urib chiqrib yuboradi. Yangi yadro $^{14}\text{C}_6$ ga teng bo'ladi. Bu davomiy ^{14}C ning ishla chiqarish jarayoni radiaktivlik tufayli ^{14}C ning tabiatidagi balansini ushlab turadi.

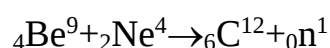
Toki o'simlik va daraxtlar xayot ekan u xavoda karbonot dioksidini ugleroddan yangi to'qimalarini xosil qilish va eskisiga aylantirishda foydalaniladi. Xayvonlar o'simliklari yeydi va ular xam o'zlarining to'qimalari uchun kerakli yangi

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

uglerodlarni qabul qiladi. Organizmlar $^{14}_6C$ elementini $^{12}_6C$ dan farqlay olmaydi va $^{14}_6C$ ning $^{12}_6C$ nisbatan deyarli o'zgarmaganligi sababli, tirik organizmdagi ikkala izotopning nisbati doimo o'zgarmas bo'ladi. Organizm o'lganda karbonot dioksidi xam o'ladi va keraksiz bo'lib qoladi. $^{14}_6C$ radiaktiv tufayli $^{14}_6C$ ning $^{12}_6C$ ga nisbati vaqt o'tishi bilan ortib boradi. $^{14}_6C$ izotopining yarim yemirilish davri 5230 yil va shuning uchun $^{14}_6C/^{12}_6C$ nisbat xar 5730 yilda yarim baravar ortadi. Agar misol uchun qadimiy daraxtdan yasalgan narsaning $^{14}_6C/^{12}_6C$ nisbati tirik daraxtdagining yarmini tashkil etadi, va buyum 5730 yil oldin kesilgan daraxtdan yasalganligi aniqlanadi.

Aslida $^{14}_6C/^{12}_6C$ nisbat vaqt o'tishi bilan aniq o'zgarmay qolishi dargumon va shuning uchun to'g'rilanishlar kiritiladi. Asrlar davomidagi nisbatni aniqlash texnologiyalarini talab qiladi va bunday texnologiyalarga aniq obyektlar uchun aniqlanayotgan nisbatni dastlabki nisbatga nisbatan taqqoslash kiradi hamda u juda qari daraxtlardagi aylanalarni ehtiyotkarlik va aniqlik bilan sanab chiqishdan iborat bo'ladi¹.

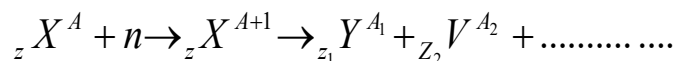
Yadroning bo'linishi. Turli xil element yadrolarini har xil zarralar bilan bombardimon qilib har xil yadro reaksiyalarni hosil qilish mumkin. α -nurlar bilan 4_2Be -berilliy izotopini bombardimon qilib neytron hosil qilingan:



Yadrolarga ta'sir qiluvchi zarralarning energiyasi, turlariga bog'lilik ravishda yadro reaksiyalari: kichik, o'rta va yuqori energiyali reaksiyalarga bo'linadi. Yadrolarning neytronlar bilan ta'sirlashishida hosil bo'ladigan reaksiyalar kichik energiyali, α -zarralar, protonlar va γ -kvantlar ta'sirida hosil bo'lgan reaksiyalarni o'rta energiyali yadro reaksiyalari deyiladi. Yuqori energiyali yadro reaksiyalarini hosil qilib elementar zarralarning strukturasi, xususiyati o'rganiladi. E.Fermi, Ch.Jolio-Kyuri, P.Savich, O.Gan, F.Shtrassman, O.Frishi, L.Maytner larning tajribalar va nazariy izlanishlari tufayli o'ttizinchi yillar oxirida (1938 y.) Neytronlar bilan bombardimon qilingan og'ir yadrolar (masalan uran)ni ikki

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 857-875-betlar.

qismga bo‘linishi aniqlandi. Bundan tashari neytronlar, elektronlar va γ -nurlanishlarning ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa yadro bo‘linishi deb nom oldi. Neytron biror ${}_Z X^A$ yadroga kirgach yangi ${}_Z X^{A+1}$ yadro hosil bo‘ladi. U esa ikki yadroga, ya’ni ${}_Z Y^{A_1}$ va ${}_Z Y^{A_2}$ yadrolarga bo‘linadi, ya’ni



X yadroni Y va V yadrolarga ajralish imkoniyati energetik nuqtai nazardan

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A$$

Ifodaning ishorasiga bog‘liq bo‘lib undagi ε_1 , ε_2 va ε lar mos ravishda bo‘linish parchalari-E va B hamda X yadrolardagi bitta nuklonga to‘g‘ri keluvchi bog‘lanish energiyalarining qiymatlari. Davriy jadvalning o‘rta qismidagi elementlar yadrolari uchun nuklonning yadroga bog‘lanishi energiyasi (ε_1 va ε_2)ning qiymatga jadval oxiridagi og‘ir yadrolarniki (ya’ni ε) nisbatan $\sim 0,8$ meV katta bo‘lganligi uchun, og‘ir yadro (masalan, U_{235}) ikki o‘rtaroq yadroga ajralganda $Q \approx A \cdot 0,8$ meV energiya ajralishi mumkin ($1\text{ev} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{j}$).

Og‘ir yadrolarning bo‘linishi natijasida katta energiya ajralib chiqadi. Masalan bitta uran yadrosini bo‘linishi natijasida, ya’ni



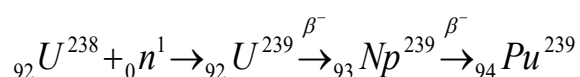
yadro reaksiya tufayli 200 meV energiya ajralib chiqadi. 1G uran bo‘linishi natijasida esa 800 kg ko‘mirni bir paytda yonishi natijasida qancha issiqlik miqdori ajralib chiqsa shuncha issiqlik miqdori ajralib chiqadi.

Zanjir reaksiya. Reaktorlar. U_{235} yadrosi bo‘linishi tufayli ajraladigan energiyani taxminan 82-84% bo‘linish parchalarining energiyasi tarzida, olgan qismi esa neytronlar (2-3%) γ -nurlanish (5-6%), elektronlar (2-3%) va neytronlar (5-6%) energiyasi sifatida namoyon bo‘ladi.

Har bir yadro bo‘linganda taxminan 200 meV ($1\text{meV} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{j}$) energiya ajraladi. Yadro bo‘linishida ximiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko‘p energiya ajraladi. Shuning uchun og‘ir yadrolarning bo‘linish hodisasi kashf qilinishi bilano bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo‘llari izlana

boshlandi. Bo‘linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so‘ng o‘z-o‘zidan davom eta olsin, ya’ni reaksiya zanjir harakterga ega bo‘lsin, masalan, birinchi yadro bo‘linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronni har biri o‘z navbatida yangi yadrolarni bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Natijada $6 \div 9$ yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarni bo‘linishiga imkoniyat yaratadiva xokazo. Shu tariqa bo‘linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nihoyat tez ortib boradi. Shu tarzda rivojlanadigan jarayon zanjir reaksiyadir. Hisoblarning ko‘satishicha, birinchi yadro bo‘linganida keyin $7,5 \cdot 10^{-7}$ s o‘tgach $10^{24} \cdot 10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo‘ladi) reaksiyada qatnashgan bo‘ladi.

Demak qisqa vaqt ichida ketma-ket bo‘linayotgan yadrolar soni keskin oshib boradi.



Ru^{239} ham, xuddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta’sirida bo‘ladi va ulardan foydalanib zanjir reaksiya amalga oshirish mumkin.

Zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi ko‘payish koeffitsienti kk ning qiymati bilan xarakterlanadi.

Ko‘payish koeffitsienti biror avlod bo‘linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo‘linishlarida hosil bo‘lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $kk > 1$ bo‘lsa zanjir reaksiya rivojlanadi. $kk < 1$ bo‘lsa reaksiya so‘nadi. $kk = 1$ bo‘lganda reaksiya bir me’yorda davom etadi.

Bo‘linuvchi modda massasining qiymati $m < m_{kr}$ bo‘lgan holda neytronlarning ko‘payish koeffitsienti $Kk < 1$ bo‘ladi, shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. $m > m_{kp}$ bo‘lganda $Kk > 1$ bo‘ladi natijada zanjir reaksiya rivojlanadi.

Boshqariladigan bo‘linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun o‘llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor (atom reaktori) deb ataladi.

Fan va texnikada qo'llanilishiga qarab yadro reaktorlari quyidagi asosiy gruppalariga bo'linadi:

Ilmiy tadiot ishlari.

Yadro energetikasi.

Ximiyaviy va biologik ob'ektlarni nurlantirish.

Izotoplar olish va x.k.z.

Zamonoviy reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi.

Zanjir reaksiya boshqarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo'ladi. Atom bomba portlaganda juda qisqa vaqt ichida nihoyat darajada katta energiya ajralib chiqanligi uchun portlash zonasida issiqlik bir necha million gradusga yetadi. Bunday issilik ta'sirida portlash zonasidagi moddalar bug'ga aylanadi. O'ta qizigan sharsimon gaz tez kengayishi natijasida juda kuchli zarb to'liqini vujudga keladi va o'z yo'lida ob'ektlarni yemiradi va kuydiradi.

Hozirgi zamon fizikasining asosiy muammolari. Fizikaning eng muxim fundamental muammolaridan biri elementar zarralar sohasida materiyani o'rgnishdir. Bu sohada 1964 yilda Gell-Man tomonidan taklif etilgan gipoteza e'tiborga loyiq. Bu gipotezaga asosan barcha mezonlarni, barionlarni va rezonanslarni kvarklar deb nomlangan uch zarra va antikvarklar deb atalgan uch zarraning turli kombinatsiyalardagi bog'lanishi tarzida vujudga keltirish mumkin. Agar bu gipoteza tasdiqlansa, hozirgacha ma'lum bo'lgan elementar zarralar massalari spektrini nazariy aniqlash masalasi ham yechilmagan. Kvarklar va boshqa fundamental zarralar massalarining yuqori chegarassi bor-yo'qligi ham aniq emas. O'zaro tortishishning kvant nazariyasini yaratish sohasidagi masalalar ham yechilmagan.

Astrofizika sohasida ham birqancha muammolar mavjud. Katta zichlik va bosimlarda neytron yulduz va qora teshik ichidagi materiyaning holati hozirgacha aniq emas. Kvazarlar va radio galaktikaning tabiati hamda o'tayangi yulduzlardagi chaqnashlar va γ nurlarning sochilishi ham muammo bo'lib qolmoda. Termoyadro

reaksiyalarida quyoshdan kelayotgan neytrinolarning qayd qilingan soni nazariya bo'yicha hisoblanganidan kamligini tushunib bo'lmaydi. O'tayangi yulduzlardagi chaqnashlarda hosil bo'ladigan kosmik nurlar (zaryadlangan zarralar)ni tezlatish mexanizmi va pulsarlarning elektromagnit nurlanishi mexanizmlari oxirigacha aniqlanmagan. Shu bilan birga koinot evolyusiyasi muammolarini hal qilish endi boshlandi.

Yadro fizikasi sohasida ham bir qancha muammolar mavjuddir. Bular atoriga kuchli o'zaro ta'sir nazariyasining yo'qligi hamda nazariy izlanishlar natijasida aniqlangan atom tartibi 114 dan 126 gacha bo'lgan ko'p yashaydigan elementlarni eksperimental tasdiqlash kabi masalalar kiradi.

Hal qilinishi zarur bo'lgan masalalardan biri boshqariladigan termoyadro sintezi muammosidir. Deyteriy-tritiyning issiq plazmasi yaratish bo'yicha nazariy va eksperimental izlanishlar keng miyosda olib borilmoda.

Kvant elektronikasi sohasida birnechta muammolarni hal qilish zarur. Lazerlar bilan moddalarni termoyadro haroratigacha qizdirish kosmosda aloqani amalga oshirish shular jumlasiga kiradi. Hal qilinishi lozim bo'lgan asosiy muammolar atoriga lazer nurlar quvvatini oshirish va to'lqin uzunligini diapazonini kengaytirish hamda rentgen va γ -lazerlarni yaratish kabi masalalardir.

Qattiq jismlar fizikasi sohasidagi muammolarga, mexanik mustaxkamlik, issiqlikka chidamli, elektrik, optik va magnit hossalari bo'yicha ekstremal (eng past yoki eng yuqori) xususiyatlarga ega bo'lgan materiallarni yaratish masalasi kiradi. Yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan materiallarni hosil qilish elektr energiyasini uzoq masofalarga ortiqcha energiya sarflamasdan uzatish imkoniyatini beradi. Ishonchli va miniatyur yarimo'tkazgichli qurilmalar yaratishning yangi fizik uslublarini ishlab chiqish zarur yuqori bosimli va o'ta past harortli muxitlarni yaratish uslublari ishlab chiqilishi kerak va hakoza.

Nazorat savollari.

1. Atom yadrosi qanday zarralardan tarkib topgan.
2. Yadro massa soni, yadro belgisi.
3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi.

14-mavzu. LABORATORIYA DARSLARINI DASTURIY OSITALAR ASOSIDA TASHKIL ETISH

Ma'lumki, hozirgi kunda dunyoda barcha sohalarda axborotlar o'sib, ularni tahlil qilish jarayoni tobora murakkablashib bormoqda. Shuning uchun barcha sohalarda kompyuter va axbotor texnologiyalaridan unumli foydalanish dolzarb muammolardan hisoblanadi. Axborot texnologiyalaridan ta'lim tizimida, ayniqsa, fizika fanini o'qitishda foydalanish - darsliklarning elektron versiyalari, elektron darsliklar, elektron plakatlari, hodisa va jarayonlarning virtual modellari, test dasturlari va laboratoriyalarning virtual stendlarini yaratish, masalalar yechish va hokazo bosqichlardan iborat bo'lib, yoshlarning fizika faniga bo'lgan qiziqishlarini oshirishda, hodisa va qonuniyatlarni chuqurroq anglab yetishlarida, masofaviy va mustaqil ta'lim olishlarida muhim ahamiyatga ega. Bular orasida fizika ta'limining asosiy muammolaridan biri virtual laboratoriyalarni yaratish shu kunning dolzarb muammolaridan biridir.

Ta'lim jarayonida zamonaviy axborot texnologiyalaridan foydalangan holda darslarni tashkillash uchun ma'lum bir shart-sharoitlar zarur.

Notekis harakatda o'rtacha tezlikni aniqlashga oid virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

Ishning maqsadi: Notekis harakatning o'rtacha tezligini aniqlashni o'rganish.

Kerakli jihoz va texnik vositalar: namoyish tajribasini tashkil etish va bajarish uchun ishlab chiqilgan pedagogik dasturiy vosita: namoyish tajribalari o'tkaziladigan stol, qiya tekislik, chizg'ich, har xil massali sharlar va sekundomerning 3D modellari joylashgan bo'lib, bu jihozlar virtual boshqarilish xususiyatiga ega.

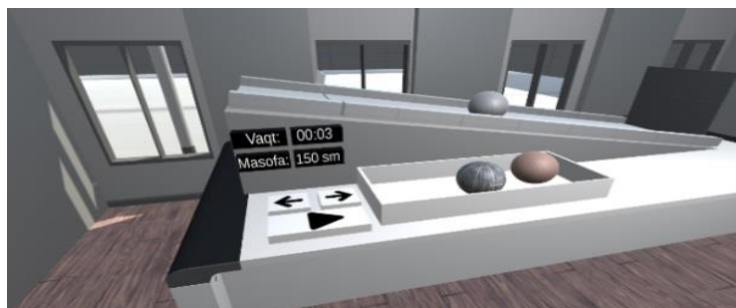
Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya xonasida yurganday his qilishi hisobga olinadi. O'quvchi

laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa, keyingi bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam. Laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi stol yoniga borib kompyuterni faol holatga keltitadi va laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi.

3-qadam. Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi laboratoriya jihozlari yoniga borib ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha natija olib daftariga yozib boradi.



14.1-rasm. Tajribani bajarish modeli.

1-vazifa. Ish bajarish jarayonida ixtiyoriy sharlardan birini qiyalikdan dumalatish orqali sharning tushish vaqti va masofani belgilagan holda sharning tezligi (v) aniqlanadi. (14.1-rasm)

2-vazifa. Mazkur virtual laboratoriya mashg'uloti imkoniyatlarini sharning og'irligini (2g; 4g; 6g; ...)dan biri tanlanadi.

3-vazifa. Qiya tekislikning uzunligi (l)ni o'zgartirish, tushish vaqtini avtomatik aniqlash, mavzu bo'yicha test savollarini shakllantirish, foydalanuvchi bilimini baholash hamda mavzuning nazariy qismini batafsil taqdim etish tashkil etadi.

4-vazifa. Olingan natijalar va hisoblashlardan kelib chiqib, jadval to'ldiriladi va tahlil hamda xulosa qilinadi.

14.1-jadval

№	$l, (m)$	$t(s)$	$v(m/s)$
1			
...			

Ish bajarish tartibi.

1. Stol ustiga qiya tekislik 14.1-rasmda ko'rsatilgan holatda o'rnatilgan.
2. Qiya tekislikning uzunligini ko'rsatilgan  belgilar orqali kerakli o'lchamga keltirib oling.
3. Qiya tekislikning yuqori nuqtasiga massasi aniq bo'lgan sharlardan birini joylashtiring.
4. Shar dumalashni boshlagan vaqtda sekundomer avtomatik ravishda ishga tushadi.
5. Shar qiya tekislikning oxiriga yetib kelganda sekundomer to'xtaydi.
- 6 Tajribani har xil sharlar yordamida uch martadan takrorlab natijalarni jadvalga yozib boring.
7. $v = \frac{2s}{t}$ formula orqali 3ta holat uchun tezliklarni hisoblang
8. O'rtacha tezlikni quyidagi formula bo'yicha hisoblang.

$$v_{o'rt} = (v_1 + v_2 + v_3) / 3 \quad (14.1)$$

9. Absolyut xatolikni quyidagi formula orqali hisoblang.

$$\begin{aligned} \Delta v_1 &= v_{o'rt} - v_1 / \\ \Delta v_2 &= v_{o'rt} - v_2 / \\ \Delta v_3 &= v_{o'rt} - v_3 / \end{aligned} \quad (14.2)$$

10. Absolyut xatolikning o'rtacha qiymatini quyidagi formula orqali hisoblang.

$$\Delta v_{o'rt} = (\Delta v_1 + \Delta v_2 + \Delta v_3) / 3 \quad (14.3)$$

11. Nisbiy xatolikni quyidagi formula orqali hisoblang.

$$\varepsilon = \Delta v_{o'rt} / v_{o'rt} \quad (14.4)$$

Eslatma: 3 marta natija olishda masofani 3 xil ixtiyoriy holatga keltirib olish shart.

12. Quyidagi jadvalni to'ldiring. Xulosalaringizni yozing.

14.3-jadval

N ^o	l (m)	t (s)	v (m/s)	v _{o'rt} (m/s)	Δv (m/s)	Δv _{o'rt} (m/s)	$\varepsilon = \frac{\Delta v_{o'rt}}{v_{o'rt}}$
----------------	----------	----------	------------	----------------------------	-------------	-----------------------------	--

To'g'ri geometrik shakldagi va to'g'ri geometrik shaklga ega bo'lmagan jismlarning zichligini aniqlashda virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

Ishning maqsadi: Menzurka va tarozi yordamida massasi aniq bo'lgan turli xil jismlarning zichligini aniqlashni o'rganish.

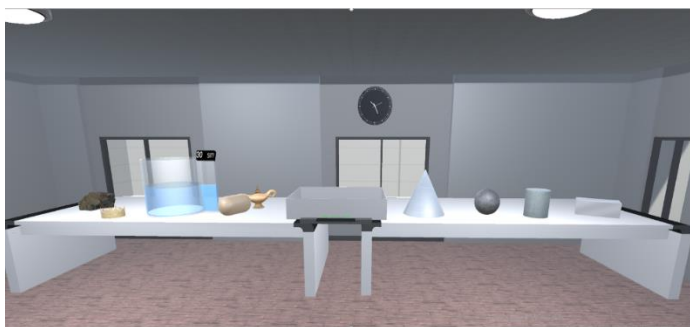
Kerakli jihoz va texnik vositalar: Namoyish tajribasini tashkil etish va bajarish uchun ishlab chiqilgan pedagogik dasturiy vosita: namoyish tajribalari o'tkaziladigan menzurka, suvli idish, massasi va shakli aniq bo'lgan turli jismlar (konus, shar, silindr, to'g'ri to'rtburchak.), massasi aniq bo'lgan, lekin shaklga ega bo'lmagan turli xil jismlar (tosh, toj, chiroq, oval jism) 3D modellari joylashgan bo'lib, bu jihozlar virtual boshqarilish xususiyatiga ega.

Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya hanasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keyingi bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam. Laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi stol yoniga borib kompyuterni faol holatga keltiradi va laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi.

3-qadam. Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi laboratoriya jihozlari yoniga borib ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha natija olib daftoriga yozib boradi.



14.2-rasm. Tajribani bajarish modeli.

1-vazifa. Ish bajarish jarayonida shaklga ega bo‘lgan jismlar (konus, shar, silindr, to‘g‘ri to‘rtburchak.) tarozi yordamida tortib olinadi va nazariy qismda berilgan kattaliklar bo‘yicha hisoblash ishlari orqali jismlarning zichliklari (ρ) aniqlanadi. (14.2-rasm)

2-vazifa. Aniq shaklga ega bo‘lmagan jismlar (tosh, toj, chiroq, oval jism)ning zichligi suvga tushirish orqali topib olinadi, massalari tarozi yordamida o‘lchab olinadi va zichliklari (ρ) aniqlanadi. (14.2-rasm).

3-vazifa. Suyuqlikka har xil jismlar tushirilganda suyuqliklar har xil balandlikka ko‘tariladi. Ko‘tarilgan suyuqlik hajmi suvga botirilgan jismning hajmiga teng deb olinadi.

4-vazifa. Birinchi va ikkinchi usulda topilgan zichliklar qiymati qattiq qismlar zichligi keltirilgan jadval bilan solishtirilib boriladi.

14.4-jadval

N	Jismlarning nomi	m, kg	a, (m)	b, (m)	c, (m)	r, (sm)	h, (sm)	V, (m ³)	ρ , (kg/m ³)
1	Konus					3	7		$10,5 \cdot 10^3$
2	Shar					2			$10,5 \cdot 10^3$
3	Silindr					1,5	6		$10,5 \cdot 10^3$
4	Tog‘ri to‘rtburchak		8	4	3				$10,5 \cdot 10^3$

5-vazifa. Olingan natijalar va hisoblashlardan kelib chiqib, jadval to‘ldiriladi va tahlil hamda xulosa qilinadi.

14.5-jadval

№	Jismlar	Massa, m (kg)	Suvning hajmi. $V_1, (m^3)$	Suvning balandligi h (m)	Jism va suvning hajmi $V_2, (m^3)$	Jismning hajmi. $\Delta V (m^3)$	Moddaning zichligi. $\rho, (kg/m^3)$
1	Tosh						
2	Toj						
3	Chiroq						
4	Oval jism						

Eslatma: Jismlarning massasi, tomonlari, hajmlarini o'lchashda xalqaro birliklar sistemasiga o'tkazishni unitmang. Jadvallarni to'ldirish vaqtida o'lchash va hisoblashda olingan qiymatlarni jismlarning to'g'risidagi katakchalarga to'g'ri to'ldirishga harakat qiling.

Elektr zanjirining turli qismlaridagi tok kuchi va kuchlanishini o'lchash virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

Ishning maqsadi: Zanjirning turli qismlarida tok kuchi va kuchlanishni o'lchashni o'rganish.

Kerakli jihoz va texnik vositalar: namoyish tajribasini tashkil etish va bajarish uchun ishlab chiqarilgan pedagogik dasturiy vosita: namoyish tajribalari o'tkaziladigan stol tok manbai, ampermetr, voltmeter, lampochkalar, kalit va ulovchi o'tkazgichlar.

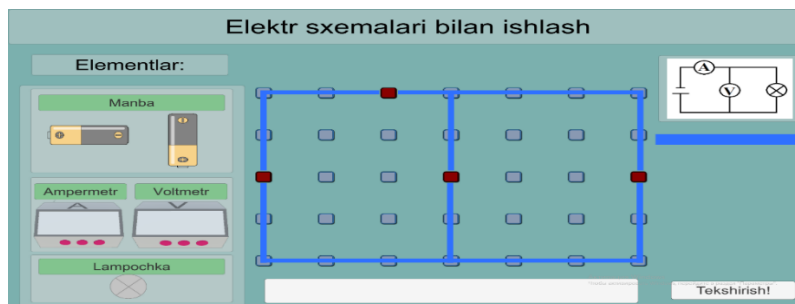
Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya honasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keying bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam; laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi stol va laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi. Test savollariga javob berib bo'lgandan keyin nechta to'g'ri javob topgani bilan ham tanishib oladi.

3-qadam; Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi 1-stol yoniga boradi va laboratoriya jihozlari yoniga borib ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha elektr zanjirini yig'adi. Zanjirni yig'ib bo'lgandan so'ng tekshirish

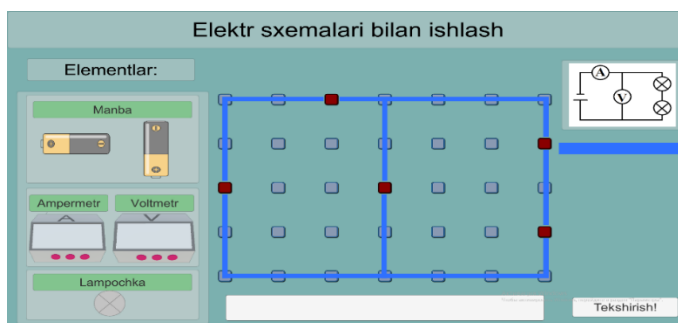
tugmasini bosadi. Oynada tabriklaymiz! topshiriq to‘g‘ri bajarildi! Laboratoriya xonasiga qaytishni xohlaysizmi ha yo‘q paneli chiqadi. Ha tugmasini bosib xonaga chiqiladi, voltmeter ampermetr ko‘rsatkichlarini daftarga yozib olinadi.



14.3-rasm. Laboratoriya ishini bajarish modeli

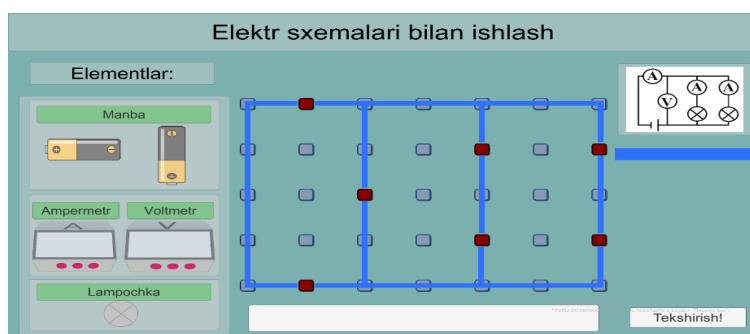
4–qadam; 2-stol yoniga boriladi. Dskada ko‘satilgan sxema bo‘yicha batareya ampermetr voltmeter va lampochkalar yordamida o‘tkazgichlarni ketma-ket ulash zanjiri yig‘iladi. Tekshirish tugmasini bosib xonaga qaytiladi.

5–qadam; Stolga yaqinlashganda dskada sxema ochiladi, sxema bo‘yicha batareya, ampermetr, voltmeter va lampochkalar yordamida o‘tkazgichlarni parallel ulash sxemasi yig‘iladi. Zanjir yig‘ib bo‘lingandan so‘ng tekshirish tugmasi bosib xonaga qaytiladi.



14.4-rasm. Laboratoriya ishini bajarish modeli

1-vazifa; 1-stolda ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko‘rsatkichlaridan foydalanib lampaning qarshiligi $I = \frac{U}{R}$ formula yordamida hisoblab topiladi.



14.5-rasm. Laboratoriya ishini bajarish modeli

2-vazifa; 2-stolda ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko‘rsatgichlaridan foydalanib lampalarning qarshiligi hisoblab topiladi. Lampalarning qarshiligi bir xil deb olinadi. $R=R_1+R_2$ formula yordamida umumiy qarshilik topib olinadi. Qarshiligi $R = \frac{U}{I}$ formula yordamida umumiy qarshilik hisoblab topiladi. Ketma-ket ulangan zanjirda tok kuchi bir xil bo‘lganligi uchun ($I= I_1=I_2$) birinchi zanjirdagi qarshilik $R_1=U/I_1$ ikkinchi lampadagi qarshilik $R_2=U/I_2$ formula yordamida hisoblab topiladi.

14.6-jadval

N _o	I	U	R
1			
...			

3-vazifa; 3-stoldagi ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko‘rsatgichlaridan foydalanib lampalarning qarshiligi hisoblab topiladi. Lampalarning qarshiligi bir xil deb olinadi. $R=R_1 \cdot R_2 / R_1 + R_2$ formula yordamida umumiy qarshiligi hisoblab topiladi.

$$R_1 = R_2 \text{ ekanligidan}$$

$$R_{um} = \frac{R \cdot R}{(R + R)}; R_{um} = \frac{R}{2}, \quad (14.6)$$

ya’ni umumiy qarshilik 1ta lampaning qarshiligining yarmiga teng bo‘ladi.

14.7-jadval

N _o	U	I	I ₁	I ₂	R ₁	R ₂	R _{um}
1							
...							

Parallel ulangan zanjirda kuchlanish bir xil bo'ladi. Tok kuchi ikkita lampadan o'tayotgan tok kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi $I = I_1 + I_2$. Ikkita parallel ulangan lampalarga ulangan ampermetr ko'rsatgichlari yig'indisi zanjirga umumiy ulangan ampermetr ko'rsatgichi bilan bir-xil ekanligini ko'rish mumkin. Parallel ulangan zanjirda kuchlanish bir xil $U = U_1 = U_2$ bo'ladi.

4-vazifa; Birinchi va ikkinchi lampalardagi qarshilik

$$R_1 = \frac{U}{I_1}, R_2 = \frac{U}{I_2} \quad (14.7)$$

formulalar yordamida hisoblab topiladi.

14.8-jadval

№	U	I	I_1	I_2	R_1	R_2	R
1							
.							

Tajriba natijalarini tahlil qiling va xulosa chiqaring.

Zanjirning bir qismi uchun om qonunini o'rganish virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

Ishning maqsadi: Zanjirning bir qismi uchun Om qonunini o'rganish.

Kerakli jihoz va texnik vositalar: namoyish tajribasini tashkil etish va bajarish uchun ishlab chiqarilgan pedagogik dasturiy vosita: namoyish tajribalari o'tkaziladigan stol tok manbai, ampermetr, voltmeter, noma'lum qarshilik (rezistorlar), kalit va ulovchi o'tkazgichlar.

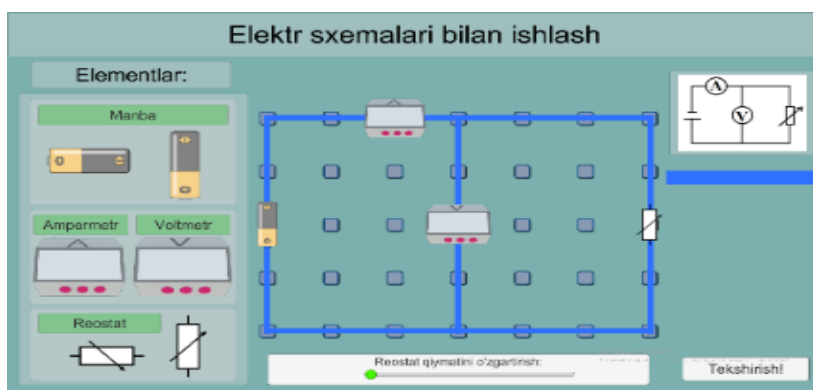
Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya xonasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keyingi bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam; laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi stol va laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi. Test savollariga javob berib bo'lgandan keyin nechta to'g'ri javob topgani bilan ham tanishib oladi.

3-qadam; Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi 1-stol yoniga boradi va laboratoriya jihozlari yoniga borib ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha elektr zanjirini yig'adi. Zanjirni yig'ib bo'lgandan so'ng Tekshirish tugmasi bosiladi. Oynada tabriklaymiz! topshiriq to'g'ri bajarildi! Laboratoriya xonasiga qaytishni xohlaysizmi ha yo'q paneli chiqadi. Ha tugmasini bosib xonaga chiqiladi, voltmeter, ampermetr ko'rsatkichlari daftarga yozib olinadi.

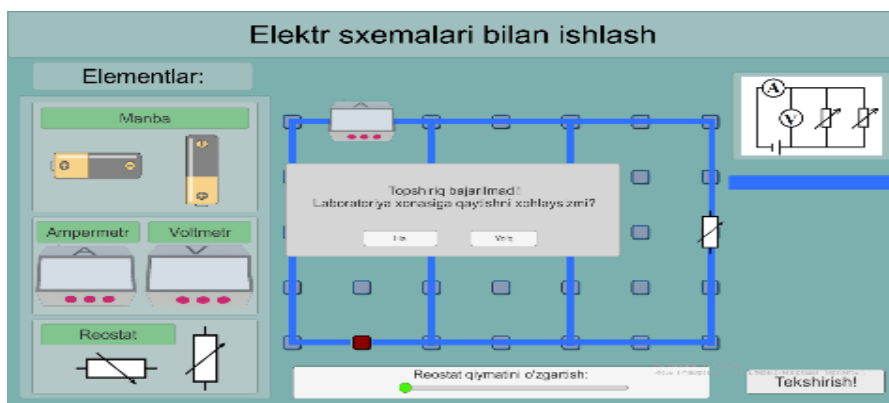
4-qadam; 2-stol yoniga boriladi. Dskada ko'rsatilgan sxema bo'yicha batareya ampermetr, voltmeter va rezistor yordamida o'tkazgichlarni ketma-ket ulash zanjiri yig'iladi. Tekshirish tugmasini bosib xonaga qaytiladi.



14.5-rasm. Laboratoriya ishini bajarish modeli

5-qadam; 3-stol yoniga boriladi. Stolga yaqinlashganda dskada sxema ochiladi. Sxema bo'yicha batareya, ampermetr, voltmeter va rezistor yordamida o'tkazgichlarni parallel ulash sxemasi yig'iladi. Zanjir yig'ib bo'lingandan so'ng tekshirish tugmasi bosilib xonaga qaytiladi

1-vazifa; 1-stolda ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko'rsatkichlaridan foydalanib rezistorning qarshiligi $I = \frac{U}{R}$ formula yordamida hisoblab topiladi.



14.6-rasm. Laboratoriya ishini bajarish modeli

14.9-jadval

№	I (A)	U (V)	R (Om)
1			
...			

2-vazifa; 2-stolda ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko'rsatgichlaridan foydalanib rezistorning qarshiligi hisoblab topiladi. Rezistorlarning qarshiligi bir xil deb olinadi. $R = R_1 + R_2$ formula yordamida umumiy qarshilik topib olinadi. Rezistorning qarshiligi $R = \frac{U}{I}$ formula yordamida umumiy qarshilik hisoblab topiladi. Ketma-ket ulangan zanjirda tok kuchi bir xil bo'lganligi uchun ($I = I_1 = I_2$) birinchi zanjirdagi qarshilik

$R_1 = \frac{U}{I_1}$ ikkinchi lampadagi qarshilik $R_2 = \frac{U}{I_2}$ formula yordamida hisoblab topiladi.

14.10-jadval

№	U	I	I_1	I_2	R_1	R_2	R_{um}
1							
...							

3-vazifa; 3-stoldagi ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko'rsatgichlaridan foydalanib rezistorning qarshiligi hisoblab topiladi. Rezistorning qarshiligi bir xil deb olinadi.

$R = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$ formula yordamida umumiy qarshiligi hisoblab topiladi.

$R_1 = R_2$ ekanligidan $R_{um} = \frac{R \cdot R}{R + R}$; $R_{um} = \frac{R}{2}$, ya'ni umumiy qarshilik 1ta rezistorning qarshiligining yarmiga teng bo'ladi.

Parallel ulangan zanjirda kuchlanish bir xil bo'ladi. Tok kuchi ikkita rezistordan o'tayotgan tok kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi.

$I = I_1 + I_2$ Ikkita parallel ulangan rezistorga ulangan ampermetr ko'rsatgichlari yig'indisi zanjirga umumiy ulangan ampermetr ko'rsatgichi bilan bir-xil ekanligini ko'rish mumkin. Parallel ulangan zanjirda kuchlanish bir xil $U = U_1 = U_2$ bo'ladi.

Birinchi va ikkinchi rezistordagi qarshilik $R_1 = \frac{U}{I_1}$, $R_2 = \frac{U}{I_2}$, formulalar yordamida hisoblab topiladi.

14.11-jadval

N _o	U (V)	I (A)	I ₁ (A)	I ₂ (A)	R ₁ (Om)	R ₂ (Om)	R (Om)
1							
...							

Natijani jadvalga yozing va xulosa chiqaring.

Qiya tekislikning FIKini aniqlash virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

Ishning maqsadi: Qiya tekislik va undan nima maqsadda foydalanishni o'rganish. Qiya tekislikda jismni ko'tarishda bajariladigan foydali va to'la ishlarni hamda qiya tekislikning foydali ish koeffitsiyenti haqidagi bilimlarni mustahkamlash.

Kerakli asbob va materiallar: uzun yupqa taxta, qisqichli shtativ, yog'och brusok, chizg'ich, yuklar to'plami, dinamometr

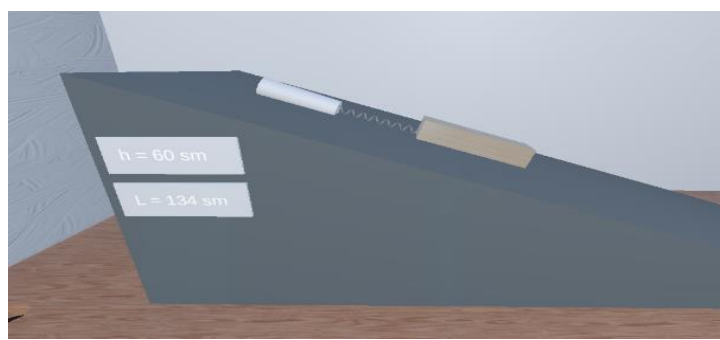
Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya xonasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keying bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam; laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi stol va laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi. Test savollariga javob berib bo'lgandan keyin nechta to'g'ri javob topgani bilan ham tanishib oladi.

3-qadam; Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi stol yoniga boradi va laboratoriya jihozlari yoniga borib ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha qiya tekislik, dinamometr va yuklar yordamida tajriba stoli yig'iladi.

4-
tekislikning
uzunligi



qadam. Qiya
balandiligi va
qiymatlari

14.7-rasm. Tajriba stoli

5-qadam. Dinamometrda tortilishi kerak bo'lgan brusok torozida o'lchab olinadi.

6-qadam. Brusokni qiya tekislikka qo'yib, uni dinamometr yordamida qiya tekislik bo'ylab F kuch bilan bir tekisda (siltamasdan) tortiladi.

1-vazifa. O'lchab olingan kattaliklar daftarga yozib boriladi va xalqaro birliklar sistemasiga o'tkaziladi.

2-vazifa. $A_f = F \cdot 1$ formulasi yordamida to'la, $A_f = P \cdot h$ formulasi yordamida esa foydali ishlar hisoblanadi.

3-vazifa. $\mu = \frac{A_f}{A_t} \cdot 100\%$ ifoda yordamida qiya tekislikning foydali ish koeffitsiyenti hisoblanadi.

4-vazifa. Barcha olingan qiymatlar va o'lchash natijalari jadvalga yoziladi
Eslatma. Tajribani kamida 3 marotaba bajarish kerak

14.12-jadval

#	l, m	h, m	F, N	P, N	A_t, J	A_f, J	$\eta, 100\%$
1							

...							

Matematik mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishini aniqlash virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

Ishning maqsadi: Matematik mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishini aniqlash usulini o'rganish

Kerakli asbob va jihozlar: Matematik mayatnik, laboratoriya universal shtativ, sekundomer, o'lchov lentasi, shtangensirtkul.

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya honasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keying bosqichga o'tkazilmaydi

2-qadam; laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi stol va laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi. Test savollariga javob berib bo'lgandan keyin nechta to'g'ri javob topgani bilan ham tanishib oladi.

3-qadam; Nazariy qism bilan bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi 1-stol yoniga boradi va laboratoriya jihozlari yoniga borib ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha matematik mayatnikni kerakli o'lchamlarini o'lchaydi va daftariga yozib boradi

4-qadam. Matematik mayatnik $N = 15$ marata tebranishi uchun ketgan vaqt t ni sekundomer yordamida o'lchab olinadi.

1-vazifa. Matematik mayatnikni 3marta tebratib natijalar daftarga yozib boriladi.

2-vazifa. $g = \frac{4\pi^2 l N^2}{t^2}$ formula yordamida erkin tushish tezlanishi hisoblab

topiladi. (3 marta tebratilgan hol uchun g_1, g_2, g_3 alohida hisoblab topiladi.)



14.8-rasm. Tajriba stoli

3-vazifa. Erkin tushish tezlanishi g ning o'rtacha qiymati

$$g_{o'rt} = \frac{g_1 + g_2 + g_3}{3} \text{ hisoblab topiladi.}$$

4-vazifa. Erkin tushish tezlanishini topishdagi absolyut xatoliklar quyidagicha hisoblab topiladi.

$$\begin{aligned} \Delta g_1 &= |g_{o'rt} - g_1|, \\ \Delta g_2 &= |g_{o'rt} - g_2|, \\ \Delta g_3 &= |g_{o'rt} - g_3| \end{aligned} \quad (14.8)$$

5-vazifa. Absolyut xatoliklarning o'rtacha qiymati

$$\Delta g_{o'rt} = \frac{(\Delta g_1 + \Delta g_2 + \Delta g_3)}{3} \text{ formula orqali hisoblab topiladi.}$$

6-vazifa. Erkin tushish tezlanishini hisoblashdagi nisbiy xatolik quyidagi formula yordamida hisoblab topiladi.

$$\eta = \frac{\Delta g_{o'rt}}{g_{o'rt}} \cdot 100\% \quad (14.9)$$

7-vazifa. Hisoblash natijalarini 2.14 –jadvalga yoziladi.

14.13-jadval

N ^o	l (m)	N	t (s)	T (s)	g (m/s ²)	g _{or't} (m/s ²)	Δg (m/s ²)	Δg _{or't} (m/s ²)	ε=(Δg _{or't} /g _{or't})*100%
1									
...									

Eslatma. Laboratoriya ishini matematik mayatnikning uzunligini o'zgartirib takroran bajarib ko'rish mumkin. Nisbiy xatolik 13%dan oshmasligi kerak. [98,1-4b]

**Tok manbainng elektr yurituvchi kuchini va ichki qarshiligini aniqlash
virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma**

Ishning maqsadi: ampermetr va voltmeter yordamida tok manbainng elektr yurituvchi yurituvchi kuchini va ichki qarshiligini aniqlash.

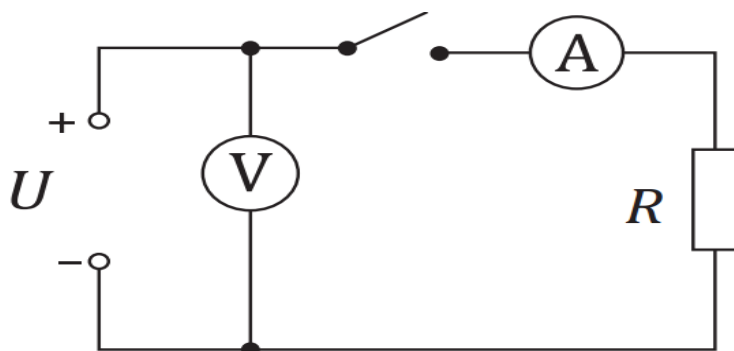
Kerakli jihoz va texnik vositalar: laboratoriya universal ta'mirlash manbai yoki akkumulyator, ampermetr, voltmeter, kalit, ulovchi similar, 10 Om va 20 Om qarshilikka ega bo'lgan rezistorlar,

Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya honasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keying bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam; laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi. Test savollariga javob berib bo'lgandan keyin nechta to'g'ri javob topganligi bilan ham tanishib oladi.

3-qadam; Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi laboratoriya stoli yoniga boradi va ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha elektr zanjirini yig'adi. Zanjirni yig'ib bo'lgandan so'ng tekshirish tugmasi bosiladi.



14.10-rasm. laboratoriya ishini bajarish modeli

4-qadam; Kalit ochiq holda voltmeter ko'rsatishi U_V ni yozib oling. $U_V = \varepsilon$ ga teng deb hisoblanadi

1-vazifa. Kalitni ulanadi va ampermetr ko'rsatishi I_A ni daftarga yozib olinadi

5-qadam. Tashqi qarshilik o'zgartirilib tajriba 3 marta takroran bajariladi

2-vazifa; Tajriba takroran bajarilgan vaqtda ampermetr ko'rsatishlarini I_A ni daftarga yozib oboriladi

3-vazifa; Ish bajarish jarayonida yozib olingan ampermetr va voltmeter ko'rsatgichlaridan foydalanib manbaning ichki qarshiligklari

$$r = \varepsilon - \frac{U_2}{I} \quad (14.10)$$

formula orqali hisoblab topiladi.

14.14-jadval

№	U (V)	I (A)	R (Om)	ε (V)	r (Om)
1					
...					

Eslatma: tashqi qarshilik o'zgarib tok manbai o'zgarmaganda manbaning ichki qarshiligi o'zgarmay qoladi. Hisoblar natijasida r ichki qarshilik bir xil chiqishiga e'tibor bering.

Yarimo'tkazgichli diodning volt-amper tavsifini o'rganish virtual laboratoriya ishini bajarishga oid ko'rsatma

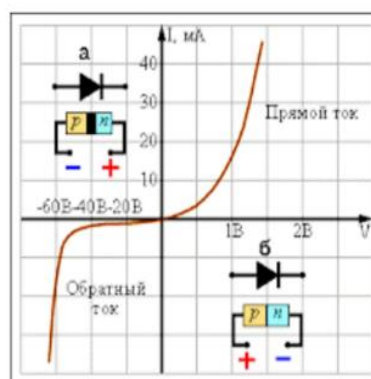
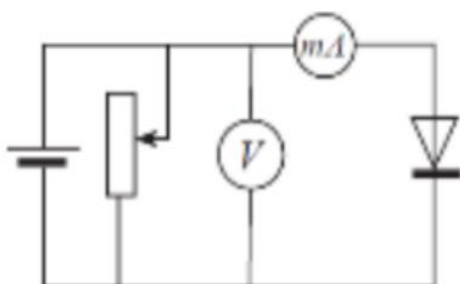
Ishning maqsadi: yarimo'tkazgichli dioddan o'tuvchi tok kuchi va unga qo'yilgan kuchlanishga bog'liqligini o'rganish.

Kerakli asboblari: yarimo'tkazgichli diod (kolodkada), o'zgarmas tok manbai (36-42 V), kalit; o'tkazgich simlari; milliampermetr; voltmeter;

Virtual laboratoriyani bajarish algoritmi va metodikasi:

1-qadam. Ushbu virtual laboratoriya ishini yaratishda o'quvchilar o'zlarini real fizika laboratoriya honasida yurganday his qilishi hisobga olindi. O'quvchi laboratoriya xonasiga kirishda laboratoriya xalatini kiyishi haqida ogohlantiriladi. Xonaga kirish vaqtida xalat kiyilmasa keying bosqichga o'tkazilmaydi.

2-qadam; laboratoriya xonasiga kirgan o'quvchi laboratoriya ishining nazariy qismi bilan tanishib test savollariga javob beradi. Test savollariga javob berib bo'lgandan keyin nechta to'g'ri javob topganligi bilan ham tanishib oladi.



14.12-rasm. Diodning bir tomonlama o'tkazuvchanligi diagrammasi

3-qadam; Nazariy qism va ish bajarish tartibi bilan tanishgan o'quvchi laboratoriya stoli yoniga boradi va ish bajarish ketma-ketligi bo'yicha elektr zanjiri yig'iladi. Chizmada quyidagi belgilashlar keltirilgan: M-o'zgarmas tok manbai, Reostat; V-voltmetr; mA-milliampermetr; D-diod; K-kalit.

4-qadam. Ochiq (Zanjir uzilgan) holatga keltiriladi.

5-qadam. Reostat surgichini surib, voltmetrning ko'rsatishi 0 V bo'ladigan holatga qo'yiladi.

6-qadam. Kalit ulanadi.

7-qadam. Reostat jilgichini surib, tashqi zanjirga beriladigan kuchlanish orttirib boriladi. Voltmetr va milliampermetr ko'rsatishlari yozib boriladi.

8-qadam. O'lchash natijalari quyidagi jadvalga kiritiladi.

14.15-jadval

U, V									
I, mA									

9-qadam. Kalit ochiq (zanjir uzilgan) holatga keltiriladi.

10-qadam. Tok manbaining qutblari almashtirilib ulanadi va tajriba yuqorida keltirilgan 3-6- ko'rsatmalar bo'yicha takrorlanadi.

1-vazifa. Natijalarga ko'ra, yarimo'tkazgichli dioddan o'tuvchi tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik grafigi chiziladi.

2-vazifa. Yarimo'tkazgichli dioddan to'g'ri p-n o'tish va teskari p-n o'tish yo'nalishida o'tadigan tok kuchining qo'yilgan kuchlanishga bog'liqligi solishtiriladi.

Eslatma: Diodga teskari yo'nalishdagi kuchlanish qo'yilganda diod pasportida yozilgan qiymatidan kata kuchlanish qo'yish mumkin emas.

Fizika fanidan laboratoriya mashg'ulotlarida o'rganilayotgan hodisa va jarayonlar mohiyatini ochib berish va o'quvchining fikrlash faoliyatini

rivojlantirish uchun virtual konstruktorlardan foydalanish maqsadga muvofiq. Simulyatorlardan foydalangan holda o'tkazilgan tajribalarda o'quvchilar yakka tartibdagi turli darajadagi murakkablikdagi topshiriq va savollar ega bo'lgan tarqatma materiallar zarur. Shu maqsadda, tarqatma materiallarni elektron va qog'oz variantlarini modellar bilan birgalikda kompleks ko'rinishda o'quvchilarga taqdim etiladi. Fizikaviy jarayonlarni modellashtirish mashg'uloti shartli ravishda quyida keltirilgan mashg'ulot turlarini o'z ichiga oladi; model bilan tanishish topshirig'i, virtual tajribalar, eksperimental topshiriqlar, hisob-kitob turdagi topshiriqlar, model yaratish topshiriqlari va ijodiy topshiriqlar va boshqalar. Model yaratishdan maqsad umumta'lim va ixtisoslashtirilgan maktablarda o'quvchilarni fizika fani mavzularidagi laboratoriya mashg'ulotlariga qiziqishini uyg'otish va bu orqali kireativ fikrlashini oshirish hamda o'zi bajargan laboratoriya mashg'ulotlari asosida ilm fan rivojiga o'z hissasini qo'shish va uni mukammal o'rganish maqsad qilib olingan.

Shuning uchun, quyidagi pedagogik modelda umumtalim va ixtisoslashtirilgan maktablarda fizikadan laboratoriya mashg'ulotlarini pedagogik dasturiy vositalar asosida takomillashtirishning mazmuni, shakli va vositalari, pedagogik imkoniyatlarini o'zida mujassam etgan model ishlab chiqildi va u quyidagi rasm orqali tushuntiriladi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 14 fevraldagi 2017-2021 yillarda O‘zbekiston Respublikasini rivojlantirishning beshta ustuvor yo‘nalishi bo‘yicha Harakatlar strategiyasi.
2. Sh.M. Mirziyoev “Buyuk kelajagimizni mard va olijanob xalqimiz bilan birga quramiz” Toshkent-«O‘zbekiston» - 2017. 488 bet.
3. Sh.M. Mirziyoev “Qonun ustuvorligi va inson manfaatlarini ta’minlash-yurt taraqqiyoti va xalq farovonligining garovi” Toshkent-«O‘zbekiston»-2017.48 bet.
4. Mirziyoev Sh.M. “Milliy tiklanishdan milliy yuksalish sari”. – Toshkent, “Yoshlar nashriyot uyi”. 2019. -158 bet.
5. I.A.Karimov «Barkamol avlod O‘zbekiston taraqqiyotining poydevori». T., 1997.
6. M.D. Jo‘raev “Fizika o‘qitish metodikasi (umumiy masalalar)” T., TDPU., 2015.
7. K.A.Tursunmetov “Difaktikaning asosiy xususiyatlari” “Fizika, matematika va informatika” jurnali 2019.
8. K.A.Tursunmetov “Fizikadadan zamonaviy glossariy mazmuni va uning aspektlari” “Uzluksiz ta’lim” jurnali №3 2014.
9. G.F.Bushok, Ye.F.Veng yer “Metodika prepodovaniya obshchey fiziki v vysshey shkole” Kiev. 2000.
10. Qurbonov M., Uzoqova G.S., Tursunov K.Sh. “Fizika o‘qitishning nazariy asoslari” T.”O‘zbekiston” 2008.
11. Yusupov A., Saidov T. Ta’limda innovatsion texnologiyalarni qo‘llash.–T., 2006.
12. Qurbonov M. Fizikadan namoyish eksperimentlarining uslubiy funksiyalarini kengaytirishning nazariy asoslari.–T., Fan, 2008
13. Astonov S.X. Vaxobova M.A.Qurbonov M. Umumiy fizika kursidan masalalar to‘plami.Uslubiy qo‘llanma. –Toshkent: 2008. – 159 b.
14. D.Begmatova, M.Qurbonov Fizika o‘qitish metodikasi. O‘UM, 2020.

MUNDARIJA

Soʻz boshi.....	3
Fizika fani va uning vazifasi.....	4
Moddiy nuqta kinematikasi va dinamikasi.....	24
Mexanik tebranishlar va toʻlqinlar.....	107
Termodinamika qonunlari.....	146
Elektrostatika.....	164
Oʻzgarmas tok qonunlari.....	175
Metall elektr oʻtkazuvchanligining klassik nazariyasi. Yarim oʻtkazgichlar va dielektriklar. Kontakt hodisalari.....	194
Magnit maydon va uning xarakteristikasi.....	210
Elektromagnit induksiya.....	239
Elektromagnit toʻlqinlar va yorugʻlikning toʻlqin xossalari.....	260
Nurlanishni kvant nazariyasi.....	273
Kvant mexanikasining elementlari.....	345
Atom tuzilishi va uni xususiyatlari.....	361
Laboratoriya darslarini dasturiy vositalar asosida tashkil etish.....	384
Foydalanilgan adabiyotlar.....	403