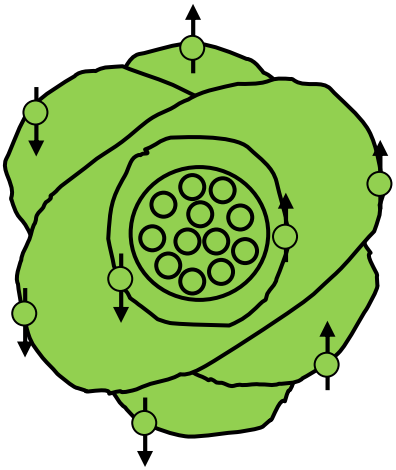
N. A. SULTANOV

FIZIKA KURSI



FARG‘ONA – 2011

N.A.SULTANOV

FIZIKA KURSI

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi tomonidan oliy texnika o‘quv yurtlari uchun darslik sifatida tavsiya etilgan

Farg‘ona – 2011

UDK 530,1 (075,8)

N. A. Sultanov. Fizika kursi. Oliy o‘quv yurtlari uchun darslik.

Darslikda oliy texnika o‘quv yurtlari uchun tasdiqlangan o‘quv dasturi asosida umumiy fizika kursining nazariy asoslari qisqa bayon etilgan. Muallif bu darslikni tayyorlashda o‘zining oliy o‘quv yurtlarida talabalarga dars berish jarayonida orttirgan boy tajribasidan foydalandi. Darslik oliy texnika o‘quv yurtlari uchun mo‘ljallangan bo‘lib, undan shu sohada ishlovchi mutaxassislar ham foydalanishi mumkin.

Taqrizchilar:

Sultanov N. A.

Fizika kursi. Oliy o‘quv yurtlari uchun darslik.

2011. – 440 bet.

Darslikda oliy texnika o‘quv yurtlari uchun tasdiqlangan o‘quv dasturi asosida umumiy fizika kursining nazariy asoslari qisqa bayon etilgan. Muallif bu darslikni tayyorlashda o‘zining oliy o‘quv yurtlarida studentlarga dars berish jarayonida orttirgan boy tajribasidan foydalandi. Darslik oliy texnika o‘quv yurtlari uchun mo‘ljallangan bo‘lib, undan shu sohada ishlovchi mutaxassislar ham foydalanishi mumkin.

В этом учебнике кратко изложены теоретические основы общей физики в соответсвии с программой по физике для студентов высших технических учебных заведений.

Автор при написании этого учебника использовал не только многочисленный научный, научно-популярный и учебный материал, но и свой богатый опыт, приобретённый при преподавании в высших учебных заведениях.

В книге кратко и просто изложены основы общей физики: механика, статистическая физика и термодинамика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая и квантовая оптика, физика твёрдого тела, атомная и ядерная физика, физика элементарных частиц. А также, после каждой главы даны контрольные вопросы для закрепления материала и примеры решений задач.

Этот учебник предназначен для студентов высших учебных заведений и технологического направления, студентов заочных отделений и дистанционного обучения. Также учебником могут пользоваться предподаватели по физике, специалисты в области физики и другие.

In this textbook theoretical bases of the general physics are briefly stated according to the program in physics for students of the maximum technical educational institutions.

The Author at a spelling of this textbook used not only numerous scientific, popular scientific and a teaching material, but also the wide experience acquired at teaching in higher educational institutions.

In the book it is brief and bases of the general physics are simply stated: the mechanics, statistical physics and thermodynamics, an electricity and magnetism, fluctuations and waves, wave and quantum optics, physics of a firm body, nuclear and nuclear physics, physics of elementary particles. And also, after each chapter control questions for fastening a material and ehamples of decisions of problems are given.

This textbook is intended for students of higher educational institutions and a technological direction, students of in absentia branches and remote training. Also the textbook teachers in physics, experts can use in the field of physics and others.

© 2011

SO‘Z BOSHI

Oliy texnika o‘quv yurtlari uchun mo‘ljallangan ushbu darslikda umumiy fizikaning uslubiy dasturida ko‘zda tutilgan nazariy asoslari bayon etilgan.

Fizika kursini qisqa muddatda bir yoki ikki semestr o‘qitiladigan yo‘nalishlarni inobatga olgan holda, uslubiy dastur asosida eng zarur bo‘lgan nazariy va amaliy ma’lumotlarni qisqa muddat ichida samarali o‘zlashtirib olishga imkon bera oladigan fizika kursi darsligi zaruriyati tug‘ildi.

Shu munosabat bilan tavsiya qilinayotgan “fizika kursi” kichik hajmda (bir tomlik) yozilgan va unda oliy matematikaning eng sodda hosilalar va integrallarning jadvallarida berilgan formulalardangina foydalanilgan xolos. Ko‘pgina fizikaviy qonuniyatlarning matematik ko‘rinishlarini keltirib chiqarilishi sodda shaklda berilgan. O‘rganilayotgan fizik jarayonlar va hodisalarni yaxshiroq tushunib olish uchun keltirilgan misollar ishlab chiqarishi bilan bog‘liq bo‘lgan sohalardan olingan.

Ushbu darslikda fizikaviy kattaliklarning faqat bitta birliklar sistemasi (SI)dan foydalanilgan bo‘lib, bu birliklar bilan bir qatorda sistemaga kirmaydigan (litr, millimetr, simob ustuni, angstrem, elektronvolt va shunga o‘xshashlar) berilgan. Taqdim qilinayotgan kitob yetti bo‘limdan iborat. Birinchi bo‘limda klassik mexanikani fizik asoslarining sistemali bayoni va nisbiylik nazariya asoslari berilgan. Ikkinchi bo‘lim, asosan, statistik fizika va termodinamikaga bag‘ishlanadi. Uchinchi bo‘limda elektrostatika, o‘zgarmas elektr toki va elektromagnetizm o‘rganiladi. To‘rtinchi bo‘lim - tebranishlar va to‘lqinlar, elektromagnit va mexanik tebranishlarni parallel qarab chiqishga bag‘ishlanadi. Beshinchi bo‘limda to‘lqin optika va nurlanishning kvant tabiati qarab chiqiladi. Oltinchi bo‘lim - atomlar, molekulalar va qattiq jism kvant fizikasi elementlariga bag‘ishlanadi. Yettinchi bo‘limda yadro va elementar zarrachalar fizikasi bayon etiladi.

Muallif ushbu kitobni yozishda, uning sifatini yaxshilash maqsadida o‘zlarining qimmatli fikr va ko‘rsatmalarini bergan hamda katta yordam ko‘rsatgan Farg‘ona politexnika instituti «fizika» kafedrasining barcha professor - o‘qituvchilariga va yordamchi xodimlariga chuqur minnatdorchilik bildiradi.

Darslikni ikkinchi nashriga muallifning so‘z boshi

Ushbu ikkinchi nashrda «Fizika kursi» darsligi yangitdan qayta ishlandi. Ba’zi paragraflar yangitdan qo‘shildi. Birinchi nashrda yo‘l qo‘-yilgan ba’zi kamchiliklar bartaraf qilindi.

Masalan, IV bobni oxiriga 4.4-§ qilib, «Uzluksizlik. Bernulli tenglamasi» temasi kiritildi. Chunki, 4.2-§ Energiya. Energiya saqlanish qonuniga bag’ishlanadi. Suyuqliklarda esa energiya saqlanish qonunini bajarilishi Bernulli tenglamasida o‘z aksini topadi.

Bulardan tashqari har bir bobni oxirida o‘zlashtiruvchi savollar va shu yuqoridagi boblar mavzulariga muvofiq masalalar yechish namunalari berilgan.

Bularni berilishi, birinchidan, yuqoridagi mavzulariga mustahkamlasa, ikkinchidan, talabalarni shu mavzulariga qiziqishini, e’tiborini orttiradi, masalalar yechishga bo‘lgan harakatlarini jonlantiradi, intilishlarini esa kuchaytiradi.

Masala yechish namunalarini berganimizda biz, bizgacha bo‘lgan masala yechish namunalaridagi berilgan fizik kattaliklar bilan, ularning o‘lchov birliklarini aralashtirib yozilishiga yo‘l qo‘ymadik, ya’ni berilganlarni yozganda, biz avvalo, ularni bir sistemaga keltirib oldik, so‘ngra masala yechishga kirishdik. Bu holda son qiymatlari bilan o‘lchov birliklarni ifodalovchi qisqartirilgan harflar (metr - m: kilogrammni - kg: sekundni - s va hokazo) aralashib ketmaydi va fikrni chalg’itmaydi.

Bularni e’tiborga olib biz ana shu usulga qat’iy yondoshdik va yaxshi natijalar beradi degan umiddamiz.

Masalalar tanlashda juda murakkab masalalar tanlashga emas, balki «soddadan-murakkab»ga prinsipini saqlashga harakat qildik. Shuningdek, tanlangan masalalarni berilgan temalarga mosligi nazarda tutildi va hokazo.

Muallif bu nashrni tayyorlashda ba’zi kamchiliklarni ko‘rsatgan va ularni yo‘qotishga yaqindan yordam bergan fizika kafedrasi professor-o‘qituvchilariga va taqrizchilarimiz prof. Yuldashev N.X., dots. Xaydarov A.X.ga o‘z minnatdorchiligini bildirishni lozim deb topdi.

Darslikning uchinchi nashriga so‘z boshi

Ushbu uchinchi nashrda, ikkinchi nashrdagi kabi «Fizika kursi» darsligini yangitdan qayta ishlandi. Birinchi va ikkinchi nashrda yo‘l qo‘yilgan ba’zi kamchiliklar bartaraf qilindi, foydali qo‘shimchalar kiritilib boyitildi.

Masalan, har bir bobni oxirida o‘zlashtiruvchi savollar va shu yuqoridagi boblar mavzulariga muvofiq masalalar yechish namunalari bilan chegaralanib qolmasdan, auditoriya va uyda mustaqil mashq qilish uchun 10-15 tadan masalalar berilgan.

Bularni berilishi talabalarni ko‘proq mustaqil ishlashga o‘rgatadi va olgan bilimlarni mustahkamlaydi.

Mustaqil yechish uchun masalalar tanlashda, masalalar yechish namunalariga o‘xshab, «soddadan-murakkab»ga tamoyilini saqlashga harakat qildik.

Shuningdek, muallif darslik nihoyasida xulosa va uni jonli ifodalash uchun asosiy qonunlar va formulalarni yozib berishni lozim deb topdi. Bu esa talabalarni, berilgan mavzularga mos kelgan formula va qonunlarni tezroq o‘zlashtirishga va yodda saqlashga yordam beradi.

Bulardan tashqari ilova sifatida har bir berilgan masalalarga mos ba’zi asosiy fizik kattaliklar jadvallarini berilishini ta’minladik.

Muallif ushbu nashrni tayyorlashda yaqindan yordam bergan fizika kafedrasi professor-o‘qituvchilariga va institutning nashirlik bo‘limi xodimlariga o‘z minnatdorchiligini bildiradi.

KIRISH

Fizika fani va uning boshqa fanlar bilan aloqasi

Biz yashab turgan, hayot kechirayotgan gallaktikamiz (Quyosh va uni atrofida aylanayotgan to‘qqizta planeta va yulduzlar sistemasi) juda ko‘p asrlardan beri mavjud. Yerimiz, tabiatimiz, yetti osmonimiz gallaktikaning bir bo‘lagi bo‘lib, tirik organizmlar va odamzod maskani sifatida paydo bo‘ldi. Tabiat hodisalarini, jarayonlarini va qonunlarini o‘rganish juda qadimdan boshlangan. Tabiat sirlarini o‘rganish, qonunlarini ochish asosida insoniyat o‘zining turmush sharoitini,yashash imkoniyatlarini yaxshilab bordi. Tabiat sirlarini o‘rganish o‘z navbatida, o‘z zamonidagi fikrli, mulohazali, ilg‘or kishilarni o‘ziga tortdi. Qadimgi Yunonistonda tabiat hodisalarini o‘rganuvchi tabiatshunoslik fani vujudga keldi.

Fizika yunoncha so‘z bo‘lib, “**phusis**”- tabiat degan ma’noni anglatadi. Fizika fanini birinchi bo‘lib, qadimgi yunon mutafakkiri Aristotel (eramizdan avvalgi 384-322 yil) o‘zining kitoblarida bayon etgan. O‘sha davrda fizikaning tarkibiga hozirgi ximiya, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar bo‘lib ajralib chiqqan, lekin ular o‘rtasida keskin chegara yo‘q, ular doimo bir-birlarini to‘ldirib hamisha aloqada bo‘ladilar. Bu gaplarni isboti sifatida tabiatdan yangi-yangi hodisalarning kashf qilinishi va ularning amalda qo‘llanishi natijasida fizikaviy-ximiya, astrofizika, geofizika, biofizika kabi birlashgan fanlarning vujudga kelishini ko‘rsatish mumkin. Shuning uchun, fizika – barcha tabiiy va amaliy fanlarning poydevoridir deyish mumkin.

Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi ikki tomonlamadir: Bu fanlar fizika asboblari yordamida taraqqiy qilib, yangi fan cho‘qqilarini egallashsa, o‘zining yutuqlari bilan fizikani ham boyitadi va uni oldiga yangi vazifalar, yangi mukammal asboblar yaratishni qo‘yadi, shu tariqa o‘zi ham, fizika ham rivojlanib boradi.

Masalan: astranomlarga yangi teleskoplarni yaratib berish, osmon jismlarini mukammalroq o‘rganishga, biologlarga elektron mikroskoplarni yaratilishi, hayotni qanday paydo bo‘lish sirini ochilishiga olib keldi, ximiklarga spektroskopni yasab berilishi elementlar davriy sistemasidagi 24 ta elementni kashf etilishiga sabab bo‘ldi va hokazo.

Fizika fani rivojlanishida buyuk o‘zbek mutafakkir olimlarimizning boy ilmiy meroslarni ham ahamiyati katta bo‘lgan.

Ayniqsa, Abu Rayhon Beruniyning falsafiy qarashlari, dunyo xaritasini yaratishdagi urinishlari “Amerika”-qit’asi borligini bashorati (Kolumbning Amerikani ochishida asos bo‘lgan), shuningdek, Ahmad Al-Farg‘oniyning Yer meridianini o‘lchab chiqishlari, tutash idish qonunidan foydalanib Nil daryosi suvini o‘lchab beradigan qurilmani yaratgani (u hozirgacha saqlanganligi), Al-Xorazmiy bilan birgalikda osmon jismlarini o‘rganishdagi tadqiqotlari hozirgacha ham o‘z qiymatini yo‘qotganicha yo‘q.

Bizning atrofimizni o‘rab olgan moddiy dunyo doimo uzluksiz harakatda bo‘lgan materiyadan iboratdir. Materiya ikki ko‘rinishda namoyon bo‘ladi:

1) modda ko‘rinishda, masalan, qattiq, suyuq, gazsimon va plazma holatidagi jismlar;

2) maydon ko‘rinishida, masalan, gravitatsion maydon, elektromagnit maydon, yadroviy kuchlar maydoni va boshqalar.

Fizika fani materiyaning tuzulishini va materiya harakatining eng oddiy ko‘rinishidan tortib, to eng umumiy ko‘rinishlarigacha o‘rganadi: mexanik, atom-molekulyar, gravitatsion, elektromagnit, atom va yadro ichidagi jarayonlar.

Harakat deganda, materiyaning tabiatda bo‘ladigan barcha o‘zgarishlari, bir turdan ikkinchi turga aylanishlari, barcha jarayonlar tushiniladi.

Fizikaviy tadqiqot usullari. Fizika hodisalarini tabiat sharoitida o‘rganish ***kuzatishdan*** boshlanadi. Hodisalarni sun’iy ravishda laboratoriya sharoitida amalga oshirib, tajriba o‘tkazishni ***eksperiment*** deb ataladi. Eksperimentni kuzatishga qaraganda, bir qator afzal tomoni bor, chunki tabiiy sharoitlarda biror hodisa ro‘y berishi uchun sutkalab, oylab, hatto, yillab kutishga to‘g‘ri keladi. Laboratoriya sharoitida esa bu hodisani xohlagan qisqa vaqtda amalga oshirish mumkin.

Kuzatish va tajriba natijalaridan hodisani tushuntirish uchun mulohaza va mantiqiy umumlashtirishlar asosida ***gipoteza*** (ilmiy faraz) lar yaratiladi.

Agar gipoteza eksperimentda tasdiqlansa, u haqiqiy fizik nazariyaga aylanadi, aks holda gipoteza sinovdan o‘tmagan gipotezaligicha qoladi.

Fizik ***nazariya*** atrofimizda sodir bo‘layotgan bir qator hodisalarni, ularning mexanizmi va qonuniyatlarini tushuntira olishi kerak. Eksperiment asbob - uskunalarini zamonaviylashuvi va o‘sishi bilan yangi hodisalar kashf etiladi, bu esa o‘z navbatida yangi fizik nazariyalar yaratilishini taqozo qiladi.

Fizik kattaliklarni o‘lchash uchun o‘lchov birliklari tanlab olinadi. O‘lchash mumkin bo‘lgan fizik kattaliklarning birliklari etalon (namuna) larga ega. Fizik kattaliklarning qiymati deganda, mazkur kattalik etalondan (eski uning nusxasidan) necha marta farqlanishini ko‘rsatadigan son tushuniladi. Har bir fizik kattalik o‘lchov birligini boshqa fizik kattaliklarga bog‘liq bo‘lmagan holda mustaqil tanlash mumkin.

Masalan, yettita fizik kattalik uchungina, o‘lchov birligi ixtiyoriy tanlanadi. Bu fizik kattaliklarning o‘lchov birliklari ***asosiy birliklar*** deb yuritiladi. Qolgan barcha fizik kattaliklarning o‘lchov birliklari bu kattaliklarni asosiy kattaliklar bilan bog‘lovchi qonunlar (formulalar) asosida tanlanadi. Bunday kattaliklarning o‘lchov birliklari ***hosilaviy birliklar*** deb yuritiladi.

1960 - yil oktabrda Xalqaro sistema qabul qilindi.

1961 - yilning 24- avgustida oldingi Sovet Ittifoqida “Sistema Internatsionalnaya” so‘zlarini bosh harflari bo‘yicha SI (“Es-I”deb o‘qiladi) tarzda belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da ***yettita asosiy birlik*** va ***ikki qo‘shimcha birlik*** qabul qilingan:

Asosiy birliklar

Uzunlik, metr (m). Kripton -86 atomining $2r_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasida o‘tishga mos bo‘lgan nurlanishning vakuumdagi to‘lqin uzunligidan 1650763,73 marta katta bo‘lgan uzunlik ***1 metr*** deb qabul qilingan.

Massa, kilogramm (kg). Kilogrammni xalqaro prototipining massasi ***1 kilogramm*** deb qabul qilingan.

Vaqt, sekund (s). Seziy – 133 atomi asosiy holatining ikki o‘ta nozik sathlari orasidagi o‘tishga mos bo‘lgan nurlanish davridan 9192631770 marta katta vaqt ***1 sekund*** deb qabul qilingan.

Elektr tokining kuchi, Amper (A).

1 amper tok vakuumdagi bir- biridan 1m masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik to‘g‘ri o‘tkazgichlardan o‘tganda o‘tkazgichning har bir metr uzunligiga $2*10^{-7}$ N kuch ta’sir qiladi.

Termodinamik temperatura, Kelvin (K).

Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning 1/273,16 ulushi 1 kelvin deb qabul qilingan.

Modda miqdori, mol(mol).

Uglerod -12 atomining 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element (masalan, atom, molekula yoki boshqa zarra)lardan tashkil topgan sistemadagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.

Yorug‘lik kuchi, kandela (kd).

$540 \cdot 10^{12}$ Gs chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug‘ligining energetik kuchi 1/683 · Vt/sr ga teng bo‘lgan yo‘nalishdagi yorug‘lik kuchi 1 ***kandela*** deb qabul qilingan.

Qo‘shimcha birliklar

Yassi burchak, radian (rad).

Aylanma uzunligi radiusga teng bo‘lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak ***1 radian*** deb qabul qilingan.

Fazoviy burchak, steradian (sr).

Uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuvchi fazoviy burchak ***1 steradian*** deb qabul qilingan.

Hosilaviy birliklar

Tezlik, metr taqsim sekund (m/s).

1m/s tezlik bilan to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan moddiy nuqta ***1s davomida 1m masofaga ko‘chadi***.

Tezlanish, metr ,taqsim sekund kvadrat (m/s^2)

$1m/s^2$ tezlanish bilan to‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakat qilayotgan moddiy nuqtaning ***tezlanishi 1s da $1m/s^2$ ga o‘zgaradi***.

Impuls, kilogramm - metr taqsim sekund (kg.m/s). ***1kg.m/s - 1m/s tezlik bilan harakatlanayotgan 1kg massali jismning impulsi***

Kuch, Nyuton (N).

1N- massasi 1kg bo‘lgan jismga ta’sir qilib, unga ta’sir yo‘nalishida $1m/s^2$ tezlanishni beradigan kuch.

Kuch impulsi, Nyuton sekund (N.S).

1N.s-1s davomida ta’sir etuvchi 1N kuchning impulsi.

1. MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

Mexanika - fizika bo‘limi bo‘lib, materiya harakatining eng sodda va eng umumiy shakllarini o‘rganar ekan, u jismlarning yoki jismlar qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishini ifodalovchi mexanik harakat haqidagi ta’limotdir.

Mexanikani fan sifatida rivojlanishi eramizdan oldingi III asrlarga borib taqaladi. O‘sha davrdayoq qadimgi yunon olimi Arximed (287-212 eramizdan oldingi yillar) richagning muvozanatlik qonunini shakllantirishi uning mexanika fanini rivojlanishiga dastlabki qo‘shilgan hissasi deb qarash mumkin. Mexanikaning asosiy qonunlarini Italiya olimi Galiley (1564-1642) aniqlagan bo‘lsa, ingliz olimi Nyuton (1643-1727) bu qonunlarni uzil-kesil ta’riflab berdi va fundamental qonun sifatida shakllantirdi.

Galiley va Nyuton mexanikasi **klassik mexanika** deb yuritiladi va yorug‘lik tezligiga qaraganda ancha kichik tezliklarda harakat qilayotgan makroskopik jismlar harakat qonunini o‘rganadi.

Yorug‘lik tezligiga yaqin tezliklarda harakat qilayotgan makroskpik jismlar harakat qonunlarini A.Enshteyn (1879-1955) kashf etgan **nisbiylik nazariyasi o‘rganadi**. Mikroskopik jismlar (alohida atomlar va elementar zarrachalar) harakat qonunlariga kelsak, bularni klassik mexanika tushuntira olmaydi. Ularni **kvant mexanika** o‘rganadi.

Mexanika quyidagi uch bo‘limni o‘z ichiga oladi: kinematika, dinamika va statika.

Kinematika - jismlar harakatini uni vujudga keltirgan sabablarga qarab emas, balki ularni harakat davomida qoldirgan izlariga (trayektoriyasiga) qarab o‘rganadi.

Dinamika jismlarning harakat qonunlarini uni vujudga keltirgan sabablarga qarab, ya’ni kuch ta’sirida jismlar harakatini o‘rganadi.

Statika jismlar sistemasining muvozanatlik qonunlarini o‘rganadi. Agar jismlar harakat qonunlari ma’lum bo‘lsa, ulardan muvozantlik qonunlarini ham aniqlash mumkin.

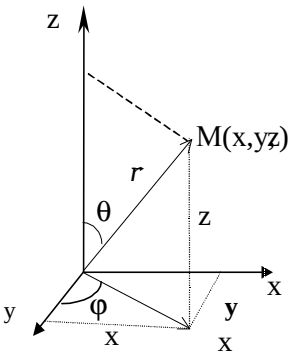
1 - BOB. KINEMATIKA ASOSLARI

1.1- §. Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta kinematikasi

Mexanik harakatda bir jismning vaziyati boshqa jismlarga nisbatan o‘zgaradi. Mexanik harakatning eng sodda ko‘rinishi sifatida moddiy nuqta harakatini ko‘raylik. Ko‘rilayotgan masalalarda shakli va o‘lchamlarini hisobga olinmaydigan jism ***moddiy nuqta*** deb ataladi. Moddiy nuqta tushunchasi abstrakt tushuncha bo‘lib, tabiatdagi real jismlarni ideallashtirish natijasida vujudga keladi va uni kiritilishi tekshirilayotgan aniq masalalarni yechishni yengillashtiradi.

Masalan: Yerning va boshqa planetalarning Quyosh atrofida harakatlarini o‘rganayotganimizda Yer, planetalar va Quyoshni moddiy nuqtalar deb hisoblash mumkin.

Jismlar harakati **fazo** va **vaqtda** amalga oshadi. Fazo abadiy mavjud, cheksiz katta, qo‘zg‘almas materiya ko‘rinishida tasvirlanadi. Fazoning xossalari vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi.Vaqt fazoning istalgan nuqtasida birday o‘tadi deb hisoblanadi, ya’ni o‘z-o‘zicha, tekis va biror boshqa borliqqa bog‘liq bo‘lmagan holda o‘tadi deb qaraladi. Har qanday fizik hodisa yoki jarayon fazoning qayerdadir va qachondir sodir bo‘ladi. Mexanika nuqtai nazarida harakat jismlarning fazodagi vaziyatini vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishidan iboratdir. Moddiy nuqtaning fazodagi holatini biror ixtiyoriy tanlab olingan sanoq sistemasiga nisbatan qaraladi.



1.1-rasm

Fazoda moddiy nuqta holatini to‘g‘ri burchakli **uch o‘lchovli Dekart *x, y, z*- koordinatalar sistemasi** yordamida aniqlash mumkin (1.1 – rasm). Bu holda *M* moddiy nuqtani vaqtning istalgan paytidagi vaziyati *x, y, z* koordinatalar bilan yoki koordinata boshidan *M* nuqtaga o‘tkazilgan radius vektor $\vec{r}$ - orqali, ya’ni **sferik koordinatalar** bilan aniqlanadi. Radius vektorning moduli *r* - kesma bilan, yo‘nalishi esa θ va φ burchaklar yordamida ifodalanadi. Bu ikkala koordinatalar sistemasi moddiy nuqta vaziyatini koordinatalar va radius - vektor orqali ifodalashga ekvivalentdir. Shuning uchun ham sferik koordinatalardan Dekart koordinatalarga va aksincha o‘tishlarni amalga oshirish mumkin.

1) sferik koordinatalar -*r*, θ, φ lardan Dekart koordinatalar -*x*, *u*, *z* larga o‘tish quyidagicha amalga oshiriladi:

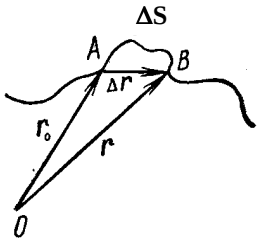
$$\begin{aligned} x &= r\sin\theta\cos\varphi \\ y &= r\sin\theta\sin\varphi \\ z &= r\cos\theta \end{aligned} \qquad (1.1)$$

2) *x*,*u*,*z* lardan *r*,θ,φ larga o‘tish uchun quyidagi ifodalardan foydalanish kerak:

$$\left.\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2+y^2+z^2} \\ \cos\theta &= \frac{z}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \\ tg\varphi &= \frac{y}{x} \end{aligned}\right\} \qquad (1.2)$$

Harakatlanayotgan moddiy nuqta qoldirgan izi ***trayektoriya*** deb ataladi.

Agar trayektoriya to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘lsa, ***harakat to‘g‘ri chiziqli***, trayektoriya egri chiziqdan iborat bo‘lsa, ***harakat egri chiziqli deb ataladi***.



1.2 – rasm.

Ixtiyoriy trayektoriya bo‘ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtani kuzataylik. Kuzatishni moddiy nuqta *A* nuqtadagi holatidan boshlaymiz.

Biror Δt vaqtdan keyin moddiy nuqta *V* nuqtaga kelib qolsin, u ΔS yo‘lni o‘tadi (1.2-rasm). Moddiy nuqtaning boshlang‘ich (*A*) va oxirgi (*V*) vaziyatlarini ifodalovchi *r* va r_0 radius vektorlar ayirmasi

$$\vec{r} - \vec{r}_0 = \Delta\vec{r} \qquad (1.3)$$

vektor moddiy nuqta ***ko‘chishini*** xarakterlaydi. Moddiy nuqta ko‘chishining shu ko‘chishni o‘tilgandagi vaqt oralig‘iga nisbati harakatning o‘rtacha tezligi $\upsilon_{o'r}$ deyiladi.

$$\vec{\upsilon}_{yp} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \qquad (1.4)$$

Vaqt oralig‘ini cheksiz kichraytira borsak, ya’ni $\Delta t \to 0$ deb olsak, (1.4) ifoda intilgan limitni moddiy nuqtaning oniy tezligi yoki haqiqiy tezligi deb ataladi.

$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \tag{1.5}$$

To‘g‘ri chiziqli harakatda $|\Delta \vec{r}|$ ko‘chish va bosib o‘tilgan yo‘l ΔS bir xildir, u holda:

$$\upsilon = |\vec{\upsilon}| = \frac{|d\vec{r}|}{dt} = \frac{ds}{dt} \tag{1.6}$$

Shunday qilib, ***moddiy nuqtaning tezligi vektor kattalik bo‘lib, u radius vektoridan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila tarzida, moduli esa yo‘ldan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila tarzida ham aniqlanishi mumkin***.

Moddiy nuqtaning harakat tezligi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmasa, uning harakati ***tekis harakat*** deyiladi; aks holda harakat ***o‘zgaruvchan harakat*** deyiladi. O‘zgaruvchan harakatda tezlik o‘zgarishini xarakterlash uchun ***tezlanish*** deb ataluvchi fizik kattalik kiritiladi. Moddiy nuqtaning tezligi Δt vaqtda $\Delta\upsilon = \upsilon_2 - \upsilon_1$ ga o‘zgarsa, uning tezlanishi

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right) = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \tag{1.7}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, ***tezlanish - moddiy nuqta tezligining vaqt birligi davomida o‘zgarishini xarakterlaydigan vektor kattalik bo‘lib, u tezlik vektoridan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila yoki radius vektoridan vaqt bo‘yicha olingan ikkinchi tartibli hosila tarzida ifodalanadi.***

1.2 - §. Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli harakati

To‘g‘ri chiziqli harakatda trayektoriya to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘ladi. Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli harakatini

1) **to‘g‘ri chiziqli tekis harakat**;

2) **to‘g‘ri chiziqli o‘zgaruvchan harakat** ko‘rinishlarida ko‘rib chiqaylik.

O‘zgarmas tezlik bilan bo‘layotgan harakat (υ=*const*) ***tekis harakat*** deb ataladi. ***Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziq bo‘ylab har qanday teng vaqtlar oraliqlaridan bir xilda ko‘chishiga to‘g‘ri chiziqli tekis harakat deb ataladi.***

$$\vec{\upsilon} = \frac{\vec{S}}{t} \tag{1.8}$$

Moddiy nuqta harakati to‘g‘ri chiziqli bo‘lgani uchun koordinatalar o‘qini mana shu to‘g‘ri chiziq bo‘ylab yo‘naltirish kerak. Bu o‘qni *X* bilan belgilaylik. Moddiy nuqta tezligining vektori ham ko‘chish vektori ham mana shu o‘q bo‘ylab yo‘naladi, $\vec{S}$ va $\vec{\upsilon} \cdot t$ vektorlar teng bo‘lgani sababli ularning x o‘qidagi proyeksiyalari ham teng bo‘ladi, ya’ni

$$S_x = \upsilon_x \cdot t \tag{1.9}$$

S_x va υ_x o‘rniga S va υ deb yozish mumkin. U holda to‘g‘ri chiziqli **tekis harakat tenglamasi** hosil bo‘ladi:

$$S = \upsilon \cdot t \tag{1.10}$$

S o‘rniga 1 m ni, t o‘rniga 1 s qo‘ysak tezlikning birligini hosil qilamiz:

$$\upsilon = \frac{S}{t} = 1 m/s$$

To‘g‘ri chiziqli tekis harakatda tezlik grafigi absissa o‘qiga parallel chiziqlardan iborat bo‘ladi. To‘g‘ri chiziqli tekis harakatda, yo‘l grafigi esa koordinatlar boshidan o‘tuvchi to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘ladi.

O‘zgarmas tezlanish bilan bo‘layotgan harakat (a =*const*) tekis o‘zgaruvchan (a >*0* bo‘lsa, tekis tezlanuvchan va a <*0* bo‘lsa, tekis sekinlanuvchan) harakat deyiladi. Bu vaqtda oniy tezlanish istalgan vaqt oralig‘idagi o‘rtacha tezlanishga teng bo‘ladi

$$a = a_{yp} = \frac{\Delta\upsilon}{\Delta t} = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t},$$

$$\upsilon = \upsilon_0 + at, \tag{1.11}$$

bu yerda υ_0 - harakatning boshlang‘ich tezligi, υ - vaqtning *t* paytidagi tezligi.

Tekis o‘zgaruvchan harakatda tezlik υ_0 qiymatdan υ qiymatgacha tekis o‘zgarsa, bunday harakatning o‘rtacha tezligi boshlang‘ich va oxirgi tezliklarning o‘rtacha arifmetik qiymatiga teng bo‘ladi:

$$\upsilon_{o'rt}=\frac{\upsilon+\upsilon_0}{2} \quad \text{bunda} \quad S=\frac{\upsilon_0+\upsilon}{2}t$$

(1.11) formuladan υ ning ifodasini qo‘yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$S=\frac{\upsilon_0+\upsilon_0+at}{2}t$$

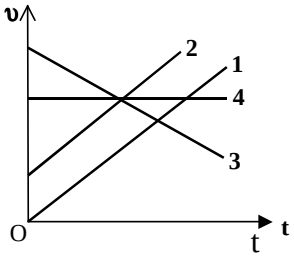
yoki

$$S=\upsilon_0 t+\frac{at^2}{2} \qquad (1.12)$$

Bu ifoda **tekis o‘zgaruvchan harakat tenglamasidir**.

(1.11) va (1.12) tenglamalarni birgalikda yechib va ulardan *t* ni chiqarib tashlab yo‘l, tezlik va tezlanishni bog‘lovchi munosabatni hosil qilamiz:

$$\upsilon^2-\upsilon_0^2=2aS\,, \qquad (1.13)$$



1.3-rasm

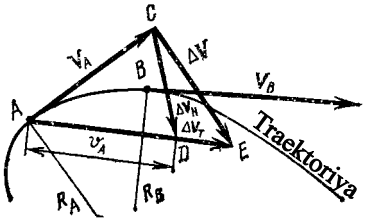
Bu formulalardan foydalanib tekis o‘zgaruvchan harakatning tezlik va yo‘l grafiklarini chizish mumkin (1.3-rasm). Tezlik grafigini chizish uchun absissa o‘qiga vaqtning, ordinata o‘qiga esa tezlikning qiymatini qo‘yamiz. Agar $\vec{\upsilon}_0=0$ bo‘lsa, (1.3 – rasm, 1-to‘g‘ri chiziq) u holda tezlik grafigi koordinata boshidan o‘tgan to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘ladi. $\vec{\upsilon}_0\neq 0$ bo‘lganda esa tezlik grafigi ordinata o‘qida $\vec{\upsilon}_0$ ga teng kesmadan boshlanadi. 1.3 – rasmdagi 1,2-to‘g‘ri chiziqlar $a>0$; 3 – to‘g‘ri chiziq tekis ($a<0$) sekinlanuvchan harakatni, 4-to‘g‘ri chiziq esa ($\upsilon=const$) to‘g‘ri chiziqli tekis harakatni ifodalaydi ($a=0$).

Tekis o‘zgaruvchan harakatning yo‘l grafigi esa yarim parabola shaklida bo‘ladi, chunki $y^2=2px$ parabola tenglamasidir. Agar $y^2=ax$ $(a=4,5,6)$ qiymatlarni olganda tenglama grafigini chizadigan

bo‘lsak, u holda xuddi biz $S = \frac{at^2}{2}$ tenglama yordamida hosil qilgan grafikka o‘xshash grafik hosil qiladi.

1.3-§. Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati. Tangensial va normal tezlanishlar

Trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo‘lgan harakat ***egri chiziqli harakat*** deyiladi. Bunga misol qilib, yer yuzidagi barcha transport vositalarini, mashina va mexanizm qismlarini, oqar suvni, atmosferadagi havo zarralarini, kosmik fazodagi barcha planetalar va sun’iy yo‘ldoshlarning harakatini olish mumkin. Egri chiziqli harakat to‘g‘ri chiziqli harakatga nisbatan murakkabroqdir.



1.4 – rasm.

Egri chiziqli harakatda vaqt o‘tishi bilan tezlik vektorining faqat yo‘nalishigina emas, balki miqdori ham o‘zgarishi mumkin. Kuzatish boshlanganda egri chiziqli harakat qilayotgan moddiy nuqta trayektoriyaning *A* nuqtasidan o‘tayotgan bo‘lsin (1.4-rasm). Biror kichik Δt vaqt ichida kichik ΔS yoyni bosib *V* nuqtaga keladi. *A* va *V* nuqtalardagi tezliklarni mos ravishda $\vec{\upsilon}_A$ va $\vec{\upsilon}_B$ deb belgilaylik. Tezlik o‘zgarishini aniqlash uchun $\vec{\upsilon}_B$ tezlik vektorini o‘z-o‘ziga parallel holda *A* nuqtaga ko‘chiraylik, u holda $\vec{\upsilon}_A$ vektor uchini ko‘chirilgan $\vec{\upsilon}_B$ vektor uchi bilan tutashtiruvchi vektor ($\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_B - \vec{\upsilon}_A$) izlanayotgan tezlik o‘zgarishini ifodalaydi. $\Delta\vec{\upsilon}$ tezlik o‘zgarishini ikki tezlik vektorlarining yig‘indisi shaklida ham qarash mumkin. Buning uchun AE kesma ustida A dan $\vec{\upsilon}_A$ vektor kesmasiga teng kesma ajratib $\vec{\upsilon}_B$ yo‘nalishida *D* nuqtani tanlaylik. *S* va *D* nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni $\Delta\vec{\upsilon}_н$ bilan, *D* va *E* nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni esa $\Delta\vec{\upsilon}_t$ bilan belgilaylik. U holda $\Delta\vec{\upsilon}$ ni ana shu ikki vektorning yig‘indisidan iborat deb hisoblash mumkin.

$$\Delta\vec{\upsilon} = \Delta\vec{\upsilon}_n + \Delta\vec{\upsilon}_t \qquad (1.14)$$

Egri chiziqli harakatda moddiy nuqta tezlanishi

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} + \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_t}{\Delta t} \qquad (1.15)$$

yozish mumkin. (1.15) ifodadagi yig‘indining birinchi limitini markazga ***intilma tezlanish*** yoki ***normal tezlanish*** deb ataladi.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} \qquad (1.16)$$

Geometrik mulohazalar asosida normal tezlanishning moduli tezlik kvadratining trayektoriya ayni sohasining egrilik radiusiga (R) bo‘lgan nisbatiga tengligini aniqlash mumkin:

$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R}. \qquad (1.17)$$

(1.15) ifodadagi yig‘indining ikkinchi limitini ***urinma tezlanish*** yoki ***tangensial tezlanish*** deb ataladi.

$$a_t = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{|\Delta\vec{\upsilon}_t|}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt} \qquad (1.18)$$

Shunday qilib, egri chiziqli harakat qilayotgan moddiy nuqtaning to‘liq tezlanishi normal va urinma tezlanishlarning vektor yig‘indisidan iborat.

$$\vec{a}^2 = \vec{a}_n^2 + \vec{a}_t^2 \quad , \quad \vec{a} = \sqrt{\vec{a}_n^2 + \vec{a}_t^2}\,. \qquad (1.19)$$

Normal tezlanish tezlikning yo‘nalish bo‘yicha o‘zgarishini, urinma tezlanish esa tezlikning miqdoriy jihatdan o‘zgarish jadalligini ifodalaydi.

1.4-§. Moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab harakati

Egri chiziqli harakatning xususiy holi bo‘lgan moddiy nuqtaning ***aylana bo‘ylab tekis harakatini*** ko‘raylik. Bu holda tezlanishning

urinma tashkil etuvchisi bo‘lmaydi ($a_t = 0$) va tezlanish o‘zining markazga intilma tezlanishiga teng bo‘ladi ($\vec{a} = \vec{a}_n$).

Moddiy nuqtaning aylanma bo‘ylab tekis harakatini ***burchak tezlik*** deb ataluvchi fizik kattalik ω bilan xarakterlash mumkin, bunda burchak tezlik deb R radiusning burilish burchagi Δφ ning bu burilish bo‘lgan vaqt oralig‘i Δ t ga nisbatini tushunish kerak

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \tag{1.20}$$

Notekis harakat uchun, oniy burchak tezligi tushunchasi kiritiladi

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}$$

Burchak tezlikning o‘lchov birligi radian taqsim sekunddir (rad/sekund). $R \cdot \Delta\varphi = \Delta S$ ekanligini e’tiborga olib, chiziqli tezlikni burchak tezlik bilan bog‘lovchi munosabatni topamiz:

$$\upsilon = \omega R \tag{1.21}$$

Moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab bir aylanish vaqti ***aylanma davri T*** va ***vaqt birligidagi aylanishlar soni*** ν (aylanish chastotasi) ni kiritaylik.

$$T = \frac{1}{\nu} \tag{1.22}$$

T ning o‘lchov birligi sekund (s), ν ning o‘lchov birligi esa s^{-1} bo‘lib, ***Gers*** deb nomlangan; ***Gerc*** sekundiga bir marta aylanishdir.

Moddiy nuqta bilan bog‘langan aylana radiusi T davr ichida 2π burchakka burilgani uchun (1.20) formulaga muvofiq

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \tag{1.23}$$

(1.21), (1.22), (1.23) formulalardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$\upsilon = \frac{2\pi}{T} R = 2\pi\nu R\,. \tag{1.24}$$

Moddiy nuqtani aylana bo‘ylab notekis harakatlanganda chiziqli tezlik bilan birga burchak tezlik ham o‘zgaradi. Burchak tezligi o‘zgarishi Δω ning shu o‘zgarish bo‘lgan vaqt oralig‘i Δ t ga nisbati o‘rtacha burchak tezlanish $\varepsilon_{o‘r}$ deb ataladi.

$$\varepsilon_{o'rt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}. \qquad (1.25)$$

$\varepsilon_{o'r}$ ning vaqt oralig‘i nolga intilgandagi limiti ***oniy burchak tezlanishi ε deyiladi***:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}. \qquad (1.26)$$

Demak, burchak tezlanish burchak tezlikdan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekan, ε ning o‘lchov birligi radian taqsim sekund kvadrat (rad/s^2) dir.

Savollar

1. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasida fizika fanining tutgan o‘rni qanday?
2. Fizika fani rivojlanishida buyuk o‘zbek mutafakkir olimlarimizning qo‘shgan xissalari nimadan iborat?
3. Materiya deganda nimani tushunasiz?
4. Fizika fanining predmeti nima va uning qanday tadqiqot usullari mavjud?
5. Xalqaro birliklar sistemasida nechta asosiy va qo‘shimcha birliklar qabul qilingan?
6. Kinematikada jismlar harakati nimalarga asoslanib o‘rganiladi?
7. Inersial va noinersial sanoq sistemalarida jismlar harakati qanday qonuniyat asosida bo‘ladi?
8. Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli tekis, to‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan va egri chiziqli harakatlarida harakat qonuniyatilari qanday o‘zgaradi?

Masalalar.

1-masala. $\upsilon_0 = 16\,m/s$ tezlik bilan ketayotgan poyezd tormozlangandan boshlab to‘xtaguncha *S*=128 m yo‘l bosadi. Harakatning *a* tezlanishi va poyezd to‘xtaguncha ketgan t vaqt topilsin.

Berilgan:

$\upsilon_0 = 16\,m/s$

$S = 128\,m$

a~? t ~?

Yechish. Tekis o‘zgaruvchan harakatni ifodalovchi $\upsilon_t^2 - \upsilon_0^2 = 2aS$ formuladan tezlanish (a) ni topamiz: $a = \frac{\upsilon_t^2 - \upsilon_0^2}{2S}$

Masalani shartiga asosan harakatning oxirgi tezligi nolga teng, ya’ni $\upsilon_t = 0$ u holda

$$a = -\frac{\upsilon_0^2}{2S} = -\frac{16^2}{2 \cdot 128} = -\frac{256}{256} = -1 m/s^2$$

(–) minus ishora harakatning tekis sekinlanuvchan ekanligini ko‘rsatadi.

Poyezd to‘xtaguncha o‘tgan vaqt t ni $S = \frac{\upsilon_0 \cdot t}{2}$ dan aniqlash mumkin, chunki $\upsilon_{o'r} = \frac{\upsilon_t + \upsilon_0}{2}$

$$t = \frac{2S}{\upsilon_0} = \frac{2 \cdot 128}{16} = \frac{256}{16} = 16 s$$

Javobi $a = -1 m/s^2$, $t = 16 s$

2-masala. Tramvay yo‘lning burilish qismidan tekis tezlanuvchan harakat qilib S = 250m masofani o‘tgandan keyin uning tezligi 36 km/soatga yetdi. Tramvay harakat qila boshlagandan 40 s o‘tgandan keyin uning urinma, markazga intilma va to‘la tezlanishini toping. Yo‘lning burilish qismining radiusi R= 200m.

Berilgan. $S = 250\ m$ $= 250\ m$

$\upsilon = 36 km/soat = 36 \frac{1000}{3600} \frac{m}{s} = 10 \frac{m}{s}$

$t = 40$ s $= 40$ s

a~? a_N~? a_t~?

Yechish. Boshlang‘ich tezliksiz tekis tezlanuvchan harakatda, $\upsilon^2 - \upsilon_0^2 = 2aS$ formulaga muvofiq $\upsilon^2 = 2a_t S$ bo‘ladi, bu yerda a_t – urinma tezlanish. U holda

$$a_t = \frac{\upsilon^2}{2S} = \frac{100}{2 \cdot 250} = 0{,}2 m/s^2$$

t = 40s vaqt o‘tgandan keyin tramvay erishadigan tezlik (υ_1) $\upsilon = \upsilon_0 + at$ muvofiq

$$\upsilon_1 = a_t t = 0{,}2 \cdot 40 = 8 m/s .$$

U holda $a_{mi} = a_n = \frac{\upsilon^2}{R}$ muvofiq markazga intilma yoki normal tezlanish

$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R} = \frac{64}{200} = 0{,}32 m/s^2$$

to‘la tezlanish

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2} = \sqrt{(0{,}04 + 0{,}102)^2} = 0{,}37 m/s^2 .$$

3-masala. Tasmali uzatgich asosida ishlaydigan yog‘och tilish qurilmasinng g‘ildiragi $\nu_0 = 180 ail/\min$ chastotaga mos bo‘lga o‘zgarmas tezlik bilan aylanayapti. Harakatlantirish tasmasi chiqib ketgan paytdan boshlab g‘ildirak tormozlana boshlaydi va $\varepsilon = 3 rad/s^2$ burchak tezlanish bilan tekis sekinlanuvchan harakat qiladi. G‘ildirak qancha *t* vaqtdan keyin to‘xtaydi, u to‘xtaguncha necha *n* marta aylanadi?

Berilgan: $\nu_0 = 180 ail/\min = 180 \frac{ail}{60s} = 3 \frac{ail}{s}$

$\varepsilon = 3 rad/s^2$

t ~? *n* ~?

Yechish. Tekis sekinlanuvchan harakatda $\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ formulaga muvofiq g‘ildirakning burchak tezligi tormozlanish oxirida $\omega = \omega_0 - \varepsilon t$ bo‘ladi, bu yerda ω_0 – g‘ildirakning boshlang‘ich burchak tezligi. Masalaning shartiga ko‘ra $\omega = 0$ bo‘lgani uchun $\omega_0 = \varepsilon t$. Ammo (1.22) va (1.23) formulalarga muvofiq $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Shuning uchun

$$t = \frac{2\pi\nu_0}{\varepsilon} = \frac{2\pi \cdot 3}{3} = 6{,}3 s$$

Demak, g‘ildirakning tormozlanish boshlangandan to to‘xtaguncha o‘tgan burchak yo‘li quyidagi ifodaga teng

$$\varphi = \omega_0 t - \frac{\varepsilon t^2}{2} = 2\pi\nu_0 t - \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu ifodaga *t* ning qiymatini qo‘yib va $\varphi = 2\pi n$ ekanligini e’tiborga olib quyidagini topamiz:

$$2\pi n = \frac{4\pi^2 \nu_0^2}{\varepsilon} - \frac{2\pi^2 \nu_0^2}{\varepsilon}$$

bundan

$$2\pi n = \frac{2\pi^2 \nu_0^2}{\varepsilon} \; n = \frac{\pi \cdot 9}{3} = 9{,}4 \; marta \, .$$

4-masala. Ekvatorda chuqurligi 180m bo‘lgan shaxtaga sharcha tashlab yuborildi, bu vaqtda sharcha sharq tomonga qancha og‘adi? Havoning qarshiligi hisobga olinmasin. Shu asosda Yerning inersial yoki noinersial sistema ekanligi haqida xulosa chiqarig.

Berilgan: h =180m
g=10m/s^2
S ~?

Yechish. Sharcha inersiyasi bilan sharqqa tomon $S = \Delta \upsilon t$ masofaga og‘adi, bu yerda $\Delta \upsilon$ Yer sirti va shaxta tubidagi nuqtalar harakati tezliklarining farqi, t sharchaning tushish vaqti.

$$\Delta \upsilon = \frac{2\pi R}{T} - \frac{2\pi (R-h)}{T} = \frac{2\pi h}{T}$$

bu yerda R-Yerning ekvatorial radiusi, T-Yerning aylanish davri va h-shaxtaning chuqurligi

$h = \frac{gt^2}{2}$ bo‘lgani uchun $t = \frac{\sqrt{2gh}}{g}$ va

$$S = \frac{2\pi h\sqrt{2gh}}{Tg} = \frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot 180 \cdot \sqrt{2 \cdot 10 \cdot 180}}{24 \cdot 3600 \cdot 10} \approx 0{,}08m$$

jismga sharqqa tomon yo‘nalgan kuchlar ta’sir qilmasa ham, uning vertikal yo‘nalishdan sharqqa og‘ishi, Yer noinersial sistema ekanligini ko‘rsatadi.

Mustaqil yechish uchun masalalar

1. Jism t_1=15 s vaqt davomida υ_1=5 m/s tezlik bilan, t_2=10 s davomida
υ_2=8 m/s va t_3=6 s davomida υ_3=20 m/s tezlik bilan harakat qilsa, uning yo‘l davomidagi o‘rtacha tezligi <υ> aniqlansin.

(<υ>=8,87 m/s)

2. Avtomobil yo‘lning birinchi yarmini t_1= 2 soat davomida, ikkinchi yarmini t_2= 3 soat davomida bosib o‘tdi. Agar yo‘lning uzunligi

S=200 km bo‘lsa, o‘rtacha tezlik <υ> aniqlansin.

(<υ>=40 km/soat=11.11 m/s)

3. Avtomobil yo‘lning birinchi yarmini υ_1=80 km/soat tezlik bilan, ikkinchi yarmini esa υ_2=40 km/soat tezlik bilan bosib o‘tdi. O‘rtacha tezlik <υ> aniqlansin.

$$\langle \vec{\upsilon} \rangle = \frac{\vec{S}}{t} \qquad t = t_1 + t_2 = \frac{S_1}{\upsilon_1} + \frac{S_2}{\upsilon_2}$$ shartga ko‘ra

$$S_1 = S_2 = \frac{S}{2},$$

demak,

$$\langle \upsilon \rangle = \frac{S}{\frac{S}{2\upsilon_1} + \frac{S}{2\upsilon_2}} = \frac{2(\upsilon_1 \cdot \upsilon_2)}{\upsilon_1 + \upsilon_2} = 53{,}3\frac{\kappa m}{soat} = 14{,}8 m/s$$

(<υ>=14,8 m/s)

4. Avtomobil o‘z yo‘lining to‘rtdan uch qismini υ_1=60 km/soat tezlik bilan, yo‘lning qolgan qismini esa υ_2=80 km/soat tezlik bilan bosib o‘tdi. Avtomobilning shu yo‘ldagi o‘rtacha tezligi <υ> aniqlansin.

(<υ>=64 km/soat=17,8 m/s)

5. Avtobus yo‘lda υ_1=16m/s tezlik bilan harakatlanmoqda. Odam yo‘ldan a=60 m va avtobusdan *b*=400 m masofada turibdi. Odam yo‘lning biror joyiga avtobus bilan bir vaqtda yoki undan oldin chiqib olishi uchun u qanday yo‘nalishda, qancha masofani o‘tishi kerak? Odam υ_2=4 m/s tezlik bilan yugura oladi.

(ℓ =240 m uchrashadi)

6. Traktor yuki bilan kichik qiyalikdan yuqoriga A punktdan B punktga υ_1=10 km/soat tezlik bilan, qaytishda esa υ_2=16 km/soat tezlik bilan harakatlanadi. Traktorning o‘rtacha tezligi <υ> aniqlansin. Qiyalik kichkina bo‘lganligi sababli, g’ildiraklarning qiya tekislikka ishqalanishi hisobga olinmasin.

(υ=12,3 km/soat)

7. Ko‘ndalang kesim yuzi S=0,02 m^2 bo‘lgan neft quvuri orqali t=1000 s davomida V=4 m^3 neft o‘tishi uchun u qanday tezlikda harakatlanishi kerak?

(υ=0,2 m/s)

8. Reaktiv samolyotning tezligi t= 15 s davomida υ_1=360 km/soat dan υ_2=720 km/soat gacha ortadi. Samolyotning tezlanishini (a), shu vaqt ichida bosib o‘tgan yo‘lini (S) va o‘rtacha tezligi <υ> topilsin.

(a =6,7 m/s^2; S=2254 m; <υ>=150 m/s)

9. Nuqta $\chi = At + Bt^2$ tenglama bo‘yicha to‘g‘ri chiziq bo‘ylab harakatlanmoqda, bunda A=6 m/s, B =-0,125 m/s^2. t_1=2 s dan t_2=6 s gacha vaqt oralig’i uchun o‘rtacha tezlik <υ> aniqlansin.

(<υ>=3 m/s)

10. Moddiy nuqta egri chiziq bo‘ylab o‘zgarmas a_t=0,5 m/s^2 tangensial tezlanish bilan harakatlanmoqda. Egri chiziqning egrilik radiusi R=3 m bo‘lgan qismida nuqta υ=2 m/s tezlik bilan harakatlansa, egri chiziqning shu qismida nuqtaning to‘la tezlanishi a aniqlansin.

(a =1,42 m/s^2)

11. Yerning Quyosh atrofida aylanishining chiziqli tezligi υ ni toping. Quyoshning massasi $M_k=2\cdot10^{30}$ kg va Yerdan Quyoshgacha bo‘lgan masofani $R=1,5\cdot10^8$ km deb oling.

($\upsilon=29,8\cdot10^3$ m/s)

II-BOB. DINAMIKANING ASOSIY QONUNLARI

2.1-§. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va kuch

O‘tgan kinematika asoslari bobida moddiy nuqtaning harakatini, bu harakatni vujudga keltirgan sabablarga bog‘liq bo‘lmagan holda o‘rgandik. ***Dinamika*** bo‘limida esa jismlarning harakati qonunlari va bu harakatni keltirib chiqargan yoki o‘zgartiradigan fizik sabablar o‘rganiladi. Dinamika mexanikaning asosiy bo‘limi bo‘lib, uning asosida Nyuton qonunlari yotadi.

Nyutonning birinchi qonuni: agar jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa, u o‘zining tinch holatini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.

Tashqi ta’sir bo‘lmaganda jismlar o‘zlarining tinchlik holatini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini saqlash qobiliyati ***inersiya*** deyiladi. Shuning uchun ham Nyutonning birinchi qonuni ***inersiya qonuni*** deb ham yuritiladi. Inersiya lotincha so‘z bo‘lib, ***“qotib qolganlik”, “harakatsizlik”*** degan ma’noni bildiradi.

Ammo Nyutonning birinchi qonunini tajriba yo‘li bilan tekshirishga tashqi ta’sirlar xalal beradi, masalan, Yerning tortish gravitatsion maydoni, muhitning qarshiligi, atrofdagi harakatlanayotgan jismlar. Nyutonning birinchi qonunida aytilgan tinch va to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qaysi sanoq sistemasiga nisbatan hisoblanishi muhimdir. Nyutonning birinchi qonuni barcha sanoq sistemalarda ham bajarilavermaydi. Lekin shunday sanoq sistemasi mavjudki, unda jism o‘zining tinch holatini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi. Bunday sanoq sistemasini ***inersial sanoq*** sistemasi deb ataladi. Biror inersial sanoq sistemaga nisbatan to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ihtiyoriy sanoq sistemasi ham inersial sanoq sistemasi bo‘ladi.

Yer sirti bilan bog‘liq sanoq sistema, amalda inersial sanoq sistemasi deb hisoblanadi, aslida bu sistema inersial sanoq sistemasi emas, chunki Yer o‘z o‘qi atrofida aylanadi va Quyosh atrofida egri chiziqli trayektoriya bo‘yicha harakatlanadi. Shuning uchun Yer sirtidagi tinch turgan jismlar tezlanish oladi. Lekin ba’zi amaliy hollarda, bu **noinersiallikni** hisobga olmasa ham bo‘ladi. Umuman, “inersial sanoq sistemasi” abstrakt tushunchadir. Lekin koordinata boshi Quyoshda, koordinata o‘qlari esa uzoqda joylashgan va bir tekislikda

yotmagan yulduzlar tomon yo‘nalgan sanoq sistemasini inersial sanoq sistemasi, deb hisoblasa bo‘ladi.

Inersial sanoq sistemasida mexanikaning hamma qonunlari bajariladi. Inersial sistemasiga nisbatan tezlanishga ega bo‘lgan sanoq sistemalarda esa mexanika qonunlari bajarilmaydi.

Tajribalarni ko‘rsatishicha, ayni bir xil ta’sir tufayli turli jismlar turlicha tezlanish oladi. Jismning olgan tezlanishining kattaligi faqat ta’sirning kattaligigagina emas, balki shu bilan birga jismning ba’zi xususiy hossasiga ham bog‘liq bo‘lar ekan. Jismning bu xossasi ***massa*** deb ataladigan fizik kattalik bilan xarakterlanadi. ***Massa jismning inersiya o‘lchovidir***. Bir xil ta’sir tufayli jism massasi katta bo‘lsa inersiyasi ham katta bo‘ladi, jism massasi kichik bo‘lsa inersiyasi ham kichik bo‘ladi.

Jismning massasini biror ixtiyoriy tanlab olingan etalon jismning massasiga solishtirish bilan aniqlanadi. Xalqaro kelishuvga muvofiq bunday etalon sifatida Parijda saqlanadigan platinairidiy qotishmasidan tayyorlangan silindir olingan, uning massasi kilogramm massa (kg) deyiladi. **Massa *m* harfi** bilan belgilanadi va **massa birligi 1 kg** deb qabul qilingan. $1sm^3$ distillangan suvning 4^0C dagi massasi 1 g ga teng.

Kuzatishlarning ko‘rsatishicha, jismga ko‘rsatilayotgan ta’sir bu jismning tezlanish olishi tarzidagina emas, balki jismning deformatsiyalanishi shaklida ham namoyon bo‘lishi mumkin. Masalan, devorga urilgan o‘q devorga tezlanish bermasada, lekin devorda chuqurcha hosil qiladi, ya’ni o‘q ham, devor ham deformatsiyalanadi va issiqlik miqdorining ajralishi kuzatiladi.

Umuman, jismga beriladigan ta’sirni ***kuch*** deb ataladigan kattalik bilan ifodalanadi va uning miqdori jism erishadigan tezlanish yoki deformatsiya bilan aniqlanadi. **Kuch *F* harfi** bilan belgilanadi va kuch birligi SI sistemasida ***Nyuton*** deb qabul qilingan bo‘lib, dinomometrlarda o‘lchanadi.

2.2-§. Nyutonning ikkinchi qonuni

Nyutoning ikkinchi qonuni ilgarilanma harakat dinamikasining asosiy qonununi bo‘lib, kuch ta’sirida moddiy nuqtaning mexanik harakati qanday o‘zgarishini ifodalaydi.

Agar o‘zgarmas massali ($m=const$) jismning kuch ta’sirida olgan tezlanishi shu kuchga to‘g‘ri proporsional bo‘lsa:

$$\vec{a} \sim \vec{F} \qquad (2.1)$$

Agar bir xil kuch ta’sirida (*F=const*) har xil jismlar turli xil tezlanish olsa, bunda jism massasi qancha katta bo‘lsa, ularning inersiyasi ham shuncha katta bo‘ladi, tezlanishi esa shuncha kichik bo‘ladi:

$$\vec{a} \sim \frac{1}{m} \tag{2.2}$$

(2.1) va (2.2) dan foydalanib, kuch va tezlanishni vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagini yozamiz:

$$\vec{a} = \kappa \frac{\vec{F}}{m} \tag{2.3}$$

Bu tenglama Nyutonning **ikkinchi** qonunini ifodalaydi, u quyidagicha ta’riflanadi: ***Kuch ta’sirida jism erishgan tezlanish ta’sir etuvchi kuchga to‘g‘ri, jism massasiga esa teskari proporsionaldir va u kuchning ta’sir tomoniga qarab yo‘nalgan.***

(2.3) da *k* - proporsionallik koeffitsienti bo‘lib, $\vec{a}$, $\vec{F}$ va m kattaliklarni qaysi birliklar sistemasida o‘lchanganiga bog‘liq. SI sistemasida proporsionallik koeffitsienti k=1 ga teng. U holda

$$\vec{a} = \vec{F} / m \tag{2.4}$$

Agar jismga bir vaqtni o‘zida bir necha kuch ta’sir qilsa, u holda Nyuton ikkinchi qonunini matematik ifodasini quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin.

$$m\vec{a} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \tag{2.5}$$

Demak, inersial sanoq sistemasida harakatlanayotgan jism tezlanishini uning massasiga ko‘paytmasi jismga ta’sir etayotgan hamma kuchlarning vektor yig‘indisiga tengdir.

2.3-§. Nyutonning uchinchi qonuni

Nyutoning uchinchi qonuni jismlarning o‘zaro ta’sirini xarakterlaydi va quyidagicha ta’riflaydi: ***Ta’sir etuvchi va aks ta’sir etuvchi kuchlar miqdor jihatidan teng bo‘lib, yo‘nalish jihatdan qarama- qarshidir:***

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \tag{2.6}$$

Bu yerda $\vec{F}_{12}$ -ta'sir etuvchi kuch, $\vec{F}_{21}$ - aks ta'sir etuvchi kuch.

Nyutoning ikkinchi qonuniga asosan quyidagilarni yozish mumkin: birinchi jism $\vec{a}_1 = \frac{\vec{F}_{21}}{m_1}$, ikkinchi jism esa $\vec{a}_2 = \frac{\vec{F}_{12}}{m_1}$ tezlanish oladi, yuqoridagi ikki tezlanish ifodasidan

$$\vec{a}_1 = -\frac{m_2}{m_1}\vec{a}_2 \qquad (2.7)$$

hosil qilamiz. Bu munosabat, o'zaro ta'sirlashuvchi ikki jism o'zlarining massalariga teskari proporsional bo'lgan va qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan tezlanishlar olganini ko'rsatadi. Misol ko'raylik, porox gazining ta'siri natijasida snaryad to'p stvolidan otilib chiqadi (katta tezlanish bilan) va ta'sir natijasida to'p orqaga (kichik tezlanish bilan) harakat qiladi.

Aylana bo'ylab Oyning Yer atrofidagi harakatida Oy markazga intilma tezlanishga ega bo'ladi. Bu tezlanish markazga intilma kuch tufayli vujudga keladi

$$F_{m.i.} = m\frac{\upsilon^2}{R} \qquad (2.8)$$

Bu kuch R radusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan **Oyga** qo'yilgan. Nyutonning uchunchi qonuniga asosan markazga intilma kuchga miqdor jihatdan teng, lekin teskari tomonga yo'nalgan markazdan qochma kuch ham bo'lishi kerak. Markazdan qochma kuch esa Yerga qo'yilgan. Demak, kuch o'zining kattaligi va yo'nalishidan tashqari qo'yilish nuqtasi bilan ham xarakterlanar ekan.

Shunday qilib, shuni esda tutish kerakki, jismlarning o'zaro ta'sirida yuzaga keladigan kuchlar boshqa-boshqa jismlarga qo'ylgan bo'ladi va shuning uchun ular bir-birini muvozanatlay olmaydi. Ayni bir jismga qo'yilgan kuchlargina muvozanatlasha oladi.

2.4-§. Impuls va uning saqlanish qonuni

Agar tezlanishi jism tezligining o'zgarishi jadalligiga yoki bo'lmasa, tezlanish tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekanligini hisobga olsak, N'yutonning ikkinchi qonunini ifodalaydigan $\vec{F} = m\vec{a}$ formulani

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (2.9)$$

ko‘rinishda ham yozish mumkin. Bu yerda massa o‘zgarmas kattalik bo‘lgani tufayli uni differensial belgisi ostiga kiritish mumkin.

$$\frac{d(m\vec{\upsilon})}{dt} = \vec{F} \qquad (2.10)$$

Bu tenglamadagi jism massasi va tezligini ko‘paytmasi

$$P = m\upsilon \qquad (2.11)$$

jismning ***impulsi*** yoki ***harakat miqdori*** deb ataladi. (2.11) dan foydalanib (2.10) ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \qquad (2.12)$$

Demak, **jism impulsidan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila jismga ta’sir etayotgan kuchga teng**.

Agar jismga hech qanday kuch ta’sir etmasa (2.12) ifoda

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0$$

ko‘rinishga keladi Impulsning hosilasi nolga teng bo‘lsa, uni o‘zi o‘zgarmas miqdorga teng bo‘ladi, ya’ni

$$\vec{P} = const \qquad (2.13)$$

Bu ifoda impulsining saqlanish qonunini xarakterlaydi: ***kuch ta’sir etmaguncha moddiy nuqtaning impulsi o‘zgarmaydi.***

(2.12) ifodani quyidagi ko‘rinishda qayta yozamiz:

$$d\vec{P} = \vec{F} \cdot dt \qquad (2.14)$$

Bu tenglikdagi $\vec{F} \cdot dt$ kattalikni elementar **kuch impulsi** deyiladi. (2.14) dan ko‘rinadiki, moddiy nuqta impulsining o‘zgarishi kuch impulsiga teng ekan.

Endi izolyatsiyalangan berk sistemalarda impuls saqlanish qonuni o‘rinli bo‘lishini ko‘rsataylik. Tashqi muhit bilan ta’sirlashmaydigan sistema ***berk sistema*** deyiladi.

Jismlarga tashqaridan berilgan ta’sirlarni mos holda F_1, F_2, F_3 ga ichki kuchlarini esa f_1, f_2, f_3 ga teng deb hisoblaylik, uchala jism uchun dinamika tenglamasini mos holda quyidagicha yozaylik:

$$\frac{d}{dt}P_1 = f_1 + f_2 + F_1,$$

$$\frac{d}{dt}P_2 = f_2 + f_3 + F_2,$$

$$\frac{d}{dt}P_3 = f_3 + f_1 + F_3.$$

Bu ifodalarni hadma-had qo‘shib va ichki kuchlarning yig‘indisi nolga teng ekanligidan quyidagi tenglik kelib chiqadi:

$$\frac{d}{dt}(P_1 + P_2 + P_3) = \mathrm{F}_1 + \mathrm{F}_2 + \mathrm{F}_3$$

umumiy holda:

$$\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n} P_i = \sum_{i=1}^{n} F_i \qquad (2.15)$$

Demak, moddiy nuqtalar sistemasining impulsidan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila shu sistema moddiy nuqtalariga ta’sir etuvchi barcha tashqi kuchlarni vektor yig‘indisiga teng. (2.15) formulaga asosan tashqi kuchlar nolga teng $\left(\sum_{i=1}^{n} F_i = 0\right)$ deb hisoblasak

$$\frac{dP_c}{dt} = 0 \qquad (2.16)$$

bundan

$$P_c = const \qquad (2.17)$$

hosil bo‘ladi. Bu ifoda **moddiy nuqtalar sistemasi impulsining saqlanish qonunidir**. Demak, **berk sistemalarda impuls o‘zgarmas ekan**, ichki kuchlar sistema impulsini o‘zgartira olmaydi. Masalan, raketaning harakati impuls saqlanish qonuniga asoslangan.

2.5-§. Moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi harakati

2.4-§ da impulsni saqlanish qonunini o‘rganganimizda moddiy nuqtalar sistemasi iborasini ishlatdik. Endi moddiy nuqtalar sistemasi bilan yaqinroq tanishaylik *n*-ta o‘zaro ta’sirlashuvchi moddiy nuqtalar

to‘plami, moddiy nuqtalar sistemasi yoki mexanik sistema deb ataladi. Moddiy nuqtalar sistemasining harakatini bir butun sistema harakati deb tushunish uchun sistemani xarakterlovchi bir necha tushunchalar kiritaylik:

1) moddiy nuqtalar sistemasining **massasi (m_c)** shu sistemaga kiruvchi barcha **moddiy nuqtalar massalarining yig‘indisiga teng**, ya’ni:

$$m_c = \sum_{i=1}^{n} m_i \tag{2.18}$$

2) **moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi** deganda fazoning shunday nuqtasi olinadiki, ushbu nuqtaning vaziyati koordinata boshiga nisbatan

$$r_{mm} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i r_i}{m_c} \tag{2.19}$$

radius-vektor bilan aniqlanadi.

3) **massa markazining tezligi** (υ_{mm}). Moddiy nuqtalar sistemasi massa markazining radius-vektoridan birinchi tartibli hosila olsak, **massa markazining tezligi (υ_{mm}) ni topamiz**, ya’ni

$$\upsilon_{mm} = \frac{dr_{\text{mm}}}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \frac{dr_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i}{m_c}$$

$m_i\ \upsilon_i = R_i$ impulsga teng ekanligini hisobga olsak, massa markazining tezligi

$$\upsilon_{mm} = \frac{\sum_{i=1}^{n} P_i}{m_c} = \frac{P_c}{m_c} \tag{2.20}$$

bundagi

$$P_c = \sum_{i=1}^{n} P_i \tag{2.21}$$

sistemani tashkil etuvchi moddiy nuqtalar impulslarining vektor yig‘indisidir. (2.20) ni

$$P_c = m_c\, \upsilon_{mm} \tag{2.22}$$

ko‘rinishida yozaylik. Demak, sistema massasi bilan sistema massa markazi tezligining ko‘paytmasi ***moddiy nuqtalar sistemasining impulsi*** deb ataladi.

4) sistemani tashkil etuvchi moddiy nuqtalar orasidagi ta’sir etuvchi kuchlarni ***ichki kuchlar*** deb ataladi. Moddiy nuqtalar sistemasi barcha ichki kuchlarining to‘liq yig‘indisi nolga teng.

Sistemaga taalluqli bo‘lmagan jismlar tomonidan sistemadagi jismlarga ta’sir etuvchi kuchlarni ***tashqi kuchlar*** deb ataladi. Tashqi kuchlar ta’sir etmaydigan moddiy nuqtalar sistemasi ***berk sistema*** deb ataladi.

$$F_1 + F_2 + ... + F_n = 0 \qquad (2.23)$$

(2.15) va (2.21) tenglamalardan foydalanib:

$$m_c \frac{d\upsilon_{мм}}{\mathrm{dt}} = F_1 + F_2 + \ldots + F_n \qquad (2.24)$$

deb yozish mumkin. (2.24) ifodadan ko‘rinadiki, sistemaning massa markazi moddiy nuqtadek harakat qilar ekan. Aslida, bu yerda sistemaning hamma massalari mujassamlashgan va sistemaga ta’sir etuvchi kuch, hamma tashqi kuchlarning geometrik yig‘indisiga tengdir. (2.24) tenglama esa ***massa markazining harakat qonunini ifodalaydi***.

2.6-§. Massasi o‘zgaruvchi jismning harakat tenglamasi

Ba’zi jismlarning harakati, ularning massalari o‘zgarib borishi bilan amalga oshadi, masalan, raketalarni massalari yoqilg‘ilar yonib gazlar chiqib ketishi hisobiga kamayib boradi. Agar sistema o‘z massasining bir qismini biror yo‘nalish bo‘ylab kamaytirib borsa, u holda u qarama - qarsha yo‘nalishda impuls (harakat miqdori) oladi. Bu raketa texnikasi asosida yotuvchi reaktiv harakat prinsipining fizik mohiyatini ifodalaydi.

Raketa harakati misolida massasi o‘zgarayotgan jism harakat tenglamasini chiqaraylik. Agar t vaqt momentida raketa massasi ***m***, uning tezligi $\boldsymbol{\upsilon}$ bo‘lsa, u holda ***dt*** vaqt o‘tishi bilan uning massasi ***m-dm*** ga, tezligi esa $\boldsymbol{\upsilon+d\upsilon}$ bo‘lib qoladi. Impulsning o‘zgarishi

$$dP = (m - dm) \cdot (\upsilon + d\upsilon) + (\upsilon + d\upsilon - u)dm - m\upsilon$$

yoki

$$dP = md\upsilon - udm \qquad (2.25)$$

bu yerda u - raketadan chiqayotgan gazlar tezligi.

Agar sistemaga tashqi kuch ta’sir qilayotgan bo‘lsa,

$$dP = Fdt$$

bo‘ladi.

Buni (2.25) ga qo‘ysak

$$F \cdot dt = md\upsilon - udm$$

yoki

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = F + u\frac{dm}{dt} \qquad (2.26)$$

(2.26) dagi $u\dfrac{dm}{dt}$ ifoda ***qo‘shimcha kuch*** bo‘lib, uni ***reaktiv kuch*** (F_r) deb ataladi. Shunday qilib, biz massasi o‘zgarayotgan jism harakat tenglamasini hosil qildik, buni birinchi bo‘lib I.V.Meo‘erskiy (1859-1935) tomonidan keltirib chiqarilgan.

$$ma = F + F_r \qquad (2.27)$$

Reaktiv kuchlarni uchuvchi apparatlarga qo‘llash fikrini 1881 yili N.I.Kibalchich (1854-1881) tomonidan aytilgan, ammo kosmonavtikaning asoschisi K.E.Siolkovskiy (1857-1935) hisoblanadi. U 1903 yildayoq o‘z maqolasida raketa harakatining nazariyasini asosladi.

(2.26) tenglamani hech qanday tashqi kuch ta’sir qilmayotgan (F=0) raketa harakatiga tadbiq qilaylik

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = -u\frac{dm}{dt}$$

Undan $$\upsilon = -u\int\frac{dm}{m} = -u\ln m + C$$

integral doimiysi *S* ning qiymatini boshlang‘ich shartlardan topamiz. Agar boshlang‘ich holatda raketa tezligi nolga teng bo‘lsa, massasi m_0 teng deb olamiz. U holda $C = u\ln m_0$. Shunday qilib,

$$\upsilon = u\ell n(m_0 / m) \qquad (2.28)$$

Bu formulani Siolkovskiy formulasi deb yuritiladi. Bu shuni ko‘rsatadiki: a) agar foydali yuk qancha katta bo‘lsa, raketaning

boshlang‘ich massasi ham shuncha katta bo‘lishi kerak; b) agar gazning chiqish tezligi qancha katta bo‘lsa, raketa massasidan foydali yuk ham shuncha katta bo‘lishi mumkin.

Savollar

1. Nyutonning birinchi qonunini nima uchun inersiya qonuni deb yuritiladi?
2. Agar jismga bir vaqtni o‘zida bir necha kuch ta’sir qilayotgan bo‘lsa, u holda Nyuton ikkinchi qonunining matematik ifodasi qanday ko‘rinishda bo‘ladi?
3. Nyuton uchinchi qonunida kuch nega o‘zining kattaligi va yo‘nalishidan tashqari qo‘yilish nuqtasi bilan xarakterlanadi?
4. Moddiy nuqta va moddiy nuqtalar sistemasining impulsi va impulsning saqlanish qounini ta’riflang va matematik ifodasini yozing?
5. Moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi deganda fazoning qanday nuqtasi olinadi?
6. Massasi o‘zgaruvchi jismning harakat tenglamasi qanday ifodalanadi?

Masalalar

5-masala. Jismga *t=10s* davomida *F=50N* o‘zgarmasi kuch ta’sir qilayapti. Agar bu vaqt ichida jism harakatining tezligi $\upsilon_1 = 25m/s$ dan $\upsilon_2 = 20m/s$ gacha o‘zgargan bo‘lsa, jismning massasi *m* ni toping.

Berilgan: $\upsilon_1 = 25m/s$, $\upsilon_2 = 20m/s$

$t=10s, \quad F=50N$

$m \sim ?$

Yechish. Impulsning o‘zgarish qonuni (2.14) dan foydalanib $Ft = m(\upsilon_1 - \upsilon_2)$ bundan

$$m = \frac{Ft}{\upsilon_1 - \upsilon_2} = \frac{50 \cdot 10}{25 - 20} = \frac{500}{5} = 100kg$$

6-masala. Raketaning reaktiv dvigateli yonish mahsulotlarini yonib bo‘lgandan keyin otib tashqariga chiqaradi. Otib chiqarayotgan chiqindi mahsulotning massasi *m*=0,4 *kg*, otilib chiqish tezligi $\upsilon = 1km/s$ bo‘lib, dvigatelda sekundiga 20 marta $(\nu = 20s^{-1})$ otib chiqarish yuz bersa, *t*=5*s* ning oxirida raketa qanday υ_n tezlikka erishadi? Raketaning boshlang‘ich massasi M=300kg ga, boshlang‘ich tezligi esa nolga teng.

Havoning qarshiligi hisobga olinmasin.

Berilgan: m=0,4 *kg* =0,4 *kg* , $\upsilon = 1km/s$ =1000*m/s*,

$\nu = 20c^{-1}$ =20 *1/s*, t=5*s* =5*s*

M = 300*kg* = 300*kg*

υ_n ~?

Yechish. Raketadan otib chiqarilgan gazining birinchi ulushining tezligi υ_1, ikkinchi, uchinchi va hokazo *n*-ulushi tezliklarini mos ravishda υ_1, υ_2 va υ_n bilan belgilaymiz. Harakat boshlanguncha impulsning yig‘indisi nolga teng bo‘lgani uchun impuls saqlanish qonuniga asosan, birinchi ulush gaz chiqqandan keyin:

$(M-m)\upsilon_1 - m\upsilon = 0$, bundan (1) $\upsilon_1 = \dfrac{m\upsilon}{M-m}$;

ikkinchi ulush gaz chiqqandan keyingi tezlik:

$(M-m)\upsilon_1 = (M-2m)\upsilon_2 - m\upsilon$ bundan (1) ga asosan

$$\upsilon_2 = \frac{2m\upsilon}{M-2m} \qquad (2)$$

Bunda $(M-m)\upsilon_1$ -ikkinchi ulush gaz chiqqunga qadar raketaning impulsi.

Uchinchi ulush gaz chiqqunga qadar raketaning $(M-2m)\upsilon_2$ impulsi quyidagiga teng bo‘ladi: $(M-2m)\upsilon_2 = (M-3m)\upsilon_3 - m\upsilon$ bundan (2) ga asosan $\upsilon_3 = \dfrac{3m\upsilon}{M-3m}$ (3) shunday qilib (1), (2), (3) tenglamalarni inobatga olib υ_n uchun quyidagini yozamiz

$$\upsilon_n = \frac{nm\upsilon}{M-nm}$$

$n = \nu t$ bo‘lgani uchun *t*=5s oxiridagi raketa tezligi:

$$\upsilon_5 = \frac{\nu t m\upsilon}{M - m\nu t} = \frac{0{,}4 \cdot 20 \cdot 5 \cdot 10^3}{300 - 0{,}4 \cdot 20 \cdot 5} = \frac{4 \cdot 10^4}{260} = 153{,}4 m/s \ .$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

12. Stolda m=4kg massali aravacha turibdi. Agar aravachaning ikkinchi uchiga m=1 kg massali tosh osilsa, aravacha qanday tezlanish

bilan harakat qiladi?

($a = m_2g(m_1+m_2) = 1{,}96$ m/s^2)

13. Massasi m=2kg bo‘lgan tinch turgan jismga t=5 s davomida F=4N kuch ta’sir qiladi. Jism qanday a tezlanish bilan harakatlanadi, u qanday υ tezlik oladi va shu vaqt ichida u qancha S yo‘lni o‘tadi.

(a =2 m/s^2; υ=10 m/s; S=25 m)

14. Yo‘lovchilar bilan birga liftning og‘iriligi P=7848 N. Lift osilgan trosning tarangligi: 1) F=11772 N bo‘lsa, lift qanday tezlanish bilan va qanday yo‘nalishda harakatlanadi?

[a =4,9 m/s^2 (ko‘tariladi); a =2,45 m/s^2(lift pastga tushadi)]

15. Massasi m=5·10^{5}kg bo‘lgan poyezd tormozlanganda tekis sekinlanuvchan harakat qilib t=60 s davomida tezligini υ_1=40 km/soat dan υ_2=28 km/soat gacha kamaytirgan. Tormozlash kuchi topilsin.

(F=2,77·10^5 N)

16. Og‘iriligi P=4,9·10^6 N bo‘lgan teplovozning tortishi to‘xtagach, F=9,8·10^4 N ishqalanish kuchi ta’siri ostida t=60 s dan keyin to‘xtaydi. Poyezd qanday tezlik bilan harakat qilgan.

(υ=11,75 m/s)

17. Jism gorizont bilan α =45° burchak tashkil qilgan qiya tekislikdan sirg’anib tushmoqda. Jism S=0,364 m masofani o‘tganda υ=2 m/s tezlikka erishadi. Jismning tekislikdagi ishqalanish koeffitsienti topilsin.

($K = tg\alpha - \dfrac{\upsilon^2}{2g \cdot S \cdot \cos\alpha} = 0{,}2$)

18. Prujina ustiga qo‘yilgan tosh uni x_0=2 mm qisadi. Agar tosh h=5sm balandlikdan erkin tashlansa, u prujinani necha mm ga qisadi?

(x =14,1 mm)

19. Agar reaktiv samolyot dvigatelining tortishish kuchi F=10^5 N bo‘lsa, massasi m=60 t bo‘lgan bu samolyot uchish vaqtida qanday tezlanish bilan harakatlanadi.

($a \approx 1{,}67$ m/s^2)

20. Ko‘tarma kran trosining uzunligi ℓ =25 m va ko‘ndalang kesim yuzi 600 mm^2 bo‘lgan po‘lat simdan iborat. Tros $\Delta\ell$ =5 mm uzayishi uchun unga qancha yuk qo‘yish kerak.

($F=2,65\cdot10^4$ N)

21. Massasi m_1=5 kg bo‘lgan miltiqdan $m_2=5\cdot10^{-3}$ kg massali o‘q υ=600 m/s tezlik bilan otilib chiqadi. Miltiqning orqaga tepish tezligi topilsin.

(υ =0,6 m/s)

22. υ=10 m/s tezlik bilan uchib ketayotgan granata portlab ikkiga parchalanadi. Granata og‘irligining η=60 % ni tashkil qilgan kattaroq parcha dastlabki yo‘nalishda υ=25 m/s ga teng tezlik bilan o‘z harakatini davom ettiradi. Kichik parchaning tezligi topilsin.

(υ =-12,5 m/s)

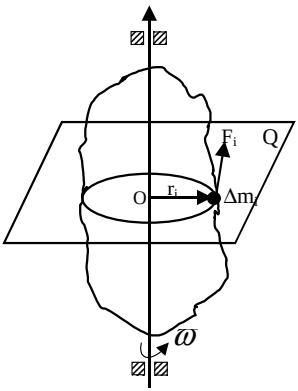
23. Yer sirtidan tik yuqoriga qarab uchirilgan m= 1 t massali fazoviy kema a =2g tezlanish bilan ko‘tarilmoqda. Soplodan otilib chiqayotgan gaz oqimining tezligi υ=1200 m/s. Sarflanayotgan yoqilg’i miqdori Q_m topilsin.

(Q_m =m(g+ a)/ υ =24,5 kg/s)

III -BOB. QATTIQ JISM MEXANIKASI

3.1- . Kuch momenti va impuls momenti

Bir-biriga nisbatan siljimaydigan moddiy nuqtalar to‘plami ***qattiq jism*** deb yuritiladi. Tashqi kuch ta’sirida deformatsiyalanmaydigan jism ***absolyut qattiq jism*** deyiladi. Ixtiyoriy shakldagi qattiq jism qo‘zg‘almas OZ o‘q atrofida *F* kuch ta’sirida aylanayotgan bo‘lsin. Uning zarralari markazi OZ o‘qda yotgan aylanalar chizadi. Jismni kuch qo‘yilgan nuqta chizgan aylanaga urinma bo‘lgan *F* kuch aylantiradi. *F* kuchning ta’siri faqat uning kattaligiga bog‘liq bo‘lmay, u qo‘yilgan *A* nuqtadan aylanish o‘qigacha bo‘lgan masofa $\vec{r}$ ga ham bog‘liqdir. $\vec{F}$ ***aylantiruvchi kuchning kuch qo‘yilgan nuqtadan aylanish o‘qigacha bo‘lgan masofa - $\vec{r}$ -radius - vektorga ko‘paytmasi aylantiruvchi kuchning momenti deb ataladi*** va *M* harfi bilan belgilanadi:



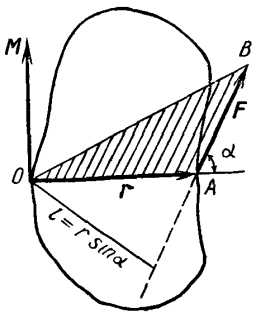
3.1. - rasm

$$\vec{M} = \vec{F} \cdot \vec{r} \qquad (3.1)$$

M ning moduli

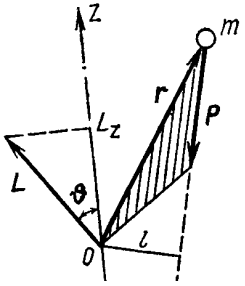
$$M = Fr\sin\alpha = Fl \qquad (3.2)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. 3.2-rasmda, *O* nuqtadan tushirilgan perpendikulyarning uzunligi *l* = r sinα bo‘ladi va uni *F* uchning *O* nuqtaga nisbatan ***yelkasi*** deb ataladi. α - *F* bilan r orasidagi burchak. *M* ning moduli *OAV* uchburchak (rasmda shtrixlangan) yuzaning ikkilanganiga teng. *M* vektorning yo‘nalishini o‘ng vint qoidasi asosida aniqlanadi. *O* nuqtaga joylashgan o‘ng vintni $\vec{r}$ dan $\vec{F}$ ga tomon burganimizda vint ilgarilanma harakatining yo‘nalishi *M* ning yo‘nalishini ko‘rsatadi.



3.2 – rasm.

Jismning harakat tezligi $\vec{v}$, impulsi $\vec{p}$ va uning fazodagi o‘rnini ifodalovchi radius - vektor $\vec{r}$ bo‘lsin (3.3-rasm). Moddiy nuqtaning berilgan *O* nuqtaga nisbatan impuls momenti deganda, radius-vektorni impuls vektoriga vektor ko‘paytmasi tushuniladi:



3.3 – rasm.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}]. \qquad (3.3)$$

L vektorining yo‘nalishini, *M* ga o‘xshab o‘ng vint qoidasi asosida topiladi. *0* nuqtaga joylashtirilgan o‘ng vint $\vec{r}$ dan *R* yo‘nalishiga burilganda vintning ilgarilanma harakati $\vec{L}$ ning yo‘nalishini ko‘rsatadi $\vec{L}$ ning modulini

$$L = r\,p\left|\sin(\vec{r}\vec{p})\right| = lp \qquad (3.4)$$

deb yozish mumkin.

3.2- . Qattiq jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti. Shteyner teoremasi

Qattiq jismning aylanma harakatini o‘rganishda inersiya momenti tushunchasidan foydalanamiz. Qattiq jism *i*-elementar bo‘lakchasining massasi (Δm_i) bilan aylanish o‘qidan *0* nuqtagacha bo‘lgan masofa (r_i) kvadratining ko‘paytmasi

$$I_{Zi} = \Delta m_i r_i^2 \qquad (3.5)$$

ni *i* - elementar bo‘lakchaning *OZ* o‘qqa nisbatan ***inersiya momenti*** deb ataladi (3.1-rasm). *n*-ta elementar bo‘lakchalardan tashkil topgan sistemaning inersiya momenti elementar inersiya momentlarining yig‘indisiga teng, ya’ni

$$I_Z = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \qquad (3.6)$$

SI da inersiya momenti $kg \cdot m^2$ (kilogramm-metr kvadrat) larda o‘lchanadi. Qattiq jism uchun (3.6) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$I = \int_V r^2 dm \qquad (3.7)$$

Integral qattiq jism egallagan butun hajm bo‘yicha olinadi. Jismning berilgan nuqtadagi zichligi $\rho = const$, ya’ni jism bir jinsli bo‘lsa,

$$I = \rho \int_V r^2 dV \qquad (3.8)$$

hosil bo‘ladi.

(3.8) ifoda har qanday qattiq jismning istalgan o‘qqa nisbatan inersiya momentini aniqlash imkoniyatini beradi. Misol tariqasida ba’zi jismlarning inersiya momentlarini aniqlashni ko‘raylik.

1. Devori juda yupqa trubaning halqa markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = mR^2$$

2. Devorlari qalin trubaning markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{1}{2}m\left(R_1^2 + R_2^2\right)$$

Trubaning R_1 va R_2 ichki va tashqi devorlarining radiuslari.

3. Butun silindr (disk) ning markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{1}{2}mR^2$$

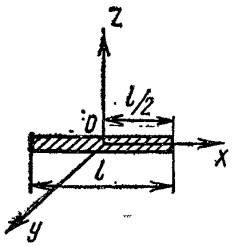
4. Butun sharning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{2}{5}mR^2$$

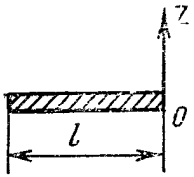
5. Sferaning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{2}{3}mR^2$$

6. l - uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va massalar markazidan o‘tuvchi OZ *o‘q*qa nisbatan inersiya momenti (3.4-rasm).



3.4 – rasm.



3.5 – rasm.

$$I = \frac{1}{12}ml^2$$

7. l uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va uning bir uchidan o‘tuvchi *OZ* o‘qqa nisbatan inersiya momenti (3.5-rasm).

$$I = \frac{1}{3} m l^2$$

Agar berilgan jismning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti aniqlangan bo‘lsa, bu o‘qqa parallel istalgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti aniqlash uchun Shteyner teoremasidan foydalanamiz. U quyidagicha ta’riflanadi: ***berilgan jismning istalgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti, I shu o‘qqa parallel va S - jism massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti I_c bilan jism massasining o‘qlar orasidagi masofa kvadratiga ko‘paytmasining yig‘indisiga teng:***

$$I = I_c + m a^2 \tag{3.9}$$

3.3- . Aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi

3.1-rasmga qarasak *OZ* o‘q atrofida aylanayotgan qattiq jismning biror i-bo‘lakchasining kinetik energiyasi

$$\Delta W_{ki} = \frac{\Delta m_i \upsilon_i^2}{2} \tag{3.10}$$

tenglama bilan ifodalanishini bilamiz. Bu yerda Δm_i va υ_i - mos ravishda *i*-bo‘lakchaning massasi va chiziqli tezligidir. Chiziqli tezlik bilan burchakli tezlik o‘rtasidagi bog‘lanishni eslasak ($\upsilon_i = \omega r_i$) va buni (3.10) ga qo‘ysak

$$\Delta W_{ki} = \frac{\Delta m_i r_i^2}{2} \omega^2 \tag{3.11}$$

hosil qilamiz.

Qattiq jism kinetik energiyasi uni tashkil etuvchi hamma bo‘lakchalar kinetik energiyalarining yig‘indisidan iborat

$$W_k = \sum \Delta W_{ki} = \frac{1}{2} \omega^2 \sum \Delta m_i r_i^2 \tag{3.12}$$

(3.6) ga asosan $\sum \Delta m_i r_i^2 = I_z$ jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti ekanligini e’tiborga olsak,

$$W_k = \frac{I_Z \omega^2}{2} \tag{3.13}$$

ifoda hosil bo‘ladi.

Demak, qo‘zg‘almas o‘q atrofida aylanayotgan qattiq jismning **kinetik energiyasi shu jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momentining burchak tezlik kvadratiga ko‘paytmasining yarmiga teng**.

Agar jism qo‘zg‘aluvchan o‘qqa nisbatan aylanma harakat qilsa, ya’ni ham aylanma, ham ilgarilanma harakat qilsa, uning kinetik energiyasi aylanma va ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig‘indisi orqali aniqlanadi.

$$W_k = \frac{I_Z \omega^2}{2} + \frac{m \upsilon_м^2}{2} \tag{3.14}$$

bunda υ_m - massa markazi ilgarilanma harakatning tezligi.

3.4- . Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni

3.1-rasmdagi aylanayotgan qattiq jismning tekshirilayotgan elementar bo‘lakchasi impulsining *OZ* o‘qqa nisbatan momenti (L_{zi}) (3.4) munosabatga asoslanib hisoblanadi.

$$L_{zi} = P_i r_i = \Delta m_i r_i \, \omega r_i = \Delta m_i r_i^2 \omega \tag{3.15}$$

Bu ifodani qattiq jismning barcha elementar bo‘lakchalari uchun qo‘llab, so‘ng ularning yig‘indisini olsak, jism impulsining *OZ* o‘qqa nisbatan momentini hosil qilamiz:

$$L_Z = \sum_{i=1}^{n} L_{Zi} = \omega \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 . \tag{3.16}$$

Bunda ω=sonst bo‘lganligi uchun yig‘indi belgisidan tashqariga chiqarib yozdik. (3.16) bilan (3.6) ifodani birlashtirib

$$L_z = I_z \, \omega \tag{3.17}$$

ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, **qattiq jism impulsining qo‘zg‘almas aylanish o‘qiga nisbatan momenti jismning shu aylanish o‘qqa nisbatan inersiya momenti bilan burchak tezlik ko‘paytmasiga teng ekan**.

Ikkinchi tomondan $L_{zi} = [r_i R_i]$ ekanligini eslab, unda vaqt bo‘yicha differensiallash amalini bajarsak:

$$\frac{dL_Z}{dt} = \frac{d}{dt}[r_i P_i] \qquad (3.18)$$

$r=const$ bo‘lganda $\frac{dP_i}{dt} = F_i$ ga teng deb olib bularni (3.18) ga qo‘yamiz va yig‘indiga o‘tib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{dL_Z}{dt} = \sum_{i=1}^{n}[r_i F_i] = \sum_{i=1}^{n} M_{Zi} \qquad (3.19)$$

(3.17) va (3.19) ifodalarni solishtirsak

$$\frac{d}{dt}(I_Z \omega) = M_Z \qquad \text{yoki} \qquad M = I_Z \varepsilon \qquad (3.20)$$

Bu yerda $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$ teng bo‘lib, burchak tezlanishdir.

(3.20) ***munosabat qattiq jismning qo‘zg‘almas o‘q atrofidagi aylanma harakatning asosiy tenglamasi deb yuritiladi. U quyidagicha ta’riflanadi: Ixtiyoriy qo‘zg‘almas aylanish o‘qiga nisbatan jism inersiya momenti bilan burchak tezlanishning ko‘paytmasi jismga ta’sir etayotgan kuchlarning shu o‘qqa nisbatan momentlarining algebraik yig‘indisiga teng.***

3.5- . Impuls momenti va uning saqlanish qonuni

Aylanma harakat qonunlarini ilgarilanma harakat qonunlari bilan solishtirsak, ilgarilanma harakatdagi massa-*m* o‘rnida aylanma harakatda *I* - inersiya momenti, kuch o‘rnida, kuch momenti, kattaligi rol o‘ynaydi.

m-massali moddiy nuqta *r* radiusli aylana bo‘ylab υ chiziqli tezlikka erishsa impuls momenti

$$L = m\upsilon r = pr \qquad (3.21)$$

ga teng bo‘ladi.

(3.21) tenglamadagi chiziqli tezlikni $\upsilon = \omega r$ ifoda bilan almashtirsak:

$$L = m\omega r \cdot r = mr^2\omega$$

Bu ifodadagi $I = mr^2$ harakatlanayotgan moddiy nuqtaning inersiya momenti ekanligini eslasak, moddiy nuqtaning impuls momenti uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$L = I\omega \qquad \text{yoki} \qquad \vec{L} = I\,\vec{\omega}, \tag{3.22}$$

bu yerda L yo‘nalishi bilan ω ni yo‘nalishi mos keladi.

Endi impuls momentining o‘zgarish tezligi nimaga bog‘liqligini aniqlaylik. Buning uchun inersiya momentini ($I=const$) o‘zgarmas deb (3.22) tenglamadan vaqt bo‘yicha hosila olamiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I\frac{d\vec{\omega}}{dt} = I\vec{\varepsilon} \tag{3.23}$$

Bu tenglamani aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi (3.20) bilan taqqoslab,

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \tag{3.24}$$

munosabatni hosil qilamiz. ***Demak, moddiy nuqtaning impuls momentining o‘zgarish tezligi unga ta’sir qiluvchi kuch momentiga teng ekan.***

Agar kuch momenti ($\vec{M} = 0$) nolga teng bo‘lsa,

$$\frac{dL}{dt} = 0 \tag{3.25}$$

hosil qilamiz. Bu ifoda

$$L = const \qquad \text{yoki} \qquad I\omega = const \tag{3.26}$$

bo‘lgandagina bajariladi. Bu (3.25) ifoda moddiy nuqtalar sistemasi uchun, impuls momentining saqlanish qonunini xarakterlaydi: ***moddiy nuqtalar berk sistemasi impulsining ixtiyoriy nuqtaga nisbatan momenti o‘zgarmaydi.***

Savollar

1. Qattiq jismlarning kuch momenti va impuls momenti qanday qonuniyat asosida bog‘langan?

2. Qattiq jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti va Shteyner teoremalarini tenglamalarini yozib, ta’riflarni bayon qiling.
3. Ba’zi jismlarni inersiya momentlarini aniqlashda jismlarni shakli va o‘lchamlarining ta’siri qanday hisobga olinadi?
4. Agar jism qo‘zg‘aluvchan o‘qqa nisbatan aylanma harakat qilsa, uning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?
5. Impuls momenti va uning saqlanish qonunlari qanday ifodalar bilan xarakterlanadi?

Masalalar

7-masala. Elektromotorning g‘ildiragi tormozlangandan keyin tekis sekinlanuvchan harakat qilib, t=1 min. keyin davomida o‘zining aylanish chastotasini $\nu_0 = 300 ail/\min$ dan $\nu = 180 ail/\min$ gacha kamaytirdi. G‘ildirakning inersiya momenti J =2kgm^2 a) g‘ildirakning burchak tezlanishi ε ni; b) tormozlovchi momenti M ni v) tormozlash ishi A ni toping?

Berilgan: t =1$minut$ = 60 s

$\nu_0 = 300 ail/\min$ = 300 ayl/60s=5 ayl/s

$\nu = 180 ail/\min$ = 180 ayl/60s=3 ayl/s

J =2kgm^2

ε ~? M~? A~?

Yechish. a) g‘ildirakning burchak tezlanishini uning burchak tezligi o‘zgarishning shu o‘zgarish sodir bo‘lgan vaqt oralig‘iga nisbati sifatida topamiz

$$\varepsilon = \frac{\omega_0 - \omega}{t} = \frac{2\pi(\nu_0 - \nu)}{t} = \frac{2\pi(5-3)}{60} = 0{,}21 rad/s^2$$

b) aylanma harakat dinamakasining asosiy qonuni (3.20) dan, kuchning tormozlovchi momenti

$$M = J\varepsilon = 2 \cdot 0{,}21 = 0{,}42\, J$$

v) g‘ildirak tormozlanganda uning aylanish kinetik energiyasi tormozlovchi kuchlariga qarshi ish bajarishga sarf bo‘ladi. Shuning uchun (3.13) dan foydalanib:

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} = \frac{J}{2} 4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2) = 2 \cdot 2\pi^2 \cdot 16 = 640 J\ .$$

8-masala. Radiusi R=1,5m va massasi m_1=180kg bo‘lgan disk tik o‘q

atrofida inersiya bo‘yicha $\nu = 10\,\text{min}^{-1}$ chastota bilan aylanmoqda. Disk markazida m_2=60kg massali odam turibdi. Odam diskning chetiga o‘tsa unda odamni bino poliga nisbatan chiziqli tezligi qanday bo‘ladi?

Berilgan: R=1,5m = 1,5m
m_1=180kg = 180kg
$\nu = 10\,\text{min}^{-1}$
m_2=60kg = 60kg
υ~?

Yechish. Impuls momentining saqlanish qonuniga asosan:

$$(J_1 + J_2)\omega = (J_1 + J_2^1)\omega^1 \qquad (1)$$

bunda J_1 –diskning inersiya momenti; J_2 –disk markazida turgan odamning inersiya momenti; ω-markazida odam bo‘lgan diskning burchak tezligi, J_2 –diskning chekkasida turgan odamning inersiya momenti; ω odam chekkasida turgan paytdagi diskning burchak tezligi.
Disk chekkasida turgan odamning chiziqli tezligi burchak tezlik bilan quyidagicha munosabat orqali bog‘langan

$$\upsilon = \omega^1 R \qquad (2)$$

(1) tenglamadan ω^1 ni aniqlab va olingan ifodani (2) formulaga qo‘yib quyidagini olamiz

$$\upsilon = \frac{(J_1 + J_2)\omega R}{J_1 + J_2^1} \qquad (3)$$

Diskning inersiya momenti $J_1 = \frac{1}{2} m_1 R^2$. Odamning inersiya momentini esa moddiy nuqtanikidek hisoblaymiz. Shuning uchun

$$J_2 = 0 \quad J_2^1 = M_2 R^2$$

Odam chetiga o‘tgan diskning burchak tezligi $\omega = 2\pi\nu$ (3) formuladagi J_1, J_2, J_2^1 va ω kattaliklarni almashtirib, quyidagini olamiz

$$\upsilon = \frac{\frac{1}{2} m_1 R^2}{\frac{1}{2} m_1 R^2 + m_2 R^2} \cdot 2\pi\nu R = \frac{m_1}{m_1 + 2m_2} \cdot 2\pi\nu R$$

m_1, m_2, ν, R va π larning qiymatlarini o‘rniga qo‘yib, odamning chiziqli tezligini topamiz

$$\upsilon = \frac{180}{180+120} \cdot 2 \cdot 3{,}14 \frac{10}{60} \cdot 1{,}5 = 0{,}942 m/s .$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

24. ℓ = 1 m uzunlikdagi va P=4,9 N og‘irilikdagi bir jinsli sterjen vertikal tekislikda o‘z uzunligining o‘rtasidan o‘tgan gorizontal o‘q atrofida aylanmoqda. Agar aylantiruvchi moment M=9,81·10^2 N·m ga teng bo‘lsa, sterjen qanday burchak tezlanish (ε) bilan aylanadi?

(ε=2,35 rad/s^2)

25. Inersiya momenti I=63,6 kg·m^2 ga teng bo‘lgan yaxlit g‘ildirak
ω=31,4 rad/s o‘zgarmas burchak tezlik bilan aylanmoqda. G‘ildirak tormozlovchi kuch momenti ta’sirida t=20 s dan keyin to‘xtasa, tormozlovchi kuch momenti qancha bo‘lgan?

(M=100 N·m)

26. Uzunligi ℓ = 30 sm va massasi m=100 g bo‘lgan ingichka bir jinsli tayoqchaning tayoqchaga tik va uning 1) uchlaridan; 2) o‘rtasidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti I aniqlansin.

$$\left(1)\, \mathrm{I} = \frac{1}{3} m\ell^2 = 3 \cdot 10^{-3} \kappa g \cdot m^2; \quad 2)\, \mathrm{I} = \frac{1}{12} m\ell^2 = 0{,}75 \cdot 10^{-3} \kappa g \cdot m^2 \right)$$

27. Diskning diametri d=20 sm, massasi m=800 g. Diskning radiuslaridan birining tik ravishda o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti I aniqlansin.

$$\left(\mathrm{I} = \frac{3}{4} m R^2 = 6 \cdot 10^{-3} \kappa g \cdot m^2 \right)$$

28. Uzunligi ℓ = 50 sm va massasi m=400 g bo‘lgan ingichka bir jinsli tayoqcha o‘rtasidan tayoqchaga tik ravishda o‘tadigan o‘q atrofida ε=3 rad/s^2 burchak tezlanish bilan aylanadi. Aylantiruvchi moment M aniqlansin.

$$\left(\mathrm{M} = \frac{1}{12} m\ell^2 \cdot \varepsilon = 0{,}025\ N \cdot m \right)$$

29. Yer sharining o‘z aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti I va L impuls momenti topilsin.

[1) $I=9{,}7\cdot10^{37}$ kg·m^2; 2) $L=7\cdot10^{33}$ kg·m^2/s]

30. R=0,5 m radiusli barabanga ip o‘ralgan, uning uchiga P=98 N yuk osilgan. Agar yukning pastga a =2,04 m/s^2 tezlanish bilan tushayotgani ma’lum bo‘lsa, barabanning inersiya momenti topilsin.

(I=9,5 kg·m^2)

31. $\omega = 5\frac{ayl}{s}$ ga mos kelgan o‘zgarmas tezlik bilan aylanayotgan valning kinetik energiyasi W_k=60 J ga teng. Shu valning impuls momenti topilsin.

(L=3,8 kg·m^2/s)

32. Tezligi υ=9 km/soatga yetgan velosipedchining kinetik energiyasi topilsin. Velosipedchining velosiped bilan birgalikdagi og‘iriligi P_1=764,4 N ikkala g’ildirakning og‘iriligi P_2=29,4 N ga teng. Velosiped g’ildiraklari gardish deb hisoblansin.

(W_k=253 J)

33. m=5 kg massali diskning gardishga urinma F=19,6 N o‘zgarmas kuch qo‘yilgan. Kuchning ta’siri boshlangandan keyin t=5 s vaqt o‘tgach disk qanday kinetik energiyaga ega bo‘ladi?

$$\left(W_к = \frac{F^2 \Delta t^2}{m} = 1{,}92 \cdot 10^3\ J = 1{,}92 кJ \right)$$

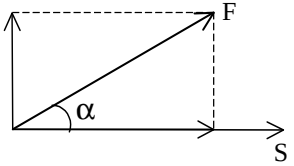
34. Massasi m=10 kg bo‘lgan yaxlit silindr υ=10 m/s tezlik bilan sirpanmasdan dumalaydi. Silindrning kinetik energiyasi aniqlansin.

(W_k=750 J)

IV - BOB. ISH, QUVVAT, ENERGIYA

4.1- . Ish va quvvat

Agar jism o‘zgarmas *F* kuch ta’sirida to‘g‘ri chiziqli harakat qilib biror *S*-masofani bosib o‘tsa, bu jarayonda kuchning siljitish ta’sirini xarakterlash uchun ish tushunchasi kiritiladi. Jismning to‘g‘ri chiziqli harakatida o‘zgarmas kuchni bajargan ishi ***kuch bilan yo‘l ko‘paytmasiga proporsional bo‘ladi***. Agar kuch bilan jism harakat yo‘nalishi orasida α burchak hosil bo‘lsa ish (4.1-rasm)

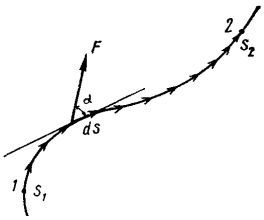


4.1-rasm

$$A = F \cdot S \cos\alpha \qquad (4.1)$$

formula bilan aniqlanadi. $\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo‘lsa ish musbat, $\alpha > \frac{\pi}{2}$ bo‘lganda ish manfiy, $\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo‘lganda A=0 bo‘ladi, ya’ni kuch berilgan yo‘lda jismning siljishi bo‘yicha hech qanday ish bajarmaydi. Ishqalanish kuchi ko‘chish yo‘nalishiga teskari tomonga yo‘nalgan va u manfiy ish bajaradi. *sosα=0*, ya’ni ta’sir etuvchi kuch siljishga perpendikulyar bo‘lganda kuch mexanik ish bajarmaydi. Biroq biror og‘irlikdagi yukni ko‘tarib turish, aqliy mehnat qilish (masala yechish, mutolaa qilish, fikr yuritish) da ham mexanik ish bajarilmaydi, oddiy ish bajariladi.

Agar skolyar ko‘paytma tushunchasidan foydalansak (4.1) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:



4.2 – rasm.

$$A = \vec{F} \cdot \vec{S} \qquad (4.2)$$

Demak, mexanik ish kuch vektori va ko‘chish vektorining skolyar ko‘paytmasiga teng.

SI da ish birligi sifatida Joul (*J*) qabul qilingan: ***1 Joul - 1 Nyuton kuch ta’sirida jismni 1 metr masofaga ko‘chirishda bajarilgan ishning miqdoridir.***

Eng umumiy hol uchun ishni aniqlaylik. Jism o‘zgaruvchan kuch ta’sirida egri chiziqli harakat qilib S_1 nuqtadan S_2 nuqtaga o‘tsin (4.2-

rasm). Bu holda yo‘lni xayolan cheksiz kichik elementar *dS* bo‘lakchalarga ajratamiz. Ajratgan elementar yo‘lda, kuchni o‘zgarmas deb olib, ko‘chishni esa to‘g‘ri chiziqdan iborat deb olamiz. Bu vaqtda elementar bajarilgan ish

$$dA = F\,dS\cos\alpha \qquad (4.3)$$

$S_1\ S_2$ yo‘lda bajarilgan to‘la ish

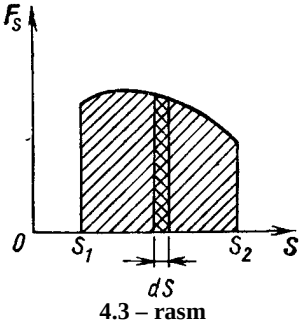
$$A = \int_{S_1}^{S_2} F\,dS\cos\alpha \qquad (4.4)$$

Bu integralni yechish uchun grafik usulidan foydalanamiz. Abssissa o‘qi bo‘ylab *S* ning qiymatlarini, ordinata o‘qi bo‘ylab F_s ning qiymatlarini joylashtiramiz va F_s = *f(S)* funksiya grafigini chizamiz (4.3-rasm). Jismning *dS* elementar ko‘chish uchun bajargan elementar ishning miqdori

$$dA = F_s\,dS = F\,dS\cos\alpha \qquad (4.3)$$

rasmdagi ikki marta shtrixlangan yuzachaning qiymatiga teng. Jismni S_1 va S_2 nuqtalar orasida ko‘chirishda bajarilgan ish esa rasmda S_1S_2 bilan chegaralangan va chap tomondan qiyalatib shtrixlangan yuzaga teng.

Bajarilgan ishning bajarilish tezligini xarakterlash uchun quvvat tushunchasi kiritiladi. Demak, vaqt birligida bajarilgan ish bilan o‘lchanadigan kattalik ***quvvat*** deb ataladi, ya’ni



4.3 – rasm

$$N = \frac{dA}{dt} \qquad (4.5)$$

(4.5) ga *dA* ning (4.3) formuladagi qiymatini qo‘ysak

$$N = F\frac{dS}{dt}\cos\alpha$$

yoki

$$N = F\cdot\upsilon\cos\alpha = \vec{F}\cdot\vec{\upsilon} \qquad (4.6)$$

ni hosil qilamiz.

Demak, quvvat ta’sir etuvchi $\vec{F}$ kuch vektorining shu kuch ta’sirida jism olgan $\vec{\upsilon}$ tezlik vektoriga skolyar ko‘paytmasiga teng ekan.

SI da quvat birligi sifatida Vatt (*Vt*) qabul qilingan: ***1 Vatt- 1 sekund davomida 1 Joul ish bajaradigan mashinaning quvvatidir.***

1 Vt = 1J/1 s.

4.2- . Energiya. Energiyaning saqlanish qonuni

a) **Energiya - materiyaning barcha turdagi harakati va ularning barcha turdagi o‘zaro ta’sirlashishlarining miqdoriy o‘lchovidir. b) energiya-jismning yoki jismlar sistemasining ish bajara olish qobiliyatini xarakterlovchi fizik kattalikdir**. Energiya ma’lum sharoitlarda sistema bajarishi mumkin bo‘lgan ish miqdori bilan o‘lchanadi.

Energiyaning eng sodda shakllaridan biri ***mexanik energiya***, ya’ni ***kinetik*** va ***potensial*** energiyalardir. Qisqacha qilib kinetik energiyani - ***harakat energiyasi***, ***potensial*** energiyani esa - ***holat energiyasi*** deb atash mumkin.

Kinetik energiya. Jism υ tezlik bilan harkatlanayotgan bo‘lsin. Uning kinetik energiyasi harakatlanayotgan jism to‘xtaguncha bajargan ishlarining yig‘indisidan iborat bo‘ladi. Agar ish musbat bo‘lsa, ($A>0$) jismning kinetik energiyasi ortadi, aksincha $A<0$ bo‘lsa, jismning kinetik energiyasi kamayadi. Agar jism F kuch ta’sirida dS masofani bosib o‘tsa, ishqalanish kuchi manfiy ish bajaradi, u holda ishni uning kinetik energiyasining kamayishiga tenglashtirish mumkin:

$$dA = -dW_k ,$$

yoki

$$dA = F\,dS = -ma dS = -m\frac{d\upsilon}{dt}dS = -m\frac{d\upsilon}{dt}\upsilon\cdot dt = -m\upsilon d\upsilon . \qquad (4.7)$$

Bunda minus ishora harakat tormozlanish tufayli tezlanish manfiy ekanligini ko‘rsatadi. To‘la bajarilgan ishni hisoblash uchun oxirgi tenglikni υ_1 dan υ_2 integrallaymiz. Bu ish o‘z navbatida kinetik energiyaga teng bo‘ladi.

$$W_k = -A = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} m\upsilon\, d\upsilon = m\int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} \upsilon\, d\upsilon = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2}$$

yoki

$$W_k = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} \qquad (4.8)$$

Demak, jism kinetik energiyasining o‘zgarishi uning tezligini υ_1 dan υ_2 ga o‘zgarishi uchun jismga ta’sir etadigan kuch bajarishi lozim bo‘lgan ishga teng. Oxirgi ifodadan umumiy holda $W_k = m\upsilon^2/2$ yozish

mumkin. ***Demak, massa bilan tezlik kvadrati ko‘paytmasining yarimiga teng bo‘lgan kattalik jismning kinetik energiyasi deb ataladi.***

Potensial energiya. ***Potensial energiya jism yoki jism qismlarini holatlarining bir-biriga nisbatan o‘zgarishi natijasida bajarilgan ishdir.***

Masalan, Yer sathidan *h* balandlikda turgan jismga $P=mg$ og‘irlik kuch ta’sir etadi. Agar jismni h balandlikdan tashlab yuborilsa, u og‘irlik kuchi ta’sirida Yerga tushadi. Yer sirti yaqinida jism υ tezlikka erishadi va og‘irlik kuchining *h* balandlikni o‘tishdagi bajargan ishi evaziga $W_k = m\upsilon^2/2$ kinetik energiyaga ega bo‘ladi.

U holda quyidagini yozishimiz mumkin:

$$A = P\,h = mgh = m\upsilon^2/2 \qquad (4.9)$$

Bu ish esa o‘z navbatida jismning Yer sirtidan *h* balandlikka ko‘tarilgandagi potensial energiyasiga teng.

$$W = mgh \qquad (4.10)$$

Demak, Yer sirtidan h balandlikka ko‘tarilgan jismning potensial energiyasi jism og‘irligi (mg) va balandlik (h) ning ko‘paytmasiga teng ekan.

Endi elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasini topaylik. Elastiklik kuchi Guk qonuniga asosan deformatsiyaga proporsional bo‘ladi.

$$\vec{F}_{el} = -k\vec{x}$$

bunda k - elastiklik koeffitsienti bo‘lib, prujinaning bikrligi deb yuritiladi, *x* - siljishidir, formuladagi manfiy ishora elastiklik kuchining yo‘nalishi siljish yo‘nalishiga qarama-qarshi ekanligini ifodalaydi.

Kichik deformatsiyalarda (dx) F_{el} kuchining elementar ishi

$$dA = F_{el}dx = -kxdx\,,$$

to‘la ish

$$A = -\int_x^0 kxdx = \frac{1}{2}kx^2\,. \qquad (4.11)$$

Shunday qilib, elastik deformatsiya natijasida yuzaga kelgan potensial energiya prujina tarkibidagi zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishi yoki bir-biriga yaqinlashishi va shunga mos ular orasida o‘zaro tortishish yoki itarishish kuchlarining hosil bo‘lishi oqibatidir.

To‘la mexanik energiya va uning saqlanish qonuni. Ko‘p hollarda jism bir vaqtning o‘zida ham kinetik energiyaga, ham potensial energiyaga ega bo‘ladi. ***Kinetik va potensial energiyalarning yig‘indisi***

to‘la mexanik energiya deb ataladi. Masalan, Yer sirtidagi h balandlikda Yerga nisbatan υ tezlik bilan harakatlanayotgan jism

$$W = \frac{m\upsilon^2}{2} + mgh \qquad (4.12)$$

to‘la energiyaga ega bo‘ladi.

Agar moddiy nuqtaga faqat konservativ (bajarilgan ish yo‘lni shakliga bog‘liq bo‘lmaydi) kuchlar ta’sir etsa, bu kuchlarning elementar dr ko‘chishida bajargan ishni moddiy nuqta potensial energiyasining kamayishiga teng, ya’ni

$$dA = -dW_P .$$

Ikkinchi tomondan moddiy nuqtaning bu ko‘chishda bajargan ishi uning kinetik energiyasining ortishiga teng, ya’ni

$$dA = -dW_k .$$

Bu ikki ifodani taqqoslash tufayli

$$dW_k = -dW_P \qquad \text{yoki} \qquad d(W_k + W_P) = 0 \qquad (4.13)$$

hosil qilamiz.

Oxirgi ifodadagi (W_k + W_p) moddiy nuqta kinetik va potensial energiyalarining yig‘indisidir, ya’ni to‘la mexanik energiyasiga teng. Undan

$$W_T = W_k + W_P = const \qquad (4.14)$$

hosil bo‘ladi.

$$W = \frac{m\upsilon^2}{2} + mgh = const \qquad (4.15)$$

Bu mexanik energiyaning saqlanish qonunining matematik ifodasidir. Bu qonun quyidagicha ta’riflanadi: ***faqat konservativ kuchlar ta’sir etayotgan jismlar yopiq sistemasining to‘la mexanik energiyasi o‘zgarmaydi.***

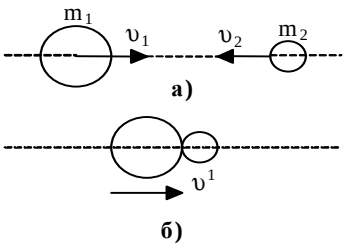
SI sistemada energiya ish birligida, ya’ni Joulda o‘lchanadi.

4.3- . Absolyut elastik va noelastik urilishlar

Jismlarning o‘zaro urilishida ularning sirtlari bevosita bir-biriga tegadi va deformatsiya yuz beradi. Bunda jismlarning urilishidan oldingi kinetik energiyasi qisman yoki to‘la ravishda elastik deformatsiya potensial energiyasiga va jismlarning ichki energiyasiga aylanadi. Ichki energiyani ortishi o‘z navbatida jismning haroratini ortishiga sabab bo‘ladi.

Urilishlarning ikki xil turi mavjud bo‘lib, bular - absolyut elastik va absolyut noelastik urilishlaridir.

Avval ***absolyut noelastik urilishni*** qarab chiqaylik. **Plastilin, loy, qo‘rg‘oshin** va boshqa shular kabi moddalarning urulishi absolyut noelastik urilishga yaqin bo‘ladi. Absolyut noelastik urilish shu bilan harakaterlanadi, bunda deformatsiya potensial energiyasi vujudga kelmaydi; jismlarning kinetik energiyasi batamom yoki qisman ichki energiyaga aylanadi, urilishdan so‘ng to‘qnashgan sharlar yo bir xil tezlik bilan harakatlanadi, yo tinch holatda qoladi. Bu to‘qnashuvda faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi xolos.

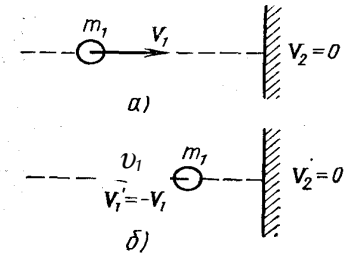


4.4-rasm

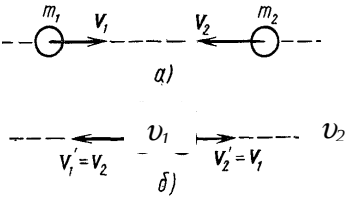
Massalari m_1 va m_2 bo‘lgan sharlar υ_1 va υ_2 tezliklar bilan harakatlanib absolyut noelastik to‘qnashsin. Impuls saqlanish qonuniga binoan sharlarning urilishdan keyingi impulsi ularning urilishdan oldingi impulsiga teng bo‘lishi kerak, ya’ni $m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 = (m_1 + m_2)\upsilon'$.
Bundan

$$\upsilon' = \frac{m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2}{m_1 + m_2} \qquad (4.16)$$

υ_1 va υ_2 vektorlar bir to‘g‘ri chiziq bo‘ylab yo‘nalganligi uchun υ' vetorining yo‘nalishi ham shu to‘g‘ri chiziq yo‘nalishida bo‘ladi. 4.4 - rasmdagi hol uchun qaysi bir sharning impulsi katta bo‘lsa, urilishdan



4.5. – rasm.



4.6 – rasm.

so‘ng ikkala sharning birgalikdagi harakatining yo‘nalishi o‘sha υ' vektor yo‘nalishida bo‘ladi, ya’ni impulsi katta sharning yo‘nalishida bo‘ladi. Bu holda sharlarning urilishidan oldingi impulslari teng bo‘lsa, urilishdan so‘ng harakat to‘xtaydi, ya’ni $\upsilon' = 0$ bo‘ladi.

Endi ***absolyut elastik urilishni*** ko‘rib chiqaylik. **Po‘lat, fil suyagi va boshqa moddalardan iborat jismlarning urilishi absolyut elastik urilishga** ancha yaqin bo‘ladi. Bunday urilishda impulsning saqlanish qonuni bilan mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajariladi.

Massalari m_1 va m_2 , urilishga qadar tezliklari υ_1 va υ_2 , urilishdan keyingi tezliklari υ_1' va υ_2' bilan belgilangan sharlarni olamiz. Impuls va energiyaning saqlanish qonunlarini yozaylik:

$$m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 = m_1\upsilon_1' + m_2\upsilon_2' \qquad (4.17)$$

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2} = \frac{m_1\upsilon_1'^2}{2} + \frac{m_1\upsilon_2'^2}{2} \qquad (4.18)$$

(4.17) va (4.18) ni birgalikda yechib

$$\upsilon_1' = \frac{2m_2\upsilon_2 + (m_1 - m_2)\upsilon_1}{m_1 + m_2};\ \upsilon_2' = \frac{2m_1\upsilon_1 + (m_2 - m_1)\upsilon_2}{m_1 + m_2} \qquad (4.19)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Ba’zi xususiy xollarni ko‘rib chiqaylik.

1. Sharchalarning massalari har xil bo‘lib, ulardan ikkinchisi tinch holatda bo‘lsin ($\upsilon_2 = 0$). U holda (4.19) tenglik yordamida urilishdan keyingi tezliklarni aniqlaylik:

$$\upsilon_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\upsilon_1;\ \upsilon_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}\upsilon_1. \qquad (4.20)$$

(4.20) dan ko‘rinadiki, sharlarning to‘qnashishidan keyingi tezliklari ular massalarining nisbatiga bog‘liq bo‘lar ekan.

Agar $m_2 >> m_1$ shart bajarilsa, (4.20) ga asosan:

$$\upsilon_1' = -\upsilon_1\ ,\ \ \upsilon_2' = 0 \qquad (4.21)$$

bo‘ladi. Bunday hol elastik shar devoriga urilganda amalga oshishi mumkin (4.5 - rasm). Devorga urilgan absolyut elastik shar tezligining qiymati o‘zgarmaydi, yo‘nalishi esa qarama-qarshi tomonga o‘zgaradi. Bu toifadagi urilishlar ideal gaz molekulalarining idish devoriga elastik urilishini va orqasiga qaytishini eslatadi.

2.Urilishda ishtirok etayotgan sharlarning massalari bir xil bo‘lsin (ya’ni $m_1 = m_2$). U holda (4.19) ifodalar

$$\upsilon_1' = \upsilon_2\ ,\ \ \upsilon_2' = \upsilon_1$$

ko‘rinishga keladi. Demak, massalari teng bo‘lib to‘qnashganda ular o‘z tezliklarini almashadi (4.6 – rasm).

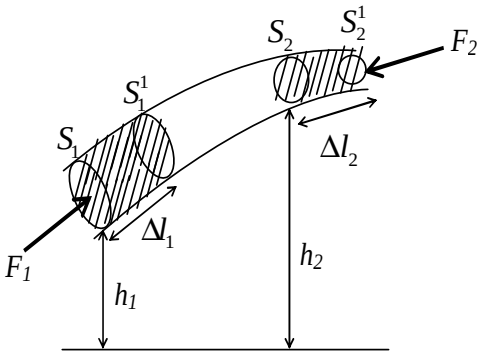
4.4-§ Uzluksizlik va Bernulli tenglamasi

1. Mexanik energiyaning saqlanish qonunini suyuqliklarda qanday kechishini ko‘raylik. Mexanikaning suyuq muhit harakatinining qonunlarini va uning shu oqayotgan muhitdagi holatlarini xarakterlovchi **gidrodinamika** deyiladi. Suyuqliklarning harakatini **oqish** deyilib, harakatlanayotgan suyuqlik zarralarining quyilishini **oqim** deb yuritiladi.

Suyuqliklar, gazlar singari, ma’lum shaklga ega emas va qanday idishga quyilgan bo‘lsa, o‘sha idish shaklini egallaydi. Gaz aniq bir hajmga ega emas va u berilgan istalgan hajmeni egallaydi, suyuqlik esa to‘laligicha ma’lum xususiy hajmga ega. Gazlar nisbatan oson siqiladi, suyuqliklar esa amalda deyarli siqilmaydi. Suyuqlik molekulalari orasidagi masofa kichik bo‘lgani uchun molekulalarning bir-biriga tortishish kuchi katta bo‘ladi.

Real suyuqlikni **siqish** mumkin, ya’ni bosimning ortishi bilan uning hajmi kamayib, zichligi ortadi, biroq suyuqlikni siqilishi juda kam

bo‘ladi. Masalan, 100 m ga ortganda suvning zichligi, faqat 0,5% ga ortadi. Bundan tashqari real suyuqliklar yopishqoq bo‘lib, ularda hamma vaqt ichki ishqalanish kuchlari bo‘ladi. Yopishqoqligi mutlaqo bo‘lmagan xayoliy suyuqlik **ideal** yoki **siqilmaydiga**n suyuqlik deyiladi. 0^oC dan yuqori temperaturalarda ba’zi real suyuqliklar (efir, atseton, spirt, suv, simob) ning yopishqoqligi juda kam bo‘ladi, shuning uchun ularni ideal suyuqliklar deb qarash mumkin. Ideal suyuqlik zarralarining harakat tezligini vektorlar bilan tasvirlaylik. Ideal suyuqlik zarralarining harakatini xarakterlovchi shuday chiziqlar o‘tkazaylikki, bu chiziqlarning har bir nuqtasidagi urinma, suyuqlik zarralarining harakat tezligi vektori bilan ustma-ust tushsin. Bunday chiziqlar **oqim chiziqlari** deyiladi. Oqim chiziqlarining soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining qiymatiga proporsional bo‘ladi. Demak, tezligi kattaroq bo‘lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo‘lishi mumkin.



4.7-rasm

Agar suyuqlikning tezligi oqim egallagan hajmning har bir nuqtasida vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmasa, bu suyuqlikning harakati barqaror (statsionar) harakat deyiladi. Barqaror harakatda suyuqlik zarralarining trayektoriyasi oqim chiziqlari bilan mos keladi. Suyuqlik oqimining barqaror harakatini tekshirish uchun uni xayolan oqim naylariga ajratiladi va har bir oqim nayidagi harakat o‘rganiladi. 4.7-rasmdagi S_1 va S_2 kesimlardagi suyuqlik oqimining tezliklari mos ravishda V_1 va V_2 suyuqlikning zichliklari esa S_1 va S_2 bo‘lsin. Oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridan Δt vaqtda bir xil massali suyuqlik o‘tadi, ya’ni:

$$\Delta m_1 = \rho_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t \qquad \Delta m_2 = \rho_2 S_2 \upsilon_2 \Delta t \qquad (4.22)$$

$\Delta m_1 = \Delta m_2$ bo‘lgani uchun $\rho_1 \upsilon_1 S_1 = \rho_2 \upsilon_2 S_2$ siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo‘ladi. U holda (4.22) quyidagi ko‘rinishda yoziladi.

$$\upsilon_1 S_1 = \upsilon_2 S_2 \qquad (4.23)$$

(4.22) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun (4.23) esa siqilmas suyuqliklar uchun **uzuluksizlik** tenglamasi deb yuritiladi. Bu yerda

kesimlar ixtiyoriy tanlanganligi uchun

$$S\upsilon = const \qquad (4.24)$$

deb yozish mumkin, ya'ni berilgan oqim nayi uchun nay ko'ndalang kesim yuzining suyuqlikning oqim tezligiga ko'paytimasi o'zgarmas kattalikdir.

2. O'zgaruvchan kesimli qiya oqim nayi bo'ylab suyuqlik chapdan o'ngga harakatlanayotgan bo'lsin. (4.7 rasm) nay bo'ylab harakatlanayotgan suyuqlikni ideal (siqilmaydigan) suyuqlik deb, bu suyuqlikning oqim tezligi bilan bosimi orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Oqim nayning S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda υ_1 va ρ_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa υ_2 va ρ_2 lar bilan belgilaylik S_1 va S_2 kesimlar markazlarning biror gorizontal sathdan balandliklari mos ravishda h_1 va h_2 bo'lsin, S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan oqim nayi ichidagi suyuqlik massasining Δt vaqtdagi to'liq energiyasining o'zgarishini aniqlaylik. Siqilmaydigan ideal suyuqlikning to'liq energiyasi uning W_k kinetik energiyasi bilan W_p potensial energiyasi yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\Delta W = (W_k + W_P)_2 - (W_k + W_P)_1 \qquad (4.25)$$

yoki

$$\Delta W = \frac{\Delta m \upsilon_2^2}{2} + gh_2 - \frac{\Delta m \upsilon_1^2}{2} - \Delta mgh_1 \qquad (4.26)$$

bu yerda g-erkin tushish tezlanish.

Energiyaning bu o'zgarishi, mexanik energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng bo'lishi lozim. Tashqi bosim kuchi F_1 oqib kiruvchi massani $\upsilon_1 \Delta t = \Delta l_1$ yo'lda ko'chirishda bajargan ΔA_1 ishini, F_2 bosim kuchi esa $\upsilon_2 \Delta t = \Delta l_2$ yo'lda ΔA_2 ni bajaradi. U holda:

$$\Delta A_1 = F_1 \Delta l_1 = p_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t$$

F_2 kuch va suyuqlik zarralarining ko'chish yo'nalishlari teskari bo'lganligi tufayli u bajargan ish manfiy bo'ladi.

$$\Delta A_2 = F_2 \Delta l_2 = p_2 S_2 \upsilon_1 \Delta t$$

natijada tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = p_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t - p_2 S_2 \upsilon_2 \Delta t \qquad (4.27)$$

biroq $$S_1 \upsilon_1 \Delta t = S_2 \upsilon_2 \Delta t = \Delta V$$

bu yerda ΔV S_1 va S_2 kesimlardan chiqayotgan suyuqlikning hajmidir. Natijada (4.27) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A = {}_1\Delta V - {}_2\Delta V \qquad (4.28)$$

yuqorida aytilganidek ideal suyuqlikning barqaror oqimida $\Delta W=\Delta A$ shart bajarilishi kerak. Binabarin, (4.26) va (4.28) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$\frac{m\upsilon_1^2}{2} + mgh_1 + p_1\Delta V = \frac{m\upsilon_2^2}{2} + mgh_2 + p_2\Delta V$$

Bu tenglikning ikkala tomonini ΔV ga bo‘lib yuborsak va $\frac{m}{\Delta V} = S$ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak:

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2 \qquad (4.29)$$

munosabat vujudga keladi.

Demak, barqaror oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqish chizig‘i bo‘ylab

$$\frac{\rho\upsilon^2}{2} + \rho gh + p = const \qquad (4.30)$$

hosil qilamiz. (4.30) ifoda **Bernulli tenglamasi** deb yuritiladi

1. Bu yerda ***P***-harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosimni anglatadi va uni **statik bosim** deb yuritiladi.
2. $\frac{\rho\upsilon^2}{2}$ – **dinamik bosim**. U suyuqlik ichidagi bosimni kamaytirishini xarakterlaydi.
3. ρgh - **gidravlik bosim**. U oqim nayi h balandlikka ko‘tarilgan taqdirda statik bosimning qanchaga kamayishini ifodalaydi.

Bernulli tenglamasi energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi va quyidagicha ta’riflanadi:

Siqilmaydigan ideal suyuqlikning barqaror harakatida bosim solishtirma energiyasi, kinetik va potensial solishtirma energiyalar yig‘indisi oqimning har qanday ko‘ndalang kesimida o‘zgarmaydi.

Yoki boshqacha ta’rif berish mumkin: **ideal suyuqlikning barqaror oqishidagi to‘liq bosim dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig‘indisidan iborat bo‘lib, uning qiymati oqim nayining barcha qismlari uchun birday bo‘ladi.**

Gorizontal oqim nayi uchun Bernulli tenglamasi quyidagi ko‘rinishdi bo‘ladi:

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = const \qquad (4.31)$$

chunki $\rho gh = 0$.

Bernulli (4.30) va uzuluksiz (4.24) tenglamalarini, faqat suyuqlik uchungina emas, balki siqilishini va yopishqoqligini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan gazlarga ham tadbiq qilish mumkin. Bu vaqtda gazning harakat tezligi 150-200 m/s dan ortmasligi kerak, chunki bu holda xavoni bemalol siqilmaydigan ideal suyuqlikka o'xshash deb hisoblab unga uzluksizldik tenglamasi va Bernulli tenglamasini qo'llash mumkin. Shunng uchun ham, Bernulli tenglamasi gidro va aerodinamikaning asosiy qonunlaridan biri hisoblanadi va uning amaliy ahamiyati katta. Misol, **Gidroturbinada** Bernulli tenglamasiga muvofiq, suv bosimining potensial energiyasi tor suv chiqarish joyida (soploda) kinetik energiyaga aylanadi, bu kinetik energiya ishchi g'ildirakni aylantiradi.

Savollar

1. Mexanik ish formulasini ifodalang va qanday kuchlar manfiy ish bajarishini ko'rsating?
2. O'zgaruvchan kuch ta'sirida jismning bajargan to'la ishini hisoblashda qanday usuldan foydalaniladi?
3. Quvvatni ishning bajarilish tezligi bilan bog'liqligini xarakterlang.
4. Energiya, energiyaning turlari va to'la energiyaning saqlanish qonunlarini ifodalang?
5. Elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi qanday ifodalanadi?
6. Sharlarni absolyut elastik va noelastik urilishlarida qanday saqlanish qonunlari bajariladi?
7. Uzluksizlik va Bernulli tenglamalarini mohiyatini ayting va misollar keltiring.

Masalalar

9-masala. Lemexlarining egallash eni l=1,2m bo'lgan traktor t=8 soat davomida S=2 gektar yer haydaydi. Tuproqning qarshiligi F_{ishq}=17640N ga teng. Traktorning foydali ish koeffitsienti $\eta = 80\%$ traktor motorining quvvati N ni aniqlang.

Berilgan: F_{ishq}=17640N $= 17640\ N$

t=8 soat $= 8 \cdot 60 \cdot 60 = 28800$ s

S= 2gektar $= 2 \cdot 10^4 m^2$

$\eta = 80\%$

l=1,2m = 1,2 m

N~?

Yechish. Traktorni tuproqning qarshilik kuchiga qarshi bajargan ishi foydali ish koeffitsientni hisobga olganda quyidagicha bo‘ladi.

$$A = F_{ishq}\frac{S}{l\cdot\eta}$$

bu yerda $\frac{S}{l}$ – traktorning bosib o‘tgan yo‘li, u holda traktor motorining quvvati

$$N = \frac{A}{t} = \frac{F_{ishq}S}{tl\eta} = \frac{17640\cdot 2\cdot 10^4}{8\cdot 3600\cdot 1{,}2\cdot 0{,}8} = 1{,}28\cdot 10^4 \text{ Vt}$$

10-masala. Massasi $m = 3\cdot 10^3 kg$ bo‘lgan vagonetka qiyaligi gorizont bilan $\alpha = 30^\circ$ burchak tashkil qiluvchi rels bo‘ylab tepalikka ko‘tarilmoqda. Agar vagonetka a = 0,2m/s^2 tezlanish bilan harakatlanayotgan bo‘lsa, tortish kuchini S=50m, yo‘lda bajargan A ishi topilsin. Ishqalanish koeffitsienti k=0,1 ga va g=10m/s^2 teng deb olinsin

Berilgan: $m = 3\cdot 10^3 kg$, $\alpha = 30^\circ$, a = 0,2m/s^2

S=50m k=0,1, g=10m/s^2

A~?

Yechish. Vagonetkaga ta’sir qiluvchi F_T tortishish kuchini aniqlash uchun p og‘irlik kuchini $F_S = P\sin\alpha$ pastga sudrovchi va $F_N = P\cos\alpha$ normal bosim kuchlaridan iborat ikki tashkil etuvchi kuchlarga ajratamiz hamda dinamikaning ikkinchi qonuniga binoan quyidagi harakat tenglamasini yozamiz:

$$ma = F_T - P\sin\alpha - P\cos\alpha$$

bunda ishqalanish kuchi $F_{ishq}=kP=kmg$ ekanligini hisobga olib tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$F_T = m(a + g\sin\alpha + kg\cos\alpha)$$

u vaqtda F_T tortishish kuchining bajargan A ishi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$A = m(a + g\sin\alpha + kg\cos\alpha)\cdot S =$$

$$= 3\cdot 10^2(0{,}2 + 10\sin 30^0 + 0{,}1\cdot 10\cos 30^0)\cdot 50 =$$

$$= 3\cdot 10^3\cdot 6{,}066\cdot 50 = 910\cdot 10^3 J = 910kJ$$

11-masala. Agar biz tanlagan prujina $F_0 = 3\cdot10^4 N$ kuch ta'sirida x_0=1*sm* siqilsa, prujinani *x*=5sm ga siqish uchun qacha *A* ish bajariladi.

Berilgan: x_0 = 1sm $= 1\cdot10^{-2} m$

x = 5sm $= 5\cdot10^{-2} m$

$F_0 = 3\cdot10^4 N \;\; = 3\cdot10^4 N$

$A \sim ?$

Yechish. Prujinani siqishda unga o'zgaruvchan kuch ta'sir qiladi. Prujinani siquvchi kuch *F* Guk qonuniga binoan siljishga proporsional bo'lib, bajarilgan ish $F_{el} = \frac{kx}{2}$:

$$dA = Fdx \quad \text{yoki} \quad A = \frac{kx^2}{2}$$

bunda k– prujinaning bikirligi yoki elastiklik koeffitsienti deb yuritiladi, u quyidagicha aniqlanadi $k = \frac{F_0}{x_0}$

bu ifodani formulaga qo'yib quyidagini hosil qilamiz

$$A = \frac{F_0}{x_0}\frac{x^2}{2} = \frac{3\cdot10^4}{1\cdot10^{-2}}\cdot\frac{25\cdot10^{-4}}{2} = 3750 N\cdot m = 3750 J$$

12-masala. Massasi m_1 bo'lgan, muayyan υ_1 tezlik bilan harakatlanayotgan shar m_2 massali harakatsiz shar bilan to'qnashdi. Urilishni bir to'g'ri chiziq bo'ylab absolyut elastik deb qaralsin. Birinchi shar o'z kinetik energiyasining qancha qismi *w* ni ikkinchi sharga beradi.

Berilgan: υ_1, m_1, m_2

$w \sim ?$

Yechish. Birinchi shar energiyasining qancha qismi ikkinchi sharga berilganligini quyidagi munosabat orqali ifodalanadi

$$w = \frac{W_2^1}{W_1} = \frac{m_2 u_2^2}{m_1 \upsilon_1^2} = \frac{m_2}{m_1}\left(\frac{u_2^2}{\upsilon^2}\right) \qquad (1)$$

Bu yerda W_1 – birinchi sharning urilishgacha bo'lgan kinetik energiyasi; u_2 va W_2^1-ikkinchi sharning urilishdan keyingi tezligi va kinetik energiyasi. (1) ifodadan ko'rinib turibdiki, *w* ni aniqlash uchun u_2 ni topish kerak. Absolyut elastik to'qnashganda bir paytning o'zida ikkita-impulsning saqlanish qonunlari bajarilishidan foydalanamiz.

Urilishgacha ikkinchi shar harakatsiz bo‘lganligini hisobga olib, impuls saqlanish qonunini $m_1\upsilon_1 = m_1\upsilon_1 + m_2u_2$ va energiya saqlanish qonunini $\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} = \frac{m_1u_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2}$ ko‘rinishda yozamiz. Bu ikki tenglamani birgalikda yechib, quyidagini topamiz

$$u_2 = \frac{2m_1\upsilon_1}{(m_2 + m_1)}$$

u_2 ning bu ifodasini (1) tenglamaga qo‘yib ω ni topamiz

$$w = \frac{m_2}{m_1}\left[\frac{(2m_1\upsilon_1)^2}{\upsilon_1(m_1 + m_2)^2}\right] = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2}$$

13-masala. Purkagichdan suyuqlik $\upsilon = 25m/s$ tezlik bilan otilib chiqmoqda, suyuqlikning zichligi $\rho = 1\frac{g}{cm^3}$. Purkagich idishining hajmida kompressor qanday p_1 bosim hosil qiladi?

Berilgan: $\upsilon = 25m/s$ = 25 m/s

$\rho = 1g/sm^3 = 1\frac{10^{-3}kg}{10^{-6}m^3} = 1\cdot10^3kg/m^3$

$p_1 \sim ?$

Yechish. Bernulli tenglamasi (4.30) ga muvofiq $\rho gh = const$ deb hisoblab quyidagini yozamiz:

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} + p_2,$$

bu yerda υ_1 –purkagich idishidagi suyuqlikning tezligi, p_2-purkagichdan chiqishda suyuqlik oqimidagi bosim. $\upsilon_1 = 0$, chunki idishda suyuqlikning tezligi υ_2 ga nisbatan kichik, p_2=0, chunki Bernulli bosimida ortiq. Shuning uchun

$$p_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} = \frac{1\cdot10^3\cdot625}{2} = 3{,}12\cdot10^5N/m^2 = 3{,}1atm.$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

35. Massasi m=1 t bo‘lgan bosqon 2 m balandlikdan sandonga tushadi. Urilish vaqti t=0,01 s davom etadi. Urilishning o‘rtacha kuchi

($F_{o'r}$) aniqlansin.

($F_{o'r}$=630 kN)

36. Odam m=2 kg bo‘lgan jismni h=1 m balandlikka a=3 m/s^2 tezlanish bilan ko‘targanda qancha ish bajaradi?

(A=26 J)

37. Avtomobilning amortizator prujinasini Δx_1=1 sm siqish uchun F=50 N kuch kerak bo‘ladi. Prujina Δx_2=0,03 m siqilganda qanday ish bajaradi.

(A=2,25 J)

38. Gorizontga nisbatan $\alpha=30^{\circ}$ burchak hosil qilgan holda m=2 t massali avtomobilni s=10 m masofadagi bajargan ishni aniqlang. Ishqalanish koeffitsienti μ=0,50 ga teng.

(A=$8{,}6\cdot10^4$ J)

39. Samolyot υ=900 km/soat tezlik bilan to‘g‘ri chiziqli tekis uchmoqda. Motorlarning quvvati N=1800 kVt bo‘lsa, ularning tortish kuchi qanchaga teng?

(F_t=7200 N)

40. Nasos diametri d=2 sm bo‘lgan suv oqimini υ=20 m/s tezlik bilan haydaydi. Suvni haydash uchun kerak bo‘lgan quvvat topilsin.

(N=$\pi\rho d^2\upsilon^3/8$=1,26 kVt, ρ-suv zichligi)

41. To‘pdan otilgan m_1=10 kg massali snaryad W_{k1}=1,8 MJ kinetik energiya oladi. Agar to‘p stvolining massasi m_2=600 kg bo‘lsa, tepki natijasida stvol oladigan kinetik energiya W_{k2} aniqlansin.

($W_{k2}=(m_1/m_2)W_{k1}$=30 kJ)

42. m=10 g massali o‘q M=5 kg massali ballistik tebrangichga tegib sanchilib qoldi. Agar zarbadan silkinib ketgan tebrangich h=10sm balandlikka ko‘tarilgan bo‘lsa, o‘qning tezligi υ topilsin.

$$\left(\upsilon = \frac{M+m}{m}\sqrt{2gh} = 701 m/s\right)$$

43. Agar prujinaning x=1 sm siqish uchun F=29,4 N kuch kerakligi ma'lum bo'lsa, bu prujinani x_2=20 sm siqishda qancha ish bajaradi?

(A=58,8 J)

44. Yer sirtidan h=200 km balandlikda aylana orbita bo'ylab harakatlanayotgan Yerning sun'iy yo'ldoshiga ta'sir qiluvchi markazga intilma tezlanish topilsin.

(a_n=9,20 m/s^2)

45. Oyning sun'iy yo'ldoshi Oy sirtidan h=20 km masofada aylana orbita bo'ylab harakatlanadi. Bu yo'ldosh harakatining chiziqli tezligi hamda uning Oy atrofida aylanish davri topilsin.

(υ=1,7 km/s; T=1 soat 50 minut)

46. Yer sirtidan qanday masofada og'irlik kuchining tezlanishi g_1=1 m/s^2 ga teng bo'ladi.

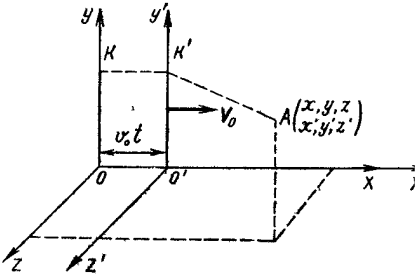
$$\left(\frac{g}{g_1} = \frac{R^2}{(R+h)^2} = 1 - \frac{2h}{R}, \quad h = 13600\ км\right)$$

47. Yer radiusining yarmiga teng balandlikda erkin tushish tezlanishi qanday bo'ladi?

$$\left(g_h = \frac{gR^2}{(R+h)^2} = 4{,}4\ m/s^2\right)$$

V - BOB. NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI

5.1- . Galileyning nisbiylik prinsipi



5.1 – rasm.

Agar sanoq-sistemalari bir-biriga nisbatan to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilsa, bu sistemalarni **inersial *sanoq sistemalari*** deyiladi. Bunday sanoq sistemalarida Nyuton dinamikasining barcha qonunlari bajariladi. Fikrimizni oydinlashtirish uchun ikki sanoq sistemasini tekshiraylik. **K** sistemani tinch holatda deb olib, ikkinchi K' sistema unga nisbatan o‘zgarmas υ_0 tezlik bilan OX o‘qi yo‘nalishida to‘g‘ri chiziqli tekis harakatlansin (5.1-rasm). $t=0$ vaqtda ikkala sanoq sistemasi bir-birini ustiga tushadi. Agar vaqtni ikkala sistemaning koordinata boshlari ustma-ust tushgan paytdan boshlab hisoblasak, u vaqtda 5.1 - rasmga binoan $X=X'+\upsilon_0 t$, $U=U'$, $Z=Z'$ bo‘ladi. Ikkala sistemada ham vaqt bir tarzda o‘tadi ($t=t'$) deb faraz qilsak, u holda quyidagi ifodalarga ega bo‘lamiz

$$\left.\begin{aligned} x &= x' + \upsilon_0 t \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned}\right\} \qquad (5.1) \qquad\qquad \left.\begin{aligned} x' &= x - \upsilon_0 t \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned}\right\} \qquad (5.2)$$

(5.1) va (5.2)ifodalar Galiley almashtirishlari deb ataladi. Bu ifoda o‘z navbatida moddiy nuqta (A) ning ihtiyoriy paytda ikkala sanoq sistemasidagi koordinatalarini o‘zaro bog‘laydi. (5.1) munosabatlarni vaqt bo‘yicha differensiallasak, A nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezliklar orasidagi bog‘lanishni topamiz

$$\left.\begin{aligned} \upsilon_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + \upsilon_0 t) = \upsilon'_x + \upsilon_0 \\ \upsilon_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = \upsilon'_y \\ \upsilon_z &= \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = \upsilon'_z \end{aligned}\right\} \qquad (5.3)$$

Bu munosabatni vektor ko‘rinishda

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}' + \vec{\upsilon}_0 \qquad (5.4)$$

ko‘rinshida yozish mumkin. (5.4) ifoda **tezliklarni qo‘shish qoidasi** deb ataladi.

Umuman, bir sanoq sistemadan ikkinchi sistemaga o‘tganda biror kattalikning qiymati o‘zgarmasa, bu kattalik shu almashtirishga nisbatan ***invariant*** deb ataladi. Masalan, uzunlik ($l = l'$), massa ($m = m'$), kuch ($F=F'$), tezlanish ($a = a'$) kabi kattaliklar Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Demak, turli inersial sanoq sistemalarida barcha mexanik hodisalar bir xil sodir bo‘lganligi sababli hech qanday mexanik tajribalar yordamida berilgan sanoq sistemasi tinch turganligi yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatlanayotganini aniqlab bo‘lmaydi. Bu Galiley nisbiylik prinsipidir.

5.2- . Nisbiylik prinsipining postulatlari

Fizika fanining asosiy qonunlaridan bo‘lgan elektrodinamika qonunlarini umumlashtiruvchi Maksvell tenglamalari sistemasi 1865 yilda yaratildi. Lekin Maksvell tenglamalarini Galiley almashtirishlaridan foydalanib, bir inersial sanoq sistemadan ikkinchisiga o‘tkazilsa, tenglamalar mutlaqo boshqacha ko‘rinishga ega bo‘lib qolishi aniqlanadi. Bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi, demak, Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emas ekan.

O‘sha davrdayoq Enshteyn va boshqa olimlar tomonidan Maksvell tenglamalarining ifodalarini o‘z ko‘rinishlarini o‘zgartirmasligi uchun yangi almashtirishlardan foydalanish zarurligi aytildi. Enshteyn bunday almashtirishlar quyidagi ikki prinsip, ya’ni postulat asosida bo‘lishini ko‘tarib chiqadi:

I Nisbiylik prinsipi. ***Barcha inersial sanoq sistemalarda hamma fizik hodisalar (mexanik, elektromagnit, optik va boshqalar) bir xilda ro‘y beradi.***

II Yorug‘lik tezligining doimiylik prinsipi. ***Yorug‘likning bo‘shliqdagi tezligi barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil bo‘lib o‘zgarmas kattalikdir, ya’ni S ga tengdir.***

Galiley almashtirishlariga asosan K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun yorug‘ilk tezligi $S+\upsilon_0$ bo‘lish lozim edi. Lekin, K sanoq sistemasida ham, K^1 sanoq sistemasida ham yorug‘lik tezligi bir xil bo‘lib, u doimiy S ga teng bo‘ladi.

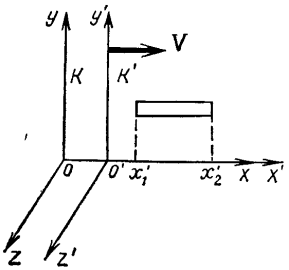
5.3- . Lorens almashtirishlari

Yuqorida ko‘rib chiqqan nisbiylik nazariyasining prinsiplaridan ravshanki, klassik mexanika nisbiylik prinsiplariga mos bo‘lgan Galiley almashtirishlari Enshteyn postulatlarini qanoatlantirmaydi. Shuning uchun nisbiylik prinsiplariga mos bo‘lgan Lorens almashtirishlaridan foydalanamiz, u quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$x=\frac{x'+\upsilon_0 t'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}};\ y=y';\ z=z';\ t=\frac{t'+\frac{\upsilon_0}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \qquad (5.5)$$

Bu munosabatlardan foydalanib K' sanoq sistemasidagi koordinatalar (x', u', z') va vaqt (t') dan K sanoq sistemasidagi koordinatalar (x, u, z) hamda vaqt (t) ga o‘tish mumkin. K sistemadan K' sistemaga o‘tish uchun (5.5) ifodani quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$x'=\frac{x-\upsilon_0 t}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}};\ y'=y;\ z'=z;\ t'=\frac{t-\frac{\upsilon_0}{c^2}x}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \qquad (5.6)$$



5.2 – rasm.

Yuqoridagi tenglamalardan ko‘rinadiki $\upsilon<<c$ shart bajarilganda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o‘tadi. Endi Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalarni ko‘rib chiqaylik.

a) jism uzunligining o‘zgarishi. K sistemaga nisbatan X yo‘nalishida $\vec{\upsilon}$ tezlik bilan harakatlanayotgan K' sistemada sterjen

tinch holatda bo‘lsin. K' sistemada turgan kuzatuvchi sterjenning uzunligini l_0 ga teng ekanligini e’tirof etadi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun sterjen $\vec{\upsilon}_0$ tezlik bilan harakatlanadi. Ixtiyoriy t' vaqtda sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda X_1' va X_2' bo‘lsin. U holda sterjen uzunligi K' sistemada $l_0 = X_2' - X_1'$ ifoda bilan aniqlanadi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun sterjen uzunligi ($l = X_2 - X_1$) ni aniqlaylik. Lorens almashtirishlariga asosan X_1 va X_2 koordinatalar ifodalangan sterjenning K'dagi koordinatalar X_1'va X_2'lar quyidagicha bog‘langan:

$$x_1' = \frac{x_1 - \upsilon_0 t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}; \qquad x_2' = \frac{x_2 - \upsilon_0 t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$$

Bundan $x_2' - x_1' = \dfrac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$ yoki $l_0 = \dfrac{l}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$

Demak,

$$l = l_0\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}} \quad . \tag{5.7}$$

K sistemadagi sterjen uzunligi K'sistemadagiga nisbatan qisqaroq bo‘lar ekan. Buni uzunlikning ***Lorens qisqarishi*** deb ataladi.

b) vaqt intervalini o‘zgarishi. Lorens almashtirishlariga asosan t_1 va t_2 vaqtlar K'sanoq sistemasidagi soat bo‘yicha qayd qilinadigan t_1' va t_2'vaqtlar bilan quyidagicha bog‘langan:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \tag{5.8}$$

Demak, nisbiylik nazariyaga asoslanib aynan bir voqeaning o‘tish vaqti bir-biriga nisbat harakatlanayotgan inersial sanoq sistemalarida turlicha davom etadi. Bu effektni harakatlanuvchi sanoq sistemalarda ***vaqt o‘tishning sekinlashishi*** deb ataladi. K' sistemada, ya’ni harakatdagi sanoq sistemasida vaqtning o‘tishi tinch turgan K sanoq sitemasiga nisbatan sekinroq o‘tganligi aniqlanadi.

v) Tezliklarni qo‘shish. Klassik mexanikada tezliklarni qo‘shishda [(5.4) ifodaga qarang] $\upsilon = \upsilon' + \upsilon_0$ tenglamadan foydalangan bo‘lsak, katta tezliklarda undan foydalanish xatolikka olib keladi.

Lorens almashtirishlaridan foydalanib, tezliklarning qo‘shish qoidasini aniqlaylik. Jismning K sanoq sistemadagi tezligi $\upsilon = dx/dt$ bo‘lsa, K' sanoq sistemadagi tezligi esa $\upsilon' = dx'/dt'$ teng bo‘ladi. Bularni aniqlash uchun Lorens almashtirishlarini ifodalovchi (5.5) tenglamadan hosilaga o‘taylik:

$$dx = \frac{dx' + \upsilon_0 dt'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{\upsilon_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}.$$

Bu ifodalardan foydalanib tezlikni topaylik:

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + \upsilon_0 dt'}{dt' + \frac{\upsilon_0}{c^2} dx'} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0}{c^2}\frac{dx'}{dt'}} = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0 \upsilon'}{c^2}}. \qquad (5.9)$$

Masalan, $\upsilon_0 = 2 \cdot 10^8$ *m/s*, $\upsilon' = 1{,}5 \cdot 10^8$ *m/s* bo‘lsa, (5.4) ga asosan $\upsilon = \upsilon' + \upsilon_0 = 3{,}5 \cdot 10^8$ *m/s*, ya’ni $\upsilon > c$ bo‘lganligi uchun nisbiylik prinsipiga ziddir. (5.9) dan foydalansak

$$\upsilon = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0 \upsilon'}{c^2}} = \frac{3{,}5 \cdot 10^8}{1 + \frac{3 \cdot 10^{16}}{9 \cdot 10^{16}}} \approx 262500 \; km/s.$$

Agar $\upsilon' = \upsilon_0 = c$ bo‘lsa

$$\upsilon = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0 \upsilon'}{c^2}} = \frac{c + c}{1 + \frac{c^2}{c^2}} = c.$$

Demak, **(5.9) tenglama katta tezliklar uchun nisbiylik nazariyaning prinsiplarni, ya’ni yorug‘lik tezligi hamma inersial sistemalarda o‘zgarmaslik prinsipini to‘la qanoatlantiradi**.

5.4- . Relyativistik dinamikaning asosiy qonuni

Lorens almashtirishlariga asoslangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farqlash maqsadida ***relyativistik mexanika*** deb yuritiladi.

Klassik mexanika ko‘rsatmalariga asosan jism massasi o‘zgarmas kattalikdir. Biroq XX asrning boshlarida katta tezliklarda harakatlanayotgan elektronlar ustida o‘tkazilgan tajribalar shuni ko‘rsatdiki, jism massasi uning harakat tezligiga bog‘liq ekan, ya’ni tezlik ortishi bilan massa quyidagi qonunga asosan ortib boradi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}, \qquad (5.10)$$

bu yerda m_0 - tinch holatdagi massa deb ataladi, m - ni esa ***relyativistik massa*** deb yuritiladi. Jism harakatining tezligi yorug‘lik tezligiga yaqinlashgan sari relyativistik effekt keskinroq namoyon bo‘la boshlaydi va jism massasi nihoyatda tez ortib boradi. $\upsilon=s$ da massaning qiymati cheksizlikka intiladi. m massali υ tezlikka ega bo‘lgan yakkalangan jismning impulsi $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$ ga tengdir. Bu tenglikdagi m massa o‘rniga relyativistik massa (5.10) qiymatini qo‘ysak, Lorens almashtirishlariga asoslangan ***relyativistik impuls*** quyidagicha aniqlanadi:

$$\vec{p} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\upsilon_0^2/c^2}} \cdot \vec{\upsilon}. \qquad (5.11)$$

Nyuton II qonunini eslasak, ta’sir etuvchi kuch impulsning o‘zgarish tezligiga proporsional bo‘ladi. ya’ni

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

Bu qonun Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant deb qarab, Nyuton qonunining umumiy ko‘rinishi relyativistik shaklda quyidagicha ifodalanadi:

$$F = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\vec{\upsilon}^2/c^2}}\right). \qquad (5.12)$$

Bu ***relyativistik dinamikaning asosiy qonuni*** ifodasi bo‘lib, ko‘pincha moddiy nuqtaning relyativistik ***dinamikadagi harakat tenglamasi*** deb ham yuritiladi.

5.5- . Massa, energiya va impuls orasidagi bog‘lanish

Enshteyn nisbiylik nazariyasining eng ahamiyatli natijalaridan biri massa va energiya orasidagi universal bog‘lanish ifodasidir:

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}. \qquad (5.13)$$

(5.13) tenglama tabiatning fundamental qonuni deb yuritiladi. (5.13) ifodani qatorga yoysak va $\upsilon << c$ holat uchun ikkinchi tartibli yig‘indilarni e’tiborga olmasak quyidagini hosil qilamiz:

$$W = m_0 c^2 + m_0 \upsilon^2 / 2 + \ldots \qquad (5.14)$$

bu yerda m_0c^2 - tinch holatdagi jism energiyasini, $m_0\upsilon^2/2$ - harakatlanayotgan ***jismning kinetik energiyasini*** ifodalaydi (5.14) ifodadagi

$$W_0 = m_0 c^2 \qquad (5.15)$$

kattalikni ***tinch holatdagi jism energiyasi*** deb ataladi. Klassik mexanikada tinch holatdagi jism energiyasi W_0 hisobga olinmaydi, chunki $\upsilon=0$ da tinch holatdagi jism energiyasi nolga teng bo‘ladi.

Relyativistik kinetik energiya uchun quyidagi ifodani yozamiz

$$W_k = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} - 1 \right). \qquad (5.16)$$

mc^2 ni W bilan belgilab (5.16) ni quyidagi shaklni yozamiz:

$$W = mc^2 = m_0 c^2 + W_k. \qquad (5.17)$$

Bu tenglama Enshteyn kashf etgan energiya va massaning o‘zaro bog‘lanish qonunini ifodalaydi va jismning ixtiyoriy holatdagi to‘liq relyativistik energiyasi deb yuritiladi. (5.17) tenglama o‘z navbatida jism massasining o‘zgarishi uning energiyasini o‘zgarishi bilan birgalikda yuz berishini ko‘rsatadi.

Endi energiya bilan impuls orasidagi bog‘lanishni aniqlaylik. Buning uchun relyativistik massa ifodasi (5.10) ni kvadratga ko‘tarib, quyidagicha o‘zgartirib yozamiz:

$$m^2 c^2 - m^2 \upsilon^2 = m_0^2 c^2 \qquad (5.18)$$

Bu ifodaning ikki tomonini s^2 ga ko‘paytirib, (5.11), (5.15) va (5.17) larni e’tiborga olsak

$$W^2 = P^2c^2 + m_0^2c^4$$

yoki

$$W = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} \qquad (5.19)$$

hosil bo‘ladi. Bu munosabat ***to‘liq energiya va impuls orasidagi bog‘lanishni*** ifodalaydi.

(5.19) dan kelib chiqadigan xulosalardan biri shundan iboratki, tinch holatda massaga ega bo‘lmaydigan neytrino va foton kabi zarrachalar ham relyativistik energiyaga ega bo‘lishlari mumkin ekan. $m_0=0$ bo‘lsa (5.19) quyidagi ko‘rinishga keladi.

$$W = p \cdot c \qquad (5.20)$$

5.6- . Klassik mexanikaning qo‘llanish chegaralari

Relyativistik mexanika qonunlari $\upsilon << c$ bo‘lgan hollarda klassik mexanika qonunlariga o‘tadi. Misol uchun tovush tezligi ($\upsilon_0 \approx 300\ m/s$) da uchayotgan reaktiv samolyot harakati uchun

$$\frac{\upsilon_0^2}{c^2} = \left(\frac{3\cdot 10^2\, m/s}{3\cdot 10^8\, m/s}\right)^2 = 10^{-12}$$

nisbatni hosil qilamiz.

Kosmik tezliklarda harakatlanayotgan kemalar uchun $\frac{\upsilon_0^2}{c^2} \sim 10^{-9}$ atrofida bo‘ladi. Demak, $\upsilon_o << c$ bo‘lgan hollarda $\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}$ ning qiymati 1 dan deyarli farqlanmas ekan. Shuning uchun kichik tezliklarda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o‘tadi. Klassik mexanika kichik tezliklarda $\frac{\upsilon_0^2}{c^2} << 1$ shart bajarilganda o‘rinli bo‘ladi, bu hol o‘z navbatida klassik mexanikaning qo‘llanish chegarasini belgilaydi. Shunday qilib, kichik tezliklarda klassik mexanika relyativistik mexanikaning xususiy holi hisoblanishi mumkin.

Biroq elektronlar bilan qilingan tajribalarda shu narsa aniqlandiki, klassik mexanika tasavvurlariga qarama-qarshi jismning massasi o‘zgarmas kattalik emas ekan, balki tezlik ortishi bilan relyativistik dinamika qonuni asosida ortar ekan.

Uncha katta bo‘lmagan harakat tezliklarida (*3000 km/s* gacha

tezliklarda) jismning massasi deyarli o‘zgarmaydi. Katta tezliklarda massa sezilarli ortib ketadi, masalan, υ*=270 000 km/s* da tinch holatdagi massadan ikki baravarga ortib ketadi.

Massa va energiyaning o‘zaro bog‘liqligi qonunining ifodasidagi, S^2 ning son qiymati juda katta bo‘lganligi uchun jism energiyasining o‘zgarishi juda katta bo‘lganda ham massaning o‘zgarishi juda kichik amalda payqab bo‘lmaydigan darajada bo‘ladi. Masalan, Oyga tomon ikkinchi kosmik tezlik $\upsilon_2 = 11{,}2$ km/s bilan uchirilgan tinch holatdagi massa $m_0 = 1500\ kg$ bo‘lgan kosmik raketaning energiyasi

$$\Delta W = \frac{m_0 \upsilon_2^2}{2} = \frac{1500 \cdot 11200^3}{2} = 9{,}4 \cdot 10^{10}\ \mathbf{j}$$

ga ortadi, uning massasi esa

$$\Delta m = \frac{9{,}4 \cdot 10^{10}}{\left(3 \cdot 10^8\right)^2} \approx 10^{-6}\ \mathbf{kg}$$

ortadi xolos.

Shunday qilib, raketa massasining nisbiy o‘zgarishi

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{10^{-6}}{1500} < 10^{-9} = 10^{-7}\%,$$

buni eksperimental yo‘l bilan aniqlab bo‘lmaydi.

Shuning uchun massa va energiyaning o‘zaro bog‘liqlik qonunini faqat mikroolam hodisalarida, ya’ni yadro jarayonlarida va elementar zarrachalarning bir turdan ikkinchi turga aylanishda eksperimental tekshirish mumkin.

Ayniqsa, yadro reaksiyalarida massaning energiya bilan o‘zaro bog‘liqligi juda sezilarli bo‘ladi.

Shunday qilib, nisbiylik nazariyasi Galiley, Nyuton va boshqa olimlar tomonidan asoslangan klassik mexanikaning qonun va prinsiplarini inkor etmaydi, aksincha ularni rivojlantiradi va umumlashtiradi hamda klassik mexanikaning qo‘llanish chegaralarini belgilab beradi.

Savollar

1. Galileyning nisbiylik prinsipini va uni qo‘llanish chegarasini ayting?
2. Qanday kattaliklar Galiley almashtirishlarga nisbatan invariant bo‘ladi?
3. Enshteyn postulatlarini va Lorens almashtirishlarini ayting?
4. Lorens almashtirishlari, Enshteyn postulatlarini qanoatlantirishini, uzunlikning Lorens qisqarishi va vaqt o‘tishining sekinlashishlari asosida yotganligini ifodalang.
5. Relyativistik dinamikaning asosiy qonunlarini, massa, energiya va impuls orasidagi bog‘lanishlarni ifodalang.

Masalalar

14-masala. Fazoviy kema $\upsilon = 0{,}9m/s$ tezlik bilan Yer markazi tomon harakatlanmoqda. Kema o‘zida joylashtirilgan (K` sistema) soat bilan hisoblangan $\Delta t_0 = 1s$ vaqt oralig‘ida Yer bilan bog‘langan ($K$` sistema) hisob tizimida qanday l masofani o‘tadi. Yerning sutkalik aylanishi va Quyosh atrofidagi orbital harakati hisobga olinmasin.

Berilgan: $\upsilon = 0{,}9m/s \qquad \Delta t_0 = 1$

l~?

Yechish. Fazoviy kemaning Yer bilan bog‘langan (K` sistema) hisob tizimida o‘tgan l masofasini ushbu formula orqali aniqlaymiz

$$l = \upsilon \cdot \Delta t \qquad (1)$$

bu yerda $\Delta t - K$ sanoq sistemasida hisoblangan vaqt oralig‘i. Bu vaqt oralig‘i K` sistemada hisoblangan vaqt oralig‘i bilan

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}$$

munosabatga bog‘langan Δt ning ifodasini (1) formulaga qo‘yib quyidagini olamiz:

$$l = \frac{\upsilon \cdot \Delta t_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)}}$$

hisoblashlarni bajarsak l=619 Mm

15-masala. Elektronning kinetik energiyasi W_k=1MeV. Elektronning tezligi aniqlansin.

Berilgan: W_k=1MeV

$\upsilon_0 \sim ?$

Yechish. Kinetik energiyaning relyativistik formulasi

$$W_k = W_0\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$$

β ga nisbatan o‘zgarishlar qilib zarraning yorug‘lik tezligining ulushlarida ($\beta = \frac{\upsilon}{c}$) ifodalangan tezligini topamiz:

$$\beta = \frac{\sqrt{(2W_0 + W_k)}W_k}{W_0 + W_k}$$

bu yerda W_0 –elektronning tinchlikdagi energiyasi ($W_0 = 8{,}16 \cdot 10^{-14}\,J$ yoki W_0=0,511MeV). Bu formula bo‘yicha hisoblashlarni energiyaning istalgan birliklarda bajarish mumkin, chunki formulaning o‘ng tomonidagi birliklar qisqarib ketadi va hisoblash natijasida birliksiz son olinadi.

W_0 va W_k larning son qiymatlarini megaelektronovoltlarga qo‘yib, quyidagini olamiz:

$\beta = 0{,}941$

$\upsilon = \beta c$ ekanligidan $\upsilon = 2{,}82 \cdot 10^8\, m/s$

16-masala. $\upsilon = 0{,}9m/s$ tezlik bilan harakatlanayotgan elektronning relyativisik impulsi p va kinetik energiyasi W_k aniqlansin (bunda s – yorug‘likning vakuumdagi tezligi)

Berilgan: $\upsilon = 0{,}9m/s$

$p \sim ?\;\; W_k \sim ?$

Yechish. Relyativistik impuls

$$p = m_0 c\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (1)$$

(1) formula bo‘yicha hisoblab quyidagini olamiz

$$p = 5{,}6 \cdot 10^{-22}\, kg \cdot m/s$$

Relyativistik mexanikada to‘la energiya quyidagicha aniqlanadi

$$W = W_k - W_0$$

$W_k = mc^2$ va $W_0 = m_0c^2$ ekanligidan, massaning tezlikka bog‘liqligini nazarda tutib, quyidagini olamiz:

$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2$$

yoki

$$W = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \qquad (2)$$

hisoblashlarni bajarsak ($W_0 = m_0 c^2 = 0{,}51$MeV)

$$W = 106 \cdot 10^{-15} \cdot \frac{1}{1{,}6} \cdot 10^{19} eV = 66{,}25 \cdot 10^4 eV = 0{,}66 MeV .$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

48. Sun'iy yo'ldoshni fazoviy kema ichida uchishidan oldin yerdagi soatga to'g'rilangan soati bo'lgan. Yo'ldoshning tezligi υ_o=7,9 km/c. Yerdagi kuzatuvchi o'z soati bilan t=0,5 yilni o'lchaganda yo'ldoshdagi soat qancha orqada qoladi.

$$(t = \frac{1}{2} \frac{\vartheta_0^2}{C^2} t_0 = 0.57 s)$$

49. Tayoqchaning uzunligini Δl=0.1mkm gacha aniqlikda o'lchash mumkin. Ikkita inersial sanoq tizimning qanday nisbiy υ tezligida xususiy uzunligi l_o=1m bo'lgan tayoqcha uzunligining relyativistik qisqarishini aniqlash mumkin.

$$(U = C\sqrt{2\Delta l / lo} = 134 km/s)$$

50. Tezlatgichdan uchib chiqqan ion o'z harakati yo'nalishida foton chiqaradi. Agar ionning tezlatgichga nisbatan tezligi υ=0.8C bo'lsa, fotonning tezlatgichga nisbatan tezligi aniqlansin.

(C=3•10^8m/s)

51. Ikkita tezlatgich qarama-qarshi yo'nalishlarda tezliklari υ=0.9C bo'lgan zarralarni chiqaradi. Zarralardan biri bilan harakatlanayotgan sanoq tizimi uchun zarralar yaqinla shuvining nisbiy tezligi υ_{21} aniqlansin.

(υ_{21}=0.994C)

52. Zarra υ =0.5C tezlik bilan harakatlanmoqda. Zarraning relyativistik massasi tinchlikdagi massasidan necha marta katta?

(1.15 marta)

53. Harakatlanayotgan elektron zaryadning massaga nisbati uchun tajribadan aniqlangan qiymati 0.88·10 Kl/kg ga teng. Elektronning relyativistik massasi m uning tezligi υ aniqlansin.

($m=2\ m_o$)

54. Elektron υ =0.6C tezlik bilan harakatlanmoqda. Elektronning relyativistik impulsi P aniqlansin.

($P=2.05 \cdot 10^{-22} kg \cdot m/s$)

55. Jismning relyativistik massasi m=1g ga ortishi uchun uning to‘liq energiyasi qanchaga ortishi kerak.

($\Delta W=90TJ$)

56. Elektron υ =0,8C tezlik bilan uchmoqda. Elektronning kinetik energiyasi Wk (mega elektron-voltlarda) aniqlanadi.

(Wk=0.341 MeV)

57. Agarda proton hamda elektron bir xil Wk=1GeV kinetik energiyaga ega bo‘lsa, u holda protonning relyativistik massasi elektronning relyativistik massasidan necha marta katta bo‘ladi?

(1.94 marta)

58. Relyativistik zarraning impulsi $P=m_0C$. Tashqi kuch ta’sirida zarra impulsi ikki marta ortdi. Bunda zarraning: 1) kinetik; 2) to‘liq energiyasi necha marta ortadi?

(Wk=2,98; W=1,58 marta)

2. STATISTIK FIZIKA VA TERMODINAMIKA

VI - BOB. MAKROSKOPIK HOLATLAR

6.1- . Fizika hodisalarni tekshirishda dinamik, statistik va termodinamik usullar

Agar sistema faqat bitta yoki son jihatidan cheklangan jismlardan yoki jism qismlaridan tashkil topgan bo‘lsa, ***dinamik*** qonuniyatlaridan foydalanib sistemadagi fizik hodisalar va jarayonlarni o‘rganish mumkin.

Alohida olingan atom va molekula harakati ham dinamika qonuniyatlariga bo‘ysunadi. Shuning uchun *1* sm^3 hajmdagi tartibsiz harakatlanayotgan molekulalar bilan bog‘liq hodisalarni dinamik qonuniyatlar asosida tekshirish mumkin. Buning uchun, avvalo, alohida olingan molekulalarni o‘rganib chiqib, keyin hamma molekulalarning fazodagi o‘rinlarini, tezliklarini, ular orasidagi o‘zaro va idish devoriga ko‘rsatayotgan ta’sir kuchlarining xarakterlarini aniqlash mumkin.

Chunki, bir sekunda bir millionga yaqin amalni bajaradigan elektron hisoblash mashinasida *1* sm^3 dagi barcha molekulalarning o‘rinlarini va tezliklarini qayd qilish uchun kamida 6 million yil sarflanishi kerak. Bunday hollarda alohida matematik usulga - ***statistik usulga*** tayanish maqsadga muvofiq bo‘ladi. Statistik usul ehtimollik nazariyasidan foydalanishga asoslangan. ***Statistik usul*** bir-biriga o‘xshagan juda ko‘p, lekin bir-biridan mustaqil bo‘lgan hodisalar to‘plamini tekshirish uchun qo‘llaniladigan usuldir. Juda ko‘p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemaning fizik xususiyatlarini statistik usuldan foydalanib o‘rganuvchi fizikaning bo‘limi - ***statistik fizika*** deb ataladi.

Statistik usul yordamida tabiat hodisalarini yetarlicha chuqur va aniq tekshirish mumkin bo‘lganligi uchun bunga asoslangan statistik fizika hozirgi davrda fizika fanining turli sohalariga muvoffaqiyatli tadbiq etilmoqda. Masalan, molekulyar fizikada issiqlik hodisalarini; elektromagnetizmda jismlarning elektr o‘tkazuvchanlik va magnit xususiyatlarini; optikada issiqlik nurlanish va boshqa hodisalarni statistik fizika asosida o‘rganiladi.

Fizik hodisalar va jarayonlarni o‘rganadigan dinamik va statistik usuldan tashqari ***termodinamik*** usul ham mavjuddir. Statistik usuldan farqli termodinamik usul jismlarni va tabiat hodisalarni makroskopik

xossalarini, ularning mikroskopik manzarasiga, ya'ni o'rganilayotgan sistemaning ichki tuzilishi va sistemani tashkil etuvchi qismlarining harakat holatlariga e'tibor qilmay o'rganadi. Fizik hodisalarga termodinamik usulni qo'llash imkoniyati ularda energiyaning bir turdan boshqa turiga aylanish jarayonlari bilan bog'liqdir.

Jismlarning fizik xususiyatlarini termodinamik usul bilan o'rganadigan fizikaning bo'limiga ***termodinamika*** deb ataladi. Termodinamika tajribalaridan aniqlangan juda ko'p ma'lumotlarni umumlashtirgan ikki fundamental qonunga tayanadi.

Shunday qilib, mikroskopik zarrachalaridan tashkil topgan sistemaga oid tadqiqotlarda har ikkala usul ham statistik va termodinamik usullar keng qo'llaniladi va ular o'zaro bir-birini to'ldiradi.

6.2. . Makroskopik sistema parametrlari

Juda ko'p sonli atom va molekulalardan tashkil topgan sistema - ***makroskopik sistema*** deb ataladi. Makroskopik sistema holatini to'la ravishda aniqlay oladigan fizik kattaliklar ***makroskopik parametrlar*** deb ataladi. Shu parametrlar va ularning o'lchov birliklari bilan tanishaylik.

Hajm. Tashqi kuchlar ta'siriga qaramay qattiq jism molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchli bo'lgani uchun o'zlarining hajmlari va shaklini, suyuqliklar esa o'z hajmlarini saqlaydilar. Gazlar esa molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchsiz bo'lgani uchun o'zi solingan idish hajmini egallaydi. Shunday qilib, ***sistema hajmi*** degan fizik kattalik kiritiladi, hajm M^3 larda o'lchanadi.

Harorat. Moddaning issiqlik holatini xarakterlash uchun termodinamik kattalik ***harorat*** tushunchasi kiritiladi.

SI da haroratning absolyut termodinamik shkalasi, ya'ni ***Kelvin shkalasi*** asosiy birlik sifatida qabul qilingan. ***Suvning uchlanma nuqtasi, ya'ni qattiq, suyuq va gazsimon fazalarining muvozanatli holatini aniqlovchi nuqta haroratigacha bo'lgan harorat intervalining 1/273,16 qismi bir kelvin (K) deb qabul qilingan***. Bu birlikdan tashqari, haroratni o'lchashda ***Celsiy shkalasi*** keng qo'llaniladi. Normal bosimda muzning erishi va suvning qaynash haroratlari intervalining 1/100 ulishi celsiy shkalasidagi $1\,℃$ ni beradi. Suvning muzlash, erish va bug'lanish fazalarining muvozanatli holatiga to'g'ri kelgan haroratni $0\,℃$ deb olsak, u vaqtda uchlanma nuqtaning harorati kelvin shkalasida $273,16\ K$ shu sharoitda suvning qaynash harorati esa $373,16\ K$ teng bo'ladi.

Demak, Kelvin va Selsiy shkalalari orasidagi bog‘lanish quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$T = 273,16 + t \qquad (6.1)$$

bunda sistemaning Kelvin shkalasi bo‘yicha o‘lchangan harorat *T* harfi bilan, Selsiy shkalasi bo‘yicha o‘lchangan harorat esa t harfi bilan belgilanadi.

Bosim. Bosim ($R=F/S$) yuza birligiga normal ta’sir etuvchi kuch bilan o‘lchanuvchi fizik kattalikdir. Bosimning asosiy birligi sifatida ***paskal (Pa)*** qabul qilingan. Bosimning ***millimetr simob ustuni (mm.sim.ust)*** birligidan ham foydalaniladi. Bu birliklar orasida quyidagicha bog‘lanish bor 1 mm.sim.ust = *133,322 Pa*

Modda miqdori. Modda miqdorini o‘lchash uchun asosiy birlik sifatida Mol qabul qilingan. Moddaning bir molining massasiga uning ***molyar massasi*** deyiladi. ***Uglerod - 12 ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element (masalan, atom, molekula) lardan tashkil topgan moddaning miqdori bir mol(μ) deb ataladi.*** Molyar massa kg/mol da o‘lchanadi va μ harfi bilan belgilanadi. Masalan, kislorod (O_2) ning molyar massasi $\mu=0,032$ *kg/mol*, vodorod (N_2) uchun $\mu=0,02$ kg/mol, azot (N_2) uchun $\mu=0,028$ *kg/mol*, 1 mol moddadagi molekulalar soni moddaning turiga bog‘liq bo‘lmagan o‘zgarmas kattalik bo‘lib ***Avagadro soni*** deb ataladi va odatda, N_A deb belgilanadi, u $N_A = 6,0222 \cdot 10^{23}$ *1/mol* teng bo‘ladi.

Molekulalarining soni *N* ga teng bo‘lgan modda miqdorida necha mol borligini aniqlash uchun quyidagi ifodadan foydalanamiz:

$$\nu = \frac{N}{N_A} \quad , \quad \nu = \frac{m}{\mu} \qquad (6.2)$$

Bitta gaz molekulaning massasi m_m kg bo‘lsa, bir mol gazning massasi, ya’ni molyar massasi

$$\mu = m_M \cdot N_A \quad kg/mol \qquad (6.3)$$

teng bo‘ladi. *N* ta molekulalardan tashkil topgan gazning massasi: $M=m_mN$. Bu ikki massaning nisbatidan foydalanib biror *V* hajmdagi molekulalarning sonini aniqlaylik:

$$N = \frac{M}{\mu \cdot N_A} \qquad (6.4)$$

Demak, *N* ta gaz molekulasi egallagan hajm ma’lum bo‘lsa, birlik hajmdagi molekulalar soni, ya’ni ***molekulalar konsentratsiyasini*** aniqlash mumkin.

$$n = \frac{N}{V} \tag{6.5}$$

Normal sharoitda 1 kilomol gazning egallagan hajmi $V_\upsilon = 22{,}4\ m^3$ ekanligini e'tiborga olib, $1m^3$ hajmdagi molekulalar soni $n_0 = N_A/V_m = 2{,}7 \cdot 10^{25} m^{-3}$ ga teng ekanligi aniqlanadi. Bu esa ***Loshmidt soni*** deb ataladi.

Molekulalar massa $\sim 10^{-26}\ kg$ juda kichik bo'lganligi sababli, odatda, atom va molekulalarning massalarini massaning atom birligi (m.a.b) da ifodalanadi. M.a.b. qiymat jihatdan uglerod - 12 atomi massasining 1/12 ulishiga teng qilib olinadi:

$$1\ м.а.б. = \frac{1}{12} m_c = 1{,}6607 \cdot 10^{-27}\ кг \tag{6.6}$$

6.3- . Issiqlik harakati

Tabiatdagi barcha moddalar molekulalardan tashkil topgan. Moddaning barcha kimyoviy xossasini o'zida saqlab qola oladigan eng kichik zarrasiga ***molekula*** deb ataladi. Kimyoviy usul bilan tarkibiy qismlarga ajratib bo'lmaydigan moddalar ***kimyoviy elementlar*** deb ataladi. Molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari bo'lib, bu kuchlarning katta-kichikligiga qarab aynan bir moddani o'zi qattiq, suyuq va gaz holatlarida bo'lishi mumkin. Molekulalar orasidagi tutinish kuchlari nolga intilayotgan gaz ideal gazga aylana boshlaydi. Moddalarning xususiyatlarini va xossalarini molekulalarning harakati va o'zaro ta'sir asosida o'rganuvchi nazariyaga ***molekulyar - kinetik nazariya*** deb ataladi.

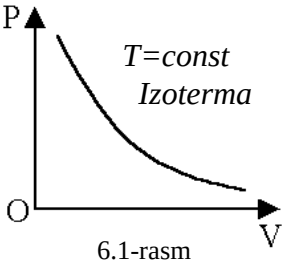
Moddaning issiqlik holati uning molekulalarining ***issiqlik*** (xaotik) ***harakati*** intensivligi bilan xarakterlanadi. Issiqlik harakat intensivligi o'zgarganda jismning ichki energiyasi va issiqlik holati o'zgaradi.

Issiqlik holatlari har xil bo'lgan ikki modda olaylik. Birinchi modda molekulalarining issiqlik harakati ikkinchisinikidan intensivroq bo'lsin. Bu moddalarni bir-biriga tekkizsak, birinchi moddaning molekulalari moddalarning tegishish chegarasida ikkinchi modda molekulalariga urilib, ularning issiqlik harakati intensivligini oshiradi. Natijada, moddalarning issiqlik holatlari o'zagaradi: birinchi moddaning ichki energiyasi kamayadi, ikkinchisiniki esa ortadi. Aslida, moddaning issiqlik holatini harorat belgilaydi. Harorat o'z navbatida modda

molekulalari issiqlik harakati intensivligini miqdoriy jihatdan xarakterlovchi fizik kattalikdir.

Demak, modda molekulalarining issiqlik harakati qanchalik intensiv bo‘lsa, uning harorati shunchalik yuqori bo‘ladi.

6.4- . Ideal gazning holat tenglamasi



6.1-rasm

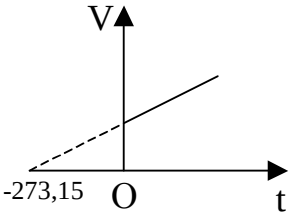
Gazlar bilan bog‘liq bo‘lgan hodisalarni o‘rganishni soddalashtirish maqsadida ***ideal gaz*** tushunchasi kiritiladi. Quyidagi soddalashtirishlarni kiritaylik:

a) gaz molekulalari orasida o‘zaro ta’sirlashish kuchlari mavjud emas.

b) gaz molekulalarining o‘lchamlari hisobga olmaslik darajasida kichik.

v) gaz molekulalarining o‘zaro to‘qnashishlari elastik sharlarning to‘qnashuvidek sodir bo‘ladi.

Siyraklashtirilgan real gazlarning xossalari ideal gazga yaqin bo‘ladi. Masalan, atmosfera bosimida vodorod va geliy gazlari ideal gazga juda yaqin bo‘ladi. Gaz bir holatdan ikkinchi holatga o‘tganda parametrlari o‘zgaradi. O‘zgarmas m massali gaz holatini o‘zgarishida parametrlar (bosim *R*, hajm *V* va harorat *T*) dan bir o‘zgarmasdan saqlanib qolgan ikkitasi o‘zgarishi mumkin.



6.2-rasm

1) **Izotermik jarayon (*T=sonst*)** da gaz holatining o‘zgarishi Boyl-Mariot qonuni bilan aniqlanadi.

$$RV = const \qquad (6.7)$$

2) **Izobarik jarayon (P=sonst)** Gey - Lyussak qonuniga bo‘y sunadi.

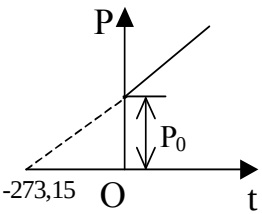
$$V = V_0(1+\alpha_V t) \qquad (6.8)$$

bundan

$$\frac{V}{T} = const \qquad (6.9)$$

hosil qilamiz (6.2-rasm). Bu yerda α_v - gazning hajm kengayish termik koeffitsienti,

$$\alpha_V = \frac{1}{273{,}15} K^{-1}$$



6.3-rasm

3) Izoxorik jarayon (V=const) da amalga oshadi va Sharl qonuni bo‘yicha aniqlanadi (6.3-rasm).

$$P = P_0(1 + \alpha_p t) \tag{6.8}$$

bundan

$$\frac{P}{T} = const \tag{6.9}$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda ideal gaz uchun $\alpha_v = \alpha_r$. α_r - bosimning termik koeffitsientidir.

Endi ideal gaz parametrining har uchalasi R_1, V_1, T_1 holatdan o‘zagarib R_2, V_2, T_2 holatga o‘tsin.

Bu vaqtda (T_1 =*const*) da gaz bosimini R_2 gacha o‘zgartiraylik. Natijada gaz hajmi ham o‘zgaradi (V'). Izotermik jarayonda

$$P_1V_1 = P_2V'$$

Bunda

$$V' = \frac{P_1V_1}{P_2} \tag{6.12}$$

ifodani hosil qilamiz. Ikkinchi jarayonda (R_2 =*const*) da haroratni T_2 gacha orttiramiz. Natijada gaz V_2 hajmga izobarik kengayadi. Gey - Lyussak qonuniga asosan quyidagini yozamiz:

$$\frac{V'}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

Bunda

$$V' = \left(\frac{V_2}{T_2}\right)T_1 \tag{6.13}$$

ifoda hosil bo‘ladi. (6.12) va (6.13) lardan

$$\frac{P_1V_1}{T_1} = \frac{P_2V_2}{T_2}$$

tenglikni yozamiz. Demak, o‘zgarmas massali gaz uchun bosim va hajm ko‘paytmasini haroratga nisbati

$$\frac{PV}{T} = B \tag{6.14}$$

o‘zgarmas miqdorga teng bo‘lib, bu tenglamani Klapeyron tenglamasi deb ataladi. Bu yerda V gaz massasi va turiga bog‘liq gaz doimiysidir. (6.14) tenglamani D.I.Mendeleev normal sharoitda 1 mol gaz uchun

quyidagi o‘zgartiradi:

$$PV_M = RT \tag{6.15}$$

bunda R - gazning universal doimiysi deb ataladi.

$$R = 8{,}31 \ \ J/mol{\cdot}K \tag{6.16}$$

$V_M = 22{,}41 \cdot 10^{-3} \ \ m^3/mol$ 1 mol ideal gazning hajmidir.

Agar (6.15) tenglamaning har ikki tomoniga m/μ ni ko‘paytirib va $(m/\mu)\, V_M = V$ teng deb olsak

$$PV = \left(\frac{m}{\mu}\right)RT \tag{6.17}$$

Klapeyron - Mendelyev tenglamasini hosil qilamiz. Bu yerda μ - molyar massa, m - ixtiyoriy olingan gaz massasi.

6.5- . Ideal gaz molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

Molekulalar issiqlik harakati tartibsiz bo‘lib, bu harakat natijasida ular har doim bir-biri bilan va idish devori bilan to‘qnashib turadi. Gaz molekulalari bilan idish devori hosil qilingan o‘zaro ta’sirlaridan foydalanib, gazning devorga bergan ta’sir kuchi - bosimi baholanadi. Birlik vaqt ichida idish devorining birlik yuziga molekulalar tomonidan berilayotgan impulslar yig‘indisi bosimni hosil qiladi. Har bir molekula harakat yo‘nalishiga perpendikulyar yuzaga kelib elastik urilganda uning impulsi

$$m_M \upsilon_i - (-m_M \upsilon_i) = 2m_M \upsilon_i$$

ga o‘zgaradi. Agar qirralarining uzunligi l, bo‘lgan kubning birlik hajmidagi molekulalar sonini n deb belgilasak, kubning qarama-qarshi devorlari orasida harakatlanayotgan molekulalar soni

$$N = \frac{1}{3} n l^3 \tag{6.18}$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Kub qirrasining uzunligi l bo‘lganligi uchun molekulalarning u yoki bu devorga urilishlari har $\tau = 2l/\upsilon_i$ vaqtda takrorlanib turadi. Bularni hisobga olib i - molekula tomonidan devorga berilayotgan o‘rtacha ta’sir kuchini aniqlaymiz:

$$F_i = \frac{2m_м \upsilon_i}{\tau} = \frac{m_м \upsilon_i^2}{l} \tag{6.19}$$

Devorga ta’sir etuvchi umumiy kuch esa

$$F = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \upsilon_i^2}{l}$$

teng bo‘ladi. Bu ifodaning surat va maxrajini N ga ko‘paytirsak

$$F = \frac{N m_i \sum_{i=1}^{n} \upsilon_i^2}{lN} \qquad (6.20)$$

Bundagi

$$\frac{\sum_{i=1}^{n} \upsilon_i^2}{N} = \upsilon_{o'r.kv.}^2 \qquad (6.21)$$

kattalikni ***o‘rtacha kvadratik tezlik*** deb yuritiladi.

(6.18) va (6.21) larni e’tiborga olib (6.20) ifodani quyidagicha yozamiz

$$F = \frac{1}{3} n l^2 m_м \upsilon_{o'r.kv.}^2$$

Bundan

$$P = \frac{F}{l^2} = \frac{1}{3} n m_м \upsilon_{o'r.kv.}^2 \qquad (6.22)$$

hosil qilamiz.

Bu tenglama ***idela gaz molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi*** deb yuritiladi. (6.22) quyidagicha o‘zgartirib yozamiz:

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m_м < \upsilon_{o'r.kv.}^2 >}{2} \qquad (6.23)$$

Demak, ideal gaz bosimi birlik hajmdagi gaz molekulalari o‘rtacha kinetik energiyasining 2/3 qismiga teng. Ikkinchi tomondan teng bo‘lgani uchun (6.23) quyidagicha yozamiz:

$$\frac{m_м \upsilon^2}{2} = \frac{3}{2} KT \text{ yoki} \qquad P = nkT \qquad (6.23')$$

6.6-§. Gaz molekulalarining tezliklari va energiyalari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni

Molekulyar-kinetik nazariya natijalarini eslasak, gaz molekulalari har xil tezliklar bilan tartibsiz harakat qilishlari ayon bo‘ldi. Molekulalarning o‘zaro to‘qnashishlari tufayli ularning tezliklari miqdor va yo‘nalish jihatdan uzluksiz ravishda o‘zgarib turadi. Keyinchalik tekshirishlardan ma’lum bo‘ldiki, normal sharoitda har bir molekula bir sekunda taxminan 10^{10} marta to‘qnashar ekan. Shu sababli, juda qisqa vaqt ichida ham tezligi aniq qiymatga ega bo‘lgan molekulalarning sonini aniqlash mumkin emas. Lekin ixtiyoriy yo‘nalishda tezligi υ dan $\upsilon+d\upsilon$ gacha intervalda yotgan molekulalar sonini aniqlash mumkin. Tezliklarning butun sohasini tezlikning juda kichik $d\upsilon$ ga teng intervallariga ajrataylik. Bunda har bir tezliklar intervaliga dN molekulalar soni to‘g‘ri keladi deb olaylik. *dN* sistemadagi barcha molekulalar soni *N* ga va tezlik intervali $d\vartheta$ ga proporsional bo‘ladi.

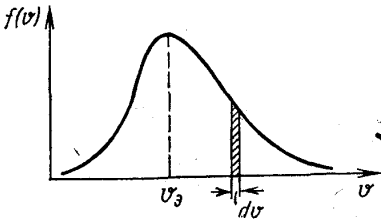
$$dN \sim Nd\upsilon \tag{6.24}$$

tezlik funksiyasi kattaligini kiritib (6.24) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$dN = f(\upsilon)Nd\upsilon$$

yoki

$$\frac{dN}{Nd\upsilon} = f(\upsilon) \tag{6.25}$$



6.4 – rasm.

(6.25) ifodani molekulalarning tezliklar bo‘yicha taqsimot funksiyasi deyiladi.

F(υ) - funksiya $d\upsilon$ tezliklarga ega bo‘lgan, molekulalar qolgan barcha molekulalarning qanday ulushini tashkil etish ehtimolligini ko‘rsatadi.

Bu taqsimot funksiyasini birinchi bo‘lib ingliz fizigi Maksvell nazariy yo‘l bilan - ehtimollar nazariyasi asosida aniqlagan edi. Taqsimot funksiyasi Maksvell tomonidan 6.4-rasmda chizilgan egri chiziq sifatida tasvirlangan. Maksvell *f(υ)* funksiyasining analitik ifodasi quyidagi ko‘rinishda keltirib chiqariladi:

$$f(\upsilon) = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_м}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_м\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 \qquad (6.26)$$

bu yerda m_m - molekulaning massasi, T - gazning absolyut harorati.

Biror hajmdagi gazning υ dan $\upsilon + d\upsilon$ gacha tezliklar bilan harakatlanayotgan molekulalarning nisbiy soni quyidagi munosabatdan foydalanib topiladi:

$$\frac{dN}{N} = f(\upsilon)d\upsilon = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_м}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_м\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 \qquad (6.27)$$

Uning qiymati 6.4-rasmdagi Maksvell egri chizig‘i ostidagi shtrixlangan yuzachaga teng. (6.27) ifoda ***molekulalarning tezliklari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni deyiladi.***

Maksvell egri chizig‘ining maksimumga to‘g‘ri kelgan tezligini eng katta ***ehtimolli tezlik (υ_e)*** deb ataladi. υ_e ning qiymatini topish uchun $f(\upsilon)$ funksiyadan υ bo‘yicha olingan hosilani nolga tenglashtiramiz va

$$\upsilon_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_м}} \qquad (6.28)$$

ekanligini topamiz.

Harorat yuqorilashgan sari Maksvell egri chizig‘i pasayib katta tezliklar sohasiga cho‘ziladi.

Ideal gaz molekulalarining energiya bo‘yicha taqsimoti $\frac{dN}{N}$, w dan $w+dw$ energiya oralig‘ida $w=m\upsilon^2/2$ kinetik energiyaga ega bo‘lgan gaz molekulalari umumiy soni N ning qanday ulishini tashkil qilishi bilan aniqlanadi:

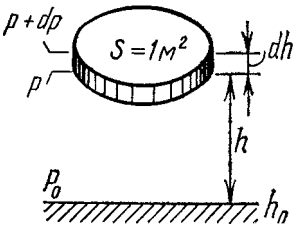
$$\frac{dN}{N} = f(w)dw = \frac{2}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2}e^{-w/kT}\sqrt{w}dw \qquad (6.29)$$

Bu ifoda gaz molekulalarining issiqlik harakat energiyalari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni deb ataladi. Maksvell nazariyasining to‘g‘riligi 1920 yilda nemis olimi Shtern tajribasida isbotlangan.

6.7-§. Bolsman taqsimot qonuni

Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va gazning holat tenglamasini keltirib chiqarishda hamda molekulalarning tezliklari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonunida gaz

molekulalariga tashqi kuchlar ta’sir qilmaydi va shular sababli molekulalar berilgan hajmda bir tekis taqsimlangan deb hisoblandi. Aslida atmosferamiz ostidagi gazning har bir molekulasi birinchidan Yerning tortish kuchi maydonida bo‘lsa, ikkinchidan havo molekulalari doimo issiqlik harakatida bo‘ladi. Havo molekulalarining issiqlik harakati bo‘lmaganda edi, barcha molekulalar Yer sirtida to‘planib 10 metr qalinlikdagi zich qatlamni hosil qilgan bo‘lar edi. Shunday qilib, havo molekulalarining issiqlik harakati va Yer tortish kuchining bir vaqtning o‘zida ta’siri tufayli Yer atrofida bizni doimo o‘rab turgan atmosfera mavjud. Atmosferamizdagi havo molekulalarining balandlik bo‘yicha taqsimlanishi shu ikki ta’sir kuchlarining natijasidir.



6.5 –rasm.

Yer sirtida balandlikni h_0, bosimni r_0 va hajm birligidagi molekulalar sonini n_0 deb olaylik. h balandlikda R bosim ostida birlik hajmda n dona molekula mavjud deb hisoblaylik. h-balandlikda qalinligi dh va asosining yuzi $S=1\ m^2$ bo‘lgan qatlamni ajrataylik. Gazni bir jinsli deb, uning haroratini esa o‘zgarmas deb olaylik (6.5-rasm). Bu qatlamning quyi va yuqori asoslariga ta’sir etuvchi atmosfera bosimini R va $R + d R$ deb belgilaylik. Bu elementar hajmdagi molekulalar soni hajm birligidagi molekulalar sonining (n), uning hajmiga $dv = Sdh$ ko‘paytmasi bilan ifodalanadi. Qatlamning umumiy og‘irligi esa

$$dp = n \cdot Sdh \cdot m_м g \tag{6.30}$$

teng bo‘ladi va quyidagi bosimni hosil qiladi

$$dP = \frac{dp}{S} = -\frac{n m_м g\, Sdh}{S} = -n m_м g dh \tag{6.31}$$

Minus ishorasi h orta borishi bilan bosimni kamayotganligini ko‘rsatadi.

Ikkinchi tomondan (6.23′) ni eslasak

$$P = nkT \tag{6.32}$$

(6.31) ni (6.32) ga taqsimlasak

$$\frac{dP}{P} = -\frac{m_м g d h}{kT}$$

hosil qilamiz, uni g, T o‘zgarmas deb hisoblab h_0 dan h gacha va R_0 dan

R gacha integrallaylik

$$\int_{p_0}^{p} \frac{dp}{p} = -\frac{m_м g}{kT} \int_{h_0}^{h} dn$$

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{m_M g}{kT}(h - h_0)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu ifoda ustida potensialashni bajarsak:

$$\frac{P}{P_0} = e^{-\frac{m_M g}{kT}(h-h_0)}$$

yoki h_0=0 da

$$P = P_0 e^{-\frac{m_M g}{kT}h} \qquad (6.33)$$

ifodaga erishamiz, $\kappa = \frac{R}{N_A}$, $m_m \cdot N_A = \mu$ ekanliklarini e'tiborga olsak (6.33) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \qquad (6.34)$$

Bu tenglama ***barometrik formula*** deb ataladi. (6.32) dan foydalanib:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{n}{n_0}$$

deb hisoblab (6.33) ni quyidagicha ifodalaymiz:

$$n = n_0 e^{-\frac{m_M g h}{kT}} \qquad (6.35)$$

Bu ifodadagi $m_m gh = U$ potensial energiyani ifodalaydi. U holda (6.35) munosabat

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}} \qquad (6.36)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu munosabatni ***Bolsman taqsimoti*** deb ataladi.

(6.35) ifoda balandlik ortishi bilan havo zarrachalarining konsentratsiyasi kamayib borishini ko'rsatadi.

Savollar

1. Fizik hodisalarni tekshirishda statik va termodinamik usullar qanday nazariya va qonuniyatlar asosida yaratilganini izohlang.
2. Makroskopik sistema parametrlari deganda nimalar nazarda tutiladi?
3. Moddaning issiqlik holati nima bilan xarakterlanadi?
4. Ideal gazning holat tenglamasi va uning shakllanishida Klapeyron va Mendeleyevlarning ishtiroki.
5. Ideal gaz molekulyar – kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi nimani ifodalaydi?
6. Gaz molekulalarini tezliklari va energiyalari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonunini matematik ifodasini tajribalarda isbotlanishini ko‘rsating.
7. Atmosferadagi havo molekulalarining balandlik bo‘yicha taqsimlanishi Bolsman taqsimot qonunida qanday aks ettirilgan.

Masalalar

17-masala. Pastki qismi berk bo‘lgan vertikal nayda h_1=30 sm balandlikdagi simob ustuni bilan o‘ralgan havo ustuni bor. Temperatura $t_1=27^0$C dan $t_2= -23^0$C gacha o‘zgarganda simob ustuni qancha Δh pastga tushadi?

Berilgan: h_1=30 sm = 0,3m , $t_1=27^0$C T_1= (273 + 27) K=300K

$t_2= -23^0$C T_2= (273 – 23) K=250K

$\Delta h \sim ?$

Yechish. Agar naydagi havo ustunining T_1 temperaturadagi hajmi V_1 va T_2 temperaturadagi hajmi esa V_2 bo‘lsa, Gey-Lyussak qonuniga ko‘ra quyidagi munosabatni yozish mumkin.

$$\frac{V_1}{T_1}=\frac{V_2}{T_2}$$

bunda $V_1=Sh_1$ va $V_2=Sh_2$ (S- nayning ko‘ndalang kesim yuzi)

bo‘lganidan $\frac{Sh_1}{T_1}=\frac{Sh_2}{T_2}$ yoki $h_2=h_1\frac{T_2}{T_1}$ bo‘ladi. Bundan naydagi simob ustunining pasayishi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\Delta h=h_1-h_2=h_1-h_1\frac{T_2}{T_1}=h_1(1-\frac{T_2}{T_1})=h_1\frac{T_1-T_2}{T_1}$$

berilganlarning son qiymatlari o‘rniga qo‘yib hisoblansa, quyidagi kelib chiqadi:

$$\Delta h = h_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 0{,}3\frac{300-250}{300} = 0{,}05m = 5sm$$

18-masala. Gazni o‘zgarmas hajmi (V_1=*const*) da $\Delta T = 30K$ ga isitilganda uning bosimi uch marta ortgan bo‘lsa, gazning boshlang‘ich T_1 va oxirgi T_2 temperaturalari topilsin.

Berilgan: $\Delta T = 30K, \quad \frac{p_1}{p_2} = 3$

T_1 ~? T_2~?

Yechish. Sharl qonuniga muvofiq o‘zgarmas hajmda gazning bosimi absolyut temperaturaga proporsional, ya’ni:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$$

bunda $T_2 = T_1 + \Delta T = T_1(1 + \frac{\Delta T}{T_1})$ bo‘lgani uchun $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_1(1 + \frac{\Delta T}{T_2})}$,

bundan gazning boshlang‘ich T_1–temperaturasi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$T_1 = \frac{\Delta T}{\frac{p_2}{p_1} + 1} = \frac{30}{3-1} = 15K$$

u vaqtda gazning oxirgi T_2 temperaturasini osongina aniqlash mumkin:

$$T_2 = T_1 + \Delta T = 15 + 30 = 45K$$

19-masala. V=10l hajmli ballonda p_1=1MPa bosim ostida T_1=300K haroratda geliy bor. Ballondagi m=10g geliy sarflangandan keyin ballondagi harorat T_2=290K gacha pasaydi. Ballonda qolgan geliyning bosimi p_2 aniqlansin.

Berilgan: V=10l $= 10 \cdot 10^{-3} m^3 = 10^{-2} m^3$, p_1=1MPa = 10^6Pa,
T_1=300K = 300K, m=10g = 10^{-2}kg
T_2=290K = 290K

p_2~?

Yechish. Masala yechish uchun ikki marta gazning boshlang‘ich va oxirgi holatlari uchun Klapeyron-Mendeleyev formulasidan foydalanamiz. Boshlang‘ich holat uchun tenglama

$$p_1 V = \frac{m_1}{M} R T_1 \qquad (1)$$

ko‘rinishga ega, oxirgi holat uchun esa

$$p_2V = \frac{m_2}{M} RT_2 \qquad (2)$$

bunda m_1 va m_2 boshlang‘ich va oxirgi holatlardagi geliy massasi, (1) va (2) tenglamalardan m_1 va m_2 massalarni topamiz:

$$m_1 = \frac{Mp_1V}{RT_1} \qquad (3)$$

$$m_2 = \frac{Mp_2V}{RT_2} \qquad (4)$$

(3) dan (4) ni ayirsak,

$$m = m_1 - m_2 = \frac{Mp_1V}{RT_1} - \frac{Mp_2V}{RT_2}$$

bundan p_2 ni topamiz

$$p_2 = \frac{RT_2}{MV}\left(\frac{Mp_1V}{RT_1} - m\right) = \frac{T_2}{T_1}p_1 - \frac{m}{M}\frac{RT_2}{V} \qquad (5)$$

(5) formuladagi geliyning molyar massasi M dan boshqa barcha kattaliklar ma’lum.

$$M = 4 \cdot 10^{-3} kg/mol$$

kattaliklarning qiymatlarini (5) ga qo‘yib natijani olamiz:

$$p_2 = \frac{290}{300} \cdot 10^6 - \frac{10^{-2} \cdot 8{,}31 \cdot 290}{4 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-2}} = 3{,}64 \cdot 10^5 = 364kPa.$$

20-masala. Sig‘imi V=6,9l bo‘lgan ballonda m=2,3g massali azot bor. Qizdirishda molekulalarning bir qismi atomlarga dissotsilandi. Dissotsilanish koeffitsienti $\alpha = 0{,}2$ 1) qizdirishdan avvalgi azot molekulalarining umumiy soni N_1 va azot molekulalarining konsentratsiyasi n_1 ; 2) qizdirilgandan keyin azot molekulalarining konsentratsiyasi n_2 va atomlarning n_3 konsentratsiyalari aniqlansin.

Berilgan: $V = 6{,}9l = 6{,}9 \cdot 10^{-3} m^3$, $m = 2{,}3g = 2{,}3 \cdot 10^{-3} kg$, $\alpha = 0{,}2$;

N_1~? n_1~? n_2~? n_3~?

Yechish. Ta’rifga binoan, gaz zarralarining konsentratsiyasi zarralar sonini gaz egallagan idish sig‘imi nisbatiga tengdir.

$$n = \frac{N}{V} \qquad (1)$$

a) qizdirishdan avvalgi gaz molekulalari soni N_1 ni topamiz:

$$N_1 = \nu N_A = \frac{m}{M} N_A = \frac{m}{KM_G} N_A \qquad (2)$$

Bunda ν-azotning modda miqdori: N_A–Avagadro doimiysi; M– azotning molyar massasi; M_G–azotning nisbiy molyar massasi; K=10^3 kg/mol kattaliklarning qiymatlarini (2) ga qo‘ysak

$$N_1 = \frac{2{,}3 \cdot 10^{-3}}{10^{-3} \cdot 8} \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23} = 4{,}94 \cdot 10^{23}$$ dona molekula

n_1 konsentratsiyani (1) dan topamiz:

$$n_1 = \frac{N_1}{V} = \frac{4{,}94 \cdot 10^{23}}{6{,}9 \cdot 10^{-3}} = 7{,}16 \cdot 10^{25} m^{-3}$$

b) qizdirilgandan keyingi konsentratsiya $n_2 = \frac{N_1(1-\alpha)}{V}$ (3)

munosabatdan topiladi. Bunda N_2 atomlarga ajralmagan molekulalarning soni. Kattaliklarning qiymatlarini (3) ga qo‘yib quyidagini olamiz:

$$n_2 = \frac{4{,}94 \cdot 10^{23}(1-0{,}2)}{6{,}9 \cdot 10^{-3}} m^{-3} = 5{,}73 \cdot 10^{23} m^{-3}$$

Azot qizdirilgandan keyin atomlarning konsentratsiyasi

$$n_3 = \frac{2N_1\alpha}{V} \qquad (4)$$

(4) formuladagi 2 soni har bir molekula ikkitadan atomga parchalanishini ifodalaydi. (4) ga kattaliklarni qiymatlarini qo‘yib

$$n_2 = \frac{2 \cdot 4{,}94 \cdot 10^{23} \cdot (1-0{,}2)}{6{,}9 \cdot 10^{-3}} m^{-3} = 0{,}286 \cdot 10^{26} m^{-3} = 2{,}86 \cdot 10^{25} m^{-3}$$

21-masala. Idishda modda miqdori $\nu = 1{,}2$ mol bo‘lgan gaz saqlanadi. Bu gazni ideal gaz sifatida qarab, tezliklari υ eng katta ehtimoliy tezlik u_E ning 0,001 qismidan kam bo‘lgan molekulalar soni ΔN aniqlansin.

Berilgan: $\nu = 1{,}2$ mol

$$\frac{\upsilon_{\max}}{u_e} = 0{,}001$$

$$\Delta N \sim ?$$

Yechish. Masalani yechish uchun molekulalarning nisbiy tezliklar

($u = \frac{\upsilon}{\upsilon_0}$) bo‘yicha taqsimotidan foydalanish qulay. Nisbiy tezliklari u dan $u + \Delta u$ gacha oraliqda joylashgan molekulalarning soni

$$dN(u) = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2 du \qquad (1)$$

formula bilan aniqlanadi; bu yerda N-molekulalarning to‘liq soni.

Masalaning shartiga ko‘ra, bizni qiziqtiradigan molekulalarning maksimal tezligi $\upsilon_{\max} = 0{,}001\upsilon_e$, bundan $U_{\max} = \frac{\upsilon_{\max}}{\upsilon_e} = 0{,}001$. $u<<1$ ning bunday qiymatlari uchun (1) ifodada $e^{-u^2} \approx 1 - u^2$ deb olamiz. $u=(0{,}001)^2=10^{-6}$ qiymatni e’tiborga olmay, (1) ifodani

$$dN(u) = \frac{dN}{\sqrt{\pi}} u^2 du \qquad (2)$$

ko‘rinishda yozamiz. Bu ifodani u bo‘yicha 0 dan $u_{\max}$ gacha integrallab, quyidagini olamiz:

$$\Delta N = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\max} u^2 du = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left| \frac{u^3}{3} \right|_0^{\max} \text{ yoki } \qquad \Delta N = \frac{4N}{3\sqrt{\pi}} u_{\max}^3 \qquad (3)$$

(3) molekulalar soni N ni modda miqdori va Avagadro doimiysi orqali ifodalab, hisoblash formulasini topamiz:

$$\Delta N = \frac{4\nu N_A}{3\sqrt{\pi}} u_{\max}^3 \qquad (4)$$

ν, N_A -kattaliklarning qiymatlarini (4) ga qo‘yib hisoblasak:

$\Delta N = \frac{4 \cdot 1{,}2 \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23}}{3 \cdot 1{,}77} (10^{-3}) = 5{,}44 \cdot 10^{14}$ ta molekula

22-masala. $m = 10^{-18}$ g massali chang zarrachasi havoda muallaq turibdi. Havo qatlamining chang zarrachalarining konsentratsiyasi 1% dan ko‘pga farq qilmaydigan qalinligi aniqlansin. Butun hajmda havoning harorati T bir xil va 300 K ga teng.

Berilgan:

$T=300K$, $m = 10^{-18}$, g $=10^{-21}$kg

$\frac{\Delta n}{n} = 0{,}01$

$\Delta z \sim ?$

Yechish. Chang zarrachalarining muvozanatli taqsimotida ularning

konsentratsiyasi faqatgina tik yo‘nalgan o‘q bilan mos keluvchi f ning koordinatasiga bog‘liq bo‘ladi. Bu holda chang zarrachalarining taqsimotiga Bolsman formulasini qo‘llash mumkin:

$$N = n_0 e^{-\frac{U}{kT}} \tag{1}$$

Bir jinsli maydonda $U=mgz$ bo‘lganligidan

$$n = n_0 e^{\frac{-mgz}{(kT)}} \tag{2}$$

Masalaning shartiga ko‘ra, konsentratsiyaning Δh balandlik bo‘yicha o‘zgarishi n ga nisbatan kam $\left(\frac{\Delta h}{n} = 0{,}01\right)$, shuning uchun ham konsentratsiyaning o‘zgarishi Δn ni uncha katta bo‘lmagan xatolik bilan differensial dn ga almashtirish mumkin.

(2) ifodani z bo‘yicha differensiallab, quyidagini olamiz.

$$dn = -n_0 \frac{mg}{kT} e^{\frac{-mgz}{(kT)}} \cdot d_2$$

$N_0 e^{-\frac{mgz}{(kT)}} = n$ ekanligidan $dn = -\frac{mg}{kT} n dz$

Bundan bizni qiziqtiruvchi koordinata o‘zgarishini topamiz:

$$dz = -\frac{kT}{mg}\frac{dn}{n}$$

dz, dn larni $\Delta z, \Delta n$ chekli orttirmalar bilan almashtirsak

$$\Delta z = \frac{kT}{mg} \cdot \frac{\Delta n}{n}$$

$$\frac{\Delta n}{n} = 0{,}01, K = 1{,}38 \cdot 10^{-23} J/K = 9{,}81 m/s^2, T = 300K$$

$$\Delta z = 4{,}23 mm$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

59. Ballonda m_1=80g kislorod va m_2=320g argon bor. Aralashmaning bosimi P=1MPa, harorati T=300 K. Bu gazlarga ideal gazlar deb qarab, ballonning hajmi (V) ni aniqlang.

$$(V = (\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2})\frac{RT}{P} = 0.026m^3 = 26.2l)$$

60. Hajmi V=20 l bo‘lgan ballonda bosimi P_1=1MPa va harorati T_1=300 K bo‘lgan geliy bor. Ballonda m=10g geliy olingandan keyin uning harorati T_2=290K gacha pasayadi. Ballonda qolgan geliyning bosimi P_2-aniqlansin.

$$(P_2 = \frac{T_2}{T_1}P_1 - \frac{mRT_2}{\mu V} = 1.8210^5 Pa = 0.182MPa)$$

61. t=20^0 C temperaturada P=750 mm.sim.ust. bosimda m=10 g kislorod qanday hajmni egallaydi.

$$\left[(1mm.sim.ust.) = 133.0 \;\; N/m^2 : V = 7.6*10^{-3}m^3\right]$$

62. t=27^0C temperaturada P=760 mm. sim. ust. bosimli V=25 l oltingugurt gazi ($S0_2$) ning massasi topilsin.

(m=0,065kg)

63. Balandligi h=5 m va polining yuzi S=200 m^2 bo‘lgan auditoriyadagi havoning massasi topilsin. Xonaning temperaturasi t=17^0C bosimi P=750 mm.sim.ustga. teng. μ_{havo}=2.9kg/mol

(m=1200kg)

64. t=15^0 C temperatura va P=730 mm.sim.ust. bosimdagi vodorodning zichligi topilsin.

(ρ=0.081kg/m^3)

65. t=7^0 C temperaturali m=12 g gaz V=4.10^{-3} m^3 hajmni egallaydi. Gaz o‘zgarmas bosimda isitilganda uning zichligi ρ =$6\bullet10^{-4}$ g/sm^3 ga teng bo‘lib qolgan. Gaz qanday temperaturagacha isitilgan.

(T=1400K)

66. V=$2\bullet10^{-3}$ m^3 hajmli idish m=6 g korbanat angidrid (CO_2) va

m=5g azot (I) oksid (N_2O) bilan to‘ldirilgan. t=127^0C temperaturada idishdagi umumiy bosim qanday?

(P=$4{,}15 \cdot 10^5$N/m^2)

67. Harorati T=800 K bo‘lgan geliy kislorod va karbonat angidrid(SO_2) molekulalarining o‘rtacha kvadratik tezliklari < υ_{kv1}>, <υ_{kv2}>, <υ_{kv3}> topilsin

(<υ_{kv1}>=$2.24 \cdot 10^3$m/s; <υ_{kv2}>=$0.79 \cdot 10^3$m/s; <υ_{kv3}>=$0.67 \cdot 10^4$m/s)

68. t=20^0C temperaturada vodorod molekulasining impulsi topilsin. Molekulaning tezligini o‘rtacha kvadratik tezlikka teng deb hisoblansin.

(P=m$\sqrt{\upsilon^2} = \sqrt{3KT} = 6{,}3 \cdot 10^{-24} \kappa gm/s$)

69. Agar biror ikki atomli gazning normal sharoitda zichligi ρ =1,43kg/m^3 bo‘lsa, bu gazning C_v va C_p solishtirma issiqlik sig‘imlari nimaga teng?

(C_v=650 J/kg grad; C_p=910 J/kg grad)

70. Massasi m=0.2 kg bo‘lgan azotning modda miqdori ν va molekulalar soni N aniqlansin.

(ν =7.14 mol; N=$4.30 \cdot 10^{24}$ ta molekula)

71. Sig‘imi V=5l bo‘lgan idishda modda miqdori ν =0.2 mol bo‘lgan bir jinsli gaz bor. Agar gazning zichligi ρ=1.12 kg/m^3 bo‘lsa, u qanday gaz ekanligini aniqlang.

(μ= ρ V/hν=28 g/mol azot ekan)

72. Sig‘imi V=0.5 l bo‘lgan kolbada normal sharoitdagi gaz mavjud. Kolbadagi gaz molekulalarining soni N aniqlansin.

($N = N_A \frac{V}{V_m} = 1.34 * 10^{22}$ ta molekula, bu yerda V_m=22.4 $10^{-3}$$m^3$/mol)

VII - BOB. TERMODINAMIKA ASOSLARI

7.1-§ Ichki energiya

Biror moddaning bir butun energiyasi deganda shu moddaning kinetik energiyasi bilan moddaning tashqi kuchlar maydonidagi potensial energiyasi hamda shu moddani tashkil etgan mikrozarrachalar energiyasi, ya'ni moddaning ichki energiyalarining yig'indisi tushuniladi.

$$W = W_K + W_p + U \tag{7.1}$$

U - ichki energiya tushunchasi molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasini, molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir potensial energiyasini va molekulalar ichidagi boshqa energiyalar (atomning molekulalardagi tebranma harakat energiyasi, atom va ionlarning elektron sathlari energiyasi va boshqalar) ni o'z ichiga oladi.

Ichki energiya sistema holatini belgilaydi. Agar sistema holatining o'zgarishi holat parametrlari *R, V, T* bilan xarakterlansa, u vaqtda ichki energiya shu holat parametrlarining funksiyasi bo'ladi, ya'ni *U=f(R, V, T).*

Ichki energiya holatning bir qiymatli funksiyasi hisoblanadi. Bu shu narsani anglatadiki, sistemaning aniq bir tayinli holatiga ichki energiyaning aniq bir qiymati mos keladi. Sistema bir holatdan boshqa holatga o'tganda uning ichki energiyasining o'zgarishi ichki energiyaning bu holatlaridagi qiymatlari ayirmasiga teng bo'lib, bir holatdan boshqa holatga o'tiladigan yo'l shakliga bog'liq emas. Shuning uchun ichki energiyaning hisob boshini tanlash ahamiyatli emas. Ko'pincha *T=0* da ichki energiya nolga teng deb olinadi.

Ideal gaz ichki energiyasi ta'rifiga binoan ichki energiya faqat molekulalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng. *V* - hajmdagi gaz molekulalarining soni *N* ga teng bo'lsa, gazning ichki energiyasi

$$U = W_K N = \frac{i}{2} kT \frac{m}{\mu} N_A = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT \tag{7.2}$$

Bir mol gaz uchun ushbu ifoda

$$U = \frac{i}{2} RT \tag{7.3}$$

Bu ifodada *i* - erkinlik darajalari soni. Bir atomli gaz uchun *i=3* ga ikki atomli gaz uchun *i=5* ga uch yoki ko'p atomli bo'lsa, *i=6* ga teng. (7.2) munosabat ***ixtiyoriy m massali ideal gazning ichki***

energiyasini ifodalaydi.

Real gazning molekulalari bir-biri bilan o‘zaro ta’sirlashadi, shuning uchun potensial energiyaga ega. Binobarin, real gazning ichki energiyasi molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasi bilan o‘zaro potensial energiyalarining yig‘indisiga teng:

$$U = W_k + W_p \tag{7.4}$$

Molekulalarning o‘zaro ta’sir potensial energiyasi molekulalar orasidagi masofaga, demak gaz egallagan hajmga bog‘liq bo‘ldi. Shuning uchun real gazlar ichki energiyasi faqat haroratgagina emas, balki gaz egallagan hajmga ham bog‘liq bo‘ladi.

Real gaz molekulalari ilgarilama harakatdan tashqari, aylanma va tebranma harakat qilishi mumkin. Shu harakat tufayli molekulalar shakliga bog‘liq bo‘lgan ma’lum energiya mavjud bo‘ladi. Molekulalar shakli molekula tarkibiga kiruvchi atomlar soniga va ularning joylanishiga ham bog‘liq.

Shunday qilib, real gazning ichki energiyasi uning haroratiga, hajmiga va molekulalar strukturasiga bog‘liq bo‘ladi.

$$U_{p.g.} = \frac{1}{2} NkT + W_{ayl} + W_p + W_{teb} \tag{7.5}$$

7.2-§. Issiqlik miqdori. Issiqlik sig‘imi

Issiqlikni ichki energiyaning sifat belgilarini anglatuvchi kattalik deyish mumkin, chunki issiqlik orqali berilgan moddaning harorati yuqori yoki past ekanligi to‘g‘risida ma’lumot olamiz. Issiqlikni kontakt yoki nurlanish tufayli uzatish mumkin. Birinchidan, haroratlar har xil bo‘lgan moddalar o‘zaro bir-biriga tekizilsa, ma’lum vaqtdan keyin har ikki moddaning haroratlari sekin-asta bir xil qiymatga o‘zgarishini kuzatish mumkin. Ikkinchidan, Quyosh nurlari ta’sirida atrof-muhit isiydi.

Bir-biriga tekizish yoki nurlanish orqali bir sistemadan ikkinchi sistemaga berilgan yoki undan olingan energiya issiqlik miqdori deyiladi.

Issiqlik miqdori ham energiya birliklarida o‘lchanadi. Issiqlik miqdori ***joulda*** o‘lchanadi. Issiqlik miqdori ham, xuddi bajarilgan ish kabi, holat funksiyasidir. U faqat moddaning boshlang‘ich va oxirgi holatlari bilan emas, balki modda holatlarining o‘zgarishi amalga oshgan jarayon bilan ham aniqlanadi.

Moddaning ***issiqlik sig‘imi***, modda haroratini bir kelvinga

oshirish uchun unga berilgan issiqlik miqdori bilan xarakterlanadi. Gazlarning issilik sig‘imini o‘rganishda solishtirma issiqlik sig‘im va molyar issiqlik sig‘im tushunchalaridan foydalanamiz.

a) *1 kg* gaz haroratini *1K* ga oshirish uchun kerak bo‘lgan issiqlik miqdori bilan o‘lchanadigan kattalikka ***solishtirma issiqlik sig‘imi*** deb ataladi. Solishtirma issiqlik sig‘imi kichik ***s*** harfi bilan belgilanadi va *J/kg·K* da o‘lchanadi.

b) 1 mol gaz haroratini *1K* ga oshirish uchun kerak bo‘lgan issiqlik miqdori bilan o‘lchanadigan kattalikka ***molyar issiqlik sig‘im*** deb ataladi. Molyar issiqlik sig‘im katta *S* harfi bilan belgilanadi va *J/mol·K* da o‘lchanadi. Bu ikki issiqlik sig‘imlar orasida quyidagicha bog‘lanish bor. Molyar massa μ *kg/mol* ekanligini eslasak

$$C = \mu c \qquad \text{yoki} \qquad c = \frac{1}{\mu} C \tag{7.6}$$

munosabat hosil bo‘ladi. Ixtiyoriy m massali gazning issiqlik sig‘imi esa $mc = \frac{m}{\mu} C$ ga teng bo‘ladi. ***O‘zgarmas hajmdagi ideal gazning molyar issiqlik sig‘imi*** deganda *1 mol* ideal gaz haroratining *1 K* ga o‘zgarishiga mos keladigan ichki energiya o‘zgarishi tushuniladi. Odatda, o‘zgarmas hajmdagi gazning molyar issiqlik sig‘imi S_v bilan belgilanadi

$$C_V = \frac{dU_м}{dT} = \frac{d}{dT}\left(\frac{i}{2} RT\right) = \frac{i}{2} R \tag{7.7}$$

Gazning o‘zgarmas bosimda molyar issiqlik sig‘imini

$$C_p = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU_м}{dT} + \frac{\delta A}{dT}$$

yoki

$$C_p = C_V + \frac{pdV_м}{dt} \tag{7.8}$$

shaklda yozish mumkin. *1 mol* gaz uchun yozilgan holat tenglamasi ($RV_m = RT$) ga differensiyallash amalini qo‘llab $RdV_m = RdT$ tenglikni hosil qilamiz. Uni (7.8) ga qo‘ysak

$$C_p = C_V + R = \frac{i+2}{2} R \tag{7.9}$$

hosil bo‘ladi.

(7.7) ning (7.9) ga nisbatini olsak va γ bilan belgilasak,

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \qquad (7.10)$$

hosil bo‘ladi. Bir atomli gaz uchun $i=3$, $\gamma=5/3=1,67$; ikki atomli gaz uchun $i=5$, $\gamma=7/5=1,4$; ko‘p atomli gaz uchun $i=6$, $\gamma=8/6=1,33$.

7.3-§. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni va uni gaz izojarayonlariga tadbig‘i

Issiqlik, ish va energiya orasidagi munosabatni issiqlikning mexanik harakatga va ishga aylanish jarayoniga bog‘lab o‘rganadigan fizikaning bo‘limiga ***termodinamika*** deyiladi. Demak, tabiat hodisalariga energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga o‘tish qonuni asosida qarash termodinamikaning mazmuminini tashkil qiladi.

Termodinamika o‘zining ikki fundamental qonuniga tayanadi. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni issiqlik hodisalariga energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga aylanish qonunining tadbig‘idan iboratdir. Silindrning qo‘zg‘oluvchan porsheni ostida turgan gazni qizdiraylik. Gazga berilgan Q issiqlik miqdori uning ichki energiyasini ΔU ortirishga va porshenni Δh balandlikka ko‘tarishda (ya’ni ΔV hajmga o‘zgarishda) A ish bajarishga sarflanadi.

Ish energiyaning bir turidan boshqa turiga aylanish o‘lchovi bo‘lganligi uchun A ish sistema porshenning ko‘tarilganligi natijasida olgan mexanik energiyaga teng. Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra

$$Q = \Delta U + A \qquad (7.11)$$

Bu bog‘lanish ***termodinamika birinchi bosh qonunining matematik ifodasi bo‘lib*** quyidagicha ta’riflanadi:

Sistemaga atrofdagi jismlar bergan issiqlik miqdori sistema ichki energiyasini o‘zgarishiga va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga sarflanadi.

Agar sitema o‘zining dastlabki holatiga har doim qaytsa, uning ichki energiyasining o‘zgarishi $\Delta U=0$ bo‘ladi. U holda termodinamikaning birinchi asosiy qonuni quyidagicha yoziladi:

$$A = Q$$

Bundan o‘zi olgan energiyadan ko‘proq ish bajara oladigan davriy harakatlanuvchi sistema (***birinchi tur abadiy dvigatel***) yaratish mumkin emasligi kelib chiqadi. Bu xulosalardan foydalanib, termodinnamikaning birinchi bosh qonunini yana shunday ta’riflash mumkin: ***birinchi tur***

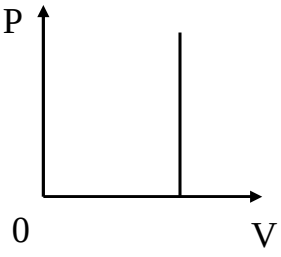
abadiy dvigatel qurish mumkin emas.

Termodinamikning birinchi bosh qonunini differensial ko‘rinishi

$$dQ = dU + dA \qquad (7.12)$$

ifodaga ega bo‘ladi.

Endi termodinamika birinchi bosh qonuni ideal gazdagi izojarayonlarga tadbiq qilaylik.



7.1-rasm

1) **Izoxorik jarayon** (*V=const*) hajm o‘zgarmaganligi uchun izoxorik jarayonda ish bajarilmaydi, ya’ni, *A=0*. Natijada termodinamikaning birinchi bosh qonunining ifodasi izoxorik jarayon uchun

$$Q=\Delta U \qquad (7.13)$$

ko‘rinishda yoziladi.

Izoxorik jarayonning (*R,V*) diagrammadagi grafigi ordinata o‘qiga parallel to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘ladi (7.1-rasm). Izoxorik jarayonda solishtirma issiqlik sig‘im:

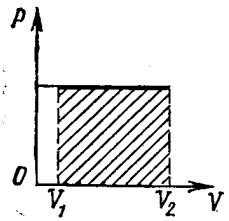
$$C_V = dU_M / dT$$

bunda va (7.6) ni hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$dU_{.M} = \mu C_V \, dT \qquad (7.14)$$

bunda S_V - izoxorik molyar issiqlik sig‘im.

Demak, gazning ichki energiyasi o‘zgarishi uning harorati o‘zgarishi *dT* ga to‘g‘ri proporsional ekan.



7.2 –rasm.

2) **Izobarik jarayon (*P = sonst*)**

Izobarik jarayonning (*P,V*) diagrammadagi grafigi abssissa o‘qiga parallel to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘ladi (7.2-rasm). Bu jarayonda hajm V_1 dan V_2 gacha izobarik kengayganda bajarilgan ishning qiymati $A = P(V_2 - V_1)$ to‘g‘ri to‘rt burchakning yuziga teng bo‘ladi. Elementar hajmlarda bajarilgan ish esa $dA = PdV$ shaklida yoziladi.

Bundan foydalanib, 1 mol gaz uchun termodinamikaning birinchi bosh qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$dQ = C_v \, dT + P\text{d}v \qquad (7.15)$$

izobarik molyar issiqlik sig‘im (7.8) ni eslasak,

$$C_p = \frac{dQ}{dT};$$

hosil qilamiz. Buni (7.15) qo‘yib

$$C_p dT = C_v dT + Rdv \qquad (7.16)$$

munosabat olinadi.

1 mol gaz uchun olingan holat tenglamasidan defferensial olsak *RdV=RdT* hosil bo‘ladi. Buni (7.16) ga qo‘yib quyidagi munosabatni yozamiz.

$$C_p dT = C_V dT + RdT$$

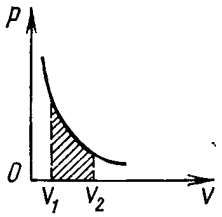
yoki

$$C_p = C_V + R \qquad (7.17)$$

Bu ifoda Robert - Mayer tenglamasi deyiladi va C_p ning C_v bilan farqi *R* ga teng ekanligini ko‘rsatadi. Demak, *1 mol* gazni *1K* ga isitganda, bosim o‘zgarmas bo‘lgan holda sarf qilingan issiqlik miqdorining farqi bajarilgan ish *RdV* ga teng bo‘lib, uning qiymati R ga teng.

3). **Izotermik jarayon (*T=sonst*).** Ideal gazning ichki energiyasi o‘zgarmaydi. Demak, *dT=0 dU=μ C_v dT=0* bo‘ladi. U holda termodinamikaning birinchi bosh qonuni

$$dA = dQ = RdV \qquad (7.18)$$



7.3 – rasm.

ko‘rinishida yoziladi. Klapeyron-Mendeleyev tenglamasidan foydalanib,

$$P = \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V}$$

munosabatni hosil qilamiz. Uni ideal gazning hajmi V_1 va V_2 gacha o‘zgarganda bajarilgan ishni hisoblash formulasiga qo‘ysak

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \frac{m}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ell n \frac{V_2}{V_1} \qquad (7.19)$$

Bu ifodadagi $\frac{m}{\mu} RT$ izotermik jarayon uchun o‘zgarmas kattalikdir. Izotermik jarayonning (*R,V*) diagrammadagi grafigi giperbolik egri chiziqdir (7.3-rasm).

4. Adiabatik jarayon (*dQ=0*). Gaz tashqaridan hech qanday issiqlik miqdori olmaydi va uni tashqariga bermaydi.

Gazlarda adiabatik jarayon juda tez o‘tadi, shuning uchun

issiqlik almashinuvi deyarli amalga oshmaydi. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$dA = -dU \qquad (7.20)$$

Demak, adiabatik jarayon tashqi jismlar ustida bajarilgan ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga bajariladi. Agar $dA>0$ bo‘lsa, $dU<0$ va aksincha bo‘ladi. (7.15) formulada $dU=C_V dT$ ekanligini e’tiborga olib (7.20) ni quyidagicha ko‘rinishda yozish mumkin

$$P \cdot dV = -C_V dT \qquad (7.21)$$

Bundan

$$dT = -\frac{1}{C_V} PdV \qquad (7.22)$$

munosabatni hosil qilamiz.

Ideal gaz holat tenglamasi ($RV_m=RT$) ga differensiallash amalini qo‘llaylik

$$PdV_м + V_м dP = RdT$$

Bu yerdagi dT ni o‘rniga (7.22) dagi qiymatini qo‘ysak

$$PdV_м + V_м dP = -\frac{R}{C_V} PdV_м$$

yoki

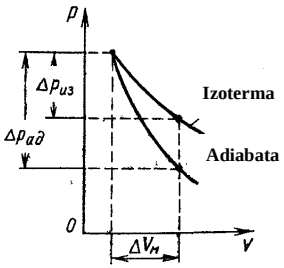
$$\left(1+\frac{R}{C_V}\right)PdV_м + V_м dP = 0 \qquad (7.23)$$

ifodani hosil qilamiz. Bundagi

$$1+\frac{R}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = \gamma$$

ekanligini ((7.10) qarang) e’tiborga olsak, (7.23) ni quyidagicha yozamiz:

$$\gamma PdV_м + V_м dP = 0$$



7.4 – rasm.

Bu ifodani $\boldsymbol{rdV_m}$ ga hadlab bo‘lsak

$$\gamma\frac{dV_м}{V_м} + \frac{dP}{P} = 0$$

hosil bo‘ladi. Oxirgi munosabat $\ln PV_м^{\gamma}$ funksiyaning differensialidir. Shuning uchun

$$d(\ln pV_м^{\gamma}) = 0$$

ko‘rinishda yozishimiz mumkin. Bu tenglikni

$$PV_м^{\gamma} = const \qquad (7.24)$$

shaklida ham yozish mumkin.
(7.24) tenglama Puasson tenglamasi deb ataladi.

Bunda $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ adiabata ko‘rsatgichi bo‘lib, adiabatik jarayon uchun $\gamma > 1$, izobarik jarayon uchun esa $\gamma = 1$. (7.24) tenglamani

$$\left.\begin{aligned} TV^{\gamma-1} &= const \\ TP^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} &= const \end{aligned}\right\} \qquad (7.25)$$

ko‘rinishida ham yozish mumkin.

Adiabatik jarayonning (R, V) diagrammadagi grafigi 7.4-rasmda tasvirlangan. Grafikdan ko‘rinadiki, adiabata izotermadan tikroq bo‘lar ekan. Gaz adiabatik kengayganda uning harorati T_1 dan T_2 gacha o‘zgarsa, bajargan ishi

$$A = S_v(T_1 - T_2) \qquad (7.25)$$

teng bo‘ladi.

7.4-§. Issiqlik sig‘imining klassik nazariyasi va uning chegaralanganligi

Gaz molekulasining ***erkinlik darajasi*** deganda, shu gaz holatini to‘la aniqlovchi va bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan ***koordinatalar soni*** tushuniladi. Agar molekula bir to‘g‘ri chiziq bo‘ylab harakatlanayotgan bo‘lsa, uning vaziyati bitta koordinata bilan aniqlanadi, demak (i=1) erkinlik darajalar soni birga teng. Molekula tekislikda harakatlanayotgan bo‘lsa, uning holatini ikkita koordinata bilan aniqlash mumkin, demak i=2. Fazoda molekula vaziyati uchta koordinata bilan aniqlanadi, i=3 ga teng. Gaz ikki atomli bo‘lgan holda molekulaning erkinlik darajasi ortadi (i=5). Molekulalar 3 va undan ortiq atomlardan iborat bo‘lsa, i=6 bo‘ladi. Umumiy erkinlik darajasi nechaga teng bo‘lishidan qat’iy nazar, uning uchtasi ilgarilama harakatga mos keladi.

Klassik nazariyaga asosan molekulaning to‘la mexanik energiyasi erkinlik darajalari bo‘yicha bir tekis taqsimlanadi va bitta

erkinlik darajasiga to‘g‘ri kelgan energiya $\frac{1}{2}kT$ ga teng. U holda (7.7) va (7.9) formulalarga asoslanib molekulalari bitta, ikkita va ko‘p atomdan iborat bo‘lgan ideal gazning o‘zgarmas hajmdagi molyar issiqlik sig‘imi (S_v) va o‘zgarmas bosimdagi molyar issiqlik sig‘imi (S_r) uchun quyidagi hisoblashlarni bajaraylik i =3 bir atomli gaz molekulasi uchun

$$C_V = \frac{i}{2}R = \frac{3}{2}R = \frac{3}{2}\,8{,}31\ J/mol{\cdot}K = 12{,}47\ J/mol.K$$

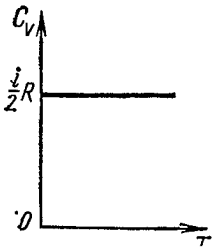
$$C_p = \frac{i+2}{2}R = \frac{5}{2}\,8{,}31\ J/mol{\cdot}K = 20{,}78\ J/molK \qquad (7.26)$$

i = 5 ikki atomli gaz molekulasi uchun

$$C_V = \frac{i}{2}R = \frac{5}{2}R = 20{,}78\ J/mol{\cdot}K;$$

$$C_p = \frac{i+2}{2}R = \frac{7}{2}R = 29{,}09\ J/mol{\cdot}K \qquad (7.27)$$

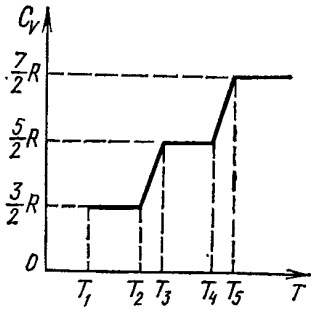
i =6 uch va undan ortiq atomlardan tashkil topgan molekulalar uchun



7.5 – rasm.

$$C_V = \frac{i}{2}R = \frac{6}{2}R = 24{,}94\ J/mol{\cdot}K;$$

$$C_p = \frac{i+2}{2}R = \frac{8}{2}R = 33{,}25\ J/mol{\cdot}K \quad (7.28)$$



7.6 – rasm.

Bu topilgan natijalarni ba’zi gazlar uchun tajribada topilgan molyar issiqlik sig‘imlari (S_v va S_r) bilan solishtiraylik. Bir atomli gazlar geliy uchun S_v = 12,48, S_r = 20,94 va argon uchun S_v = 12,48, S_r = 21,23 bu tajriba natijalari klassik nazariya asosida hisoblangan (7,26) ifodaga juda yaxshi mos kelganligini ko‘ramiz. Molekulalari ikki atomdan tashkil topgan N_2, N_2 gazlar uchun [$C_V^{H_2}$ = 20,39, $C_P^{H_2}$ = 28,76; $C_V^{N_2}$ = 20,77, S_r = 28,64] ham tajriba va nazariya natijalari orasida yetarlicha moslik ((7.27) qarang) mavjudligiga qanoat hosil qilamiz. Lekin molekulalari uch va undan ortiq atomdan tashkil topgan gazlar uchun tajriba natijalari

$C_V^{H_2O} = 27{,}84, C_P^{H_2O} = 36{,}22;$ $C_V^{CH_4} = 27{,}26, C_P^{CH_4} = 35{,}63$ suv bug‘lari va metan gazlari uchun) nazariy hisoblarga ((7.28) qarang) mos kelmasligini ko‘rib turibmiz.

Endi issiqlik sig‘imining haroratga bog‘liqligini tekshiraylik. Klassik nazariyaga asosan issiqlik sig‘im haroratga bog‘liq emas (7.5-rasm).

Tajriba natijalari esa issiqlik sig‘imning haroratga bog‘liq ekanligini ko‘rsatdi (7.6-rasm). Rasmdagi grafikda molekulalari ikki atomdan iborat bo‘lgan gazlar uchun o‘zgarmas hajmdagi molyar issiqlik sig‘imning haroratga bog‘liqligi tasvirlangan. Grafikdan shu narsa ko‘rinadiki, S_v ning qiymati faqat ayrim harorat oraliqlaridagina o‘zgarmaydi va ular i ning turli qiymatlariga mos keladi. Past va yuqori haroratlarda amaliy qiymatlarning nazariy qiymatlardan farqi yetarli drajada kattadir. Amalda harorat ko‘tarilsa, S_v oshadi, harorat pasaysa S_v kamayadi. Bulardan ko‘rinadiki, tajriba yo‘li bilan olingan natijalarni nazariy qiymatlardan farqini klassik nazariya tushuntirishga ojizdir. Klassik nazariya molekula va atomlarning aylanma va tebranma harakat energiyalari harorat o‘zgarishiga mos bo‘lgan kT energiyaning ***uzluksiz*** qiymatlarini qabul qiladi deb tushintiradi. Kvant mexanikasida esa atom sistemalar energiyasi ***diskret*** (uzlukli) qiymatlarga ega bo‘la oladi deb, yoki boshqacha aytganda, atom sistemalar energiyasining o‘zgarishi ***sakrashsimon tarzda*** amalga oshadi deb o‘rganadi.

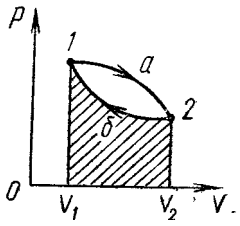
Shunday qilib, gaz issiqlik sig‘imini tushuntirishdagi ba’zi qiyinchiliklar klassik nazariyaning chegaralanganligini ko‘rsatadi. Bu esa molekulalarning harakati kvant mexanikasidagina to‘la tushuntirilish mumkinligini ifodalaydi.

7.5. Qaytar va qaytmas jarayonlar

Berk sistemada kechadigan barcha jarayonlarni ikki xil, qaytar va qaytmas jarayonlarga ajratish mumkin. Agar jism bir qancha holatlar orqali bir holatdan ikkinchi holatga o‘tganda va ya’ni o‘zining dastlabki holatiga to‘la qaytganda atrof muhitda hech qanday o‘zgarishlar yuz bermasa bunday jarayonlar ***qaytar jarayonlar*** deyiladi. Aksincha, jism boshlang‘ich holatga qaytgandan so‘ng atrofdagi jismlarda qandaydir o‘zgarishlar sodir bo‘lgan jarayonni qaytmas jarayon deb ataladi. Agar ipga osilgan matematik mayatnikni muvozanatli holatdan chiqarib qo‘yib yuborsak, u muvozanatli holatga aynan shu yo‘l bilan qaytib, yana shu yo‘l bilan muvozanatsiz holatga o‘tadi. Ishqalanish va qarshilik

kuchlaridan holi bo‘lgan hamma mexanik sistemalar ideal qaytar bo‘ladi. Real sharoitda faqat qaytmas jarayon amalga oshadi, chunki ishqalanish va qarshilik kuchlariga sarflangan energiya atrof muhitga tarqalib ketadi.

Sistema bir qator holatlarni o‘tishi natijasida o‘zining dastlabki holatiga qaytib kelsa, bunday jarayon ***aylanma jarayon*** yoki sikl deb ataladi. Porshenli silindr idish ichidagi gazni tekshiraylik. Hajm kengayish natijasida sistema 1 holatdan 2 holatga *a* orqali o‘tsin, so‘ngra hajmi siqilishi natijasida *б* orqali o‘zining dastlabki holatiga qaytib kelsin (7.7-rasm).



7.7 – rasm.

Bunda bosim va hajm o‘zgarishi orqali yuz bergan jarayonda bajarilgan ishni quyidagi formula orqali aniqlasak:

$$dA = RdV \qquad yoki \qquad A = \int_1^2 PdV \quad (7.29)$$

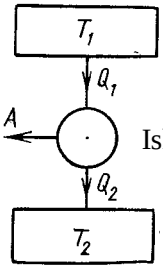
u musbat bo‘lib, son jihatdan $1a$ - $2V_2V_11$ egri chizig‘ bilan chegaralangan yuzaga teng. Gazning siqilishida bajarilgan ish manfiy bo‘lib, u son jihatdan $2V_2V_1b2$ egri chiziq ostidagi yuza orqali aniqlanadi. U holda aylanma jarayonda bajarilgan ish $1a2V_1V_21$ holda $2V_2V_11\ b\ 2$ egri chiziqlar bilan chegaralangan yuzalarning ayirmasi, ya’ni $1a2\ b\ 1$ egri chiziq bilan chegaralangan yuza bilan ifodalanadi. Jarayonning qanday o‘tish yo‘nalishiga qarab bajarilgan ish musbat ($1a2\ b\ 1$) va manfiy ($1\ b\ 2a\ 1$) bo‘lishi mumkin.

Sikl tugagandan keyin sistema dastlabki holatiga qaytib keladi. Shuning uchun holatning har qanday funksiyasi, masalan, ichki energiya, siklning boshi va oxirida bir xil qiymatga ega bo‘ladi.

7.6-§. Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni

Termodinamikaning birinchi bosh qonuni sistemaning ichki energiyasining o‘zgarishi, bajarilgan ish va issiqlik miqdori orasidagi miqdoriy bog‘lanishlarni aniqlaydi. Shuningdek, termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish va aylanish qonuni deb ham yuritiladi. Lekin termodinamikaning birinchi qonuni sistemadagi jarayon qaysi yo‘nalishida sodir bo‘lishini ko‘rsatmaydi. Faraz qilaylik, massalari m_1, m_2, haroratlari $T_1 > T_2$ ikkita jismdan tashkil topgan berk sistema berilgan bo‘lsin. Sistema tarkibidagi jismlar kontaktga

keltirilganda, harorati yuqoriroq bo‘lgan birinchi jism ichki energiyasining bir qismi pastroq haroratli ikkinchi jismga o‘tadi, teskari yo‘nalishda energiya o‘tish kuzatilmaydi. Birinchi jismdan o‘tgan energiyaning bir qismi ikkinchi jism ustida ish bajarishga va uning ichki energiyasini ortishiga sarf bo‘ladi. Termodinamikaning birinchi qonuni bajarilishi uchun birinchi jismning yo‘qotgan issiqligi ikkinchi jism tomonidan qabul qilingan issiqlikka teng bo‘lishi yetarli. Ammo, bu qonun issiqlik miqdori harorati katta bo‘lgan jismdan harorati nisbatdan kichik bo‘lgan jismga o‘tadimi yoki jarayon aksincha, yo‘nalishda sodir bo‘ladimi buni aniqlab bera olmaydi. Chunki, berk sistema uchun $dQ = 0$ va $dA=0$ bo‘lganligidan bu qonunga asosan sistemadagi har qanday jarayonda uning ichki energiyasi o‘zgarmasdan qolishi kerak, ya’ni $du=0$. Bu muammoni termodinamikaning ikkinchi qonuni hal qiladi.



7.8 – rasm.

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni tabiatda sodir bo‘ladigan jarayonlarning amalga oshishi mumkin bo‘lgan yo‘nalishini aniqlaydi. Termodinamikaning ikkinchi qonunini issiqlik mashinalarining ishlash prinsipini tahlil qilish orqali tushunishga harakat qilaylik. Davriy jarayon amalga oshiriladigan qurilmalar uch qismdan - isitkich, ishchi jism va sovutkichdan iborat bo‘ladi. Issiqlik mashina (7.8-rasm) isitkichdan Q_1 issiqlik miqdori olib uning bir qismini ishga aylantiradi, qolgan qismi Q_2 ni sovutkichga beradi.

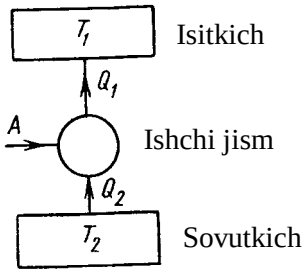
Termodinamikaning ikkinchi bosh qounni ***Plank*** tomonidan quyidagicha ta’riflangan: ***birdan-bir natijasi issiqlik miqdorini ishga aylantirishdan iborat bo‘lgan davriy jarayon amalga oshmaydi.*** Demak, ta’rifga ko‘ra isitkichdan olingan Q_1 issiqlikni batamon ishga aylantirishdan iborat bo‘lgan jarayonni amalga oshirib bo‘lmaydi. Aslida issiqlik mashinasi davriy ishlab turishi uchun issiqlik miqdorining qandaydir Q_2 qismi sovutkichga berilishi kerak. Isitkichdan olingan issiqlikning qanchalik qo‘p qismi ishga aylantirilsa, bu dvigatel shunchalik foydali hisoblanadi. Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (*FIK*)

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1 \qquad (7.30)$$

bo‘ladi, chunki $Q_1 - Q_2 < Q_1$

Bundan ko‘rinadiki, η ning qiymati eng yuqori bo‘ladigan ideal issiqlik mashinada ham isitkichdan olingan issiqlik miqdorining barcha qismi foydali ishga aylanmaydi.

FIK $\eta=1$ bo‘lgan dvigatellar abadiy dvigatellar yoki ***ikkinchi tur perpetuum mobile*** deb ataladi. **Osvald** ta’rifi: ***ikkinchi tur perpetuum mobileni qurish mumkin emas.***



7.9 – rasm.

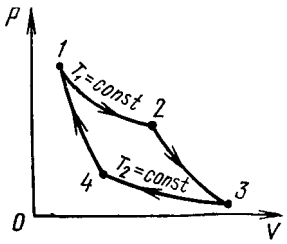
Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni **Kelvin** tomonidan quyidagicha ta’riflangan: ***sistemaga oid bo‘lgan eng sovuq jismning issiqligini ishga aylantira oladigan issiqlik mashina yaratib bo‘lmaydi.***

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonunini **Klauzius** quyidagicha ta’riflaydi: ***issiqlik miqdori o‘z-o‘zicha sovuq jismdan issiq jismga o‘ta olmaydi.*** Ta’rifda ko‘rsatilgandek, issiqlik miqdorini sovuqroq jismdan uzatilishi sodir bo‘lishi uchun sovutkich mashinalarda (7.9-rasm) ishchi jism ustida ish bajarish kerak. Demak, tashqi kuchlarning bajargan A ishi hisobiga gaz (ishchi jism) sovutkichdan Q_2 issiqlik miqdorini oladi va isitkichga Q_1 issiqlik miqdori beradi.

Shunday qilib, quyidagi xulosaga kelamiz, yuqorida aytilgan termodinamika ikkinchi bosh qonunining ta’riflari mazmunlari bir xil bo‘lib, faqat shakllari bilan farqlanib hammasi ham tabiatdagi jarayonlarning sodir bo‘lish yo‘nalishini ko‘rsatadi.

7.7-§. Karno sikli va uning foydali ish koeffitsienti

1824 yilda fransuz injeneri Sadi Karno termodinamikaning ikkinchi qonuni asosida ishlovchi eng yuqori FIK li ikki izoterma va ikki adiabatadan iborat aylanma siklli ideal issiqlik mashinasini nazariy ishlab chiqdi. ***Karno sikli*** deb nom olgan bu ideal issiqlik mashinasining ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Ishchi jism sifatida 1 mol ideal gazdan foydalanib amalga oshirilgan Karno



7.10 – расм.

siklining (*P,V*) diagrammadagi grafigi 7-10-rasmda tasvirlangan.

Gazning boshlang‘ich holati P_1,V_1,T_1 parametrlar bilan xarakterlansin. Dastlab gazni izotermik ravishda ($T_1=const$) kengaytiraylik. Bu jarayonda gaz isitkichidan Q_1 issiqlik miqdori oladi va A_1 ish bajaradi (7.19) ga asosan

$$Q_1 = A_1 = RT\,\ell n\frac{V_2}{V_1} \tag{7.31}$$

hosil qilamiz. Gaz $1\to2$ holatga o‘tganda termodinamik parametrlari o‘zgaradi. Gazning $2\to3$ holatga o‘tkazishda adiabatik kengaytiraylik. 3 holatda uning parametrlari P_2,V_2,T_2 qiymatlarni oladi. Adiabatik kengayishda, ishchi jismning bajargan ishi (7.25) ga asosan quyidagicha bo‘ladi.

$$A_2 = \frac{i}{2}R(T_1 - T_2) = C_V(T_1 - T_2) \tag{7.32}$$

Sistemani $3\to4$ holat bo‘yicha izotermik siqaylik, bunda bajarilgan ish

$$A_3 = -Q_2 = RT_2\ell n\frac{V_4}{V_3} \tag{7.33}$$

ga teng. 4 holatda gazning parametrlari R_4 ,V_4 ,T_2 qiymatlarni oladi. Harorat T_2 dan T_1 ga o‘zgarganda adiabatik jarayonning bajargan ishi

$$A_4 = C_V(T_2 - T_1) \tag{7.34}$$

teng bo‘ladi (7.32) va (7.34) lardan ko‘rinadiki, sikl davomida adiabatik jarayonlarda bajarilgan ishlarning yig‘indisi nolga teng bo‘lar ekan. Buni hisobga olib sikl davomidagi to‘liq ish

$$A = A_1 + A_3 = Q_1 - Q_2 \tag{7.35}$$

teng bo‘ladi. Bulardan foydalanib Karno issiqlik mashinasining F.I.K ni topaylik

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{RT_1\ell n\frac{V_2}{V_1} - RT_2\ell n\frac{V_4}{V_3}}{RT_1\ell n\frac{V_2}{V_1}} \tag{7.36}$$

(7.25) Puasson tenglamasidan foydalansak, 2 va 3 holatlarning parametri orasidagi bog‘lanish $T_1V_2^{\gamma-1} = T_2V_3^{\gamma-1}$, ideal gazning 4 va 1 holatlari uchun

$$T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_4^{\gamma-1}$$

ko‘rinishga ega bo‘ladi. Har ikkala tenglamani hadma-had bo‘lib, qolgan

qiymatlardan *(γ-1)* darajali ildiz chiqarsak

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

munosabat hosil bo‘ladi. Bundan foydalanib (7.36) ni quyidagicha yozamiz:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \tag{7.37}$$

Demak, ideal gaz bilan ishlaydigan Karno issiqlik mashinaning F.I.K. faqat isitkich va sovutkich haroratlarining qiymatlari bilan aniqlanar ekan.

Real, qaytmaydigan siklning F.I.K. esa

$$\eta' = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \prec \frac{T_1 - T_2}{T_1} \tag{7.38}$$

bo‘ladi. Real mashinalarda energiyaning bir qismi qaytmaydigan tarzda sarflanadi. Demak, real mashinaning F.I.K. ideal mashinaning F.I.K. dan kichikroq bo‘ladi.

Savollar

1. Ideal va real gazlar ichki energiyalari gazlarni xarakterlovchi qanday kattaliklarga bog‘liq?
2. Issiqlik sig‘imi, solishtirma issiqlik sig‘im va molyar issiqlik sig‘imlar orasidagi bog‘lanishlarni izohlang.
3. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni va uni gaz izojarayonlariga tadbig‘ini grafiklar va matematik ifodalar orqali tushuntiring.
4. Klassik nazariyaga asosan issiqlik sig‘im temperaturaga bog‘liq emas, tajriba natijalari esa issiqlik sig‘imi temperaturaga bog‘liq ekanligini ko‘rsatadi. Bu qarama-qarshilik qanday bartaraf qilinadi?
5. Qaytar va qaytmas jarayonlar qanday sharoitlarda amalga oshishini ko‘rsating.
6. Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni tabiatda sodir bo‘ladigan jarayonlarning amalga oshishi mumkin bo‘lgan yo‘nalishlarini qanday aniqlaydi va bu haqda taniqli olimlarni ta’riflarini keltiring.
7. Karno sikli va uning foydali ish koeffitsientini grafik orqali izohlang va tenglamasini yozing.

Masalalar

23-masala. Neon va vodorodni ideal gaz deb hisoblab, ularning o‘zgarmas hajm (C_V) va bosim(C_p) dagi solishtirma issiqlik sig‘imlari hisoblansin.

Yechish. Ideal gazning solishtirma issiqlik sig‘imlari

$$C_V = \frac{i}{2}\frac{R}{M}: \qquad (1)$$

$$C_P = \frac{i+2}{2}\frac{R}{M} \qquad (2)$$

formulalar bilan ifodalanadi. Neon (bir atomli gaz) uchun i_1=3, $M_i = 20 \cdot 10^{-3} kg/mol$, i, M_i va R larning qiymatlarini (1) va (2) formulalarga qo’yib hisoblasak; $C_{V_1} = 624 J/(kg.K)$;

$C_{P_1} = 1{,}04 kJ/(kg.K)$ Vodorod (ikki atomli gaz) uchun i=5; $M_2=2\cdot10^{-3}$ kg/mol (1) va (2) formulalar bo‘yicha hisoblash vodorodning solishtirma issiqlik sig‘imlari uchun quyidagi qiymatlarni beradi:

$$C_{V_2} = 10{,}4 kJ/(kg \cdot K); \qquad C_{P_2} = 14{,}6 kJ/(kg \cdot K)$$

24-masala. m=0,2 kg massali vodorod o‘zgarmas bosimda $t=0^0C$ haroratdan $t_2=100^0C$ haroratgacha qizdirilganda yutadigan issiqlik miqdori aniqlansin. Shuningdek, gaz ichki energiyasining o‘zgarishi va bajargan ishi topilsin.

Berilgan: m=0,2 kg =0,2 kg
$t_2=100^{\circ}C$ =373 K
$t=0^{\circ}C$ =273 K
ΔU ~? A~?

Yechish. Izobarik qizitishda gaz yutadigan issiqlik miqdori

$$Q = mC_P\Delta T \qquad (1)$$

formula bo‘yicha aniqlanadi: bunda m-qizdirilayotgan gazning massasi; S- uning o‘zgarmas bosimdagi solishtirma issiqlik sig‘imi, ΔT-gaz haroratining o‘zgarishi.

Ma’lumki, $C_P = \frac{i+2}{2}\frac{R}{M}$, S ning bu ifodasini (1) formulaga qo‘ysak.

$$Q = m\frac{i+2}{2}\frac{R}{M}\Delta T$$

Bu formula bo‘yicha hisoblash o‘tkazsak,

$$Q = 291kJ$$

Ichki energiya $U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}RT$ formula bilan ifodalanadi, demak ichki energiyaning o‘zgarishi

$$\Delta U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}R\Delta T$$

bu formulaga kattaliklarning son qiymatlarini qo‘yib hisoblashni bajarsak,

$$\Delta U = 208kJ$$

Gazning kengayishdagi bajargan ishini termodinamikaning birinchi qonunini ifodalovchi formula $Q = \Delta U + A$ dan aniqlaymiz:

$$A = Q - \Delta U$$

Q va ΔU ularning qiymatlarini o‘rniga qo‘ysak

$$A = 83kJ$$

25-masala. Teskari Karno sikli bo‘yicha ishlaydigan issiqlik mashinasining isitkichi t_1=200°C haroratga ega. Agar isitkichdan Q_1=1J issiqlik miqdori olinganda mashina A=0,4J ish bajarsa sovutkichning harorati T_2 aniqlansin. Ishqalanishdagi va issiqlik berishdagi yo‘qotish hisobga olinmasin.

Berilgan: t_1=200°C = 473 K
Q_1=1J = 1 J
A=0,4J = 0,4J
T_2~?

Yechish. Sovutkichning haroratini Karno sikli bo‘yicha ishlaydigan mashinalarning FIK uchun yozilgan $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$ ifodadan foydalanib topamiz. Bundan

$$T_2 = T_1(1-\eta) \qquad (1)$$

Issiqlik mashinasining FIK mexanik ish A ga aylantirilgan issiqlik miqdorini, issiqlik mashinasining r isitgichdan oladigan issiqlik miqdori Q_1 ga nisbatini ifodalaydi, ya’ni $\eta = \frac{A}{Q_1}$. Bu ifodani (1) formulaga qo‘yib, quyidagini topamiz:

$$T_2 = T_1\left(\frac{1-A}{Q}\right) \qquad (2)$$

T_1=473*K* ekanligini hisobga olsak, T_2=284*K*.

Mustaqil yechish uchun masalalar

73. P=28 atm. bosimda V=90 sm^3 hajmdagi m=35g kislorodning temperaturasi qanday bo‘ladi. Gazni 1) ideal va 2) real deb qaralsin.

{Ideal gaz uchun $T_1 = \frac{\mu PT}{mR}$; $T_1 = 28/K$

Real gaz uchun $T_2 = \frac{\mu}{mR}\left[P + \frac{am^2}{\mu^2 v^2}\right]\left(V - \frac{m}{\mu}в\right)$; T_2=289K

74. Normal sharoitda karbonad angidrit gazi molekulasining o‘rtacha erkin yugurish yo‘lining uzunligi topilsin. Karbonat angidrid gazi uchun (T_k=304K) kritik temperatura va P_k=73atm kritik bosim ma’lum deb hisoblansin.

(λ =7.9•10^{-8}m)

75. t=17^0C temperaturada va P=1.5•10^5N/m^2 bosimdagi geliy gazining diffuziya koeffitsenti topilsin.

(D=3.5•10^{-3}m/s)

76. Normal sharoitda bir kilomol gaz molekulalarining o‘zaro ta’sir kuchidan holsil bo‘lgan bosim topilsin. Bu gaz uchun kritik temperatura va kritik bosim mos ravishda T_k=417K va P_k=76 atm. ga teng.

($P_i = \frac{27T\kappa^2 P^2}{64P_k T^2} = 1.31*10^3 N/m^2$)

77. V_o=0,5 kmol uch atomli gaz bo‘shliqda V_1=0,5 m^3 hajmdan V_2=3 m^3 hajmgacha adiabatik kengayadi. Bunda gazning temperaturasi t=12.2^0C ga pasaysa, Van-der-V---- tenglamasidagi *a*-doimiy topilsin.

$\left(a = \frac{27T\kappa^2 R^2}{64P_\kappa} = 3.64 \cdot 10 N \cdot m^4/\kappa mol^2\right)$

78. Agar massasi m=4g bo‘lgan vodorod adiabatik kengayishida uning harorati ΔT=10K ga pasaysa, adiabatik kengayishidagi ish A aniqlansin.

(A=416J)

79. Hajmi V=50l bo‘lgan kislorodni izoxorik ravishda qizdirilganda uning bosimi ΔP=0,5mPa ga o‘zgaradi. Gazga berilgan issiqlik miqdori Q topilsin.

(Q=62,5J)

80. Sig‘imi V=5l bo‘lgan idishda malekulalarining konsentratsiyasi $n=9{,}41\cdot10^{23}m^{-3}$bo‘lgan kislorod bor. Gaz massasi m aniqlansin.

($m=M_nV/N_A$=0,25g)

81. Sig‘imi V=5l bo‘lgan ballonda m=17,5g massali azot bor. Ballondagi azot malekulalarining konsentratsiyasi aniqlansin.

($n=mN_A/(V-m_2K)=7{,}52\cdot10^{25}m^{-3}$; $K=10^{-3}$kg/mol)

82. Massasi m=58,5g bo‘lgan gaz V=5l sig‘imli idishda saqlanmoqda Gaz malekulalarining konsentratsiyasi $n=2{,}2\cdot10^{26}m^{-3}$. Bu qanday gaz? ($M_r=mN_A/(\mu nV)=32$($\mu=10^3$kg/mol: bu gaz kislorod)$\mu$=MrR,Mr-nisbiy molyar massa CO_2 uchun $Mr=1\cdot12+2\cdot16=44\cdot10^{-3}$ kg/mol.

83. Gaz molekulasining o‘rtacha kvadratik tezligi $<\upsilon_{кв}>$=2km/s bo‘lsa, uning o‘rtacha arifmetik tezligi $<\upsilon_A>$ aniqlansin.

($<\upsilon_A>$=0,92 km/s).

84. T=400K haroratdagi vodorod molekulasining eng katta extimoliy tezligi υ_e aniqlansin.

(υe=1,82km/s)

$$<\upsilon_{kv}>=\sqrt{3KT/m}=\sqrt{3RT/\mu}$$

$$<\upsilon_{A}>=\sqrt{8KT}=\sqrt{8RT/\pi m}$$

$$<\upsilon_{e}>=\sqrt{2KT/m}=\sqrt{2RT/m}$$

VIII - BOB. REAL GAZLAR

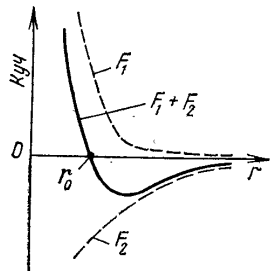
8.1-§. Molekulalar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlari

Molekulyar-kinetik nazariyani o‘rganganimizda ideal gazlar bilan ish ko‘rdik. Bunda molekulalar bir-birlari bilan o‘zaro ta’sirlashmaydigan va ularning o‘lchamlari hamda hajmlari hisobga olmaslik darajada kichik deb soddalashtirilgan edi.

Real gazlar bilan ish ko‘rganda esa molekulalarning xususiy hajmlarini hisobga olishga to‘g‘ri keladi. Bir dona molekulaning hajmi $V' = \frac{4}{3}\pi r^3 \approx 4 \cdot 10^{-30} m^3$. Normal sharoitda 1 m^3 hajmdagi molekulalar xususiy hajmi

$$nV' = 2{,}69 \cdot 10^{25} \cdot 4 \cdot 10^{-30}\ m^3 \qquad (8.1)$$

Bu ancha kichik hajm, lekin bosim bir necha ming marta oshganda molekulalarni xususiy hajmi gaz egallagan hajmi bilan taqqoslanarli darajada bo‘ladi. Bunday hollarda molekulalarning xususiy hajmini hisobga olmaslik katta xatolarga olib keladi.



8.1 – rasm.

Ideal gazdagi ikkinchi soddalashtirish molekulalar orasida o‘zaro ta’sir kuchlari yo‘q deb faraz qilingan edi. Real gazlarda molekulalar orasida o‘zaro tortishish va itarishish kuchlari mavjud (8.1-rasm).

Bu kuchlarning qiymatlari molekulalar orasidagi masofaga bog‘liq. O‘zaro itarishadigan F_1 kuch va o‘zaro tortishadigan F_2 kuch bir vaqtda ta’sir etadi. O‘zaro itarishish kuchlari musbat, o‘zaro tortishish kuchlarini manfiy deb olamiz. Bu ikki kuchning yig‘indisi rasmda uzluksiz chiziq bilan tasvirlangan F ga teng, $r = r_0$ da F_1 va F_2 lar bir-birini muvozanatlaydi va natijaviy kuch nolga teng bo‘ladi.

$r < r_0$ da natijaviy kuch itarishish xarakteriga, $r > r_0$ da esa tortishish xarakteriga ega bo‘ladi. Molekulalar bir-biriga d_{eff} (molekulalar markazlari orasidagi masofa) masofagacha yaqinlashgach, ular o‘zaro itarishish kuchlari ta’sirida yana bir-biridan uzoqlasha boshlaydi.

Shunday qilib, real gaz molekulalarining o‘zaro ta’sirlarini va

ularning shaxsiy hajmlarini hisobga olish ideal gaz uchun ko‘rib chiqilgan barcha qonuniyatlarni real gaz uchun yaroqsizdek qilib qo‘yadi.

8.2-§. Van-der-vaals tenglamasi.

Bir mol ideal gazning holat tenglamasi, ya’ni Mendeleyev-Klapeyron tenglamasini eslasak, u

$$P = \frac{RT}{V_M} \tag{8.2}$$

munosabat bilan ifodalanar edi. Real gazning holat tenglamasini hosil qilish uchun bu tenglamaga molekulalarni xususiy hajmlari, itarishish va tortishish kuchlarini e’tiborga oluvchi tuzatmalarni kiritishga to‘g‘ri keladi.

Real gaz juda kuchli bosim ta’sirida bo‘lsa, molekulalar zichlashishib idishda shu gazning tabiatiga mos bo‘lgan qandaydir “taqiqlangan” “b” hajmni egallaydi. Chunki real gazning ikki molekulasi bir-biriga o‘zaro itarishish kuchlari keskin namoyon bo‘ladigan d_{eff} masofagacha yaqinlasha oladilar xolos. Boshqacha aytganda, radiusi d_{eff} bo‘lgan shar hajmi $\left(\frac{4}{3}\pi d_{eff}^3\right)$ o‘zaro ta’sirlashayotgan ikki molekula markazlari uchun “taqiqlangan hajm” bo‘ladi. Bu hajm molekulaning xususiy hajmi V' dan 4 marta kattadir, ya’ni $b = 4N_A V'$ bo‘ladi. U holda molekulalar harakatlana olishlari mumkin bo‘lgan umumiy hajm $V_m - b$ ko‘rinishda bo‘ladi. Bundan foydalanib (8.2) ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$P = \frac{RT}{V_M - b} \tag{8.3}$$

(8.3) ifoda real gaz molekulalarining idish devoriga ko‘rsatgan bosimidir.

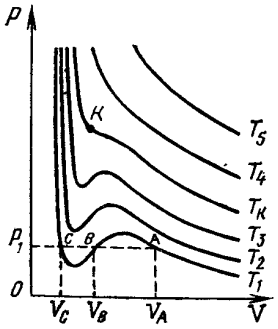
Endi molekulalar orasidagi o‘zaro tortishish kuchi ta’sirini aniqlaylik.

Real gaz molekulalarining idish devoriga ko‘rsatgan bosimi, ideal gaz molekulalari ko‘rsatgan bosimga nisbatan kichikroq bo‘ladi. Idish devoriga yaqinlashayotgan va u bilan to‘qnashayotgan molekulalar soni n ga proporsional bo‘ladi, shuningdek idish devoriga yaqinlashayotgan molekulalarni idishning ichki tomoniga tortayotgan

molekulalar soni ham n ga proporsional. Demak, molekulalar o‘zaro tortishish kuchining ta’siri tufayli real gaz bosimining kamaygan qismi $R_i \sim n^2$ proporsional bo‘ladi. Birlik hajmdagi molekulalar soni $n \sim \frac{1}{V_M}$ ekanligini e’tiborga olsak, ($n=N_A/V_M$) va proporsionallikni tenglikka aylantirish maqsadida koeffitsient kiritsak, tortishish kuchi tufayli yuzaga kelgan ichki bosim quyidagicha aniqlanadi:

$$P_i = -\frac{a}{V_M^2} \tag{8.4}$$

bunda, (–) ishorasi ichki bosim real gaz bosimi R ga teskari yo‘nalishda ekanligini ko‘rsatadi.



8.2 – rasm.

Shunday qilib, (8.3) va (8.4) tenglamalarga asosan real gazning bosimi

$$P = \frac{RT}{V_M - b} - \frac{a}{V_M^2}$$

ga teng bo‘lib, bundan bir mol real gaz holat tenglamasini

$$\left(P + \frac{a}{V_M^2}\right)(V_M - b) = RT \tag{8.5}$$

shaklda yozish mumkin. Bu munosabat ***Van-der-Vals tenglamasi*** deb ataladi, ***a va в*** lar esa muayyan gaz molekulalarini xarakterlovchi doimiylar bo‘lib, ularni ***Van-der-Vals tuzatmalari*** deb yuritiladi. (8.5) tenglama V_M ga nisbatan uchinchi darajali bo‘lgani uchun u uchta ildizga ega bo‘ladi, ya’ni bitta bosimga uchta hajm to‘g‘ri keladi (8.2-rasm). Bu grafiklarni ***Van-der-Vals izotermalari*** deb ataladi. Past haroratlarda Van-der-Vals tenglamasining uchala ildizi haqiqiy, lekin turli qiymatlarga ega bo‘ladi. T_1 haroratga mos bo‘lgan izotermani *A, V, S* nuqtalarida R_1 mos to‘g‘ri chiziq kesadi. Bu uch nuqta turli izotermik holatlarni ifodalaydi. Bu holatlar bosimning R_1 qiymati, hajmning esa turli V_A, V_V, V_S qiymatlari bilan xarakterlanadi. Yuqoriroq haroratdagi *Tk* ga mos izotermada uchala nuqta ustma-ust tushadi (8.2-rasmda *K* deb belgilangan). Ko‘pincha, ***Tk kritik harorat*** deb, unga mos bo‘lgan izotermani esa ***kritik izoterma*** deb ataladi. Kritik nuqtadan pastda gaz hajmi qisqartirilganda, u kondensatsiyalana boshlaydi. Gaz hajmi $V=b$ ga yetganda, u to‘liq suyuqlik fazasiga o‘tadi.

Gazning harorati *K* nuqtadan o‘tgan izoterma haroratidan yuqori bo‘lsa, u suyuqlikka kondensatsiyalanmaydi. Kritik nuqtaga mos kelgan hajm va bosim qiymatlari ***kritik hajm (Vk), kritik bosim (Rk)*** deb ataladi. Masalan, azot gazining kritik parametrlari, $V_K^N = 9 \cdot 10^{-2}$ $m^3/kmol$; $P_K^N = 33{,}5 \cdot 10^5$ Pa; $T_K^N = 126$ K ni tashkil etadi. Normal sharoitda bir kilomol azot gazining parametrlari $V_0 = 22{,}414\ m^3/kmol$, $r_0 = 10^5\ Pa$, $T_0 = 273\ K$ ekanligini e’tiborga olsak, azot gazini suyuq fazaga o‘tkazish uchun uni kuchli sovutish kerakligini ko‘ramiz. Bularni kritik parametrlar bilan solishtirsak hajmi 250 marta kichik, bosimi 33,5 marta kattaligi ko‘rinadi. 126 K harorat gazni qisimda davom ettirsak, azot kondensatsiyalana boshlaydi.

8.3-§. Real gazning ichki energiyasi. Joul-Tomson effekti

Ideal gaz molekulalari o‘zaro ta’sirlashmaydi deb bir mol gazning ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani hosil qilgan edik (7.1-§ ga qarang):

$$U = \frac{i}{2} RT = C_V T \tag{8.6}$$

Real gaz molekulalari issiqlik harakatidan tashqari bir-biri bilan o‘zaro ta’sirlashadi, shuning uchun uning ichki energiyasi molekulalar issiqlik harakat kinetik energiyasi va o‘zaro ta’sir potensial energiyalarining yig‘indisidan iborat bo‘ladi.

Molekulalarning potensial energiyasini aniqlash maqsadida bir mol gazning hajmi V_{M1} dan V_{M2} gacha kengaytirilganda bajarilgan ishni aniqlaylik:

$$A = -\int_{V_{M1}}^{V_{M2}} P_M \, dV_M = -\int_{V_{M1}}^{V_{M2}} \frac{a}{V_M^2} dV_M = \frac{a}{V_{M_2}} - \frac{a}{V_{M_1}} \tag{8.7}$$

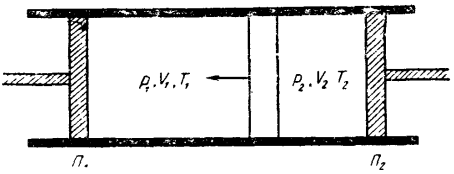
Bu ish sistema potensial energiyasining o‘zgarishiga teng. Shuning uchun bir mol gazning potensial energiyasi $\left(-\frac{a}{V_M}\right)$ ga teng deb olamiz. Yuqoridagilarni hisobga olib, bir mol real gazning ichki energiyasi uchun

$$U_{r.g.} = C_V T - \frac{a}{V_M} \tag{8.8}$$

munosabatni hosil qilamiz.

Demak, ***real gazning ichki energiyasi haroratga ham, hajmga ham bog‘liq.***

Ideal gaz adiabatik ($dQ=0$) kengayganda bajarilgan tashqi ish nolga teng bo‘ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bunday adiabatik kengayishda sistemaning ichki energiyasi o‘zgarmaydi, ya’ni



8.3 – rasm.

$$U_1 = U_2 \qquad (8.9)$$

Ideal gazlarning adiabatik kengayishida ichki energiyadan tashqari harorat ham o‘zgarmasdan qoladi.

Adiabatik jarayonda real gazlar tashqi bosimga qarshi ish bajarmagan holda kengaytirilsa, gaz isishi yoki sovishi mumkin. Real gazning adiabatik kengayishida gaz haroratining o‘zgarishi ***Joul-Tomson effekti*** deyiladi.

Gazning harorati pasayganda ($\Delta T<0$) ***musbat Joul-Tomson effekti***, aksincha harorat ortgan hollarda ($\Delta T>0$) ***manfiy Joul-Tomson effekti*** sodir bo‘ladi. Xona haroratidagi ko‘pchilik gazlar uchun musbat Joul-Tomson effekti kuzatiladi. Faqat vodorod va geliy uchun manfiy Joul-Tomson effekti kuzatilgan.

Joul va Tomson quyidagi tajribani o‘tkazishdi. Izolyatsiyalangan silindr ichida ishqalanishsiz harakatlana oladigan ikkita P_1 va P_2 porshenlar joylashtirilgan. Porshenlar orasiga g‘ovak to‘siq (paxta tiqini) qo‘yiladi. To‘siqning chap tomonida joylashgan gaz parametrlari R_1, V_1, T_1 bo‘lsa, g‘ovak to‘siqdan o‘ngga o‘tgan gazning parametrlari mos ravishda R_2, V_2, T_2 bo‘lsin. Birinchi porshen siljiganda gaz g‘ovak to‘siq orqali o‘ngga o‘tadi va bunda bajarilgan ish $A_1= R_1 V_1$ ga teng bo‘ladi. Ikkinchi porshen harakatlanganda bajarilgan ish esa $A_2= R_2 V_2$ bo‘ladi. Bu bajarilgan ishlarning ifodalarini adiabatik jarayon uchun yozilgan termodinamikaning birinchi qonuniga qo‘ysak:

$$U_1 + P_1V_1 = U_2 + P_2V_2 \qquad (8.10)$$

Bundan ko‘rinadiki, Joul-Tomson tajribasida $U+RV$ kattalik o‘zgarmay qolar ekan. Bu kattalik gazning issiqlik funksiyasi yoki **entalpiyasi** deb ataladi. Real gazlarda entalpiyaning teng bo‘lishi haroratlarning tengligini ko‘rsatmaydi.

8.4-§. Gazlarni suyultirish

Kritik harorat mavjudligi tufayli har qanday gazni dastlab kritik haroratdan past haroratgacha sovutib, siqish yo‘li bilan suyuqlikka aylantirish mumkinligini **8.2-§.**da tanishgan edik.

Umuman, gazlarni suyultirishning asosan, ikkita usuli mavjud.

1. Musbat Joul-Tomson effektiga asoslangan usul (Dyuar-Linde usuli);

2. Tashqi bosim kuchlariga qarshi ish bajarib adiabatik kengaytirish usuli (Klod usuli).

Shveytsariya fizigi Pikte past bosimda bug‘lanayotgan harorati 143 *K* karbonat angidrid vositasida kislorod va azotni dastlab kritik haroratdan past haroratgacha sovutish va siqish natijasida ***suyuq kislorod (154,4 K) va azot (126,1 K) oldi***. 1884 yilda polsha fiziklari Vroblevskiy va Olqshevskiy dastlabki sovituvchi sifatida qaynab turgan suyuq kisloroddan foydalanib, suyuq vodorod (33 *K*) oldilar. Nihoyat, 1908 yilda golland fizigi Kamerling-Onnes kritik harorati 4,2 *K* bo‘lgan suyuq geliy oldi.

Texnikada gazlarni suyultirish uchun Linde mashinasi keng ishlatiladi. Uning ishlash prinsipini quyidagicha talqin qilish mumkin. Gaz, masalan, havo kompressorda 200 atm.ga yaqin bosimgacha siqiladi va sovutkichda oqar suv bilan sovutiladi, chunki ko‘pchilik gazlar siqilganda qiziydi. So‘ngra siqilgan havo to‘lqinsimon ikki qatlami nayning ichki nayidan o‘tadi va uning oxirgi uchidagi keng idishda kondensatorda 1 *atm*. bosimgacha kengayadi. Bunda gaz, taxminan, 20^0C ga soviydi. Kengaygan havo to‘lqinsimon nayning tashqi nayi orqali yana kompressorga so‘riladi, u o‘z navbatida kompressorgacha oraliqda, ichki naydagi siqilgan havoni ikkinchi qismini ham sovutib boradi. Shunday qilib, gazning ikkinchi qismi to‘lqinsimon nayning o‘zidayoq 20^0C ga soviydi va so‘ngra kondensatorda kengayganida yana 20^0C soviydi. Bunday jarayon ko‘p marta takrorlanadi. Natijada havo kritik haroratdan past haroratgacha sovutiladi.

Navbatdagi kengaygan havoning bir qismi suyuqlikka aylanadi va kondensator tubiga tomib tusha boshlaydi.

Suyuq havo amalda juda keng ishlatiladi, undan sof kislorod olinadi.

Savollar

1. Real gazlarda molekulalar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlarini mavjudligi ideal gaz qonuniyatlarini real gaz uchun yaroqsizdek qilib qo‘yishini ko‘rsating.
2. Van-der-Vaals tenglamasini tuzatmalar bilan ifodalang va izotermalarni grafik orqali izohlang.
3. Gazlarni suyultirishda Joul-Tomson effektining ahamiyati haqida gapiring

Masalalar

26-masala. Silindrdagi porshen ostida m=20g massali xlor bor. Hajmi V_1=200sm^3 dan to V_2=500sm^3 gacha izotermik kengaytirilganda xlor ichki energiyasining ortishi ΔU aniqlansin

Berilgan: m=20g $= 20 \cdot 10^{-3} kg$

V_1=200sm^3 $= 200 \cdot 10^{-6} m^3$

$V_2 = 500\text{sm}^3$ $= 500 \cdot 10^{-6} m^3$

ΔU ~?

Yechish. Real gazning (Van-der-Vaals gazining) ichki energiyasi

$$U = \nu(C_V T - a/V_m) \qquad (1)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

(1) tenglamadagi molyar V_m hajmni V hajm va modda miqdori $\nu(V_m - V/\nu)$ orqali ifodalab va $\nu = \frac{m}{M}$ ekanligni hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$U = \frac{m}{M}\left(C_V T - \frac{ma}{MV}\right) \qquad (2)$$

Izotermik kengayish natijasida ichki energiyaning o‘zgarishi ΔU ni V_1 va V_2 hajmlarga mos keluvchi ichki energiyaning ikki qiymati orasidagi farq sifatida aniqlaymiz:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \frac{m^2 a(V_2 - V_1)}{M^2 V_1 \cdot V_2} \qquad (3)$$

(3) ga kattaliklarning qiymatlarini qo‘yib hisoblasak:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \frac{(20 \cdot 10^{-3}) \cdot 0{,}650 \cdot (5-2)10^{-4}}{(71 \cdot 10^{-3}) 2 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{-4}} J = 154 J\,.$$

27-masala. Diametri d =10sm bo‘lgan sovun pufagining ichidagi qo‘shimcha p bosimi topilsin. Bu pufakni puflash uchun bajarishi kerak bo‘lgan ish A aniqlansin.

Berilgan: d =10sm = $10\cdot10^{-2}$m

p ~? A~?

Yechish. Sovun pufagining pardasi ikkita tashqi va ichki sferik sirtga ega. Har ikkala sirt ham pufak ichidagi havoga bosim beradi. Parda qalinligi juda kam bo‘lganligidan har ikkala sirtlarning ham diametrlari amalda teng. Shuning uchun bosim $p = 2\cdot 2\sigma / r$, bunda r-pufak radiusi. $r = \frac{d}{2}$ ekanligidan:

$$p = \frac{8\sigma}{d}$$

Bu formulaga $\sigma = 40\cdot10^{-3}\,N/m$ va d=0,1m kattaliklarni qo‘yib, hisoblasak

p=3,2Pa

Pardani cho‘zib, uning sirtini ΔS ga orttirish uchun bajarilishi zarur bo‘lgan ish

$$A = \sigma\Delta S \qquad \text{yoki} \qquad A = \sigma(S - S_0)$$

formula bilan aniqlanadi.

Bu holda S-sovun pufagining har ikkala sirtining umumiy yuzasi; S_0 - pufakni puflab bo‘lguncha naycha teshigini qoplab turuvchi yassi parda ikkala sirtining umumiy yuzasi, S_0 ni inobatga olmay, quyidagini hosil qilamiz:

$$A = \sigma\cdot S = 3\pi d^2\sigma$$

kattaliklarni qiymatlarini o‘rniga qo‘yib, A=2,5mJ topamiz.

28-masala. P=28 atm da hajmi V=90sm^3 bo‘lgan m=3,5g massali kislorodning temperaturasi T qanday bo‘ladi? Kislorod uchun doimiy kattaliklarning qiymati

Berilgan: V=90sm^3 = $90\cdot10^{-6}\,m^3$

m=3,5g = $3{,}5\cdot10^{-3}\,kg$

a=1,36·10^{5}N·m^4/kmol

b=3,16·10^{-2}m^3/kmol

t~?

Yechish. Katta bosim ostidagi gazni real gaz deb hisoblash zarur va uning uchun Van-der Vaals tenglamasi (8,5)ni qo‘llash kerak:

$$\left(p+\frac{m^2}{M^2}\frac{a}{V^2}\right)\left(V-\frac{m}{M}b\right)=\frac{m}{M}RT$$

bu yerda $M = 32\,kg\ /\ mol$ - kilomol kislorodning massasi, U holda

$$T=\frac{1}{R}\left(p+\frac{m^2}{M}\frac{a}{V^2}\right)\left(\frac{M}{m}V-b\right)=\frac{1}{8{,}32\cdot10^3}\cdot$$

$$\cdot\left(28\cdot1{,}013\cdot10^5+\frac{1{,}225\cdot10^{-5}\cdot1{,}36\cdot10^5}{1024\cdot8{,}1\cdot10^{-9}}\cdot\frac{32\cdot9\cdot10^{-5}}{3{,}5\cdot10^{-3}}-3{,}16\cdot10^{-2}\right)=289K$$

$$t=16^{\circ}\mathrm{C}$$

Taqqoslash uchun azotni ideal gaz deb olib, uning temperaturasini Klapeyron-Mendeleyev formulasidan aniqlaymiz. U holda

$$T=\frac{M}{m}\frac{pV}{R}=\frac{32\cdot28\cdot1{,}013\cdot10^5\cdot9\cdot10^{-5}}{3{,}5\cdot10^{-3}\cdot8{,}32\cdot10^3}=281K$$

$$t=8^{\circ}\mathrm{C}$$

Demak, real gaz uchun Klapeyron-Mendeleyev tenglamasini qo‘llash bu gazning parametrini hisoblashda anchagina noaniqlikka olib kelar ekan.

Mustaqil yechish uchun masalalar

85. V=0,3l sig‘imli idishda T=300K haroratda modda miqdori ν =1mol bo‘lgan karbonat angidrid bor. Gazning bosimi P:1) Mendeleyev Klapeyron formulasi bo‘yicha 2) Van-der-Vals tenglamasi bo‘yicha aniqlansin.

[1)P_{mk}=8,31MPa; 2) P_{β}=5,67MPa]

86. Kislorodning va suvning kritik harorati T_{kr} va kritik bosimi P_{kr} hisoblansin.

T_{kr}=150K; P_{kr}=5MP_A; T_{kr} =654K; $_{Pkr}$=22,6MP_A

87. Massasi m=0,5 g bo‘lgan kislorodning va massasi m=1g bo‘lgan suvning kritik hajmi V_{kr}topilsin.

(V_{kr}=1,45sm^3; V_{kr}=5sm^3)

88. Argon uchun kritik harorat T_{kr}=151K va kritik bosim P_{kr}=4,86mPa. Shu berilganlar bo‘yicha argonning kritik molyar hajmi V_{mkr} aniqlansin.

($V_{mkr}=3в=\frac{3}{8}\frac{T_{kr}}{P_{kr}}R=96.8sm^3/mol$)

89. Normal R_0 bosim va T=300K haroratdagi massasi m=132g bo‘lgan karbonat angidrid gazini: 1) ideal gaz; 2) real gaz deb qarab ichki energiyasi U-topilsin.

[1) U_1=22,4 kJ. 2) U_2=9,2kJ]

90. Massasi m=8g bo‘lgan kislorod T=300K haroratda V=20sm^3 hajmni egallaydi. Kislorodning U ichki energiyasi aniqlansin.

($U=\frac{m}{\mu}C_vT=\frac{m^2a}{\mu^2V}=1{,}13\kappa J;\ a-$ Van-der-Vaals izoterma doimiysi)

91. Modda miqdori ν=1mol bo‘lgan neonning hajmi V_1=1l dan V_2=2l gacha izotermik ravishda kengayganda ichki energiyasining o‘zgarishi Δ U aniqlansin.

($\Delta U=\frac{a\Delta V}{V_1V_2}=104J$)

92. R=28 atm. bosimda V=90 sm^3 hajmdagi m=3,5 g kislorodning temperaturasi qanday bo‘ladi: 1) ideal va 2) real deb qaralsin.

[1) T=281K; 2) T=289K]

93. R=10^8N/m^2 bosimda m=10g geliy V=100sm^3 hajmni egallaydi. Gazni 1)ideal va 2)real deb hisoblab, uning temperaturasi topilsin.

[1) T=482K; 2) T=204K]

94. Massasi m=16g bo‘lgan gaz R=1MPa bosim va t=112^0 S temperaturada V=1600 sm^3 hajmini egallagan bo‘lsa, gazning turi, ya’ni kilomolyar massasi μ aniqlansin.

$\left(\mu=\frac{mRT}{PV}=32g/\kappa ilomol\right)$ Demak, kislorod ekan.

95. t=27^0 S haroratda ammiak 1 ta molekulasi NH_3 ning o‘rtacha kinetik

energiyasi va Shu haroratning o‘zida Shu molekulaning aylanma harakat o‘rtacha energiyasi topilsin. (<W>=1/2KT molekulaning o‘rtacha to‘liq energiyasi).

$$(< W_{ayl} >= \frac{i-3}{2}\kappa T = 6{,}21 \cdot 10^{-21} J\ )$$

96. V=30l sig‘imli ballonda T=300K harorat va R=5mPa bosim ostida qancha gaz molekulasi bo‘ladi?

(N=PV/kT =3,62•10^{25}ta molekula)

97. Gazning bosimi R=1mPa, molekulalarining konsentratsiyasi n=$10^{10}$$sm^{-3}$. Gaz molekulalarining ilgarilama harakat o‘rtacha kinetik energiyasi W aniqlansin.

(<W>=1,5•10^{19}J)

98. Issiqlik mashinasi teskari Karno sikli bilan ishlaydi. Isitkichning harorati T=500K. Siklning FIK va sovitkichning T_2 haroratini toping. Isitkichdan olingan har bir kilo-Joul issiqlik hisobiga mashina A=350J ish bajarmoqda.

$$\left[\eta = (T - T_2)/T_1 = 0{,}35J; \quad T_2 = T_1(1-\eta) = 500(1-0{,}35) = 325K\right]$$

3. ELEKTR VA MAGNETIZM

IX -BOB. ELEKTROSTATIKA

9.1- . Kulon qonuni

Qadimgi grek olimlari qahraboni junga ishqalaganda turli yengil buyumlarni o‘ziga tortishini payqaganlar. Grek tilida qahrabo ***elektron*** degan ma’noni anglatadi. “Elektr” degan so‘z shundan kelib chiqqan. Keyinchalik qahrabodan tashqari shisha, ebonit, olmos, oltingugurt, smola va boshqa jismlar ham yumshoq materiallarga - ipak, charm, jun, mo‘ynaga ishqalanganda ikki xil elektrlanish hosil bo‘lishi aniqlangan. charmga ishqalangan shishada - musbat elektr zaryadi, charmda esa - manfiy elektr zaryadi vujudga kelishi shartli belgilandi. Bir xil ishorali zaryadlar bir-birini itaradi, har xil ishoralilari esa o‘zaro tortishadi. Barcha elementar zarrachalarning zaryadi absolyut qiymati jihatdan birday bo‘ladi. Bu zaryadni e harfi bilan belgilanadi. Tabiatdagi jismlar tarkibida turli ishorali zaryadlarga ega bo‘lgan zarralar miqdori teng bo‘ladi. Bunday jismlarning har biri elektr nuqtai nazaridan neytral bo‘ladi.

Demak, har qanday izolyatsiyalangan sistemada elektr zaryadlarining algebraik yig‘indisi o‘zgarmaydi.

$$\sum q_i = const \qquad (9.1)$$

bunda q_i – sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

(9.1) munosabat ***elektr zaryadining saqlanish qonunini*** ifodalaydi.

SI da zaryad birligi sifatida kulon (*Kl*) qabul qilingan. Kulon hisobida ifodalangan elementar zaryad $e=1,6\cdot10^{-19}$ *Kl* ga teng bo‘ladi.

Kuzatishlarni ko‘rsatishicha, bir xil ishorali zaryadlangan jismlar bir-birini itaradi, qarama-qarshi ishorali zaryadlangan jismlar esa o‘zaro tortishishadi. Nuqtaviy zaryadlar deb ataluvchi zaryadlarning o‘zaro ta’sir kuchi kattaligini 1785 yilda fransuz fizigi Sharl Kulon o‘z tajribalari asosida aniqladi:

Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o‘zaro ta’sir kuchi har bir zaryad kattaliklari ko‘paytmasiga to‘g‘ri va zaryadlar

orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$F = \kappa \frac{q_1 q_2}{r^2} \tag{9.2}$$

bu yerda κ - proporsionallik koeffitsienti bo'lib, u SI sistemasida quyidagiga teng bo'ladi:

$$\kappa = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

bu yerda $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ Kl^2/Nm^2 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ F/m$.

Elektr doimiysi deb ataladi.

Agar zaryadlarning o'zaro ta'siri bir jinsli va izotrop muhitda bo'lsa, Kulon qonuning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \tag{9.3}$$

bu yerda ε - birliksiz kattalik bo'lib, ***muhitning dielektrik singdiruvchanligi*** deb yuritiladi.

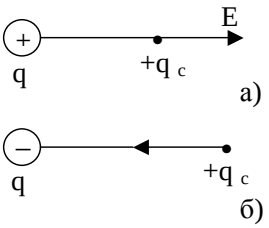
Kulon qonunining vektor ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{r^2 \vec{r}} \tag{9.4}$$

bu yerda $\vec{F}_{12}$ - q_2 zaryad tomonidan q_1 zaryadga ta'sir yo'nalishi ko'rsatiladi, $\vec{r}_{12}$ - q_1 dan q_2 ga o'tkazilgan radius vektor, $r = /\vec{r}_{12}/$.

9.2- . Elektr maydon va uning kuchlanganligi

Kulon qonuniga asosan, bir-biridan ma'lum masofada turgan zaryadlar ***fazo orqali*** o'zaro ta'sirlashadi. ***Elektr zaryad atrofidagi elektr kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi bu zaryadning elektr maydoni deb ataladi.***



9.1-rasm

Elektr maydonning xususiyatlarini o'rganish uchun "sinov zaryadi" tushunchasi kiritiladi. "Sinov zaryadining" miqdori mumkin qadar kichik bo'lishi kerak, chunki u o'z maydoni bilan tekshirilayotgan maydonning xususiyatlarini o'zgartira olmasin. Zaryad $+q$ ga nisbatan holati radius - vektor $\vec{r}$ bilan aniqlangan nuqtaga sinov zaryadi ($+q_c$) joylashtiraylik

(9.1-rasm).
Bu zaryadga quyidagicha Kulon kuchi ta’sir qilganini topamiz.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_c}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \tag{9.5}$$

$\frac{F}{q_c}$ nisbat birlik musbat zaryadga ta’sir qiluvchi kuchni xarakterlaydi, bu kuch sinash zaryadi kattaligiga bog‘liq bo‘lmaydi. Shuning uchun bu nisbatni elektr maydonini belgilovchi kattalik sifatida qabul qilib, *E* bilan belgilaymiz

$$\vec{E} = \frac{F}{q_c} = \frac{4}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \tag{9.6}$$

(9.6) munosabatdagi $\vec{E}$ vektor kattalik ***elektr maydonning kuchlanganligi*** deb ataladi.

Demak, ***elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi maydon kuchlanganligi deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik zaryadga ta’sir etuvchi kuch bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi.***

Elektr maydon kuchlanganligi vektor kattalik bo‘lib, uning yo‘nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta’sir etuvchi kuchning yo‘nalishi bilan aniqlanadi (9.1-rasm). Agar *q* zaryad musbat bo‘lsa, *E* yo‘nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasini birlashtiruvchi to‘g‘ri chiziq bo‘ylab zaryaddan tashqariga yoki *q* manfiy bo‘lganda, zaryad tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

SI da elektr maydon kuchlanganligining birligi nyuton taqsim kulon (*N/Kl*) yoki volt taqsim metr (*V/m*) deb qabul qilingan.

Agar elektr maydonini bir necha zaryad vujudga keltirayotgan bo‘lsa, natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zarralar hosil qilgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig‘indisiga teng bo‘ladi, ya’ni:

$$E = E_1 + E_2 + \dots E_n \sum_{i=1}^{n} E_i \tag{9.7}$$

(9.7) ifoda ***maydonlar supperpozitsiyasi (qo‘shish) prinsipini*** ifodalaydi.

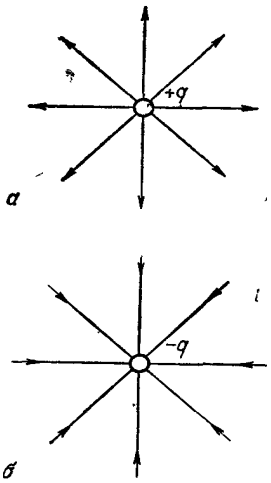
9.3- . Kuchlanganlik chiziqlari. Gauss teoremasi

Elektr maydonni grafik usulda tasvirlash uchun ***kuchlanganlik chiziqlari*** kattaligi kiritiladi. Kuchlanganlik chiziqlarini quyidagi ikki

shartga asoslanib o‘tkaziladi:

1.Kuchlanganlik chizig‘ining ixtiyoriy nuqtasiga o‘tkazilgan urinma elektr maydonning shu nuqtadagi kuchlanganlik vektorining yo‘nalishi bilan mos tushishi kerak.

2.Chiziqlar zichligini tanlashda chiziqlarga perpendikulyar joylashgan birlik yuzadan o‘tayotgan chiziqlar soni E vektorning son qiymatiga teng bo‘lishi kerak.



9.2 – rasm.

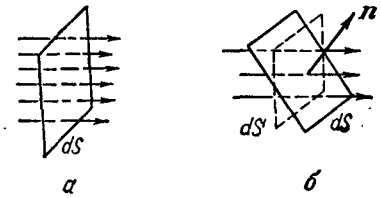
Elektr maydon kuch chiziqlarining boshi va oxiri mavjud bo‘lib, ular musbat zaryaddan boshlanib manfiy zaryadda tugaydi.

Agar elektr maydonining hamma nuqtalarida E kuchlanganlik bir xil bo‘lsa, elektr maydoni bir jinsli deyiladi.

9.2 *a* va *b* rasmlarda musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlarning elektr maydoni tasvirlangan. Nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari radial to‘g‘ri chiziqlardan iborat bo‘lib musbat zaryad sirtidan boshlanib manfiy zaryad sirtida tugaydi yoki musbat zaryaddan chiqib cheksizlikkacha yoyilib ketadi.

Elektr maydonida joylashgan biror sirtni kesib o‘tayotgan kuch chiziqlari soni maydonning shu sirt orqali o‘tayotgan ***kuchlanganlik oqimi Φ deyiladi***.

Endi Φ ning qiymatini aniqlaylik. Buning uchun kuchlanganlik chiziqlarining yo‘nalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan dS elementar yuzachani olaylik (9.3.a-rasm). dS yuzani kesib o‘tayotgan kuchlanganlik chiziqlarini soni EdS ga teng. EdS ifoda dS yuzadan o‘tayotgan kuchlanganlik vektorining oqimi deyiladi. Agar sirt kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo‘lmasa va maydon kuchlanganligi uning turli sohalarida turlicha bo‘lsa, u holda sirtni har birida E maydon kuchlanganligi doimiy bo‘ladi deb hisoblash mumkin bo‘lgan dS kichik yuzachalarga bo‘lish kerak. Bunda elementar yuza orqali o‘tayotgan kuchlanganlik oqimi quyidagiga teng bo‘ladi:



9.3 –rasm.

$$d\Phi = E\,d\,S' = E\,d\,S\cos\alpha = E_n d\,S \qquad (9.8)$$

Bu yerda α - kuchlanganlik chizig‘i bilan *dS* yuzaga o‘tkazilgan normal *n* orasidagi burchak. *dS´* esa *dS* yuzaning kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo‘lgan tekislikka proyeksiyasi. U holda butun yuza orqali o‘tayotgan maydon kuchlanganligi oqimi *dF* elementar oqimlarining yig‘indisi bilan ifodalanadi. Buni integrallash amali orqali quyidagicha yozamiz:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E_n dS \qquad (9.9)$$

E vektorining radiusi r bo‘lgan sferik sirt orqali oqimini topaylik. (9.6) ni eslasak

$$E_n = |E| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}$$

ikkinchi tomondan, r radiusli sferik sirtning to‘liq yuzi $4\pi r^2$ ga teng. Natijada

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \qquad (9.10)$$

Bu ifoda bitta nuqtaviy zaryadni o‘rab turgan sferik sirt orqali o‘tuvchi E vektorining oqimini ifodalaydi. Endi biror yopiq sirt ichiga qiymatlari ixtiyoriy bo‘lgan q_1, q_2 va hokazo nuqtaviy zaryadlar joylashgan bo‘lsin.

Maydonlarning supperpozitsiya prinsipiga muvofiq (9.7) ga asosan:

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \ldots E_{n\kappa} \sum_{i=1}^{\kappa} E_{ni} \qquad (9.11)$$

(9.11) va (9.9) lardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^{\kappa} E_{ni} dS = \sum_{i=1}^{\kappa} \oint_S E_{ni} dS \qquad (9.12)$$

Bu ifoda *i* nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelgan E_{ni} - elektr maydon kuchlanganligi vektorining shu zaryadni o‘rab turuvchi ixtiyoriy berk *S* sirt orqali oqimini xarakterlaydi. Yuqoridagi (9.10) munosabatga asosan:

$$\oint_S E_{ni} dS = \frac{q_i}{\varepsilon_0}$$

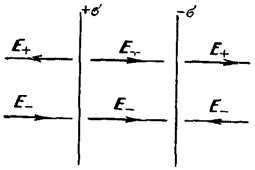
Buni e’tiborga olib (9.12) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (9.13)$$

Bu ifoda ***Gauss teoremasi deb ataladi***. Bu teoremani quyidagicha ta'riflash mumkin: ***elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar algebraik yig'indisining ε_0 ga bo'lgan nisbatiga tengdir.***

Gauss teoremasidan foydalanib zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ bo'lgan tekis zaryadlangan cheksiz tekislikning elektr maydon kuchlanganligini topaylik, u

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \qquad (9.14)$$



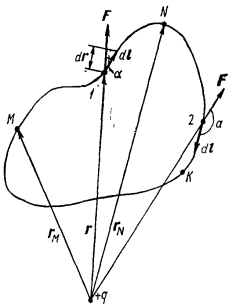
9.4 –rasm.

ga teng bo'ladi, bu yerda $\sigma = \frac{q}{S}$ zaryad **sirt zichligidir**. Ikkita o'zaro parallel tekis zaryadlangan cheksiz tekisliklarning oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligi

$$E = E_+ + E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \qquad (9.15)$$

bo'ladi. Demak, natijaviy maydon ikkala zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelgan maydonlarning yig'indisidan iborat bo'lar ekan (9.4-rasm). Bu ikki tekislik orasidagi maydonning barcha nuqtalarida ***E*** **ning qiymati va yo'nalishi bir xil bo'lgani** uchun bu maydonni ***bir jinsli maydon*** deb ataladi.

9.4- . Elektrostatik maydon kuchlarining ishi. Potensial



9.5 –rasm.

Qo'zg'almas nuqtaviy q zaryad maydonida joylashgan $q`$ zaryadni 1 dan 2 nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishini hisoblaylik. Uzunligi dl ga teng bo'lgan elementar yo'lda bajarilgan ish (9.5-rasm).

$$dA = Fdl\cos\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq'}{r^2}dl\cos\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq'}{r^2}dr$$

teng bo‘ladi. Bu yerda $dr = dl\cos\alpha$. 1-2 nuqtalar orasidagi yo‘lda bajarilgan ishni topamiz:

$$A = \int_1^2 dA = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{qq'}{r_1} - \frac{qq'}{r_2}\right) \quad (9.16)$$

Mexanika qismidan ma’lumki, maydon kuchlarining yopiq yo‘lda bajargan ishi nolga teng, ya’ni

$$\oint_l q' E_i\, dl\cos\alpha = 0$$

bu yerda E_i - E vektorning elementar ko‘chish dl yo‘nalishiga bo‘lgan proeksiyasidir (integral belgisidagi aylana yopiq kontur bo‘yicha integral olinayotganligini ko‘rsatadi). Ishni ifodalovchi integralni nolga tenglashtirib, o‘zgarmas kattalik q` ni qisqartirsak, quyidagi munosabatga ega bo‘lamiz:

$$\oint_\ell E_i\, dl = 0 \quad (9.17)$$

bu munosabat istalgan yopiq kontur uchun bajarilishi kerak.

Demak, (9.17) munosabatdan ko‘rinadiki, **elektr maydon-potensial maydondir** va **bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi nolga teng** bo‘ladi.

Yuqoridagi mulohazalardan foydalanib, (9.16) formula orqali ifodalangan ishni q' zaryad maydonining 1 va 2 nuqtalaridagi potensial energiyalari farqi sifatida ifodalash mumkin.

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_2} = W_{P1} - W_{P2}$$

Bundan 1 va 2 nuqtalarda joylashgan q' zaryadning q zaryad maydonidagi potensial energiyasi:

$$W_{P1} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r^1}; \quad W_{P2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_2}$$

teng ekanligi kelib chiqadi. Umumiy holda q' maydonni ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potensial energiyasi

$$W_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r} \quad (9.18)$$

Turli q', q'' va hokazo sinash zaryadlari maydonning muayyan nuqtasida,

$W_P^{'}, W_P^{''}$ va hokazo energiyaga ega bo‘ladi. Lekin, barcha zaryadlar uchun W_P / q' nisbatan bir xil bo‘ladi. Quyidagi kattalik

$$\varphi = \frac{W_P}{q'} \quad yoki \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} \tag{9.19}$$

potensial deb ataladi.

Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tomonidan vujudga kelayotgan bo‘lsa, natijaviy potensial tekshirilayotgan nuqtadagi **potensiallarining algebraik yig‘indisiga** teng bo‘ladi.

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots + \sum \varphi_i \tag{9.20}$$

(9.19) va (9.20) foydalanib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{r_i} \tag{9.21}$$

(9.19) dan foydalanib

$$W_P = q \cdot \varphi \tag{9.22}$$

hosil qilamiz. Demak, maydon kuchlarining q zaryad ustida bajargan ishini potensial farqi orqali ifodalash mumkin:

$$A_{12} = W_{P1} - W_{P2} = q(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{9.23}$$

yoki

$$\varphi_\infty = 0 \qquad \text{bo‘lsa,} \qquad A_\infty = q\,\varphi \tag{9.24}$$

Bundan foydalanib, potensialni quyidagicha ta’riflash mumkin: ***elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining potensiali deganda shu nuqtadan birlik musbat zaryadni cheksizlikka ko‘chirish uchun lozim bo‘ladigan ish bilan xarakterlanuvchi kattalik tushuniladi.***

Elektr maydonning kuchlanganligi bilan potensiali o‘rtasidagi bog‘lanishni ko‘rib chiqaylik. Agar q' sinov zaryadini maydon kuchlari ta’sirida dr masofaga uzoqlashtirilsa bajarilgan ish, $F \cdot dr$ ga teng bo‘ladi. Bu ish q' zaryadning potensial energiyasini dW_P qadar kamayishiga olib keladi. Shunday qilib, (9.18) tenglamani e’tiborga olsak

$$Fdr = -dW_P$$

yoki

$$F = \frac{dW_P}{dr}$$

Bu ifodani har ikkala tomonini ko‘chirilayotgan zaryad miqdori q' ga bo‘lsak:

$$\frac{F}{q'} = -\frac{d\left(\frac{dW_P}{q'}\right)}{dr}$$

bundan

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \tag{9.25}$$

ifodani hosil qilamiz. (9.25) dagi $\frac{d\varphi}{dr}$ ifoda ***potensial gradienti*** deb ataladi, ya'ni ***(gradφ)***, u holda (9.25)ni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$E = -grad\varphi \tag{9.26}$$

Shunday qilib, ***elektr maydon kuchlanganligi potensialning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan***. Bu yerda manfiy ishora *E* ni olingan potensiali kamayib boradigan tomonga yo‘nalganligini ko‘rsatadi.

Savollar

1. Elektr zaryadning saqlanish qonuni va zaryadlarning o‘zaro ta'sir kuchini aniqlashda Kulon tajribasini izohlang.
2. Elektr maydoni va maydon kuchlanganligi kattaligini harakterlang, tenglamalarini ifodalang.
3. Kuchlanganlik chiziqlari elektr maydonini qanday usulda tasvirlashga imkon beradi va ular qanday shartlarga asoslanib o‘tkaziladi.
4. Ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali o‘tayotgan elektr maydon kuchlanganlik oqimini Gaues teoremasidan foydalanib aniqlang.
5. Elektrostatik maydonda zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ishni, potensial, potensial energiya va potensial gradientlari bilan bog‘lanishlarini ko‘rsating.

Masalalar

29-masala. Massasi *m*=1g va zaryadi $q=10^{-8}$ Kl bo‘lgan sharcha potensiali $\varphi_A = 600V$ li A nuqtadan $\varphi_B = 0$ potensialli B nuqtaga tomon harakatlanmoqda. Agar sharchaning B nuqtadagi tezligi $\upsilon_B = 20sm/s$

ga teng bo‘lsa, uning A nuqtadagi tezligi qanday bo‘lgan?

Berilgan: $\upsilon_B = 20 sm/s = 20 \cdot 10^{-2} m/s$

m =1g =1·10^{-3}kg

q=10^{-8} Kl

$\varphi_A = 600V$

υ_A ~?

Yechish. Musbat zaryadlangan sharcha elektr maydonida katta potensialdan kichik potensialga tomon (ya’ni maydon bo‘ylab) harakatlanib, maydon kuchlari ta’sirida tezlashadi va uning kinetik energiyasi ortadi. Energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga aylanish qonunidan sharcha kinetik energiyasining ortishi ΔW maydon kuchlari bajargan ishga teng bo‘lishi kerak:

Biroq $\Delta W = W_B - W_A = \frac{mu_B^2}{2} - \frac{m\upsilon_A^2}{2}$, bu yerda W_A va W_B sharchaning mos ravishda B va A nuqtalardagi kinetik energiyasi. Shu bilan birga $A = q(\varphi_A - \varphi_B)$ muvofiq quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{m\upsilon_B^2}{2} - \frac{m\upsilon_A^2}{2} = q(\varphi_A - \varphi_B)$$

bundan

$$\upsilon_A = \sqrt{\upsilon_B^2 - \frac{2q}{m}(\varphi_A - \varphi_B)} = \sqrt{4 \cdot 10^{-2} - \frac{2 \cdot 10^{-8}}{10-3} 600} = 0{,}167 m/s$$

30-masala. Matematik mayatnik l=1 m uzunlikdagi ipak ipga osilgan zaryadi $q = 2 \cdot 10^{-8} Kl$ bo‘lgan m=0,1g massali sharchadan iborat bo‘lib, u kuch chiziqlari yuqoriga vertikal yo‘nalgan E=9,4kV/m kuchlanganlikli, bir jinsli maydonga joylashtirilgan. Agar sharchaga ta’sir etuvchi kuch og‘irlik kuchidan katta bo‘lsa, mayatnik qanday T davr bilan tebranadi? Mayatnik $T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ davr bilan tebranishi uchun maydonn kuchlanganligi E qanday bo‘lishi kerak?

Berilgan: m=1·10^{-4}kg, $q = 2 \cdot 10^{-8} Kl$, $T_0 = 2\pi\sqrt{l/g}$

l=1 m, E=9,4·10kV/m, g=9,8m/s^2

T~? E~?

Yechish. Sharchaga elektr maydon tomonidan yuqoriga vertikal yo‘nalgan $\vec{F} = q\vec{E}$ kuch ta’sir etadi: Masala shartiga ko‘ra sharchaning $\vec{p} = m\vec{g}$ og‘irlik kuchi $\vec{F}$ kuchiga nisbatan kichik ($p < E$) bo‘lganligi uchun muvozanat holatda sharcha vertikal tortilgan ipning yuqorigi uchida joylashgan bo‘ladi. Agar sharcha erkin bo‘lsa, $\vec{F}$ va $\vec{p}$ kuchlarning teng ta’sir etuvchisi Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan $ma = qE - mg$ bo‘lib, bundan $a = \frac{qE - mg}{m}$ tezlanish ham sharchaning holatiga bog‘liq emas. U vaqtda maydondagi mayatnikning tebranish davrni topish uchun, uning formulasidagi g ni a bilan almashtirish kerak, ya’ni:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi\sqrt{\frac{ml}{qE - mg}}$$

son qiymatlarini o‘rniga qo‘yib hisoblansa, quyidagi hosil bo‘ladi.

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{ml}{qE - mg}} = 2 \cdot 3{,}14\sqrt{\frac{10^{-6} \cdot 1}{2 \cdot 10^{-8} 9{,}4 \cdot 10^{4} - 10^{-4} \cdot 9{,}8}} = \frac{6{,}28}{3} = 2{,}09s$$

.

Yuqoridagi formula $T = T_0$ bo‘lganda $a=g$ bajarilib, undan

$T_0 = 4\pi^2 \frac{l}{g} = 4\pi^2 \frac{ml}{qE_0 - mg}$, bundan $E_0 = \frac{2mg}{q}$, son qiymatlarini qo‘yib hisoblaymiz:

$$E_0 = \frac{2mg}{q} = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^{-8}} = 9{,}8 \cdot 10^{4} \frac{N}{Kl} \quad .$$

31-masala. Zaryadlangan yassi kondensator plastinkalari orasiga slyuda plastinka ($\varepsilon = 6$) qo‘yilgan. Kondensatordagi elektr maydoni kuchlanganligi E=1000 kV/m bo‘lganda, bu plastinkaga qanday bosim ta’sir qiladi?

Berilgan: $\varepsilon = 6, \quad E = 1000kV/m$

$p \sim ?$

Yechish. Slyuda plastinkasiga ta’sir qiladigan bosim kondensatorning turli ishorali zaryadlangan plastinkalarining o‘zaro tortishish kuchi F tufayli yuzaga keladi va u quyidagiga teng bo‘ladi:

$$p = \frac{F}{S} \ ,$$

bu yerda *S*- har bir plastinkaning yuzi. Binobarin, turli ishorali zaryadlangan ikkita parallel plastinkalarning yuza birligiga to‘g‘ri keladigan tortishish kuchini aniqlash zarur. Buning uchun kondensator plastinkalaridan birini E_1 elektr maydoni kuchlanganligini hosil qiluvchi, boshqasini esa bu maydonda bo‘lgan *q* zaryad deb qabul qilamiz. Bunda $E = \frac{F_0}{q_0}$ formulaga muvofiq, birinchi plastinkaning ikkinchi plastinkaga ta’sir kuchi $F = qE_1 = \sigma_2 S E_1$, bundan plastinkalarning yuza birligiga to‘g‘ri keladigan tortishish kuchi (ya’ni *p* bosim) quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\frac{E}{S} = p = \sigma_2 E \ ,$$

bunda σ_2 –ikkinchi plastinka zaryadining sirt zichligi. Biroq $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ formulaga muvofiq $E_1 = \frac{\sigma_1}{2\varepsilon_0\varepsilon}$, bu yerda σ_1- birinchi plastinka zaryadining sirt zichligi. Kondensator uchun $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ ekanligini hisobga olgan holda quyidagini yozish mumkin:

$$p = \frac{\sigma_2}{2\varepsilon_0\varepsilon} \ .$$

$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ formulaga muvofiq. $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$ bo‘lgani uchun $\sigma = \varepsilon_0\varepsilon E$,

bo‘ladi binobarin,

$$p = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E}{2} = \frac{8{,}85\cdot 10^{-12}\cdot 6\cdot 10^{12}}{2} = 26{,}5 N/m^2 .$$

32-masala. Moyga botirilgan ($\varepsilon = 4$)sharning potensiali $\varphi = 4500M$ va zaryadning sirt zichligi $\sigma = 1{,}13\cdot 10^{-5} Kl/m^2$. Quyidagilarni toping: sharchani, a) *r* radiusini; b) *q* zaryadini; v) *C* sig‘imini; g) *W* energiyasini.

Berilgan: $\varepsilon = 4,\ \varphi = 4500V,\ \sigma = 1{,}13\cdot 10^{-5} Kl/m^2$

r~? *q*~? *c*~? *W*~?

Yechish. a) $c = \frac{q}{\varphi}$ ga asosan $\varphi = \frac{q}{c}$, biroq sharning zaryadi $q = \sigma S = \sigma 4\pi r^2$ (bu yerda *S*- sharning yuzi) $c = 4\pi\varepsilon_0 r$ formulaga muvofiq sharning sig‘imi $c = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r$. Shuning uchun,

$$\varphi = \frac{4\pi\sigma r^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} = \frac{r\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$$

bundan

$r = \frac{\varepsilon_0\varepsilon\varphi}{\delta} = 1{,}4\cdot 10^{-2}\, m$ b) $q = 4\pi r^2\sigma = 2{,}8\cdot 10^{-8}\, Kl$

v) $c = \frac{q}{\varphi} = 6{,}2\cdot 10^{-12}\, f$ g) $W = \frac{c\varphi}{r} = 6{,}3\cdot 10^{-5}\, J$.

Mustaqil yechish uchun masalalar

99. Vakuumda bir-biridan r=1 m masofada bo‘lgan ikkita q_1=1 Kl va q_2=1 Kl nuqtaviy zaryadlarning o‘zaro ta’sir kuchi aniqlansin.

(F=9GN)

100. Proton bilan elektron orasidagi tortishish kuchi topilsin. Oralaridagi masofa r=0.5•10^{-8} sm deb hisoblansin.

(F=9.23•10^{-8}N)

101. Ikkita protonning Nyuton tortishish kuchi ularning Kulon itarish kuchidan necha marta kichik? Protonning zaryadi son jihatdan elektron zaryadiga teng, qarama-qarshi ishorada.

($\frac{F_k}{F_H} = 1.25\cdot 10^{36}$ marta)

102. Bir-biridan r =3 sm masofada turgan har birining zaryadi q=10nKl dan bo‘lgan ikki nuqtaviy zaryad qanday kuch bilan o‘zaro ta’sirlashadi.

(F=1mN)

103. Ikkita bir xil sharcha bir-biridan r=10 sm masofada turibdi. Ular bir xil miqdorda manfiy zaryadga ega bo‘lib, F=0.23 mN kuch bilan o‘zaro ta’sirlashadi. Har qaysi sharchadagi ortiqcha elektronlar sonini toping.

($n=10^{11}$ ta)

104. Natriy atomini bombardimon qilayotgan proton uning yadrosiga $r = 6 \cdot 10^{-12}\ sm$ gacha yaqin keldi deb hisoblab, proton bilan natriy yadrosining elektrostatik itarishish kuchi topilsin. Natriy yadrosining zaryadi proton zaryadidan 11 marta ko‘p.

(F=0,7N)

105. Ikkita $q_1=8\cdot10^{-9}$ Kl va $q_2=-6\cdot10^{-9}$ Kl nuqtaviy zaryad o‘rtasida yotgan nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligi topilsin. Zaryadlar oralig‘i r=10 sm ε=1.

($E=5.04\cdot10^4$ V/m)

106. Bir valentli zaryadi elektron zaryadiga teng bo‘lgan iondan $r=2\cdot10^{-8}$ sm uzoqlikdagi elektr maydonining kuchlanganligi E aniqlansin.

($E=3.6\cdot10^{10}$ V/m)

107. Bir xil ishorada zaryadlangan va bir xil $\sigma=3\cdot10^{-8}$ Kl/sm^2 sirt zichlikka ega bo‘lgan ikkita cheksiz tekislik (yuz birligida) qanday F kuch bilan itarishadi?

(F/s=5.1•10^{2}N/m^2)

108. Zaryadlari $q_1=6.66\cdot10^{-9}$ Kl va $q_2=13.33\cdot10^{-9}$ Kl bo‘lgan ikkita sharcha bir-biridan $r_1=40$ sm uzoqlikda turibdi. Ularni bir-biriga $r_2=25$ sm gacha yaqinlashtirish uchun qancha ish bajarish kerak.

($A=1.2\cdot10^{-6}$J)

109. Cheksizlikdagi $q=2\cdot10^{-9}$ Kl ga teng nuqtaviy zaryadni zaryadning sirt zichligi $\sigma=10^{-9}$ Kl/sm^2 bo‘lgan R=1 sm radiusli shar sirtidan ℓ =1sm uzoqlikdagi nuqtaga keltirishida qanday ish bajariladi?

($A=1.13\cdot10^{-4}$J)

110. Yer sharining radiusi R=6400 km deb olinib, uning elektr sig‘imi topilsin. Yer shariga q=1Kl zaryad miqdori berilsa uning potensiali qanchaga o‘zgaradi?

($S=7.1\cdot10^{-4}$F, ΔU=1400 V)

111. φ=792 V potensialgacha zaryadlangan sharga zaryadning sirt zichligi $\sigma=3{,}33\cdot10^{-7}$ Kl/m^2. Sharchaning radiusi topilsin.

($r=2.1\cdot10^{-2}$m)

112. Har bir qoplamasining yuzi s=1m^2 bo‘lgan yassi (havo) kondensator plastinkalarining oralig‘i d=1.5 mm. Shu kondensatorning sig‘imi topilsin.

($S=5.9 \cdot 10^{-9} F$)

X - BOB. ELEKTR MAYDONIDA O‘TKAZGICHLAR

10.1-§. O‘tkazgichda zaryadlarning taqsimlanishi

O‘tkazgichlar, asosan, metallardan yasaladi. Bunday o‘tkazgichlarning boshqa o‘tkazgichlar va dielektriklardan farqi shundan iboratki, ularda zaryad tashuvchilar ***erkin, elektronlar*** hisoblanadi. O‘tkazgichlar tarkibida musbat va manfiy zaryadlar o‘zaro teng bo‘ladi. Tenglik buzilib o‘tkazgichda musbat zaryadlar ortib ketsa, bu o‘tkazgich musbat zaryadlanib qoladi va aksincha manfiy zaryadlar ortiq bo‘lsa, manfiy zaryadlangan hisoblanadi. Zaryadlar taqsimoti o‘tkazgichlarning shakliga bog‘liq bo‘ladi:

a) zaryadlar o‘tkazgichlarni sirti bo‘ylab taqsimlanadi, uchli joylarda sirt zichligi kattaroq bo‘ladi;

b) o‘tkazgichlarning ichki qismlarida zaryadlar bo‘lmaydi, $\sigma=0$.

O‘tkazgichga q zaryad berilsa u qisqa vaqt ichida o‘tkazgichning sirti bo‘ylab tekis taqsimlanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi.

Bunday hollarda quyidagi shartlar bajariladi:

1.O‘tkazgich ichidagi barcha nuqtalarda maydon kuchlanganligining qiymati nolga teng bo‘ladi ($E = 0$). (9.25) muvofiq o‘tkazgich ichidagi potensial o‘zgarmas bo‘lishi kerak ($\varphi = const$).

2.Maydon kuchlanganligining o‘tkazgich sirtiga yaqin nuqtalardagi yo‘nalishi sirtga o‘tkazilgan normalga mos bo‘lishi kerak. ($E = E_k$). Zaryadlar muvozanatda bo‘lganda jism ichidagi nuqtalarda maydon bo‘lmaganligi uchun sirt orqali o‘tayotgan **elektr siljish vektori** ($D = \varepsilon_0 \varepsilon E$) ning oqimi nolga teng. Gauss teoremasiga muvofiq, sirt ichidagi zaryadlarning algebraik yig‘indisi ham nolga teng bo‘lishi kerak.

Muvozanat holatida o‘tkazgich ichida ortiqcha zaryadlar bo‘lmagani uchun o‘tkazgich ichida tanlangan biror hajmdagi moddaning olib tashlanishi, ya’ni bo‘sh, kavak joyni qoldirilishi zaryadlarning muvozanatli joylashishiga ta’sir qilmaydi. Shunday qilib, ortiqcha zaryad ichi bo‘sh o‘tkagichda (m: sferada) xuddi yaxlit o‘tkazgichda (m: sharda) taqsimlanganday, ya’ni tashqi sirt bo‘yicha taqsimlanadi. Bunday o‘tkazgichlar sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi (9.15) ga asosan

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

teng bo‘ladi, bu yerda ε - o‘tkazgichni o‘rab turgan muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligidir. O‘zaro itarishi tufayli zaryadlar bir-birlaridan mumkin qadar uzoqroq joylashishga harakat qiladi, natijada uchli joylarda, bo‘rtib turgan joylarda zaryadlar zichligi katta bo‘ladi.

Zaryadlanmagan o‘tkazgichni elektr maydoniga kiritilsa, undagi zaryad tashuvchilar harakatga keladi. Musbat zaryad tashuvchilar ***E vektor yo‘nalishi bo‘yicha, manfiy*** zaryad tashuvchilar esa ***qarama-qarshi yo‘nalishda*** harakat qiladi. Natijada o‘tkazgichning uchlarida qarama-qarshi ishorali zaryadlar vujudga kelib, bu zaryadlar **induksiyalangan** zaryadlar deb ataladi.

Zaryadlarni sirt bo‘yicha taqsimlanishidan foydalanib ichi bo‘sh sferik sirtlarda juda katta miqdorda zaryad to‘plash mumkin, bunday qurilmalardan birini Van-de-Graaf generatori deb ataladi. Van-de-Graaf generatorida shar va Yer orasida bir necha million volt potensiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf generatori zaryadli zarrachalarni tezlatishda keng qo‘llaniladi.

10.2-§. O‘tkazgichning elektr sig‘imi. Kondensatorlar

Bizga ma’lumki, (9.21) asosan, o‘tkazgichga qancha ko‘p zaryad miqdori bera boshlasak uning potensiali ham shu darajada ortib boradi, ya’ni:

$$q = C\varphi \qquad (10.1)$$

Bu yerda *S* - o‘tkazgichning **elektr sig‘imi** deb ataladi. Elektr sig‘imi o‘tkazgichning shakli, o‘lchamlari va tashqi sharoitlarga bog‘liq kattalikdir. (10.1) quyidagicha ko‘rinishda yozaylik:

$$C = \frac{q}{\varphi} \qquad (10.2)$$

(10.2) dan foydalanib elektr sig‘imiga quyidagicha ta’rif beriladi: ***yakkalangan o‘tkazgichning elektr sig‘imi shu o‘tkazgichning potensialini bir birlikka oshirish uchun zarur bo‘ladigan zaryad miqdori bilan xarakterlanuvchi fizik kattalikdir***.

SI da elektr sig‘imining o‘lchov birligi

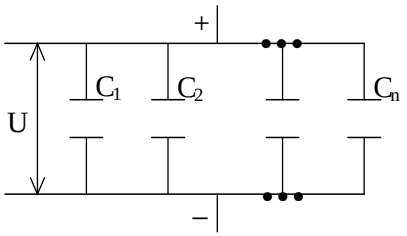
$$|C| = \frac{K_{\cdot}}{B} = F$$

farada deb ataladi. ***Bir farada shunday o‘tkazgichning elektr sig‘imi ekanki, bu o‘tkazgichga 1 Kl zaryad berilganda uning potensiali 1V ga ortadi***.

$$1F = 9 \cdot 10^{11}\ sm$$

Bundan ko‘rinadiki, *1F* juda katta birlik bo‘lib, u radiusi $9 \cdot 10^9$ *m* ga teng, ya’ni bu Yer radiusidan 1500 marta katta ($R_{er} = 6{,}4 \cdot 10^6 m$) radiusli yakkalangan sharning elektr sig‘imidir. Shu sababli amalda faradaning ulushlariga teng birliklardan:

1 mikrofarada (*MkF*) = $10^{-6}F$
1 nanofarada (*nF*) = $10^{-9}F$
1 pikofarada (*pF*) = $10^{-12}F$



10.1-rasm

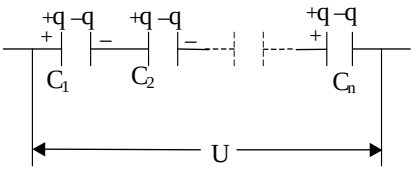
foydalanamiz. Yakkalangan o‘tkazgichlarning sig‘imi kichik bo‘ladi. Masalan, Yer sharining sig‘imi bor-yo‘g‘i 700 *mkF* ga teng bo‘ladi. Lekin amalda ko‘p zaryad yig‘a oladigan qurilmalar kerak bo‘ladi. Bu qurilmalarning eng soddasi ***yassi kondensatordir***, ya’ni har xil ishorali, bir xil miqdordagi zaryad bilan zaryadlangan ikki parallel qoplamadan iborat. Kondensatorning sig‘imi deganda, zaryadi *q* ga proporsional bo‘lib, qoplamalar orasidagi potensiallar farqiga teskari proporsional kattalikka aytiladi, ya’ni:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \qquad (10.3)$$

kondensatorning elektr sig‘imi uning qoplamalari orasidagi potensiallar farqini bir birlikka oshirish uchun zarur bo‘lgan elektr zaryadi bilan xarakterlanuvchi kattalikdir. Bu yerda

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U \quad \text{yoki} \quad U = Ed \qquad (10.4)$$

Keyinchalik ***kuchlanish*** deb yuritiladi, *d* - qoplamalar orasidagi masofa *E* qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligidir.



10.2-rasm

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S} \qquad (10.5)$$

Bu ifodada *S* – qoplama-

ning yuzi, σ-qoplamadagi zaryad-ning sirt zichligi, ε - qoplamalar orasidagi muhitning dielektrik singdiruvchanligi. (10.4) va (10.5) dan foydalanib (10.3) ni quyidagicha yozamiz:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q}{\frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \qquad (10.6)$$

Bu ifoda yassi kondensatorning elektr sig‘imidir.

Elektr sig‘imini kattaroq yoki kichikroq qilishni ta’minlash uchun kondensatorlar parallel yoki ketma-ket ulanadi.

Kondensatorlarni parallel ulanganda (10.1-rasm) ularning sig‘imlari qo‘shiladi, ya’ni:

$$C = \sum_{i=1}^{n} C_i \qquad (10.7)$$

Kondensatorlarni ketma-ket ulanganda elektr sig‘imining teskari ifodasi alohida kondensator elektr sig‘imlari teskari qiymatlarining yig‘indisiga teng.

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i} \qquad (10.8)$$

10.3- . Elektrostatik maydon energiyasi

(9.24) ga, asosan, cheksizlikdan *dq* elementar zaryadni ko‘chirishda elektr maydon kuchlariga qarshi bajarilgan ish

$$d\,A = \varphi\, d\,q \qquad (10.9)$$

(10.9) teng bo‘ladi. (10.1) tenglikni e’tiborga olsak (10.9)ni quyidagicha yozamiz:

$$d\,A = \varphi\, d\,(C\varphi) = C\varphi\, d\varphi \qquad (10.10)$$

O‘tkazgich potensialini φ ga yetkazish uchun bajarilishi kerak bo‘lgan ishni integrallashdan foydalanib aniqlaylik:

$$A = \int_0^{\varphi} C\varphi\, d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} \qquad (10.11)$$

Bu zaryadlangan o‘tkazgich energiyasidir, bu energiyani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} \qquad (10.12)$$

(10.3) ifodadan foydalanib (10.12) quyidagicha o‘zgartirib yozamiz:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C} \qquad (10.13)$$

(10.13) ifoda zaryadlangan kondensator energiyasidir.

Endi yassi kondensator qoplamlari orasida mujassamlashgan elektrostatik maydon energiyasi (W_e) ni aniqlaylik. (10.4) va (10.6) lardan foydalanib (10.13)ni quyidagicha yozamiz:

$$W_э = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}E^2d^2 = \frac{\varepsilon_0\varepsilon}{2}E^2Sd \qquad (10.14)$$

bu yerda $S\cdot d=V$ qoplamalar orasidagi hajmga teng bo‘ladi. (10.14)ni hajm (V)ga bo‘lsak, birlik hajmga to‘g‘ri keluvchi **elektr maydon energiyasini** topamiz:

$$W_э = \frac{W_э}{V} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon}{2}E^2 \qquad (10.15)$$

Bu kattalik **elektr maydon energiyasining zichligi** deyiladi.

Savollar

1. Elektr maydoniga o‘tkazgichlar kiritilsa, zaryadlar taqsimoti nimalarga bog‘liq?
2. Zaryadlarni o‘tkazgich bo‘ylab tekis taqsimlanishi va muvozanatining vujudga kelish shartlarini keltiring.
3. Elektr sig‘imi deb nimaga aytiladi va uning o‘lchov birliklarini ayting?
4. Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulanishini ko‘rsating?
5. Elektr maydon energiyasini va energiya zichligini ifodalang?

Masalalar

33-masala. Yassi kondensator qoplamalarini orasi birday d=0,5 mm qalinlikdagi shisha ($\varepsilon_1 = 7$) slyuda ($\varepsilon_2 = 6$) va parafillangan qog‘oz ($\varepsilon_3 = 2$) dan iborat dielektriklar bilan to‘ldirilgan. Agar kondensator

qoplamalarining yuzi $S = 200sm^2$ bo‘lsa kondensatorning elektr sig‘imi *S* topilsin.

Berilgan: $d = 0{,}5mm,\ \ S = 200sm^2 = 2 \cdot 10^{-2} m^2$

$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} F/m,\ \ \varepsilon_1 = 7, \varepsilon_2 = 6, \varepsilon_3 = 2$

$S \sim ?$

Yechish. Agar yassi kondensator qoplamalariga parallel qilib yupqa metall plastinka kiritilsa, u holda uning sirtlarida teng kattalikdagi qarama qarshi ishorali zaryad paydo bo‘ladi. Shuning uchun ham, qoplamalari orasida dielektrik plastinkalari bo‘lgan kondensatorning elektr sig‘imini bu plastinka sirtlariga yupqa metall qatlamlar siljigan deb faraz qilib aniqlash mumkin. Bu holda o‘zaro ketma-ket ulangan kondensator batareyasi hosil bo‘lib, ularning elektr sig‘imlari $c_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 S}{d};\ c_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 S}{d};\ c_3 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_3 S}{d}$ bo‘lgani uchun kondensatorning umumiy elektr sig‘imi**:** $\frac{1}{c} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3} = \frac{d}{\varepsilon_0 S}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{1}{\varepsilon_3}\right)$

Bundan $c = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 S}{(\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3) d}$ son qiymatlarini o‘rinlariga qo‘yib hisoblaymiz

$$c = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 S}{(\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3) d} = \frac{8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 7 \cdot 6 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 10^{-2}}{(7 \cdot 6 + 7 \cdot 2 + 6 \cdot 2) 5 \cdot 10^4} =$$

$$= \frac{8{,}85 \cdot 168 \cdot 10^{-14}}{0{,}8 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} = 437 \cdot 10^{-12} F = 437 pF.$$

34-masala. Agar qoplamalarning yuzasi *S* = 100 sm^2 bo‘lsa, ikkita dielektrik qatlamli qalinligi d_1 = 2 mm bo‘lgan chinni va qalinligi d_2 = 1,5mm bo‘lgan ebonit yassi kondensatorning elektr sig‘imi *S* ni aniqlang:

Berilgan: d_1 = 2 mm $= 2 \cdot 10^{-3} mm$,

d_2 = 1,5mm $= 1{,}5 \cdot 10^{-3} mm$

S = 100 $sm^2 = 10^{-2} m^2$

$s \sim ?$

Yechish. Ta'rifga ko'ra kondensatorning sig'imi $c = \frac{q}{U}$ bunda q – kondensator qoplamalaridagi zaryad, U- qoplamalar potensiallari farqi. Bu tenglikka kondensatordagi umumiy potensiallar farqi U- ni dielektrik qatlamlaridagi kuchlanish yig'indisi U_1+U_2 bilan almashtirib quydagini olamiz:

$$c = \frac{q}{(U_1 + U_2)} \tag{1}$$

$q = \sigma S$, $U_1 = E_1 d_1 = \frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} d_1$ va $U_2 = E_2 d_2 = \frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} d_2$

ekanligini e'tiborga olib, (1) tenglamani

$$c = \frac{\sigma S}{\frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} d_1 + \frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} d_2} \ . \tag{2}$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda σ-qoplamalardagi zaryadning sirt zichligi, E_1 va E_2 mos ravishda dielektriklarning birinchi va ikkinchi qatlamlaridagi maydon kuchlanganliklari; D – dielektriklardagi maydonning elektr siljishi.

(2) tenglikning surat va maxrajini ε_0 ga ko'paytirib $D = \sigma$ ekanligini hisobga olsak

$$c = \frac{\varepsilon_0 S}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}} \ .$$

hisoblash o'tkazsak,

$$c = \frac{8{,}85 \cdot 10^{-12} 100 \cdot 10^{-4}}{\frac{1}{5} \cdot \frac{2 \cdot 10^{-3}}{5} + 1{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{3}} F = 9{,}83 \cdot 10^{-11} F = 98{,}3 pF \ .$$

35-masala. s_1 =3mkF sig'imli kondensator U_1 =40V potensiallar farqigacha zaryadlangan. Tok manbai uzilgandan keyin s_2=5mkF elektr sig'imli kondensator zaryadlanmagan boshqa kondensator bilan parallel ulangan. Ikkinchi kondensatorni ulash paytida vujudga kelgan uchqunni hosil qilishga sarflangan ΔW energiya aniqlansin.

Berilgan: $c_1 = 3mkF = 3 \cdot 10^{-6} F, \ \ c_2 = 5mkF = 5 \cdot 10^{-6} F, \ U_1 = 40V$

ΔW ~?

Yechish. Uchqun hosil qilish uchun sarflangan energiya.

$$\Delta W = W_1 - W_2 \ , \qquad (1)$$

bunda W_1-birinchi kondensatorning, unga ikkinchi kondensator ulaguncha bo‘lgan energiyasi. W_2– birinchi va ikkinchi kondensatorlardan tashkil topgan batareyaning energiyasi. (1) tenglikka zaryadlangan kondensatorning energiyasi $W = \frac{1}{2} cU^2$ ni qo‘yib va parallel ulangan kondensatorlarning umumiy elektr sig‘imi, alohida kondensatorlar elektr sig‘imlarining yigindisiga tengligidan quydagini olamiz

$$\Delta W = \frac{c_1 U_1^2}{2} = \frac{(c_1 + c_2) U_2^2}{2} \ . \qquad (2)$$

bunda S_1 va S_2 –birinchi va ikkinchisi kondensatorlarning elektir sig‘imlari:U_1– birinchi zaryadlangan kondensatordagi potensiallar farqi: U_2 –kondensator batareyasi qisqichlaridagi potensiallar farqi.

Ikkinchi kodensator ulangandan keyin ham zaryad oldingidek qolganini hisobga olib,U_2 potensiallar farqini quydagicha ifodalaymiz.

$$U_2 = \frac{q}{c_1 + c_2} = \frac{c_1 U_1}{c_1 + c_2} \ ;$$

U_2 ning bu ifodasini (2) formulaga qo‘yib,

$$\Delta W = \frac{c_1 U_1^2}{2} - \frac{(c_1 + c_2) c_2}{2(c_1 + c_2)^2} U_1^2 ,$$

Oddiy o‘zgartirishdan keyin quydagini topamiz

$$\Delta W = \frac{1}{2} \frac{c_1 \cdot c_2}{c_1 + c_2} U_1^2 .$$

$$\Delta W = 1{,}5 \cdot 10^{-3} J = 1{,}5 mJ \ .$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

113. q=20nKl bo‘lgan zaryad potensiali φ_1=700V bo‘lgan nuqtadan potensiali φ_2=200V bo‘lgan nuqtaga ko‘chganda maydon qancha A ish bajaradi.

(A=10mkJ)

114. Elektr maydon ta’siri ostida elektron tezligi $\vartheta_1 = 10^6$m/sdan $\vartheta_2 = 30 \cdot 10^6$m/s gacha oshirildi. Ko‘chishning boshlang‘ich va oxirgi

nuqtalari orasidagi potensiallar farqini toping.

($\varphi_1 - \varphi_2 = -2{,}3$kV)

115. Yassi kondensator plastinkalarining yuzi teng S=100 sm^2 va ularning oralig‘i d=5mm. Kondensator razryadlanganda $A=4{,}19\cdot10^{-3}$J issiqlik ajralib chiqqan bo‘lsa, potensiallar ayirmasi ($\varphi_1 - \varphi_2$) aniqlansin.

($\varphi_1 - \varphi_2 = 21{,}7$kV)

116. S=20 mkF sig‘imli kondensator U=100 V potensialgacha zaryadlangan. Kondensator energiyasi topilsin.

(W=0.1J)

117. q_1= 25 nKl va q_2= -4mKl li zaryadlar orasidagi masofa r_1=10 sm dan r_2=20 sm gacha o‘zgarganda shu zaryadning o‘zaro ta’siri potensial energiyasi qanchaga o‘zgaradi.

$(\Delta W = 4.5 мкЖ)$ga ortadi

118. Bir-biridan d=10sm masofada turgan ikkita q_1=100nKl va q_2=10nKl nuqtaviy zaryadlar tizimining potensial energiyasi W_p hisoblansin.

(W_p=90mkJ)

119. S_1=3mkF va S_2=6mkF sig‘imli kondensatorlar o‘zaro ulangan va Ye=120V EYuK li batareyaga biriktirilgan. Agar kondensatorlar 1)parallel; 2) ketma-ket ulangan bo‘lsa, kondensatorlardagi q_1 va q_2 zaryadlar va ularning qoplamalari orasidagi φ_1 va φ_2 potensiallar farqi aniqlansin.

[1) q_1=360mkKl, q_2=720mkK, φ =120V; 2) q_1=240mk Kl; φ_1=80V, φ_2=40V]

120. Uchta bir xil yassi kondensator ketma-ket ulangan. Bu kondensator batareyasining elektr sig‘imi C=89pF. Har bir qoplamaning yuzasi $S = 100 см^2$. Dielektrik-shisha, uning qalinligi d aniqlansin.

(d=2,32 mm)

121. Agar qoplamalari orasidagi potensiallar farqi U=15 kV, masofasi d=1mm, dielektrik slyuda va har bir qoplamaning yuzasi S=300 sm^2 dan bo‘lsa, yassi kondensator razryadlanishida qancha miqdordagi issiqlik Q ajraladi?

(Q=0.209 J)

122. Havo kondensatori qoplamalari orasidagi tortishish kuchi F=50mN. Har bir qoplamaning yuzasi S=200 sm^2. Kondensator maydoni energiyasining zichligi *w* topilsin.

$$(w = \frac{W}{V} = 2.5 \text{ж} / \text{м}^3)$$

123. R=4 sm radiusli φ =500V potensialgacha zaryadlangan yakkalangan sferaning energiyasi W topilsin.

(W=0.55 mkJ)

XI - BOB. O‘ZGARMAS ELEKTR TOKI

11.1- . Elektr tokining mavjudlik sharti va uning asosiy xossalari

Zaryadli zarrachalarning ma’lum bir yo‘nalishida tartibli harakati *elektr toki* deb ataladi. “**Tok**” - “**oqim**” degan ma’noni anglatadi. Elektr tokini metallarda **erkin elektronlarning** harakati, elektrolitlarda **ionlarning** gazlarda esa **ionlar** bilan **elektronlarning** harakati hosil qiladi.

Tokning yo‘nalishi uchun shartli ravishda ***musbat zaryadlarning harakat yo‘nalishi*** qabul qilingan. O‘tkazgichlar ichida elektr maydoni sababli hosil bo‘lgan elektr tokiga ***o‘tkazuvchanlik toki*** deb ataladi.

O‘tkazuvchanlik tokini hosil qilgan erkin elektronlarning harakatini bevosita kuzatib bo‘lmaydi. Lekin o‘tkazgichdagi ***tokning mavjudligini*** uning ta’siri yoki u vujudga keltirgan hodisalariga qarab quyidagicha aniqlash mumkin:

1. Tok o‘tayotganda o‘tkazgich qiziydi.
2. Tokning magnit qanotchalariga ta’siri.
3. Elektr toki o‘tganda moddaning kimyoviy tarkibi o‘zgarishi.

Tokning tabiatidan qat’iy nazar uni xarakterlovchi asosiy kattalik sifatida ***tok kuchi*** qabul qilingan. O‘tkazgichning kesim yuzidan *dt* vaqt davomida dq zaryad miqdori o‘tayotgan bo‘lsa, bunday tokning kuchi:

$$I = \frac{dq}{dt} \tag{11.1}$$

ga teng bo‘ladi. Uni quyidagicha ta’riflash mumkin: ***o‘tkazgichning ko‘ndalang kesim yuzidan vaqt birligi ichida o‘tgan elektr zaryadiga miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizik kattalikka tok kuchi deb ataladi***.

Vaqt o‘tishi bilan miqdori va yo‘nalishi o‘zgarmaydigan tokka ***o‘zgarmas tok deb ataladi***. Yuza birligidan o‘tayotgan tok kuchiga tok zichligi deb yuritiladi.

$$j = \frac{I}{S} \tag{11.2}$$

O‘tkazgichning bir birlik ko‘ndalang kesim yuzidan o‘tgan tokning kuchiga miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizik kattalikka tok zichligi deyiladi. Agar elektr toki ikki xil ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo‘lsa, tok zichligining ifodasini

quyidagicha ko‘rinishda yozish mumkin:

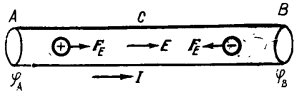
$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^- \qquad (11.3)$$

bunda q^+ va q^- mos ravishda musbat va manfiy tok tashuvchilarning zaryad miqdorlari, n^+ va n^- ularning konsentratsiyasi (ya’ni bir-birlik hajmdagi soni), u^+ va u^- esa ularning tartibli harakatidagi o‘rtacha tezliklari.

SI da tok kuchining o‘lchov birligi- amper (A) bo‘lib, u asosiy birlik sifatida qabul qilingan. Tok zichligi birligi - amper taqsim metr kvadrat (A/m^2).

11.2- . Elektr yurituvchi kuch va kuchlanishi

Biror o‘tkazgich olib, bu o‘tkazgichning *A* va *V* uchlarida turli ishorali ortiqcha musbat va manfiy zaryadlar bilan ta’minlanganligini nazarda tutib, bu o‘tkazgich bo‘ylab o‘tkazgichning uchlarida hosil bo‘lgan φ_A - φ_V potensiallar ayirmasi uning ichida potensial tushishi tomonga yo‘nalgan elektr maydoni hosil bo‘lishini tekshiraylik. Bu maydon kuchlari ta’sirida musbat zaryadlar *A* dan *V* ga qarab, manfiy zaryadlar esa *V* dan *A* ga qarab tartibli harakatga keladi va natijada o‘tkazgich bo‘ylab elektr toki oqa boshlaydi. Ammo bu holat uzoq vaqt davom etmaydi, chunki zaryad tashuvchilarning harakati o‘tkazgich ichidagi maydonni tezlik bilan yo‘qolishiga va tokning to‘xtashiga olib keladi.



11.1 – rasm.

O‘tkazgichda uzluksiz ravishda elektr toki mavjud bo‘lishi uchun maxsus qurilma bo‘lishi va uning ichida hamma vaqt turli ismli zaryadlar ajralib turishi hamda musbat zaryadlar *A* uchiga, manfiy zaryadlar esa *V* uchiga ko‘chib turish zarur. Bunday qurilmani ***tok manbai deyiladi***. Tok manbaida zaryadlarni ajratuvchi kuchlar elektrostatik xarakteriga ega bo‘lmasligi kerak, chunki elektr kuchlar turli ismli zaryadlarni ajratmaydi, balki faqat birlashtirishi mumkin. Shuning uchun tok manbaida zaryadlarni ajratuvchi kuchlar ***begona,*** ya’ni ***tashqi kuchlar*** deb yuritiladi. Tok manbalarida zaryadlarni ajratish jarayonida mexanik, kimyoviy, ichki va boshqa turdagi energiyalar elektr energiyasiga aylanadi. Masalan, o‘zgarmas tok generatorida bu kuchlar magnit maydon energiyasi va yakorning aylanishidagi mexanik energiya, elektrofar mashinasida mexanik energiya, termoelementda ichki energiya, akkumulyator va galvanik elementda - kimyoviy reaksiyalar

energiyasi, yarim o‘tkazgich fotoelementda yorug‘lik energiyasi hisobiga hosil qilinadi. Shunday qilib, tok manbai o‘tkazgichning *A* va *V* uchlarini uzluksiz ravishda har xil ismli zaryadlar bilan ta’minlab turadi. Ammo tok manbai ichida zaryadlarning ajralishiga, birinchidan, musbat qutbdan manfiy qutbga yo‘nalgan ichki elektr maydoni va ikkinchidan, tok manbai ichida ionlarni harakatiga elektrolitning (yopishqoqligi) qarshiligi to‘sqinlik qiladi. Shu tariqa tashqi elektr ajratuvchi kuchining bajargan A_t ishi tok manbai ichidagi elektr maydoni kuchlariga qarshi bajariladi, u holda

$$\frac{A_T}{q} = \varepsilon \qquad (11.4)$$

kattalik tok manbaining ***elektr yurituvchi*** kuchi deyiladi. U quyidagicha ta’riflanadi: ***tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (E.Yu.K.) tashqi kuchlar ta’sirida birlik musbat zaryadni manbani o‘z ichiga olgan berk zanjir bo‘ylab ko‘chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi.***

SI da E.YU.K. birligi qilib volt (*V*) qabul qilingan: 1*V* - shunday tok manbaining E.YU.K ki, u manbani o‘z ichiga olgan berk zanjir bo‘ylab 1*Kl* zaryadni ko‘chirishda 1J ish bajariladi. Ochiq zanjirdagi tok manbaining E.YU.K manbaning qutblaridagi potensiallar farqiga teng:

$$\varepsilon = \varphi_A - \varphi_B \qquad (11.5)$$

Tashqi elektr zanjiri bilan tutashtirilgan tok manbai qutblaridagi potensiallar ayirmasi tok manbaining ***kuchlanishi*** deyiladi.

Yopiq zanjir uchun, birinchidan, kulon kuchlari ta’sirida birlik musbat zaryadni *A* dan *V* gacha ko‘chirishda bajarilgan ish shu ikki nuqta orasidagi potensiallarning farqi (φ_A - φ_V) ga teng. Ikkinchidan, tashqi kuchlar ta’sirida birlik musbat zaryadni zanjirning tekshirilayotgan qismida ko‘chirishda bajarilgan ish zanjirning shu qismidagi manbaining E.YU.K ε_{AB} ga teng. Shuning uchun kuchlanish

$$U_{AB} = (\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB} \qquad (11.6)$$

teng bo‘ladi. Agar $E_{AB} = 0$ bo‘lsa,

$$U_{AB} = (\varphi_A - \varphi_B)$$

bo‘ladi.

Kuchlanish ham, xuddi E.YU.K kabi **volt (*V*)da** o‘lchanadi.

11.3- . Om qonuni. O‘tkazgichning qarshiligi

Om qonuni juda ko‘p tajribalar natijasi asosida kashf etilgan qonundir. Uning to‘g‘riligi boshqa kishilar tomonidan o‘tkazilgan ko‘pgina tajribalarda ham isbotlangan. 1826 yili nemis fizigi *Om* quyidagi qonunni yaratdi: bir jinsli metall o‘tkazgichdan o‘tayotgan tok kuchi ushbu o‘tkazgichning uchlaridagi kuchlanishga to‘g‘ri proporsional:

$$I = \frac{1}{R}U \tag{11.7}$$

bu yerda R - o‘tkazgichning elektr qarshiligidir. (11.7) tenglama zanjirning bir ***qismi uchun Om qonunini ifodalaydi.*** Qarshilik birligi *Om* deb qabul qilingan. O‘tkazgichning uchlaridagi kuchlanish 1V bo‘lganda 1A tok kuchi o‘tadigan o‘tkazgichning elektr qarshiligi 1 *Om* ga teng bo‘ladi. Elektr qarshilikka teskari bo‘lgan kattalik

$$G = \frac{1}{R} \tag{11.8}$$

elektr o‘tkazuvchanlik deb ataladi, uning o‘lchov birligi ***simens (Sm)***. ***1Sm - elektr qarshiligi 1 Om bo‘lgan o‘tkazgichning elektr o‘tkazuvchanligidir.***

Metall o‘tkazgichning tokka ko‘rsatadigan qarshiligi erkin elektronlarning metalldagi kristall panjara ionlari bilan to‘qnashishlari tufayli hosil bo‘lgani uchun qarshilik o‘tkazgichning shakli, o‘lchamlari va uning qanday materialdan yasalganligiga bog‘liq bo‘ladi. Omning tadqiqotlariga muvofiq, bir jinsli silindrsimon o‘tkazgich uchun o‘tkazgichning qarshiligi uning l uzunligiga to‘g‘ri proporsional va ko‘ndalang kesim yuzi S ga teskari proporsional

$$R = \rho\frac{l}{S} \tag{11.9}$$

bu yerda ρ - o‘tkazgichning ***solishtirma elektr qarshiligi***. U o‘tkazgich materialining tabiatiga bog‘liq kattalikdir. Solishtirma elektr qarshilikka teskari bo‘lgan:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \tag{11.10}$$

kattalikni o‘tkazgichning ***solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi*** deb ataladi. Solishtirma elektr qarshilikning o‘lchov birligi - *Om metr* (*Om.m*); ***1 Om.m*** - ko‘ndalang kesimi 1m^2, uzunligi 1m bo‘lganda 1 *Om*

elektr qarshilikka ega bo‘lgan o‘tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir.

Solishtirma elektr o‘tkazuvchanlikning o‘lchov birligi simens taqsim metr (*Sm/m*); ***1 Sm/m*** - ko‘ndalang kesimi $1m^2$, uzunligi $1m$ bo‘lganda $1Sm$ elektr o‘tkazuvchanlikka ega bo‘ladigan o‘tkazgichning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligidir.

O‘tkazgichning qarshiligi va solishtirma qarshiligi haroratga bog‘liq bo‘ladi. Harorat ortishi bilan metall panjarasidagi ionlarning issiqlik harakati tezlashadi va elektronlarning tartibli harakatini qiyinlashtiradi. Shuning uchun metallarning qarshiligi harorat ortishi bilan ortadi. Tajribalarni ko‘rsatishicha barcha metallarning qarshiligi harorat bilan chiziqli bog‘langandir:

$$R = R_0(1+\alpha t) \qquad (11.11)$$

bu yerda R_0 - o‘tkazgichning 0^0C dagi qarshiligi, t - harorat, α - ***qarshilikning harorat koeffitsienti***, sof metallar uchun:

$$\alpha \approx \frac{1}{273}\,\text{grad}^{-1}$$

Termodinamik harorat T dan foydalanib (11.11)ni quyidagicha yozamiz:

$$R = \alpha R_0 T \qquad (11.12)$$

O‘tkazgichning qarshiligi, asosan, solishtirma qarshilikning o‘zgarishi hisobiga o‘zgaradi. Agar (11.11) formulaga $R = \rho\frac{l}{S}$ va $R_0 = \rho_0\frac{l}{S}$ qiymatlari qo‘yilsa, solishtirma qarshilikning haroratga bog‘lanishini ifodalovchi formula hosil bo‘ladi:

$$\rho = \rho_0(1+\alpha t) \qquad (11.13)$$

Binobarin, solishtirma qarshilik ham haroratga chiziqli bog‘langandir. Lekin ayrim sof metallarning solishtirma qarshiligi **absolyut nolga yaqin haroratdayoq** keskin **nolga** aylanishi ma’lum bo‘ldi. **O‘ta o‘tkazuvchanlik** deb nom olgan bu hodisani birinchi marta 1911 yilda gollandiyalik fizik Kamerling-Onnes simobni suyuq geliyda sovutganda simobning qarshiligi dastlab asta-sekin kamayib, so‘ngra harorat 4,1 *K* ga yetganda sakrab birdaniga nolga tushib qolganiligini aniqlagan.

Elektr zanjiri ko‘pincha turli usullar bilan ulangan bir necha qarshiliklardan iborat bo‘lishi mumkin. Qarshiliklar zanjirga o‘zaro ketma-ket va parallel ulanadi.

Ketma-ket ulangan qarshiliklarning umumiy qarshiligi alohida olingan qarshiliklarning algebraik yig‘indisiga teng, ya’ni:

$$R_{к.к} = R_1 + R_2 + \ldots + R_n = \sum_{i=1}^{n} R_i \qquad (11.14)$$

O‘zaro parallel ulangan qarshiliklardan tuzilgan zanjir qarshiligining teskari qiymati har bir alohida olingan qarshiliklar teskari qiymatlarining algebraik yig‘indisiga teng, ya’ni:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots\ldots + \frac{1}{R_m} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_i} \qquad (11.15)$$

11.4- . Zanjirning bir jinsli bo‘lmagan qismi uchun Om qonuni

Zanjirning **bir jinsli bo‘lmagan qismida** tok manbai ishtirok etadi. Shuning uchun zanjirning umumiy elektr qarshiligi (R_{um}) ni hisoblaganda tok manbaining ***ichki qarshiligi r*** ni ham hisobga olishga to‘g‘ri keladi. Generatorda r ichki qarshilik deb chulg‘amlar qarshiligi, galvanik elementda esa elektrolit eritmasi (musbat va manfiy ionlar harakatiga bo‘lgan qarshilik) va elektrodlarning qarshiligi tushuniladi. (11.6) dan foydalanib zanjirning bir jinsli bo‘lmagan qismi uchun *Om* qonunini quyidagi ko‘rinishda ifodalaylik:

$$I = \frac{U_{AB}}{R_{um}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}}{R + r} \qquad (11.16)$$

(11.16) ni odatda, Om ning umumlashtirilgan qonuni deb ham ataladi, chunki uni elektr zanjirning ixtiyoriy qismi uchun qo‘llash mumkin. (11.16) ifodada $\varphi_1 = \varphi_2$ bo‘lsa, berk zanjir uchun *Om* qonunining ifodasi quyidagi ko‘rinishga keladi.

$$I = \frac{\varepsilon_{AB}}{R + r} \qquad (11.17)$$

bundagi E - berk zanjirdagi barcha E.YU.K larning algebraik yig‘indisi, $R+r$ esa zanjirdagi umumiy qarshilik.

(11.17) tenglik berk zanjir uchun Om qonunining matematik ifodasi bo‘lib, u quyidagicha ta’riflanadi:

Berk zanjirdan o‘tayotgan tokning kuchi manbaning elektr yurituvchi kuchiga to‘g‘ri proporsional va zanjirning to‘la qarshiligiga teskari proporsionaldir. (11.9), (11.10) lardan foydalanib *Om* qonunlarining differensial ko‘rinishini ifodalaylik. Buning uchun

o‘tkazgichning qarshiligi $R = \rho \frac{dl}{dS}$ ni hisoblaganda elementar uzunlik *dl* va elementar yuza *dS* ni kiritaylik. U holda o‘tkazgich uchlaridagi kuchlanishni *U=Edl* deb, undan o‘tayotgan tok kuchini esa *I = jdS* ga teng deb olamiz. Bularni zanjirning bir jinsli qismi uchun *Om* qonuni (11.7) ifodasiga qo‘ysak:

$$jdS = \frac{Edl}{\rho \frac{dl}{dS}} = \frac{dS}{\rho dl} Edl$$

yoki

$$j = \frac{1}{\rho} E \qquad (11.18)$$

hosil bo‘ladi. Bu yerdagi $\sigma = \frac{1}{\rho}$ teng ekanligini hisobga olsak (11.18) ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$j = \sigma E \qquad (11.19)$$

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 ishtirok etadi. U holda zanjirning ***bir jinsli bo‘lmagan qismi uchun Om qonunining differensial ko‘rinishi*** quyidagicha yoziladi:

$$j = \sigma(E + E_T) \qquad (11.20)$$

bundagi E_t - zanjirning tekshirilayotgan qismidagi tok manbalari ta’sir etayotgan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligidir.

11.5 - . Joul - Lens qonuni

Tajribalardan ma’lumki, o‘tkazgichdan tok o‘tganda hamma vaqt mazkur o‘tkazgich qiziydi. Uning qizishga sabab shuki, o‘tkazgich bo‘ylab harakatlanayotgan elektronlarning kinetik energiyasi elektronni o‘tkazgich kristall panjarasining ioni bilan har bir to‘qnashishida issiqlikka aylanadi. **Joul** va **Lens** mustaqil ravishda o‘z tajribalarida o‘tkazgichdan tok o‘tishi natijasida undan ajralib chiqqan **issiqlik miqdori o‘tkazgichning qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga** va **tokning o‘tib turish vaqtiga** proporsional ekanligini topdilar:

$$dQ = I^2 Rdt = \frac{U^2}{R} dt \qquad (11.21)$$

Bu munosabat Joul-Lens qonunini ifodalaydi. (11.21) ifoda o‘z navbatida o‘tkazgichning ko‘ndalang kesimidan *dt* vaqt ichida *Idt* zaryadni ko‘chirishda tokning bajargan ishiga teng bo‘ladi:

$$dA = dQ = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \qquad (11.22)$$

Elektr tokining quvvati esa quyidagi:

$$N = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \qquad (11.23)$$

ifodaga teng bo‘ladi. (11.18) dan foydalanib (11.21) ni quyidagicha yozamiz:

$$dQ = RI^2 dt = \frac{\rho\, dl}{dS} (jdS)^2 dt = \rho\, j^2 dl\, dS\, dt \qquad (11.24)$$

Agar $dl \cdot dS$ = dv o‘tkazgichning issiqlik ajralayotgan hajmi ekanligini hisobga olsak,

$$dQ = \rho\, j^2 dV \cdot dt \qquad (11.24)$$

(11.24) ni *dv dt* ga bo‘lsak, o‘tkazgichning birlik hajmdan birlik vaqtda ajralib chiqqan issiqlik miqdorini xarakterlovchi kattalikni topamiz. Bu kattalik ***tok issiqlik quvvatining zichligi deb ataladi.***

$$w = \frac{dQ}{dvdt} = \rho\, j^2 \qquad (11.25)$$

(11.18) va (11.19) ifodalardan foydalanib (11.25) ni quyidagicha yozamiz:

$$w = jE = \sigma E^2 \qquad (11.26)$$

Bu ifoda Joul–Lens qonunining ***differensial ko‘rinishidir.***

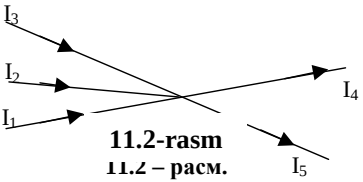
11.6-§. Kirxgof qoidalari

Yuqorida biz berk zanjirdan iborat tarmoqlanmagan, eng sodda elektr zanjirlarini ko‘rdik. Tarmoqlanmagan zanjirning barcha qismlarida tok kuchi bir xil bo‘ladi. Tarmoqlanmagan zanjirlarni (tok kuchi, E.YU.K ni va qarshiligini aniqlash) *Om* qonunlari yordamida osongina hisoblash mumkin.

Tarmoqlangan elektr zanjiri ancha murakkab bo‘ladi. Kirxgof qoidalari tarmoqlangan murakab zanjir qismlarini hisoblashda qo‘llaniladi. Tarmoqlanmagan zanjir berk konturning alohida qismlarida tok kuchlari kattalik va yo‘nalish jihatdan turlicha bo‘lishi mumkin.

Elektr zanjirining kamida uchta o‘tkazgich tutashgan nuqtasi

tugun deyiladi. Tugunga kelayotgan toklarni ***musbat*** ishora bilan, tugundan ketayotgan toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi. Kirxgofning birinchi qoidasiga asosan; ***tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yig‘indisi nolga teng***, ya’ni 11.2-rasmdagi elektr tugun uchun:



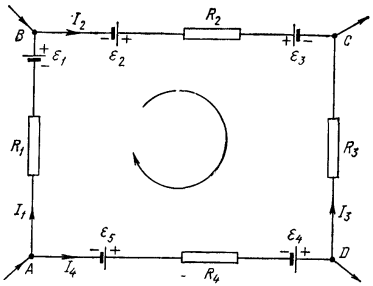
11.2-rasm
11.2 – расм.

$$\sum_{i=1}^{n} Ii = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (11.27)$$

yoki

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5$$

Kirxgofning ikkinchi qoidasi tarmoqlanmagan zanjirning berk konturiga tegishli. Biror murakkab tarmoqlanmagan elektr zanjiridan ixtiyoriy AVSDA berk konturni ajratib olaylik (11.3-rasm). Bu kontur ixtiyoriy yo‘nalishda aylanganda qo‘shni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun Om qonuni (11.16) ni qo‘llaymiz. Bunda quyidagi shartlarga rioya qilish kerak:



11.3 – rasm.

1)zanjirning har bir qismidagi qarshilik (*R*) deganda shu qismdagi barcha tashqi va ichki qarshiliklar yig‘indisi tushuniladi;

2)zanjirning ayrim qismlaridagi tokning yo‘nalishi konturni aylanish yo‘nalishi bilan mos tushsa, bunday tokni musbat, aks holda manfiy deb hisoblanadi;

3)zanjirdagi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi tomon yurish konturni aylanish yo‘nalishi bilan mos tushsa, manbaning E.YU.K musbat ishora bilan aks holda manfiy ishora bilan olinadi.

Shunday qilib, yuqoridagilarni hisobga olib *AVSDA* kontur uchun quyidagilarni yozaylik:

AV qism uchun. $I_1R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \boldsymbol{\mathcal{E}_1}$

BC qism uchun. $I_2R_2 = \varphi_V - \varphi_S + \boldsymbol{\mathcal{E}_2} - \boldsymbol{\mathcal{E}_3}$

SD qism uchun. $-I_3R_3 = \varphi_S - \varphi_D$

DA qism uchun. $-I_4R_4 = \varphi_D - \varphi_A - \boldsymbol{\mathcal{E}_4} - \boldsymbol{\mathcal{E}_5}$

Bu tengliklarni hadlab qo‘shsak:

$$I_1R_1 + I_2R_2 - I_3R_3 - I_4R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4 - \varepsilon_5 \qquad (11.28)$$

yoki I va ε lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, (11.28)ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

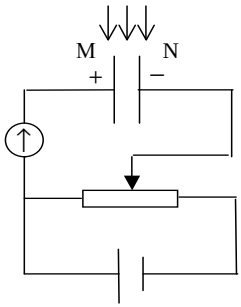
$$\sum_i I_i R_i = \sum_i \varepsilon_i \qquad (11.29)$$

Bu munosabat Kirxgof ikkinchi qoidasining matematik ifodasidir, u quyidagicha ta’riflanadi: ***tarmoqlanmagan elektr zanjirning berk konturida tok kuchlarining bu konturning tegishli qismlari qarshiliklariga ko‘paytmalarining algebraik yig‘indisi ushbu konturdagi barcha E.YU.K larning algebraik yig‘indisiga teng.***

Kirxgofning ikkinchi qoidasini o‘zgaruvchan tok zanjiriga ham tadbiq qilish mumkin.

11.7-§. Gazlarda elektr toki

Elektr tokning gazlar orqali o‘tishiga ***gaz razryadi*** deyiladi. Metallar va elektrolitlar tok tashuvchilar har doim mavjuddir, ularga berilgan elektr maydoni mavjud zaryadlarni faqat tartibga soladi. Gazlar esa normal holda izolyator hisoblanadi, ularda tok tashuvchilar bo‘lmaydi. Gazlar orqali elektr tokining o‘tishini tekshirish uchun 11.4-rasmda tasvirlangan elektr zanjirining chizilmasini tuzaylik. Zanjir orqali elektr tok oqimini ta’minlamoqchi bo‘lsak, *M* va *N* elektrodlar oralig‘iga zaryad tashuvchilar vujudga keltirish kerak. Gazda zaryad tashuvchilar vujudga keltirishnining ikki usulidan foydalanamiz:



11.4-rasm

a) gazlarda zaryad tashuvchilar tashqi ta’sirlar natijasida hosil qilinsa, bunday holda kuzatiladigan elektr tokni ***nomustaqil gaz razryadi deyiladi;***

b) agar zaryad tashuvchilar elektr maydon ta’sirida vujudga kelsa, shu hodisa tufayli kuzatiladigan elektr tokni ***mustaqil gaz razryadi deyiladi.***

Nomustaqil gaz razryadi gazlarni yuqori haroratgacha qizdirish bilan, ultrabinafsha yoki rentgen nurlari ta’siri bilan, shuningdek, α, β, γ nurlanishining ta’siri ostida yuzaga kelishi mumkin. Bu hol *M* va *N* elektrodlar orasidagi gaz molekulalarining ionlashuviga olib keladi.

Ionlashishda gaz molekulasidan, odatda, bitta elektron uzib chiqariladi, buning natijasida molekula ***musbat ion*** bo‘lib qoladi. Uzilib chiqqan elektron juda oz muddat erkin qolishi mumkin, yoki darhol gazning neytral molekulalaridan biriga birlashadi va bu molekulani ***manfiy ionga aylantiradi.*** Gazdagi ionlashish jarayoni sababchisi bo‘lgan tashqi dalillar ionizator deb ataladi. Shunday qilib, ionlashgan gazda musbat ionlar ham, manfiy ionlar ham, erkin elektronlar ham bo‘ladi. Gazda ionlanish bilan birga ionlarning rekombinatsiyalanish o‘zaro qo‘shilishi jarayoni ham boradi.

Tashqi elektr maydoni bo‘lganida ionlashgan gazda turli ismli ionlarning qarama-qarshi yo‘nalishdagi harakati va elektronlarning harakati tufayli tok vujudga keladi.

Ionizator ta’siri to‘xtaganda gaz ionlarining konsentratsiyasi darhol nolgacha kamayadi va tok to‘xtaydi.

Mustaqil gaz razryadi vaqtida o‘z-o‘zidan ionlashish jarayonlari tashqi ionizator ta’sir qilmasdan, balki kuchli elektr maydonlar ta’sirida zaryad tashuvchilar vujudga kelishi tufayli sodir bo‘ladi. Elektrodlar zaryad tashuvchilarning hosil bo‘lishini ta’minlovchi quyidagi asosiy jarayonlar bilan tanishib o‘taylik.

1). Zarbdan ionlanish. Tabiiy sharoitlarda gazda hamma vaqt ham oz miqdorda erkin elektronlar va ionlar bo‘ladi, ular kosmik nurlar va atmosferada, tuproqda, suvda bo‘ladigan radiaktiv moddalarni nurlanishi ta’sirida hosil bo‘lishi mumkin. $10^3 – 10^5$ *V/m* elektr maydonlarida bu zarrachalarni shunday tezliklargacha tezlatish mumkinki, ularning kinetik energiyasi ionlanish ishidan katta bo‘lib ketadi va ular neytral molekulalar bilan to‘qnashib, bu molekulalarni ionlashtiradi. Hosil bo‘lgan elektron va ionlar ham maydon ta’sirida tezlashib o‘z navbatida ular ham yangi neytral molekulalarni ionlantiradi va hakozo. Shu tariqa gazda ionlanish nihoyatda katta qiymatlarga erishadi. Gazning bunday o‘z-o‘zidan ionlanishi ***zarbdan ionlanish deyiladi.***

2). Ikkilamchi elektron emissiya. Maydon ta’sirida tezlashtirilgan musbat ionlar metall katodga urilib, ***katoddan elektronlarni urib chiqaradi***, bu elektronlar o‘z navbatida maydon tomonidan tezlashtirilib, neytral molekulalarni ionlashtiradi. Bu hodisa ikkilamchi elektron emissiya deyiladi.

3). Avtoelektron emissiya. Bu hodisa nihoyatda kuchli elektr maydonlarda ($E \sim 10^8$ *V/m*) sodir bo‘ladi. Bunda nihoyatda kuchli elektr maydon metallardan elektronlarni yulib oladi, deyish mumkin.

4). Fotoionlanish. Gaz molekulalari zarbdan ionlanish natijasida vujudga kelgan ion uyg‘ongan holatda bo‘lishi mumkin. Bu ion uyg‘ongan holatdan o‘zining dastlabki holatiga o‘tganda qisqa to‘lqinli nur chiqariladi. Bunday nur energiyasi molekulalarning ionlanishiga yetarli bo‘lib qolganda fotoionlanish hodisasi ro‘y beradi.

5). Termoelektron emissiya. Katodni yetarli darajada qizdirilishi natijasida undan elektronlarni uchib chiqishi tufayli elektronlar to‘plami vujudga keladi.

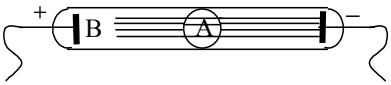
Endi mustaqil gaz razryadining ba’zi turlari bilan tanishaylik.

1.Toj razryad. Bir jinsli bo‘lmagan, ya’ni notekis elektr maydonlarida bo‘lgan normal bosimli gazda elektrodlar o‘tkir qismlarining yaqinida ***toj razryad*** kuzatiladi. Toj razryad gaz molekulalarning kuchli elektr maydonida katta tezliklargacha tezlatilgan elektronlari va ionlarining zarbdan ionlanishi tufayli yuzaga keladi, bunday kuchli elektr maydonlar elektrodlarning o‘tkir uchli qismlarida vujudga kelishi ma’lum.

Toj razryad, masalan, yuqori kuchlanishli simlar yaqinida, machtalar uchlarida va boshqa o‘tkir uchli simlar yaqinida hosil bo‘ladi. Yashin qaytargichning ishlashi toj razryadga asoslangan. Atmosferada momaqaldiroq bo‘lgan vaqtda hosil bo‘ladigan kuchli elektr maydoni yashin qaytargichning uchida toj razryadi vujudga keltiradi va binolarni yashin zarbidan muhofaza qiladi.

2.Uchqunli razryad. Induksion g‘altak chulg‘amining ikki uchi orasidagi kuchlanish nihoyatda katta ($3 \cdot 10^6$ *V/m*) bo‘lganda gazning turtki kabi zarbdan ionlanishi natijasida qisqa vaqtli razryad – yashindir. Yashin bulutlar orasida yoki bulut bilan Yer oralig‘ida katta potensiallar farqi vujudga kelishi natijasida paydo bo‘ladi. Uchqun razryad yaqinidagi gaz yuqori (10^4 ℃) haroratlargacha qiziydi va keskin kengayadi. Yashinning uzunligi 50 kilometrgacha, tok kuchi 20 000 *A* gacha yetadi, yashin 10^{-6} sekund davom etadi, shuning uchun uning tovushi, ya’ni momaqaldiroq juda kuchli bo‘ladi.

3.Yoy razryad. Yoy razryad bir-biriga yaqin joylashgan ikki elektrod (ko‘mir yoki metall) orasida 40 *V* yaqin kuchlanishda vujudga keladi. Atmosfera bosimida uning harorati 2500 - 4000 ℃ bo‘ladi. Yoy razryad vaqtida tok kuchi ~ 3000 *A* dan katta bo‘lishi mumkin. Yoy razryad cho‘g‘langan katodning termoelektron emissiyasidan yuzaga keladi. Yoy razryad 1802 yilda V.V.Petrov tomonidan kashf qilingan. Yoy razryaddan metallarni payvandlashda, maxsus po‘latlarni eritish (yoy nechi), yoritishda (yoy projektor) va boshqa sohalarda qo‘llaniladi.



11.5-rasm

4.Yolqin razryad. Yolqin razryad gaz bosimi 0,1 *mm*.simob ustuniga, elektrodlarga berilgan kuchlanish bir necha yuz voltga teng bo‘lganda kuzatiladi. Yolqin razryad gaz-razryad nayining elektrodlari orasida deyarli butun fazoni to‘ldiruvchi sokin nurlanuvchi *A* ustun (***musbat ustun***) ko‘rinishida bo‘ladi (11.5-rasm), faqat katod yaqinidagi kichik V sohagina nurlanmay qoladi (***katod qorong‘i fazasi***). Nurlanish qo‘zg‘algan molekulalarni vujudga keltiradi. Nurlanishning rangi gaz tabiatiga bog‘liq bo‘ladi, masalan, neon-qizil, argon-ko‘kish, geliy-sariq rangdagi nurlanishni beradi.

Yolqin razryad musbat ionlarning katoddan urib chiqargan elektronlarining zarbidan ionlashuvi tufayli hosil bo‘ladi. Katod yaqinida bu elektronlar maydon ta’sirida hali tezlashib ulgurmagan bo‘ladi. Yolqin razryadning xususiyatlaridan kunduzgi yorug‘lik lampalarida, ko‘rgazmalarni yoritish, bezash maqsadlarida foydalaniladi.

11.8-§. Plazma

Mustaqil razryadning ba’zi turlarida gazning ionlashishi darajasi juda yuqori bo‘ladi. Yuqori darajada ionlashgan kichik hajmda elektroneytral bo‘lgan gaz ***plazma*** deb ataladi. Agar gazning barcha molekulalari ionlashgan bo‘lsa, ya’ni ionlashganlik darajasi birga teng bo‘lsa, to‘liq ionlashgan plazma deyiladi. Boshqa hollarda qisman ionlashgan plazma bilan ish ko‘riladi.

Plazma moddaning alohida holatidir. Bir necha o‘n million gradius haroratga ega bo‘lgan Quyosh va boshqa yulduzlarni tashkil qilgan moddalar plazma holatda bo‘ladi. Plazmani ikki usul bilan hosil qilish mumkin.

1.O‘ta yuqori haroratlargacha qizdirilgan gaz molekulalari o‘zaro to‘qnashuvi tufayli ionlanish sodir bo‘ladi. Masalan, $T \geq 10\ 000\ K$ da har qanday jism plazma holatda bo‘ladi. Yuqori haroratda hosil bo‘lgan plazma ***yuqori haroratli plazma deyiladi.***

2. Gaz razryadi natijasida hosil bo‘lgan plazma ***gaz razryadli plazma deyiladi***. Gaz razryadli plazma elektronlari va ionlari gaz razryadini vujudga keltirayotgan elektr toki manbaidan doimo energiya olib turadi. Natijada ionlar va elektronlarning haroratlari keskin farq qiladi, chunki elektronlar elektr maydonida ko‘proq tezlashadi. Masalan,

yolqin razryadda elektronlar harorati – 10 000 *K* bo‘lsa, ionlar harorati ~2000*K* dan ortmaydi.

Plazma zarralari, oddiy gaz molekulalariga o‘xshash tartibsiz harakatda bo‘ladi. Plazma elektromagnit maydon bilan ta’sirlashgani uchun radio to‘lqinlarni qaytaradi.

Plazmada tok tashuvchilar konsentratsiyasi juda katta. Shuning uchun, plazmaning elektr o‘tkazuvchanlik xossasi yaxshi. Plazmada elektronlarning harakatchanligi ionlarga nisbatan taxminan uch marta katta, shu sababli plazmada tokni, asosan, elektronlar hosil qiladi.

Hozirgi paytda plazmadan ikki yo‘nalishda foydalanish mo‘ljallanyapti:1) boshqariluvchi termoyadro reaksiyalarida;

2) magnitogidrodinamik generatorlarda (MGDG).

Savollar

1. Elektr tokining mavjudlik shartini u vujudga keltirgan hodisalarga qarab qanday aniqlash mumkin?
2. Agar elektr toki ikki xil ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo‘lsa, tok zichligini ifodasi qanday ko‘rinishda bo‘ladi?
3. O‘tkazgichda uzluksiz ravishda elektr toki mavjud bo‘lishi uchun qanday qurilma bo‘lishi va uning ichida hamma vaqt turli ismli zaryadlarni ajratib turuvchi qanday kuchlar bo‘ladi?
4. Elektr yurituvchi kuch (E.Yu.K.), potensial va kuchlanishlar orasida qanday bog‘lanish bor?
5. Om qonunlarini bir jinsli va bir jinsli bo‘lmagan elektr zanjirlari uchun ifodalang va ularni differensial ko‘rinishini keltirib chiqaring.
6. Qarshilikni o‘tkazgichning o‘lchamlariga, temperaturaga bog‘liqligini ifodalang va o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasini aniqlashda moddalarni turiga qarab temperatura sohasini o‘zgarib borishini tushuntiring.
7. Jouli-Lenc qonunini ta’riflang va uning differensial ko‘rinishini keltiring.
8. Tarmoqlanmagan va tarmoqlangan zanjirlar uchun Kirxgof qoidalarini ifodalang, ta’riflarini ayting.
9. Mustaqil va nomustaqil gaz razryadlari hosil qilishda ionizator va elektr maydonlarini ta’sirini xarakterlang.

10. Yuqori darajada ionlashgan kichik hajmda elektroneytiral bo‘lgan gaz, ya’ni plazma qanday hosil qilinadi va uni qanday tutib turiladi, shuningdek, plazmadan qanday maqsadlarda foydalaniladi?

Masalalar

36-masala. Elektr stansiyasining klemmalaridagi kuchlanish $U_0 = 6600V$. Iste'molchi l =10 km uzoqlikda joylashgan. Agar tok kuchi liniyada I=20 A va simlarda kuchlanish tushishi 3% bo'lsa, ikki simli uzatish liniyasi qurish uchun olinadigan mis simning ko'ndalang kesim yuzi S qancha bo'lishi kerak? Misning solishtirma qarshiligi $\rho = 1{,}7 \cdot 10^{-8} Om \cdot m$.

Berilgan: $U_0 = 6600V$, l =10 km = 10^4 m
I =20 A, k=3%
$\rho = 1{,}7 \cdot 10^{-8} Om \cdot m$
S ~?

Yechish. $R = \rho \frac{l}{S}$ formulaga muvofiq $S = \rho \frac{2l}{R}$ bu yerda R-simining qarshiligi. Om qonuniga muvofiq U=IR. Biroq shartga ko'ra U = 0,03U_0. U holda $R = \frac{0{,}03U_0}{I}$ va

$$S = \frac{2l\rho I}{0{,}03U_0} = \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 1{,}7 \cdot 10^{-8} \cdot 20}{0{,}03 \cdot 6600} = 3{,}4 \cdot 10^{-5} m^2 = 34 mm^2.$$

37-masala. Cho'g'lanma lampochka volfram tolasining qarshiligi t_1=20^0C temperaturada R_1=40 Om. ga, uning t =0^0C temperaturadagi R_0 qarshiligi topilsin. Agar cho'g'lanma lampochka U=120V kuchlanishli tok manbaiga ulanganda tolasidan I= 0,3A tok o'tsa, qizigan volfram tolasining R_2 qarshiligi va t_2 – temperaturasi topilsin. Volfram uchun qarshilikning temperatura koeffitsienti $\alpha = 4{,}6 \cdot 10^{-3} grad^{-1}$

Berilgan: t =20^0C, R_1=40 Om, U=120V, I= 0,3A,
$\alpha = 4{,}6 \cdot 10^{-3} grad^{-1}$
R_0~? R_2~? t_2~?

Yechish. Temperatura juda katta bo'lgan intervallarda o'tkazgich R-qarshiligi t temperaturaga chiziqli bog'liq bo'ladi, ya'ni $R = R_0(1 + \alpha t)$, bunda R_0-o'tkazgichning t=0^0C temperaturadagi qarshiligi , α-qarshilikning temperatura koeffitsientidir.

U vaqtda t_1 =20^{0}C temperaturadagi volfram tolasining qarshiligi $R_2 = R_0(1+\alpha t_2)$, bundan R_0 ni topib hisoblaymiz.

$$R_o = \frac{R_1}{1+\alpha t_1} = \frac{40}{1+4{,}6\cdot 10^{-3}\cdot 20} = \frac{40}{1{,}092} = 36{,}63 Om .$$

Om qonuniga asosan yonib turgan cho‘g‘lanma lampochka volfram tolasining qarshiligi quydagiga teng bo‘ladi:

$$R_2 = \frac{U}{I} = \frac{120}{0{,}3} = 400 Om$$

Ikkinchi tomondan qizigan tolaning qarshiligi $R_2 = R_0(1+\alpha t_2)$, undan tolaning t_2 temperaturasini topib hisoblaymiz:

$$t_2 = \frac{R_2 - R_0}{\alpha R_0} = \frac{400-36{,}63}{4{,}6\cdot 10^{-3}\cdot 36{,}63} = \frac{363{,}37\cdot 10^3}{4{,}6\cdot 36{,}63} = 2157^0 C .$$

38-masala. Ko‘ndalang kesim yuzi S=0,5sm^2 bo‘lgan metall o‘tkazgichdan I=3A tok o‘tadi. Agar metalldagi erkin elektronlarning konsentransiyasi $n = 4\cdot 10^{28} m^{-3}$ teng bo‘lsa, elektronlar dreyfining o‘rtacha tezligi $\upsilon_{o'rt}$ topilsin. Elektronning zaryadi $e = 1{,}6\cdot 10^{-19} Kl$ ga teng.

Berilgan: S=0,5sm^2, I=3A, $n = 4\cdot 10^{28} m^{-3}$

$e = 1{,}6\cdot 10^{-19} Kl$

$\upsilon_{o'rt}$ ~?

Yechish. Metallarning elektron o‘tkazuvchanlik nazariyasiga asosan o‘tkazgichdan o‘tayotgan elektr tokining zichligi $j = \frac{I}{S}$ metallardagi erkin elektronlarning zaryadi e, konsentransiyasi n va elektronlar dreyfinining o‘rtacha tezligi $j=en\upsilon_{o'rt}$ Bundan topish kerak bo‘lgan elektronlar dreyfining o‘rtacha tezligi quyidagicha topiladi

$$\upsilon_{o'rt} = \frac{j}{en} = \frac{I}{enS} .$$

Son qiymatlarini o‘rniga qo‘yib hisoblaymiz:

$$\upsilon_{o'rt} = \frac{1}{enS} = \frac{3A}{1{,}6\cdot 10^{-19}\cdot 4\cdot 10^{28}\cdot 0{,}5\cdot 10^{-4}} = 0{,}94\cdot 10^{-4} m/s = 94 mkm/s$$

.

39-masala. Qarshiligi R=20 OmØ bo‘lgan o‘tkazgichdagi tok kuchi $\Delta t = 2s$ vaqt davomida chiziqli qonunga binoan I_0=0dan I_{maks}=6A gacha ortadi. O‘tkazgichda birinchi va ikkinchi sekundlarda ajralib chiqqan Q_1 va Q_2 issiqlik miqdori hamda bu issiqlik miqdorlarining nisbati Q_1 / Q_2 aniqlansin.

Berilgan: $\Delta t = 2s$ I_0=0, I_{maks}=6A.
R=20 Om
Q_1 ~? Q_2 ~? Q_1 / Q_2 ~?

Yechish. $Q=I^2Rt$ Joul-Lens qonuni o‘zgarmas tok (I=const) uchun qo‘llanilishi mumkin. Agar o‘tkazgichdagi tok kuchi o‘zgaruvchan bo‘lsa, yuqoridagi qonun faqat vaqtning cheksiz kichik oralig‘i uchungina o‘rinli va

$$dQ = I^2Rdt \qquad (1)$$

ko‘rinishda yoziladi.

Bu yerda tok kuchi I vaqtning qandaydir funksiyasi bo‘ladi.

Bu holda

$$I = kt \qquad (2)$$

bunda k proporsionallik koeffitsienti bo‘lib, tok kuchi orttirmasining bu ortish ro‘y bergan vaqt oralig‘i nisbatiga tengdir :

$$k = \frac{\Delta Y}{\Delta t}$$

(2) tenglikni hisobga olganda (1) tenglama

$$dQ = k^2Rt^2dt \qquad (3)$$

ko‘rinishda bo‘ladi.

Chekli Δt vaqt oralig‘ida ajralgan issiqlik miqdorini aniqlash uchun (3) ifodani t_1 dan t_2 gacha oraliqda integrallash kerak:

$$Q = k^2R\int_{t_1}^{t_2} t^2dt = \frac{1}{3}k^2R(t_2^3 - t_1^3)$$

Birinchi sekunda ajralib chiqqan issiqlik miqdorini aniqlashda integrallash chegaralari t_1=0, t_2 =1s bo‘ladi va natijada Q_1=60J.

Ikkinchi sekunda esa integrallash chegaralari t_1=1s, t_2 =2s bu holda. Q_2=420J, ya’ni ikkinchi sekundda birinchi sekunddagiga nisbatan 7 marta ko‘p issiqlik miqdori ajraladi.

Mustaqil yechish uchun masalalar

124. Sig‘imi S=100 mkF bo‘lgan kondensator t=0,5 s vaqt ichida $U = 500\ B$ gacha zaryadlandi. Zaryad tok kuchining o‘rtacha qiymatini toping.

($I_{o‘rt}$=0,1A)

125. $U = 12\ мВ$ kuchlanish berilgan uzunligi ℓ =10 m va kesimi S=2 mm^2 bo‘lgan po‘lat simdagi tok kuchini toping.

(I=20mA)

126. Agar mis simning qarshiligi R=10,8Om, massasi m=3,41 kg bo‘lsa, uning ko‘ndalang kesim yuzi S va uzunligi ℓ topilsin. Misning solishtirma qarshiligi $\rho=1{,}7\cdot10^{-8}$Om·m, zichligi $d=8{,}9\cdot10^{3}$kg/m^3.

(ℓ =500m; S=0,75mm^2)

127. Qarshiligi R_1=40 Om bo‘lgan pech yasash uchun, radiusi $R_2 = 2{,}5\ Ом$ li chinni silindrga diametri d=1mm li nixrom simdan necha o‘ram o‘rash kerak?

(N=200 o‘ram)

128. Diametri d=1sm, og‘iriligi R=1kg=9,8N bo‘lgan temir sterjenning qarshiligi topilsin.

(R=0,0018 Om)

129. Mis simli g‘altak cho‘lg‘amining qarshiligi 14ºS da R_1=10 Om ga teng. Tokka ulangandan keyin cho‘lg‘amning qarshiligi R_2=12,2 Om ga teng bo‘lib qoldi. Cho‘lg‘am qancha temperaturagacha qiziydi? Mis qarshiligining temperatura koeffitsienti $\alpha=4{,}15\cdot10^{-3}$ $grad^{-1}$ga teng.

($t = 70\ ^0C$ temperaturagacha)

130. Elektr yurituvchi kuchi $\mathcal{E}$ =2V bo‘lgan elementning ichki qarshiligi r=0,5 Om. Zanjirdagi tok kuchi I=0,25 A bo‘lganda element ichidagi potensialning tushishi va zanjirning tashqi qarshiligi topilsin.

(U=0,125V; R=7,5 Om)

131. EYuK $\mathcal{E}$ =6V ga teng bo‘lgan element maksimal I=3A tok beradi. Tashqi qarshilikda t=1min da ajralib chiqqan eng ko‘p issiqlik miqdori Q topilsin.

(Q=1,08 kJ)

132. EYuK $\mathcal{E}$ va ichki qarshiligi r bo‘lgan element tashqi qarshilik R ga ulangan. Tashqi zanjirdagi eng ko‘p quvvat N=9 Vt ga teng. Bu holda zanjirdan o‘tayotgan tok kuchi I=3A ga teng. $\mathcal{E}$ va r ning qiymati topilsin.

($\mathcal{E}$ =6V; r=1 Om)

133. Agar sim U=6V kuchlanish ostida turgan bo‘lsa, uzunligi ℓ =10 m bo‘lgan temir o‘tkazgichdagi tok zichligi j aniqlansin.

(j=6,1M/m^2)

134. Shuntlangan ampermetr I=10A gacha tok kuchini o‘lchaydi. Agar ampermetrning qarshiligi R_a=0,02 Om va Shuntning qarshiligi R_{sh}=5 mOm bo‘lsa, bu ampermetr Shuntsiz qanday eng katta tok kuchini o‘lchashi mumkin?

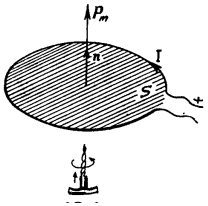
(I=2A)

135. EYuK lari $\mathcal{E}_1$=12V, $\mathcal{E}_2$=5V, $\mathcal{E}_3$=10V va r=10 Om bir xil ichki qarshiligi uchta batareya bir xil ismli qutblari bilan o‘zaro ulangan. Tutashtiruvchi simlarning qarshiliklari juda kichik. Har bir batareyadan oqayotgan tok kuchi I aniqlansin.

XII - BOB. MAGNIT MAYDON

12.1-§. Magnit maydon va uning xarakteristikasi

XVIII asrdayoq fransuz fizigi Arago tomonidan chaqmoq razryadi natijasida temir buyumlarning magnitlanishi, kompasning esa magnitsizlanish hodisasi o‘z kitoblarida bayon etilgan edi. Bu hodisa magnit hodisalari bilan elektr hodisalari o‘rtasida bog‘liqlik mavjudligini ko‘rsatar edi. Bunday farazning to‘g‘ri ekanligini 1820 yilda daniyalik fizik Ersted o‘z tajribasida to‘g‘ri tokning magnit strelkasiga ta’siri orqali tasdiqladi. Tinch turgan zaryad magnit strelkasiga ta’sir qilmaydi, faqat harakatlanayotgan elektr zaryadlarigina magnit ta’siriga egadir.



12.1-rasm

Shunday qilib, harakatlanayotgan elektr zaryadlari atrofida maydonning yana bir turi - ***magnit maydoni*** hosil bo‘lishi aniqlandi. Elektrostatik maydonni tekshirganimizda biz “sinov” zaryadidan foydalangan edik. Endi magnit maydonini tekshirishda magnit strelkasidan yoki “sinov konturi” deb ataladigan tokli berk konturdan foydalanamiz (12.1-rasm). Konturning xarakteristikasi sifatida konturdan o‘tayotgan tok kuchi I bilan kontur yuzi S ko‘paytmasiga miqdoran teng bo‘lgan va konturning musbat normali bo‘ylab yo‘nalgan vektordan foydalaniladi, ya’ni

$$\vec{P}_m = I\,S\,\vec{n} \qquad (12.1)$$

vektorni konturning ***magnit momenti deb ataladi***. 12.1 dagi $\vec{n}$ - musbati normal yo‘nalishdagi birlik vektordir. Parma qoidasidan foydalansak, parma dastasining aylanma harakati yo‘nalishi konturdagi tokning yo‘nalishi bilan mos tushsa, uning ilgarilanma harakati yo‘nalishi esa kontur yuziga o‘tkazilgan musbat normalning yo‘nalishini ko‘rsatadi (12.1-rasm).

Sinov konturini magnit maydoniga kiritganimizda maydon konturga yo‘naltiruvchi ta’sir ko‘rsatib, uni musbat normal bilan ma’lum yo‘nalishga burishini ko‘ramiz. Agar konturni normal yo‘nalishi bilan maydon yo‘nalishi mos kelmaydigan qilib joylashtirsak konturni muvozanat holatga qaytaruvchi aylanma moment hosil bo‘ladi. Momentning kattaligi normal bilan maydon yo‘nalishi orasidagi burchakka bog‘liq bo‘lib, burchak $\pi/2$ teng bo‘lganda aylantiruvchi moment o‘zining maksimal M_{maks} qiymatiga erishadi. Magnit

maydonning berilgan nuqtasiga R_m ning qiymatlari turlicha bo‘lgan sinov konturlarini navbatma – navbat kiritsak, ularga ta’sir etadigan aylantiruvchi momentlarning maksimal qiymatlari $|M_{maks}|$ ham turlicha bo‘ladi. Lekin M_{maks}/R_m nisbat barcha konturlar uchun bir xil bo‘lganligidan, uni maydonning miqdoriy xarakteristikasi deb qarash mumkin.

Har bir sinov konturiga ta’sir etuvchi $|M_{maks}|$ ni $|R_m|$ ga nisbati, magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o‘zgarmas kattalik bo‘lib, ***magnit induksiya vektori*** (V) deb ataladi.

$$B = \frac{M_{макс}}{P_m} \tag{12.2}$$

Magnit induksiya vektori V ning yo‘nalishi M va R_m yo‘nalishlari bilan quyidagicha bog‘langan

$$M = [P_m B] \tag{12.3}$$

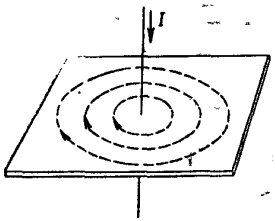
Magnit induksiya vektorining SI dagi birligi **Tesla (*Tl*)** deb ataladi.

$$1Tl = \frac{1N \cdot m}{1A \cdot m^2} = 1\frac{N}{A \cdot m}$$

(12.2) ga binoan magnit maydonning induksiya vektorini quyidagicha ta’riflash mumkin.

Magnit maydonning biror nuqtasidagi induksiya vektori deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan, magnit momenti bir-birlikka teng bo‘lgan “sinov konturi” ga ta’sir qiluvchi maksimal aylantiruvchi kuch momentiga miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizik kattalikka aytiladi.

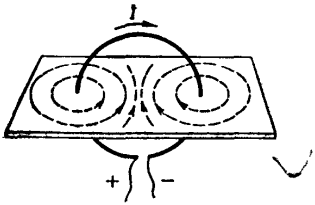
Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun ***magnit induksiya chiziqlaridan*** foydalaniladi. Magnit induksiya chiziqlari deb shunday egri chiziqlarga aytiladiki, uning har bir nuqtasida magnit induksiya vektori urinma ravishda yo‘nalgandir.



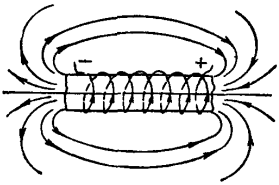
12.2-rasm

Magnit induksiya chiziqlarining zichligi, ya’ni magnit induksiya vektoriga perpendikulyar joylashgan bir-birlik yuza orqali o‘tuvchi induksiya chiziqlarining soni, maydonning ushbu sohasidagi magnit induksiya vektorining miqdor jihatdan xarakterlaydi. Maktab fizika kursidan ma’lumki, yupqa qatlam qilib temir qipiqlari sepilgan kardondan vertikal o‘tkazilgan

to‘g‘ri tok atrofida vujudga kelgan magnit maydoni markazi vertikal o‘qda yotgan konsentrik aylanalardan iborat bo‘ladi (12.2-rasm). Magnit induksiya chiziqlarining yo‘nalishini aniqlashda parma qoidasidan foydalanamiz: **agar o‘ng parmaning ilgarilama harakati tokning yo‘nalishi bilan mos tushsa, parma dastasining aylanish yo‘nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo‘nalishini ko‘rsatadi.**



12.3-rasm

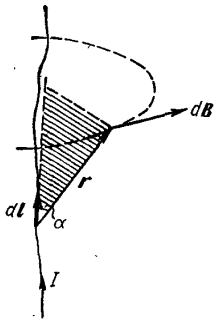


12.4-rasm

Aylana shaklidagi tokli o‘tkazgich atrofidagi temir qipiqlari konsentrik aylanalar hosil qilmasdan, berk yopiq chiziqlar bo‘ylab joylashadi (12.3-rasm).

Bu holda aylanma tok uchun parma qoidasini quyidagicha qo‘llash mumkin: agar parma dastasini aylanma tok yo‘nalishida aylantirsak, parmaning ilgarilama harakati aylanma tok ichidagi magnit induksiya chiziqlarining yo‘nalishini ko‘rsatadi.

Endi 12.4-rasmda ko‘rsatilgan g‘altakdan o‘tayotgan tokni umumiy o‘qqa ega bo‘lgan aylanma toklar sistemasi deb qarab, uning magnit maydonining grafik tasvirini ko‘raylik. G‘altakning ichki qismida magnit induksiya chiziqlari g‘altak o‘qiga parallel chiziqlardan iborat bo‘ladi.

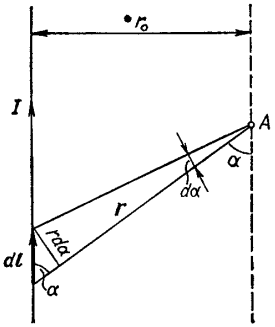


12.5-rasm

G‘altak uchlariga yaqinlashgan sari magnit maydon induksiya chiziqlari egri chiziqlarga aylanadi va g‘altakning tashqarisida o‘zaro tutashib yopiq chiziqlarga aylanadi.

Shunday qilib, har qanday tokli o‘tkazgichlarning shakllaridan qat’iy nazar bu o‘tkazgichlar atrofida hosil bo‘lgan magnit induksiya chiziqlari berk chiziqlardan iborat bo‘ladi.

12.2-§. Bio-savar-laplas qonuni



12.5-rasm

Bio va Savar har xil shakldagi toklarning magnit maydonlarini o‘rganar ekanlar, ular barcha hollarda magnit induksiyasi o‘tkazgichdagi tok kuchi *I* ga to‘g‘ri proporsional, o‘tkazgichdan magnit induksiyasi aniqlanadigan masofa *r* ning kvadratiga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar. Laplas, Bio va Savar tajribalarining natijalarini analiz qilib, istalgan tokning magnit maydonini, tokning alohida elementar bo‘lakchalari hosil qilgan maydonlarning vektor yig‘indisi sifatida hisoblash mumkinligini aniqladi, ya’ni

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \ldots + B_n = \sum_{i=1}^{n} B_i \qquad (12.4)$$

(12.4) ifoda bir necha elementar toklar tufayli vujudga kelgan magnit induksiya vektorning ***supperpozisiya prinsipi*** deyiladi. Har bir tok elementi (12.5-rasm) vujudga keltirgan maydonning magnit induksiyasi

$$dB = \frac{\mu_0 I |dlr|}{4\pi r^2} \qquad (12.5)$$

munosabat bilan aniqlanadi. *dB* ning modulini quyidagicha yozamiz:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin\alpha}{r^2} \qquad (12.6)$$

Bu munosabatlar Bio-Savar-Laplas qonunini ifodalaydi. (12.5) va (12.6) larda *r* -tok elementidan magnit induksiyasi aniqlanayotgan nuqtaga o‘tkazilgan radius-vektor, α - o‘tkazgichning elementar bo‘lagi dl bilan r orasidagi burchak; $\mu_0 = 4\pi\, 10^{-7}\ N/A^2$ bo‘lib, ***magnit doimiysi*** deb ataladi.

Bio-Savar-Laplas qonunining ba’zi tadbiqlarini ko‘raylik.

1. Cheksiz uzun to‘g‘ri o‘tkazgichdan o‘tayotgan I tok tufayli vujudga kelgan maydonning *A* nuqtadagi magnit induksiyasi *V* ni hisoblaylik. *V* ning qiymati *dB* lar modullarining yig‘indisidan iborat bo‘ladi. (12.5) dan foydalansak:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \int \frac{dl}{r^2} \sin\alpha \qquad (12.7)$$

12.6-rasmdan $r = \frac{r_0}{\sin\alpha}; dl = \frac{r d\alpha}{\sin\alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2\alpha}$ ekanligini aniqlab uni (12.7) ga qo‘ysak:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^{\pi} \frac{r_0 d\alpha \sin^2\alpha \sin\alpha}{\sin^2\alpha r_0^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{1}{r_0} \int_0^{\pi} \sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \qquad (12.8)$$

hosil bo‘ladi.

Demak, cheksiz uchun to‘g‘ri tokning magnit induksiyasi o‘tkazgichdan o‘tayotgan tok kuchiga to‘g‘ri proporsional va induksiyasi o‘lchanayotgan nuqtaning o‘tkazgichdan uzoqligiga teskari proporsional ekan.

2. *I* tok o‘tayotgan *R* radiusli aylana shakldagi o‘tkazgichning markazidagi magnit maydon induksiyasi

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{R} \qquad (12.9)$$

teng bo‘ladi.

3. G‘altak (markazlari umumiy o‘qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig‘indisidir) ichidagi magnit maydonning induksiyasi

$$B = \mu_0 n_0 I \qquad (12.10)$$

bo‘ladi. Bundagi $n_0 = n/l$ g‘altakning birlik uzunligidagi o‘ramlar soni, n_0 I ko‘paytma esa birlik uzunlikdagi amper-o‘ramlar soni deb ataladi.

4. Toroid (G‘altakni egib halqa shakliga keltirilgani) ichidagi *V* quyidagi formula bilan aniqlaydi:

$$B = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I \qquad (12.11)$$

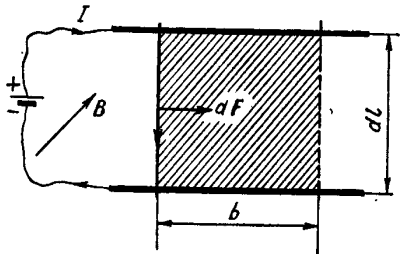
Bunda $l = 2\pi r$ toroid uzunligi *r* - halqa markazidan barcha o‘ramlar markazlarigacha bo‘lgan masofa.

12.3 -§. Magnit maydondagi tokli o‘tkazgichga ta’sir qiluvchi kuch. Amper kuchi

Magnit maydonidagi tokli o‘tkazgichga ta’sir qiluvchi kuchlarni aniqlash masalasini fransuz olimi **Amper** hal qilgan.

Magnit maydonning tokli o‘tkazgichga ta’sir qiluvchi kuchini quyidagi qurilma yordamida kuzatish mumkin (12.7-rasm). dl uzunlikdagi tokli o‘tkazgichni bir jinsli magnit maydonida (V=const) erkin ko‘cha oladigan qilib o‘rnataylik. Rasmda tasvirlanganidek ikkita metall sterjenlar ustiga ko‘ndalang qilib joylashtirilgan dl o‘tkazgichdan tok o‘tkazaylik. Bu tokli o‘tkazgichga chizma tekisligiga perpendikulyar ravishda yo‘nalgan magnit maydonining ta’sir etuvchi Amper kuchining qiymati

$$dF_A = I\left[Bdl\right] \qquad (12.12)$$



12.7 – rasm.

ifoda bilan, uning moduli esa

$$dF_A = I\,Bdl\sin\alpha \qquad (12.13)$$

tenglama bilan aniqlanadi. Bunda α - dl bilan V vektor orasidagi burchak (12.12) va (12.13) munosabatlar Amper kuchini ifodalaydi. Bu kuchning yo‘nalish 4dl elementning ko‘chish yo‘nalishi bilan mos tushganligi uchun bajarilgan ish

$$dA = dF_A b = I \cdot Bdl \cdot b \qquad (12.14)$$

$dl \cdot b = dS$ deb olsak (12.14) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$dA = I \cdot BdS = I \cdot d\Phi \qquad (12.15)$$

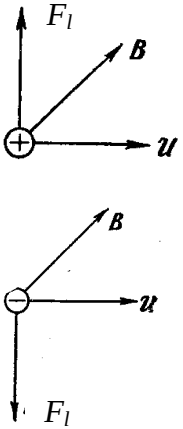
bunda dF - kontur yuzi dS ni kesib o‘tayotgan magnit oqimidir.

Amper kuchi $d\vec{F}_A$ o‘tkazgich va magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ yotgan tekislikka perendikulyar yo‘nalgan bo‘lib, uning yo‘nalishni quyidagi chap qo‘l qoidasi bilan aniqlanadi.

Agar chap qo‘lning ochiq kaftiga $\vec{B}$ induksiya vektorining o‘tkazgich uzunligi dl ga perpendikulyar tashkil etuvchisi tushayotganda, to‘rt barmoq tokning yo‘nalish bilan mos tushsa, bosh barmoq o‘tkazgichga ta’sir qiluvchi dF_A Amper kuchining yo‘nalishini ko‘rsatadi.

12.4-§. Lorens kuchi

Biz 12.3-§ da magnit maydondagi tokli o‘tkazgichga ta’sir etuvchi kuch, ya’ni Amper kuchi bilan tanishib o‘tdik, lekin Amper kuchining paydo bo‘lish sabablariga e’tibor bermadik.



12.8-rasm

Magnit maydondagi tokli o‘tkazgichga ta’sir etuvchi kuch harakatlanuvchi alohida zaryadlarga ta’sir etuvchi kuchlar yig‘indisidan iborat, bundan esa ta’sir zaryadlardan ular harakatlanayotgan o‘tkazgichlarga berilishi mumkin degan fikrni Lorens berdi. Shuning uchun Amper qonuni (12.12) dan foydalanib ***magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadga ta’sir etuvchi kuchni*** topaylik. O‘tkazgichdan o‘tayotgan tok kuchi (11.2) va (11.3) ga asosan:

$$I = jS = qnuS \qquad (12.16)$$

ekanini eslab, (12.16) ni har ikkala tomonini dl ga ko‘paytiraylik, u holda quyidagini olamiz:

$$I\,dl = qun\,S\,dl = qu\,n\,dV \qquad (12.17)$$

bu yerda s - o‘tkazgichning ko‘ndalang kesim yuzi, n - o‘tkazgichning birlik hajmidagi zaryad tashuvchilarning soni, u - zaryad tashuvchining tartibli harakat tezligi, q - uning zaryadi, $dV=S\,dl$ - o‘tkazgich elementining hajmi. Agar $n \cdot dV$ ni, dV hajmdagi zaryad tashuvchilarning sonini ***dn*** deb belgilasak (12.17) quyidagicha yoziladi:

$$I\,dl = qudn \qquad (12.18)$$

Bu ifodani Amper kuchi bilan solishtirib

$$dF = [uB]qdn \qquad (12.19)$$

ifodani hosil qilamiz.

(12.19) ifoda dn dona harakatlanuvchi zaryad tashuvchiga magnit maydon tomonidan ta’sir etuvchi kuchni xarakterlaydi.

Bir dona zaryad tashuvchiga ta’sir etuvchi kuch ***Lorens kuchi*** deb ataladi:

$$F_l = \frac{dF}{dn} = q\,[uB] \qquad (12.20)$$

Lorens kuchining yo‘nalishi ham Amper kuchiga o‘xshab, chap qo‘l qoidasi bilan aniqlanadi (12.3-§ qarang).

12.5-§. Zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakati. Siklotron

Magnit maydonga kirgan zaryadli zarralarning bir necha holini ko‘raylik.

1. Zaryadli zarraning harakat yo‘nalishi magnit induksiyasi chiziqlari bo‘ylab sodir bo‘lganda, *u* va *V* vektorlari orasidagi burchak $\alpha = 0$ yoki $\alpha = \pi$ ga teng. Bunda $F_l = 0$ bo‘ladi. Demak, bu holda magnit maydon zaryadli zarraga ta’sir qilmaydi.

2. Agar *u* va *V* orasidagi burchak $\alpha = \pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng bo‘lsa, $F_l = quB$ bo‘ladi. Bunda kuch ta’sirida zarra aylana bo‘ylab harkatlanadi. Aylana radiusi *R* ni Lorens kuchini markazdan qochma kuchga tenglab topamiz:

$$quB = \frac{mu^2}{R} \text{ bundan } R = \frac{mu}{qB} \qquad (12.21)$$

ekanligi kelib chiqadi.

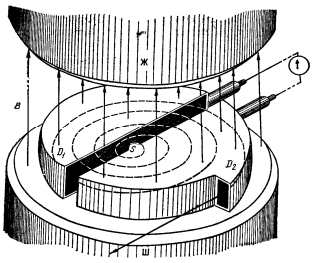
(12.21) dagi *m* - zarraning massasi, *q* - zarraning zaryadi.

Zarraning aylanish davri

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u} \cdot \frac{mu}{qB} = \frac{2\pi}{(q/m)B} \qquad (12.22)$$

va *V* ning aniq qiymatlarini bilsak q/m ni aniqlash mumkin bo‘ladi.

3. Zarra tezligi magnit maydon yo‘nalishi bilan ixtiyoriy α burchak tashkil etsin. Bu vaqtda harakatlanayotgan zarralarga magnit maydon ko‘rsatadigan ta’sirdan siklik tezlatgichlar (siklotron, sinxrotron, sinxrofazotron), magnitogidrodinamik generatorlarda foydalaniladi.



12.9 – rasm.

Siklotron zaryadlangan elementar zarralar (elektron, proton, alfa va boshqa shu kabi zarralar)ni yorug‘lik tezligi $S = 3 \cdot 10^8$ *m/s* ga yaqin tezliklargacha tezlashtiruvchi qurilma. Bunday zarralar atom yadrolarini o‘rganishda, radioaktiv izotoplar olishda va shunga o‘xshash maqsadlarda foydalaniladi.

Siklotronning asosiy qismi kuchli elektromagnitdir. Bu elektromagnit qutblari orasida yarim doira shaklidagi yassi silindr - vakuum kamerasi joylashgan. Bu kamera ***duant*** deb ataluvchi *D* - simon ikki bo‘lak D_1 va D_2 lardan iborat. Duantlar elektrodlar vazifasini ham o‘taydi. Ular o‘zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotali 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) orqali kiritiladi.

Kamera kiritilgan musbat zaryadli zarralardan birining harakatini kuzataylik. Zarra darhol manfiy zaryadlangan duant tomon tortiladi. Duant ichida zarraning harakati yo‘nalishga perpendikulyar bo‘lgan magnit maydon zarrani aylanma orbita bo‘ylab harakatlanishiga majbur etadi. Zarra yarim aylanani bosib o‘tgach, yana duantlar oralig‘idagi tirqishga yetib keladi. Lekin o‘tgan vaqt ichida maydon yo‘nalishini o‘zgartirgan bo‘ladi. Shuning uchun zarra ikkinchi duant tomon tortilib tezlashadi. Ikkinchi duant ichida yarim aylanani bosib o‘tadi va ya’ni tirqishga yetib keladi. Bu yerda uchinchi marta tezlashadi va hokazo.

Har safardan so‘ng zarraning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi. Shunday qilib, zarraning trayektoriyasi spiralsimon yoyilib boradi. Zarra duantlar chetiga juda katta tezlikda yetib keladi va undan og‘diruvchi elektrod ta’sirida tashqariga katta kinetik energiya bilan uchib chiqadi. Masalan, proton siklotron yordamida 25 *MeV* energiyagacha tezlatilishi mumkin.

Savollar

1. Magnit maydoni va uni xarakterlovchi kattaliklar –magnit momenti ($_m$), magnit induksiya vektori (*B*) va aylantiruvchi momentlarni maksimum qiymatlari (M_{maks}) orasidagi bog‘lanishni ifodalang.
2. Magnit induksiya chiziqlarining yo‘nalishini aniqlashda qanday qoidadan foydalanamiz va u qanday ta’riflanadi.
3. Bio-Savar-Laplas qonuni qanday ifodalanadi va uning ba’zi tadbiqlarini ko‘rsating.
4. Magnit maydonidagi tokli o‘tkazgichka ta’sir qiluvchi Amper kuchi va magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadga ta’sir etuvchi Lorens kuchlari o‘rtasida qanday umumiylik mavjud hamda ularning yo‘nalishlari qanday qoida bilan aniqlanadi?
5. Siklotronning tuzilishi, ishlash prinsipi va undan qanday maqsadlarda foydalanish mumkinligini ayting.

Masalalar

40-masala. Uzunligi *l*=20sm va diametri *D*=5sm g‘altak tayyorlash kerak, uning hosil qiladigan magnit maydon kuchlanganligi *H*=1008 A/m bo‘lsin. Quyidagilarni hisoblang: a) bu g‘altaklarning I_n amper – o‘ramlari sonini: b) agar u diametri d=0,5mm bo‘lgan mis simdan

tayyorlangan bo‘lsa, g‘altak uchlariga beriladigan *U* potensiallar ayirmasini toping. Misning solishtirma qarshiligi $\rho = 1{,}71 \cdot 10^8 Om$ m.

Berilgan: *l*=20sm, *D*=5sm=0,05m, *H*=1008 A/m ,
$d = 0{,}5mm = 0{,}5 \cdot 10^{-4} m$, $\rho = 1{,}71 \cdot 10^8 Om$ m
I_n~?, *U*~?

Yechish. a) g‘altak ichidagi magnit maydon kuchlanganligini hisoblash formulasiga muvofiq $H = \frac{In}{l}$,bu yerda *n* -g‘altak o‘ramlari soni, *I* - undagi tok kuchi. U holda *In*=*Hl*=1008A/m0,2m = 201,6A=201,6 amper-o‘ram (12.2-§ ga qarang).

b) Om qonuniga ko‘ra $U = IR = I\rho \frac{l}{S}$ bu yerda *R*-simning qarshiligi, $S = \frac{\pi d^2}{4}$ –simning ko‘ndalang kesim yuzi, $h = \pi Dn$ –simning uzunligi, shuning uchun

$$U = \frac{4\rho D(In)}{d^2} = \frac{4 \cdot 1{,}71 \cdot 10^8 \cdot 0{,}05 \cdot 201{,}6}{25 \cdot 10^{-8}} = 2{,}76V .$$

41-masala. Magnit maydon kuch chiziqlariga $\alpha = 30^0$ burchak ostida joylashgan *l*=0,25m uzunlikdagi to‘g‘ri o‘tkazgichga F_A=3N kuch bilan ta’sir qiladi. Agar o‘tkazkichdagi tok kuchi *I*=30A bo‘lsa, magnit maydonning *B* induksiyasi topilsin.

Berilgan: $\alpha = 30^0$, F_A=3N
l=0,25m, *I*=30A
B ~?

Yechish. Amper qonuniga binoan, magnit maydonidagi tokli o‘tkazgichga $F_A = IlB\sin\alpha$ kuch ta’sir qiladi. Bundan izlanayotgan magnit maydonining V induksiya vektori quydagicha topiladi.

$$B = \frac{F_A}{Il\sin\alpha}.$$

bunda *I*- o‘tkazgichdan o‘tayotgan tokning kuchi, *l*- o‘tkazgichning uzunligi, α – magnit kuch chiziqlari bilan o‘tkazgich orasidagi burchak. Oxirgi ishchi formulaga kirgan barcha fizik kattaliklarning qiymatlarini o‘rniga qo‘yib hisoblashni bajaramiz:

$$B = \frac{F_A}{Il\sin\alpha} = \frac{3}{30\cdot 0{,}25\cdot \sin 30^0} = \frac{1}{10\cdot 0{,}25\cdot 0{,}5} = 0{,}8Tl$$

42-masala. Induksiyasi $B=10^{-3}Tl$ bo‘lgan bir jinsli magnit maydonda R=1,5sm radiusli aylana bo‘ylab harakatlanyotgan elektronning υ tezligi topilsin. Elektron massasi $m = 9{,}1\cdot 10^{-31} kg$ va zaryadi $e = 1{,}6\cdot 10^{-19} Kl$ ga teng.

Berilgan: $R = 1{,}5\cdot 10^{-2} m$, B=10^{-3}Tl,

$\underline{m = 9{,}1\cdot 10^{-31} кг}$, $\underline{e = 1{,}6\cdot 10^{-19} Kl}$

υ ~?

Yechish. Magnit maydonda harakatlanayotgan elektronga ta’sir qiluvchi natijali kuch $F_A = e\upsilon B\sin\alpha$ Lorens kuchi va markazga intilma kuch $F_{m.i} = \frac{m\upsilon^2}{R}$ dan iborat bo‘lgani uchun elektronning harakat trayektoriyasi aylanadan iborat bo‘ladi. Demak,

$$e\upsilon B\sin\alpha = \frac{m\upsilon^2}{R}$$

bunda, l–elektronning zaryadi, m – uning massasi, υ-esa harakat tezligi, R-harakat trayektoriyasining egrilik radiusi, α- elektron harakat yo‘nalishi bilan magnit maydon kuch chiziqlari orasidagi burchak.
Yuqoridagi tenglikdan elektron tezligini topsak

$$\upsilon = \frac{eBR\sin\alpha}{m}$$

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o‘rniga qo‘yib υ ni topamiz:

$$\upsilon = \frac{eBR\sin\alpha}{m} = \frac{1{,}6\cdot 10^{-19}\cdot 10^{-3}\cdot 1{,}5\cdot 10^{-2}\sin 90^0}{9{,}1\cdot 10^{-31}} =$$

$$= \frac{1{,}6\cdot 1{,}5\cdot 10^7}{9{,}1} = 0{,}264\cdot 10^7\,\frac{Js}{kgm} = 2{,}64\cdot 10^6\,\frac{m}{s}.$$

43-masala. Magnit qutblari orasida joylashtirilgan r=10 sm radiusli sim o‘ramga M_{max}=6,5mkN maksimal mexanik moment ta’sir qilmoqda. O‘ramdagi tok kuchi I=2A. Magnit qutblari orasidagi maydonning magnit induksiyasi B aniqlansin. Yer magnit maydonining ta’siri inobatga olinmasin.

Berilgan: M_{max}=6,5mkN , I=2A
r=10 sm=0,1 m
B ~?

Yechish. Magnit maydon induksiyasi B ni magnit maydonidagi tokli o‘ramga ta’sir etuvchi mexanik momentning ifodasidan aniqlash mumkin:

$$M = P_m B \sin\alpha \quad (1)$$

Agar mexanik momentining maksimal qiymati $\alpha = \frac{\pi}{2}$ da ($\sin 90^0$=1) bo‘lishini hamda P_m=IS ekanligini hisobga olsak, (1) formula quyidagi ko‘rinishini oladi.

$$M_{max} = IBS$$

Bundan $S = \pi r^2$ ekanligini hisobga olib, quyidagini topamiz

$$B = \frac{M_{max}}{\pi r^2 I} \quad (2)$$

(2) formulaga binoan hisoblash o‘tkazamiz B = 104 mkTl.

Mustaqil yechish uchun masalalar

136. I=1A tok o‘tayotgan, radiusi R=0,01m bo‘lgan doiraviy sim o‘rami markazidagi magnit maydonning kuchlanganligi topilsin.

(N=50A/m)

137. Maydonning vakuumdagi magnit induksiyasi B =1OmTl. Magnit maydonining kuchlanganligi N aniqlansin.

(N=7,96 kA/m)

138. Radiusi r =16 sm bo‘lgan g‘altak cho‘lg‘amidan I=5 A tok oqadi. Agar g‘altak markazidagi magnit maydonining kuchlanganligi N=800A/m bo‘lsa, g‘altakdagi o‘ram soni N qancha?

(N=51 ta)

139. Uzun to‘g‘ri g‘altak o‘ramlari bir-biriga zich jipslashib turadigan qilib, diametri d=0,5mm li o‘ralgan simdan o‘tayotgan tok kuchi I=4A bo‘lganda g‘altak ichidagi magnit maydon kuchlanganligi H qanday bo‘ladi?

(H=8kA/m)

140. Ikkita cheksiz uzun to‘g‘ri parallel simlardan bir xil yo‘nalishda I_1=20A va I_2=30A toklar oqmoqda. Simlar orasidagi masofa d=10 sm. Har ikkala simdan ham bir xil r =10 sm uzoqlikda yotgan nuqtadagi magnit induksiya V hisoblansin.

$$\left(B = \frac{\mu_0}{2\pi r} \cdot \sqrt{I_1^2 + I_2^2 + I_1 I_2} = 87{,}2 мкТл \right)$$

141. Doiraviy kontur o‘qida kontur tekisligidan r =3sm naridagi magnit maydonning kuchlanganligi topilsin. Kontur radiusi R=4 Om va konturdagi tok I=2A.

(N=12,7A/m)

142. Cheksiz uzun o‘tkazgich o‘ziga urinma holda doiraviy sirtmoq hosil qiladi. O‘tkazgich bo‘ylab I=5A tok o‘tmoqda. Sirtmoq markazida magnit maydoni kuchlanganligi N=41A/m bo‘lganda sirtmoq radiusi qancha bo‘ladi?

($R=8\cdot10^{-2}$m)

143. G‘altakka o‘ralgan sim diametri d=0,88 mm. O‘ramlar bir-biriga zich joylashgan. G‘altakni yetarli uzun deb hisoblab, tok kuchi I=1A bo‘lganda g‘altak ichidagi magnit maydonining kuchlanganligi N topilsin.

(N=1250 A/m)

144. Induksiyasi *B*=0,05 Tl bo‘lgan magnit maydonida ℓ =1m uzunlikdagi sterjen aylanmoqda. Aylanish o‘qi sterjenning bir uchidan o‘tgan bo‘lib, u magnit maydonining kuch chiziqlariga parallel. Sterjenning har bir aylanishida u bilan kesishuvchi magnit induksiyasining oqimi ϕ topilsin.

(ϕ =0,157W*в*)

145. Magnit qutbining I=100A tokli o‘tkazgich atrofidan ikki marta aylantirishida A=1mJ ish bajarildi. Qutb hosil qilgan magnit oqimi ϕ topilsin.

(ϕ =5mk W*в*)

146. Temir o‘zak H=1kA/m kuchlanganlikli bir jinsli magnit maydonda turibdi. O‘zakdagi magnit maydon iduksiyasi *B* va temirning magnit singdiruvchanligi μ aniqlansin.

(*B*=1,29Tl; $\mu=1{,}03\cdot10^3$)

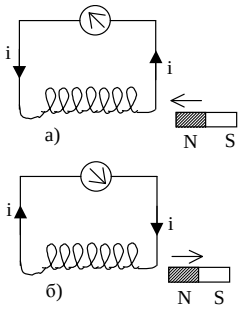
147. U=300V potensiallar ayirmasi bilan tezlashtirilgan elektron r =4 mm uzoqlikdagi to‘g‘ri uzun simga parallel ravishda harakatlanadi. Simdan I=5A tok o‘tsa, elektronga qanday kuch ta’sir etadi.

($F=4\cdot10^{-16}N$)

XIII-BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

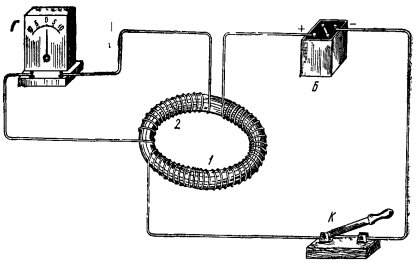
13.1-§. Elektromagnit induksiya hodisasi

Ersted elektr toki yordamida magnit maydon olinishini tajribada ko‘rsatdi. Ersted tajribalari haqida xabar topgan ingliz fizigi M.Faradey aytilgan bog‘lanishining ikkinchi tomonini - magnit hodisalari bilan elektr hodisalari orasida bog‘lanishni axtarishga kirishdi. Faradey izlanishlari 10 yil davom etdi. U sabot-matonat va tirishqoqlik bilan juda ko‘p mehnat qildi, tinmay izlandi va nihoyat, magnit maydon yordamida elektr toki olishga muyassar bo‘ldi. Faradey bu tokni induksion tok deb atadi. Faradey tajribalari bilan tanishaylik.



13.1-rasm

1. Agar doimiy magnit berk o‘ramli g‘altak ichiga kiritilsa yoki undan chiqarilsa (13.1-rasm), konturda induksion tok hosil bo‘ladi; doimiy magnitning *N* qutbi g‘altakka yaqinlashganda galvanometrning strelkasi bir tomonga, magnit g‘altakdan uzoqlashtirilganda esa qarama-qarshi tomonga og‘adi, bu induksion tokning yo‘nalishi o‘zgarganidan dalolat beradi. Magnit qancha kuchli, uning harakati qancha tez va g‘altak o‘ramlari qancha ko‘p bo‘lsa, induksion tokning qiymati shuncha katta bo‘ladi. Magnitning ikkinchi *S* qutbi bilan ham yuqoridagi tajribani qaytarish mumkin.

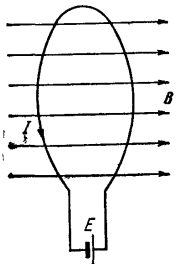


13.2 – rasm.

2. Bitta g‘altakka bir-biridan izolyatsiyalangan ikki sim o‘ralgan bo‘lsin. Birinchi o‘ram kalit (*K*) orqali tok manbai (*B*) ga ulangan. Ikkinchi g‘altakning uchlari esa galvanometr (*G*) ga ulangan. Birinchi o‘ramni tok manbaiga ulash va uzish vaqtida ikkinchi o‘ramda qisqa muddatli induksion tok qayd qilingan. Bu hodisaga ***elektromagnit induksiya*** deb ataladi. Keyinchalik Faradey eleketromagnit induksiya hodisasini yuqoridek turli xil variantlarda amalga oshirdi. Faradey tajribalarini tahlil qilib quyidagi xulosaga keldi.

Induksion tok berk konturdan o‘tuvchi magnit induksiya oqimining o‘zgarishi tufayli vujudga keladi. Induksion tokning qiymati magnit oqimining o‘zgarish tezligi $\frac{d\Phi}{dt}$ ga bog‘liqdir.

1833 yilda Lens induksiya tokining yo‘nalishini aniqlaydigan umumiy qoidani tajriba yo‘li bilan topdi, bu qoida ***Lens qoidasi deb ataladi: Yopiq konturda hosil bo‘lgan induksion tok shunday yo‘nalgan bo‘ladiki, uning xususiy magnit maydoni bu tokni vujudga keltirayotgan magnit induksiya oqimining o‘zgarishiga to‘sqinlik qiladi.*** Biz ko‘rgan barcha hollarda induksion tokning yo‘nalishi Lens qoidasiga mos kelayotganini ko‘rish mumkin. Masalan, 1 konturdagi tok ortganda (13.2-rasm) ikkinchi kontur orqali o‘tayotgan induksiya magnit oqimi ortadi. Bu vaqtda ikkinchi konturda hosil bo‘lgan induksion tokning xususiy magnit maydoni birinchi konturning magnit maydoniga qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘ladi. Bundan induksion tokning yo‘nalishi birinchi g‘altakda oqayotgan asosiy tokka qarama-qarshi yo‘nalishda ekanligi kelib chiqadi. Induksion tokning yo‘nalishini galvanometr strelkasini o‘ng yoki chapga og‘ishi orqali aniqlash mumkin. Magnitning shimoliy qutbini g‘altakdan uzoqlashtirilganda (13.1b-rasm) kontur orqali o‘tayotgan magnit induksiya oqimi kamayadi. Bu kamayishini oldini olish uchun induksiya tokining xususiy maydoni, endi asosiy tokning maydoniga mos yo‘nalishi kerak. Bunda parma qoidasiga muvofiq induksion tok soat strelkasi yo‘nalishida bo‘ladi. Shunday qilib, yuqoridagilardan xulosa qilib, Lens qoidasini yana ham soddaroq ta’riflash mumkin: ***Yopiq konturda hosil bo‘lgan induksion tok shunday yo‘nalganki, induksiyalovchi magnit oqim ko‘payayotganda induksion tokning xususiy magnit oqimi uni kamaytirishga va aksincha, kamayayotganda uni ko‘paytirishga intiladi.***



13.3 – rasm.

Endi umumiyroq holdan foydalanib induksion elektr yurituvchi kuchni aniqlaylik. E.YU.K $\mathcal{E}$ bo‘lgan manbaga ulangan ixtiyoriy shakldagi konturni magnit maydoniga joylashtiraylik (13.3-rasm).

Bu manbaning *dt* vaqt ichidagi bajargan to‘liq ishi:

$$\mathcal{E}\, dA = Idt \qquad (13.1)$$

bo‘ladi. Bu ishning bir qismi elektr qarshiligi *R* bo‘lgan konturdan Joul issiqligi (*dQ*) sifatida ajralib chiqadi:

$$\mathcal{E}\, dA_1 = dQ = I^2 R dt \qquad (13.2)$$

ikkinchi qismi esa magnit maydonidagi tokli konturni bir vaziyatdan boshqa vaziyatga ko‘chirishda sarf bo‘ladi. Bunda bajarilgan ish (12.15) ga asosan:

$$dA_2 = I\, d\Phi \qquad (13.3)$$

teng bo‘ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$\mathcal{E}\, dA = dA_1 + dA_2$$

yoki

$$Idt = I^2 R dt + Id\Phi \qquad (13.4)$$

Bu tenglamaning har ikki tomonini Idt ga hadlab bo‘lsak:

$$\mathcal{E} = IR + d\Phi/dt$$

bundan

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\mathcal{E} + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)}{R} \qquad (13.5)$$

Bu ifodani E.YU.K $\mathcal{E}$ bo‘lgan tok manbaidan tashqari, yana kontur bilan chegaralangan yuza orqali o‘tuvchi magnit induksiya oqimining o‘zgarishi tufayli paydo bo‘lgan qo‘shimcha $\left(-\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{dt}}\right)$ E.YU.K li kontur uchun *Om* qonuni ifodasi deb qarash mumkin. Ana shu qo‘shimcha E.YU.K ***induksiya elektr yurituvchi kuchidir:***

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (13.6)$$

Shunday qilib, Faradey xulosasiga muvofiq induksiya elektr yurituvchi kuchi magnit induksiya oqimining o‘zgarish tezligiga proporsional bo‘lib chiqdi. Bu ifodani ***Faradey -Maksvell qonuni*** deb ataladi. ***Faradey -Maksvell qonuni kontur yuzi orqali o‘tuvchi magnit oqimining har qanday o‘zgarishi uchun o‘rinlidir.***

Induksiya elektr yurituvchi kuchining SI dagi birligi:

$$\mathcal{E}_{ind} = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{\mathbf{Vb}}{\mathbf{S}} = \frac{T_l \cdot m^2}{S}$$

$$T_l = \frac{V \cdot S}{m^2}$$

$$\mathcal{E}_{ind} = \frac{V \cdot S}{m^2} \cdot \frac{m^2}{s} = V$$

kelib chiqadi.

Demak, kontur yuzi orqali o‘tuvchi magnit oqim 1 *Vb/s* tezlik bilan o‘zgarsa, konturda vujudga kelayotgan induksiya elekt yurituvchi kuchi 1*V* ga teng bo‘ladi: $1V = \frac{1Vb}{S}$

13.2-§. O‘zinduksiya va o‘zaroinduksiya

Elektr toki oqayotgan har qanday o‘tkazgich o‘zining “xususiy” magnit maydonida joylashadi. Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o‘zgarishi natijasida xuddi shu konturning o‘zida elektromagnit induksiyasi ro‘y beradi. Bu hodisani ***o‘zinduksiya hodisasi*** deyiladi.

Konturdan o‘tayotgan tok tufayli vujudga kelgan magnit oqimi tok kuchiga proporsional bo‘ladi, ya’ni:

$$\Phi = L\,I \qquad (13.7)$$

bu yerda *L* - konturning induktivligi, u konturning shakli va o‘lchamlari, hamda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog‘liq kattalikdir. SI da induktivlikning birligi - ***genri (H)*** deb ataladi.

$$|L| = \frac{|\Phi|}{|I|} = \frac{B\text{б}}{A} = H$$

Demak, 1*Gn* shunday g‘altakning induktivligiki, bu g‘altakdan 1*A* o‘zgarmas tok o‘tganda vujudga keladigan magnit oqimi 1 *Vb* bo‘ladi. Uzunligi l_1 o‘ramlar soni *n* bo‘lgan g‘altakning induktivligi

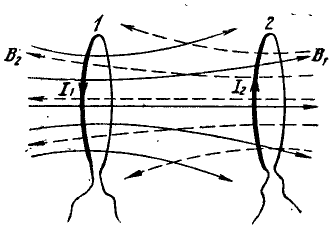
$$L_c = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \qquad (13.8)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Konturning induktivligi o‘zgarmas bo‘lgan hol uchun o‘zinduksiya E.YU.K

$$\mathcal{E}_{uzind} = \frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dI}{dt} \qquad (13.9)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, ***induktivligi 1Gn bo‘lgan konturdan o‘tayotgan tok kuchi 1 sekundda 1A ga o‘zgarsa, konturda 1V o‘zinduksiya E.YU.K vujudga keladi.***



13.4 – rasm.

Tokning boshqa (qo‘shni) konturda o‘zgarish tufayli shu konturning o‘zida induksion tokni hosil qilinishi ***o‘zaro induksiya*** deb ataladi. Ikkita kontur olaylik (13.4-rasm).

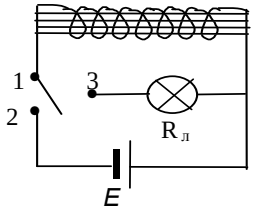
Birinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_1 ga o‘zgarishi ikkinchi kontur yuzini kesib o‘tayotgan magnit oqimi

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \qquad (13.10)$$

ga o‘zgaradi. Bu esa o‘z navbatida ikkinchi konturda

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} \qquad (13.11)$$

induksiya E.YU.K ni vujudga keltiradi. Xuddi shuningdek, ikkinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_2 ga o‘zgarishi tufayli birinchi kontur yuzini kesib o‘tayotgan magnit oqimi



13.5-rasm

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_2 \qquad (13.12)$$

ga o‘zgaradi. Natijada

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt} \qquad (13.13)$$

induksiya E.YU.K vujudga keladi.

L_{12} va L_{21} lar konturlarning o‘zaro induktivligi deb ataladi. Tajribalar va nazariya ham $L_{12} = L_{21}$ ekanligini isbotlaydi.

13.3 -§. Magnit maydon energiyasi

13.5-rasmda ko‘rsatilgan zanjirini qarab chiqaylik. Avval kalit bilan 1 va 2 klemmalarni ulasak, elektr yurituvchi kuchi $\mathcal{E}$ bo‘lgan tok manbai va induktivligi L_s bo‘lgan g‘altakdan iborat zanjir vujudga keladi. Bu zanjirdan o‘tayotgan tok kuchi I ga teng bo‘lganda, (12.10) asosan g‘altak ichidagi magnit maydon induksiyasi:

$$B = \mu_0 \mu I \frac{n}{l} \qquad (13.14)$$

ifoda bilan aniqlanar edi. Bunda n - g‘altakdagi o‘ramlar soni, l - g‘altakning uzunligi.

Endi 1 va 2 uzib 1 va 3 klemmalarni ulasak, induktivligi L_c va aktiv qarshiligi R_l dan iborat berk kontur vujudga keladi. Bu tajribada

zanjir manbadan uzilganda elektr lampochka yona boshlaydi. Buning sababi shundan iboratki, L_c da o‘zinduksiya E.YU.K ta’sirida yuzaga kelgan tok lampa orqali o‘tadi. Ammo lampaning yonishi uzoq vaqt davom etmaydi. Tok kuchi juda tez kamayadi. Tok kuchi I bilan birga magnit maydon induksiyasi V ham kamayadi. Bu hodisada lampa cho‘g‘lanish tolasining qizishi g‘altak magnit maydoni energiyasi hisobiga bo‘ladi. Bu energiyani hisoblash uchun zanjirdagi tok kuchining nolgacha kamayish vaqtida o‘zinduksiya E.YU.K tomonidan bajarilgan ishni hisoblash kerak. Bu tokning dt vaqtda bajargan ishi

$$dA = \mathcal{E}_{uzind} I \cdot dt = \frac{d\Phi}{dt} = I \cdot dt = -I\, d\Phi \qquad (13.15)$$

ga teng. Lekin g‘altakdan o‘tuvchi to‘la oqimning o‘zgarishi (13.10) ga asosan $dF = L\, dI$ bo‘lgani uchun

$$dA = -L\, IdI \qquad (13.16)$$

Bu ifodani tok kuchining o‘zgarish chegaralarida, ya’ni I dan 0 gacha bo‘lgan intervalda integrallasak, zanjirni uzish vaqtida yo‘qolgan magnit maydon energiyasi hisobiga bajarilgan ishni, ya’ni joul issiqligiga aylangan (R_l lampochkada) energiyani topamiz:

$$A = \int_I^0 dA = -\int_1^0 L\, IdI = \frac{LI^2}{2} \qquad (13.17)$$

Demak, magnit maydon energiyasi

$$W_м = \frac{LI^2}{2} \qquad (13.18)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (13.8) va (13.14) dan foydalanib (13.18)ni quyidagicha yozamiz:

$$W_м = \mu_0 \mu\, I\, \frac{n^2 S}{l} \left(\frac{Bl}{\mu_0 \mu\, n} \right)^2 = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} Sl = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V \qquad (13.19)$$

bu yerda $V = Sl$ g‘altakning hajmidir. (13.19) ni V ga bo‘lsak, birlik hajmga mos keluvchi magnit maydon energiyasini quyidagicha yozamiz:

$$w_м = \frac{W_M}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \qquad (13.20)$$

Bu ifodani ***magnit maydon energiyasining zichligi*** deb ataladi.

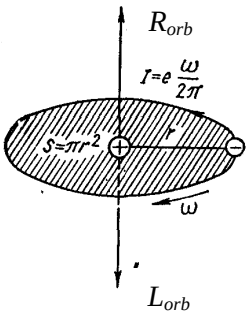
13.4-§ Moddalarning magnit xossalari

Moddaning magnitlanishi. Shu vaqtgacha biz magnit maydonini vakuumda o‘rganib keldik. Endi magnit maydoniga moddani qanday ta’sir ko‘rsatishini o‘rganaylik. Agar magnit maydoniga biror modda olib kirsak, bu modda magnitlanib o‘zining xususiy magnit maydoni V'ni vujudga keltiradi.

U vaqtda natijaviy magnit maydon induksiyasi quyidagidan iborat bo‘ladi:

$$B = B_0 + B' \tag{13.21}$$

bu yerda V_0 - tashqi magnit maydon induksiyasi. Moddalarning magnit xususiyatlarini har tomonlama o‘rganish maqsadida barcha moddalar uchun “magnetik” degan fizik tushuncha kiritiladi. Magnetiklarning xossalari ularning atomlari tarkibidagi proton, neytron va elektronlar bilan aniqlanadi.



13.6 – rasm.

13.6-rasmda r radiusli orbita bo‘ylab υ tezlik bilan harakatlanayotgan elektron tasvirlangan. Elektronning burchak tezligi $\omega = \upsilon / r$ bo‘ladi. 1 sekundda yadro atrofida $\frac{\omega}{2\pi}$ marta aylanayotgan elektronning bu harakati tok kuchi

$$I = e\frac{\omega}{2\pi} \tag{13.22}$$

teng bo‘lgan aylanma tokka ekvivalentdir. Bunday mikro aylanma tok magnit momentining moduli quyidagicha topiladi:

$$P_{orb} = I \cdot S = \frac{\omega}{2\pi}\pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2} \tag{13.23}$$

Bu magnit moment elektronning orbita bo‘ylab harakati tufayli vujudga kelayotganligi uchun uni ***orbital magnit momenti*** deb ataladi. r - radiusli orbita bo‘ylab υ tezlik bilan harakat qilayotgan elektron qiymati

$$L_{orb} = m\upsilon r = m\omega r^2 \tag{13.24}$$

ga teng bo‘lgan **orbital mexanik momentga** ham ega bo‘ladi, bu yerda m - elektronning massasi R_{orb} va larning yo‘nalishlari qarama-qarshi R_{orb} ning L_{orb} nisbati ***elektronning orbital giromagnitik nisbati*** deyiladi va G_{orb} deb belgilanadi:

$$G_{orb} = \frac{\mathrm{P}_{orb}}{L_{orb}} = \frac{e}{2m} \qquad (13.25)$$

Orbital mexanik momentdan tashqari elektron xususiy mexanik moment spin (L_{sp}) ga hamda unga mos ravishda ***xususiy magnit moment*** (R_{sp}) ga ham ega. Elektron spinining absolyut qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \qquad (13.26)$$

bu yerda h - Plank doimiysi ($\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-34}\ J.s$). Elektron spin magnit momentining absolyut qiymati:

$$P_{sp} = \sqrt{3}\frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{3}\mu_s \qquad (13.27)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodadagi

$$\mu_s = \frac{e\hbar}{2m} = 0{,}927 \cdot 10^{-23}\ J/Tl \qquad (13.28)$$

kattalik Bor magnetoni deb ataladi. Elektronning ***spin giromagnitik nisbati:***

$$G_{sp} = \frac{\mathrm{P}_{sp}}{L_{sp}} = \frac{e}{m} \qquad (13.29)$$

orbital giromagnit nisbatdan ikki marta katta. Elektron spinining xususiyati shundan iboratki, u magnit maydonda faqat ikki yo‘nalishiga ega bo‘ladi:

1. Magnit induksiya vektori V ga parallel. Bu holda spin va spin magnit momentlarining V yo‘nalishiga proyeksiyalari mos ravishda

$$\left(L_{sp}\right)_B = +1/2\,h \qquad (13.30)$$

$$\left(P_{sp}\right)_B = -\mu_Б \qquad (13.31)$$

qiymatlariga ega bo‘ladi.

2. Magnit induksiya vektori V ga antiparallel. Bu holda

$$\left(L_{sp}\right)_B = -1/2\,h \qquad (13.30)$$

$$\left(P_{sp}\right)_B = +\mu_Б \qquad (13.31)$$

Atom yadrosining tarkibidagi proton va neytronlarning magnit momentlari elektronning spin magnit momentidan taxminan ming marta

kichik bo‘lganligi uchun, atomning magnit momenti atom tarkibidagi elektronlarning orbital va spin magnit momentlarining vektori yig‘indisidan iborat deb hisoblash mumkin, ya’ni:

$$P_{at} = \sum P_{orb} + \sum P_{sp} \qquad (13.34)$$

Tashqi maydon ta’sirida magnetiklar turlicha magnitlanadilar. Magnetiklarning magnitlanganlik darajasini xarakterlash uchun ***magnitlanish vektori*** J dan foydalaniladi:

$$J = \frac{\Delta P_{at}}{\Delta V} \qquad (13.35)$$

bunda ΔV - magnetikning magnitlanish vektori aniqlanayotgan nuqtasi atrofidagi elementar hajm.

Bir jinsli magnitlangan magnetik uchun magnitlanish vektori birlik hajmdagi atomlar magnit momentlarining vektor yig‘indisiga teng:

$$j = \frac{\sum \Delta P_{ati}}{V}$$

SI da magnitlanish vektorining birligi $\left|J\right| = \frac{\left|\Delta \mathrm{P}_{at}\right|}{\left|\Delta V\right|} = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m}$

bilan ifodalanadi.

Magnetiklarning turlari. Magnitlanish vektori *J* va magnit maydon kuchlanganligi *N* orasida quyidagicha bog‘lanish bor:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - j \qquad (13.36)$$

ikkinchi tomondan

$$j = \chi_м H \qquad (13.37)$$

bu yerda χ_m - magnetikning magnit xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bo‘lib, ***magnit qabul qiluvchanlik deyiladi***.

J va *N* larning o‘lchov birliklari bir xil bo‘lgani uchun χ_m o‘lchamsiz kattalikdir.

χ_m musbat va manfiy qiymatlarga ega bo‘la oladi.

J ning (13.37) ifodasini (13.36) ga qo‘ysak:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - \chi_м H$$

yoki

$$H = \frac{B}{\mu_0(1+\chi_м)} \tag{13.38}$$

bundan

$$1+\chi_м = \mu \tag{13.39}$$

muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi. (13.39) belgilash asosida (13.38) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$H = \frac{B}{\mu_0\mu} \tag{13.40}$$

Demak, izotrop muhitda magnit maydon kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo‘nalishga ega va modul jihatdan undan $\mu_0\mu$ marta kichik bo‘ladi. Magnetikning magnit singdiruvchanligi μ o‘lchamsiz kattalik u magnetikdagi magnit maydonni vakuumdagiga qaraganda necha marta farqlanishini ifodalaydi.

Barcha magnetiklar o‘zlarining magnit qabul qiluvchanliklarining ishorasi va qiymatlariga qarab uch sinfga bo‘lingan:

1) **diamagnetiklarda $\chi_m < 0$ bo‘ladi**. Bu sinfga oid bo‘lgan moddalarda, masalan, fosfor, oltingugurt, surma, uglerod, simob, oltin, kumush, mis kabi elementlar, shuningdek suv va ko‘pgina organik birikmalarda magnit maydon bir oz susayadi ($\mu = 1 + \chi_m < 1$);

2) **paramagnetiklarda $\chi_m > 0$ bo‘ladi**. Bu sinfga kiruvchi kislorod azot, alyuminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi ($\mu = 1 + \chi_m > 1$);

3) **ferromagnetiklarda $\chi_m >> 1$ bo‘ladi**. Bu sinfga kiruvchi temir, nikel, kobalt kabi metallarda va ularning qotishmalarida magnit maydon juda zo‘rayib ketadi.

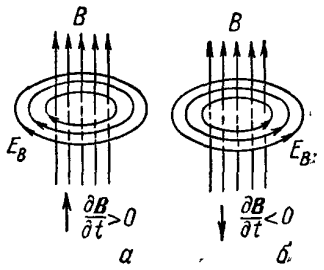
Shunday qilib, magnitlanish vektori j yo‘nalish jihatidan N ga mos kelishi (para va ferromagnetiklarda) va qarama-qarshi tomonga yo‘nalgan bo‘lishi mumkin (diamagnetiklarda).

13.5-§ Elektromagnit maydon uchun Maksvell tenglamalari

1863 yilda Maksvell yagona elektromagnit maydon nazariyasini ishlab chiqdi, bu nazariyaga muvofiq, o‘zgaruvchan elektr maydoni, o‘zgaruvchan magnit maydonini, o‘zgaruvchan magnit maydoni esa, o‘zgaruvchan elektr maydonini vujudga keltiradi. Bu ikkala

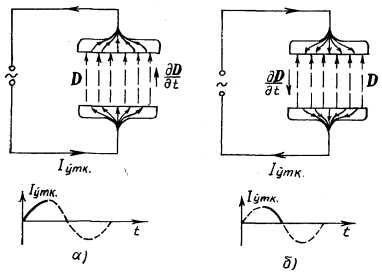
o‘zgaruvchan maydonlar uyurmali xarakteriga ega, ya’ni vujudga keltirayotgan maydonning kuch chiziqlari, vujudga kelayotgan maydonning kuch chiziqlari bilan konsentrik o‘rab olingan. Natijada o‘zaro o‘ralgan elektr va magnit maydonlar sistemasi hosil bo‘ladi.

Magnit maydon induksiyasi chiziqlarining yo‘nalishi shu maydonning vujudga kelishiga sababchi bo‘layotgan **elektr maydon induksiya vektorining** vaqt davomida o‘zgarishini xarakterlovchi $\frac{\partial D}{\partial t}$ vektorning yo‘nalishi bilan o‘ng vint qoidasi asosida bog‘langan (13.7-rasm).



13.7 – rasm.

Elektr maydon kuchayib borayotgan bo‘lsa, D vektorining vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishini xarakterlovchi $\frac{\partial D}{\partial t}$ vektorining yo‘nalishi *V* vektorning yo‘nalishi bilan mos keladi. Aksincha, elektr maydon susayayotgan bo‘lsa, $\frac{\partial D}{\partial t}$ vektorning yo‘nalishi *D* vektorning yo‘nalishiga qarama-qarshi bo‘ladi. Elektr maydonning o‘zgarishi va bu o‘zgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog‘lanishni topish uchun Maksvell ***siljish toki*** deb ataladigan tushunchani kiritadi. Siljish toki bilan yaqinroq tanishish maqsadida yassi kondensatorli zanjirdan o‘zgaruvchan tok oqqandagi jarayonlarni tekshiraylik.



13.8 – rasm.

U holda kondensator plastinka-larini birlashtiruvchi o‘tkazgichlar orqali ***o‘tkazuvchanlik*** toki o‘tadi, lekin plastinkalar oralig‘idagi dielektrikdan o‘tmaydi. U holda o‘zgaruvchan tokning zanjir bo‘ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishlari (13.8,a-rasm) va razryadlanishlaridan (3.8,b-rasm) iborat bo‘ladi.

Maksvell tashqi zanjirda oquvchi o‘tkazuvchanlik toki kondensator ichida alohida tok - ***siljish toki bilan tutashadigan*** o‘z g‘oyasini ilgari surdi, siljish toki elektr maydon induksiya vektorining

o‘zgarish tezligi $\left(\frac{\partial D}{\partial t}\right)$ proporsional va tashqi zanjirdagi o‘tkazuvchanlik tokiga teng bo‘ladi.

Zanjirdan o‘tayotgan tokning oniy qiymati I bo‘lsin, kondensator qoplamalaridagi zaryadning sirt zichligini $\sigma = \frac{q}{S}$ deb olaylik. U holda kondensator plastinkasi ichidagi o‘tkazuvchanlik toki zichligining qiymati

$$j_{utk} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{S}\frac{1}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{q}{S}\right) = \frac{d\sigma}{\mathbf{dt}}$$

yoki

$$j_{utk} = \frac{d\sigma}{dt} \tag{13.41}$$

bo‘ladi.

Ikkinchi tomonidan shu momentdagi plastinkalar oralig‘idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

teng edi.

Maydonning elektr induksiyasi esa

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \sigma \tag{13.42}$$

ga teng. Vaqt o‘tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o‘zgaradi. Bu esa plastinkalar oralig‘idagi elektr maydon induksiyasi qiymatining o‘zgarishiga sababchi bo‘ladi, ya’ni:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt} \tag{13.43}$$

Hamma vaqt $\frac{\partial D}{\partial t}$ ning yo‘nalishi o‘tkazuvchanlik tokining yo‘nalishi bilan bir xil bo‘ladi. $\frac{\partial D}{\partial t}$ ning birligi

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{K_{l'}}{m^2} \cdot \frac{1}{c} = \frac{A}{m^2}$$

bo‘ladi.

$\frac{\partial D}{\partial t}$ kattalik Maksvell gipotezasiga asosan, siljish tokining zichligidir, ya'ni:

$$j_{silj} = \frac{\partial D}{\partial t} \tag{13.44}$$

Shunday qilib, o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi.

Maksvell nazariyasining asosini uning nomi bilan ataladigan to'rtta tenglama tashkil etadi.

1. Qo'zg'almas zaryad q atrofidagi fazoda elektr maydon hosil qiladi. Bu maydon potensial maydondir. Bu maydon kuchlanganlik vektori Eq ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng:

$$\oint_l E_{ql} dl = 0 \tag{13.45}$$

Ugormaviy elektr maydon kuchlanganligi E_V ning chiziqlari doimo berk. Shuning uchun, E_V - vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi noldan farqli

$$\oint_l E_{Bl}\ dl = -\int_s \left(\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial \mathrm{t}}\right)_n dS \tag{13.46}$$

Natijaviy maydon kuchlanganligi E_q va E_V maydon kuchlanganliklarning yig'indisidan iborat bo'lishi kerak, ya'ni

$$E = E_q + E_B$$

(13.45) va (13.46) tenglamalarni qo'shsak

$$\oint_l E_l dl = -\int_s \left(\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial \mathrm{t}}\right)_n dS \tag{13.47}$$

Bu ifodaning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha, o'ng tomonidagi integral esa shu konturga tiralgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi. ***Bu Maksvellning birinchi tenglamasidir.***

2. Magnit maydon harakatdagi zaryadlar atrofidagina emas, balki fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi elektr maydon mavjud bo'lgan barcha sohalarida ham vujudga keladi. O'zgaruvchan elektr maydon induksiyasi vektorining o'zgarish tezligini xarakterlovchi $\frac{\partial D}{\partial t}$ kattalikni siljish tokining zichligi j_{silj} deb yuritilishi bilan yuqorida

tanishdik ((13.44) qarang). Agar zanjirdagi to‘liq tok zichligini j_T deb belgilasak

$$j_T = j_{utk} + j_{silj} = j_{utk} + \frac{\partial D}{d t} \tag{13.48}$$

hosil bo‘ladi. (13.48) dan foydalansak, magnit maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi uchun quyidagini yozamiz:

$$\oint_l H_l d l = -\int_S \left(j_{utk} + \frac{\partial D}{\partial t} \right)_n dS \tag{13.49}$$

Bu ifoda ***Maksvellning ikkinchi tenglamasi*** deb ataladi. U magnit maydon kuchlanganlik vektori *N* ning ixtiyoriy berk kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi, shu konturga tiralgan ixtiyoriy *S* - sirtni teshib o‘tuvchi makroskopik va siljish toklarining algebraik yig‘indisiga tengligini ko‘rsatadi.

3. Elektr induksiya vektori *D* ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig‘indisiga teng:

$$\oint D_n dS = \int_V q dV \tag{13.50}$$

bundagi ρ - berk sirt ichida joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligi. ***Bu Maksvellning uchinchi tenglamasidir.***

4. Magnit maydon qanday usul bilan hosil qilinmasin magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo‘ladi. Shuning uchun umumiy holda:

$$\oint B_n \, dS = 0 \tag{13.51}$$

Bu Maksvellning to‘rtinchi tenglamasidir. Yuqoridagi to‘rtta tenglama ***integral ko‘rinishdagi Maksvell tenglamalaridir.***

Endi Maksvell tenglamalarini differensial ko‘rinishini yozaylik:

$$rotE = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{13.52}$$

$$rotH = j_{utk} + \frac{\partial B}{\partial t} \tag{13.53}$$

$$diVD = \rho \tag{13.54}$$

$$diVB = 0 \tag{13.55}$$

Maksvellning bu tenglamalari tabiat qonunlarining ifodasidir.

Savollar

1. O‘z tajribalariga asoslanib Faradey induksion tokning qiymatini qanday aniqladi?
2. Lens induksion tokning yo‘nalishini qanday tajriba asosida aniqladi?
3. Induksion EYUK hosil bo‘lishini energiyani saqlanish qonuniga asosan tushuntiring.
4. O‘z induksiya va o‘zaroinduksiya hodisasi deganda nimani tushunasiz, o‘zinduksiya EYUK ifodasini keltirib chiqaring?
5. Magnit maydon energiyasini va energiya zichligini ifodasini yozing.
6. Moddalarning magnit xossalarini xarakterlovchi kattaliklar magnitlanish vektori, magnit qabul qiluvchanlik va magnit maydon kuchlanganligi orasida qanday bog‘lanish bor?
7. Moddalarning diamagnetik, paramagnetik va ferramagnetik xususiyatlarini uch sinfga bo‘linishining asosiy sababini ko‘rsating.
8. Maksvellning elektromagnit maydon uchun yaratgan tenglamalarining integral va differensial ko‘rinishlarini ifodalang.
9. Elektr maydonining o‘zgarishi tufayli vujudga kelgan magnit maydon va elektr maydon orqasidagi miqdoriy bog‘lanishini ifodalovchi Maksvell siljish toki deganda nimani tushunasiz?

Masalalar

44-masala. Magnit induksiyasi B=0,5Tl bo‘lgan bir jinsli magnit maydonga kuch chiziqlariga $\alpha = 60^0$ burchak ostida joylashgan S=25sm^2 sirt orqali o‘tuvchi magnit induksiya oqimi Φ topilsin.

Berilgan: B=0,5 Tl, $\alpha = 60^0$
S=25sm^2=2,5·10^{-3}m^2
Φ~?

Yechish: Biror S sirt orqali o‘tuvchi magnit induksiya oqimi ϕ ushbu formuladan aniqlanadi:

$$\Phi = BS\cos\alpha \qquad (1)$$

bunda α-magnit induksiya vektori $\vec{B}$ va sirt S ga o‘tkazilgan $\vec{n}$ normal orasidagi burchak.

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o‘rniga qo‘yib hisoblab chiqamiz:

$$\Phi = BS\cos\alpha = 0{,}5Tl \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-3} \cos 60 = 12{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot 0{,}5 =$$

$$= 0{,}625 \cdot 10^{-3} WB = 6{,}25 \cdot 10^{-4} Wb.$$

45-masala. Induksiya B=0,5 Tl bo‘lgan magnit maydonda l=50sm uzunlikdagi sterjen $\nu = 4ayl/s$ chastota bilan tekis aylanmoqda. Aylanish o‘qi sterjenning bir uchidan o‘tib, magnit maydonning kuch chiziqlariga parallel yo‘nalgan bo‘lsa sterjenning uchlarida hosil bo‘lgan induksion EYUK ning qiymati topilsin.

Berilgan: B=0,5Tl, l=50sm,
$\nu = 4ayl/s$

ε_i ~?

Yechish. Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga binoan induksion EYUK quyidagiga teng: $\varepsilon_i - \dfrac{\Delta\Phi}{\Delta t}$

Sterejenning har bir aylanishida kesib o‘tgan magnit induksiya oqimi quydagicha bo‘ladi.

$$\Phi = BS = B\pi l^2$$

Agar sterjenning Δt vaqt oralig‘ida ΔN marta aylansa, magnit induksiya oqimining o‘zgarish $\Delta\Phi = \Phi \cdot \Delta N = B\pi l^2 \cdot \Delta N$, uni (1) formulaga qo‘yib topamiz:

$$\varepsilon_i = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -\pi B\ell^2 \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\pi B\ell^2 \nu$$

Bunda $\nu = \dfrac{\Delta N}{\Delta t}$ sterjenning aylanish chastotasi. Kattaliklarning son qiymatlarini (3) ga qo‘yib hisoblaymiz:

$$|\varepsilon_i| = \pi B\ell^2 \nu = 3{,}14 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}25 \cdot 4 = 1{,}57V\ .$$

46-masala. Uzunligi l=40 sm, ko‘ndalang kesim yuzi S=4sm^2 va o‘ramlar soni N=800 bo‘lgan g‘altakning induktivligi L topilsin. G‘altak o‘zagi materialining nisbiy magnit singdiruvchiligi $\mu = 500$ ga teng.

Berilgan: l=0,4 m, S=4$sm^2 = 4 \cdot 10^{-4} m^2$, N=800, $\mu = 500$,
$\mu_0 = 12{,}56 \cdot 10^{-7} H/m$

L~?

Yechish. Uzun g‘altakning induktivligi L quyidagi formula bilan aniqlanadi.

$$L = \mu_0 \mu n^2 V \qquad (1)$$

bunda $n = \frac{N}{l}$ g‘altakning uzunligi borligi mos kelgan o‘ramlar soni, l g‘altakning uzunligi, $V = lS$ g‘altakning hajmi, S uning ko‘ndalang kesim yuzi.

Agar n va V ning ifodalari (1) ga qo‘yilsa, ishchi formula kelib chiqadi.

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} lS = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S \qquad (2)$$

(2) dagi kattaliklarning qiymatlarini o‘rniga qo‘yib chiqamiz:

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S = 12{,}56 \cdot 10^{-7} \cdot 500 \frac{64 \cdot 10^4}{0{,}4} \cdot 4 \cdot 10^2 = 0{,}4H$$

47-masala. Tokli g‘altakning nikel o‘zagini kesim yuzi S=20sm^2 orqali o‘tgan magnit induksiya oqimi $\Phi = 1{,}256 \cdot 10^{-2} Wb$ ga teng. Agar g‘altak ichidagi bir jinsli magnit maydonning kuchlanganligi $H = 2{,}5 \cdot 10^4 A/m$ ga teng bo‘lsa, nikelning shu sharoitdagi nisbiy singdiruvchanligi μ topilsin.

Berilgan: S=20sm$^2 = 2 \cdot 10^{-3} m^2$, $\Phi = 1{,}256 \cdot 10^{-2} Wb$, $H = 2{,}5 \cdot 10^4 A/m$, $\mu_0 = 12{,}56 \cdot 10^{-7} H/m$

$\mu \sim ?$

Yechish. G‘altak o‘zagining ko‘ndalang kesim yuzi S orqali o‘tayotgan magnit induksiya oqimi

$$\Phi = BS = \mu_0 \mu HS$$

bunda B – magnit maydonning induksiyasi H - kuchlanganligi μ_0 – magnit doimiysi. Oxirgi formuladan g‘altak o‘zagi materialini nisbiy magnit singdiruvchanligi μ ni aniqlab, uni son qiymatini hisoblab topamiz:

$$\mu = \frac{\Phi}{\mu_0 HS} = \frac{1{,}256 \cdot 10^{-2}}{1{,}256 \cdot 10^{-7} \cdot 2{,}5 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} = 200$$

48-masala. Uzunligi l=0,4m ga, ko‘ndalang kesim yuzi $S = 2sm^2$ ga va uzunlik birligiga mos kelgan o‘ramlar soni n=25 1/sm ga teng bo‘lgan o‘zaksiz g‘altak cho‘lg‘amlaridan I=0,8A tok o‘tayotgan bo‘lsa, g‘altak

ichida hosil bo‘lgan magnit maydonining energiyasi W_m topilsin.

Berilgan: l=0,4m, $S = 2sm^2$, n=25 1/sm, I=0,8A,
$\mu_0 = 12{,}56 \cdot 10^{-7} H/m$, $\mu = 1$

W_m~?

Yechish. Induktivligi L ga teng g‘altakdan tok o‘tayotganda unda hosil bo‘lgan magnit maydonning energiyasi W_m quyidagi formuladan aniqlanadi.

$$W_m = \frac{LI^2}{2} \tag{1}$$

G‘altakning induktivligi L uzunlik birligiga mos kelgan $n=2ds$ o‘ramlarga $V=lS$ hajmga va muhitining magnit xususiyati, ya’ni absolyut magnit singdiruvchanligi $\mu_a = \mu_0 \mu$ ga bog‘liq bo‘lib, u quydagiga teng.

$$L = \mu_a n^2 V = \mu_0 \mu n^2 lS \tag{2}$$

bunda μ_0 – magnit doimiysi, μ-muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi. Induktivlik L ning ifodasini (1) formulaga qo‘yilsa, quydagi ishchi formula kelib chiqadi.

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu n^2 lSI^2}{2} \tag{3}$$

(3) formulaga son qiymatlarini qo‘yib hisoblashni bajaraylik:

$$W_m = \frac{12{,}56 \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot 625 \cdot 10^4 \cdot 0{,}4 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 0{,}64}{2} = 2 \cdot 10^{-4} J$$

49-masala. Uzunligi l=50sm va ko‘ndalang kesim yuzi S=2sm^2 bo‘lgan o‘zakning induktivligi $L = 2 \cdot 10^{-7} H$. Tok kuchi I qanday bo‘lganda g‘altak ichidagi magnit maydoni energiya zichligi $\omega = 10^{-3} J/m^3$ bo‘ladi.

Berilgan: l=50sm, S= 2sm^2 $= 2 \cdot 10^{-4} m^2$,
$L = 2 \cdot 10^{-7} H$, $w = 10^{-3} J/m^3$

I ~?

Yechish. $w_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ formulaga muvofiq

$$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \tag{1}$$

bu yerda $H = \frac{In}{l}$ g‘altak ichida magnit maydonning kuchlanganligi, *n* - g‘altak o‘ramlar soni (13.8) formulaga ko‘ra $L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{l}$ bundan

$$\mu_0 \mu = \frac{Ll}{Sn^2} \qquad (2)$$

H va $\mu_0 \mu$ ning ifodalarini (1) formulaga qo‘yib tok kuchini topamiz:

$$I = \sqrt{\frac{2eSw}{L}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0{,}5 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^{-7}}} = 1\sqrt{\frac{J}{H}} = 1A.$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

148. Induksiyasi V=0,1Tl, bo‘lgan bir jinsli magnit maydonda ℓ =10 sm uzunlikdagi o‘tkazgich maydonga tik yo‘nalishda υ =15m/s tezlik bilan harakat qiladi. O‘tkazgichdagi induksiyalangan E.Yu.K. topilsin.

$$\left(\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(B\ell dx) = -B\ell\upsilon = -0{,}15V \right)$$

149. Diametri d=10 sm bo‘lgan n=500 o‘ramli g‘altak magnit maydonida turibdi. Magnit maydonining induksiyasi t=0,1s davomida B_1=0 dan B_2=2*Wb/m*^{2}gacha ko‘payganda g‘altakdagi induksiya EYuKning o‘ratacha qiymati qancha bo‘ladi?

($\mathcal{E}_{o'rt}$ =78,5V)

150. ℓ =1m uzunlikdagi gorizontal sterjen, uning bir uchidan o‘tgan o‘q atrofida aylanayotir. Aylanish o‘qi induksiyasi *B*=5·10^{-5}Tl bo‘lgan magnit maydoni kuch chiziqlariga parallel. Sterjen sekundiga necha marta aylanganda uning uchlaridagi potensiallar ayrmasi U=1mVga teng bo‘ladi?

(n=6,4ayl/s bo‘lganda)

151. Uzunligi ℓ =20 sm va ko‘ndalang kesimining yuzi S=30 sm^2 bo‘lgan g‘altakka sim o‘ralgan. G‘altak n=320 o‘ramga ega, undan I=3A tok o‘tadi. G‘altakdagi tok t=0,001s davomida uzilsa, o‘ramda

o‘rtacha qancha EYuK induksiyalanadi?

($\mathcal{E}_{o'rt}$ =0,018V)

152. G‘altak cho‘lg‘ami ko‘ndalang kesimi S=1mm^2 bo‘lgan Nta sim o‘ramidan iborat. G‘altakning uzunligi ℓ =25 sm va uning qarshiligi R=0,2 Om. G‘altakning induktivligi topilsin.

(L=5,5·10^{-5}H)

153. Induktivligi L=0,001*H* bo‘lgan bir qavatli g‘altakdagi sim cho‘lg‘amining o‘ramlar soni qancha? G‘altakning diametri D=4 sm, simning diametri d=0,6 mm, o‘ramlar zich o‘ralgan.

(N=380 o‘ram)

154. Ikkita g‘altak bitta umumiy o‘zakka o‘ralgan. Birinchi g‘altakning induktivligi L_1=0,2 H, ikkinchisiniki esa L_2=0,8 H. Ikkinchi g‘altakning qarshiligi R=600 Om. Birinchi g‘altakdan o‘tayotgan I=0,3 A tokni t=0,001 sekund davomida uzib qo‘yilsa, ikkinchi g‘altakda qancha tok induksiyalanadi?

[$L_1=\mu_0\mu n_1^2 lS$; $L_2=\mu_0\mu n_1^2 lS$. Umumiy o‘zakka ega g‘altaklarning o‘zaro induksiyasi $L_{12}=\mu_0\mu n_1 n_2 lS$. L_1 va L_2 ni ko‘paytirsak $L_1L_2=(\mu_0\mu lS)^2 n_1^2 n_2^2$ hosil bo‘ladi, bundan $n_1 n_2 = \frac{\sqrt{L_1 L_2}}{\mu_0 \mu \ell S}$; bu esa $L_{12} = \sqrt{L_1 L_2}$ ekanligini ko‘rsatadi. Unda $\mathcal{E}_1 = -L_{12}\frac{dL}{dt}$ bo‘lganligidan ikkinchi g‘altakdagi tok kuchining o‘rtacha qiymati $I_2 = \frac{L_2}{R}\cdot\frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{\sqrt{L_1 L_2}}{R}\cdot\frac{\Delta I}{\Delta t} = 0{,}2\ A.$**]**

155. Reostat yordamida g‘altakdagi tok kuchi t=1s da ΔI=0,1A dan bir tekis orttirilmoqda. G‘altakning induktivligi L=0,01H. O‘zinduksiya EYuKning o‘rtacha qiymati $<\mathcal{E}_i>$ topilsin.

($<\mathcal{E}_i>$=1mV)

156. L= 4mH induktivlikni g‘altakda N=600 ta o‘ram bor. Agar cho‘lg‘amdan oqayotgan tok kuchi I=12A bo‘lsa, magnit oqimi F aniqlansin.

$$(\Phi = \frac{IL}{N} = 0{,}08 mWb)$$

4. TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

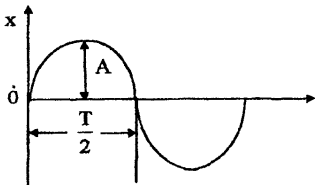
XIV - BOB. MEXANIK VA ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

14.1-§. Mexanik garmonik tebranishlar tenglamasi

Biror moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh ikkinchi tomonga harakatlanishi davriy takrorlanadigan jarayon ***tebranma harakat*** deb ataladi. Harakatning bu turini biz tabiatda, texnikada juda ko‘p uchratamiz. Masalan, soat mayatnigining, kamerton shoxchalarining, telefonlarning membranalari tebranishlari, bug‘ dvigatellari va ichki yonuv dvigatellarining porshenlari harakatlarni olish mumkin. Tebranishlarning eng oddiy turi ***garmonik tebranishdir***. Jismning harakat trayektoriyasini vaqt bo‘yicha o‘zgarishi sinus yoki kosinuslar qonuni bo‘yicha o‘zgaradigan tebranishlarga ***garmonik tebranishlar*** deyiladi.

yoki
$$x = A\sin(\omega t + \alpha)$$
$$x = A\cos(\omega t + \alpha) \qquad (14.1)$$

Bunda x – jismning siljishi, A – jismning muvozanat holatidan maksimal siljishi bo‘lib, ***uni tebranish amplitudasi deyiladi.*** Sinus yoki kosinusning eng katta qiymati birga teng bo‘lgani uchun $X_{maks}=A$ bo‘ladi; $(\omega t+\alpha)$ – garmonik tebranishning fazasi, α - tebranishning boshlang‘ich fazasi deyiladi; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ berilgan tebranish uchun doimiy bo‘lib, garmonik tebranishning siklik chastotasi deyiladi. $\alpha=0$ bo‘lgan hol uchun (14.1) tenglama bilan ifodalangan garmonik tebranishlar grafigi 14.1 – rasmda tasvirlangan.



14.1 – rasm.

Tebranma harakat qilayotgan jismning muvozanat vaziyatdan eng chetga chiqishi ***siljish*** deb ataladi. Jismning bitta to‘liq tebranishi amalga oshishi uchun ketgan vaqt ***davr (T)*** deb ataladi.

Tebranuvchi jism bitta davr ichida to‘rtta amplitudaga teng bo‘lgan yo‘lni bosib o‘tadi. Agar t vaqtda jism n marta tebrangan bo‘lsa, uning

$$\text{davri } T = \frac{t}{n}(s) \tag{14.2}$$

ga teng bo‘ladi. Birlik vaqt davomidagi tebranishlar soni

$$\nu = \frac{1}{T} \quad \left(\frac{1}{s} = 1Hz\right) \tag{14.3}$$

chastota deyiladi. SI da davr ***sekund(s)***larda, chastota esa ***Gers***larda (*Hz*) o‘lchanadi. Siklik va chiziqli chastotalar orasida quyidagicha bog‘lanish bor:

$$\omega = 2\pi\nu \tag{14.4}$$

bunda $\omega - 2\pi$ sekund ichida to‘la tebranishlar sonini ifodalaydi.

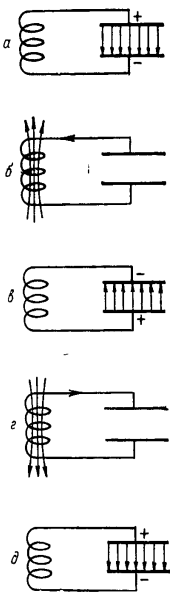
Tebranayotgan jismga ta’sir etuvchi kuch siljishga proporsionaldir, lekin kuch siljishga teskari yo‘nalgan :

$$F = -k\,x \tag{14.5}$$

Agar tebranayotgan po‘lat sharcha prujinaga osilgan bo‘lsa, *k* – prujinaning ***bikirligi*** deyiladi. (14.5) munosabat tebranma harakat uchun **Guk** qonuni deb yuritiladi. Nyuton ikkinchi qonunidan foydalansak (14.5) quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$m\,a = -k\,x \tag{14.6}$$

Bu yerdagi $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ teng ekanligini e’tiborga olsak, (14.6) ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:



14.2 – rasm.

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \text{ yoki } \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \tag{14.7}$$

Bunda *k* va *m* musbat kattaliklar bo‘lganligi uchun

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2 \tag{14.8}$$

belgilasak (14.7) ifoda

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \tag{14.9}$$

ko‘rinishni oladi. (14.9) ifoda ikkinchi tartibli differensial tenglama bo‘lib, uning yechimi

$$x = A\cos(\omega_0 t + \alpha) \tag{14.10}$$

ko‘rinishda bo‘ladi. Bu ifoda (14.1) tenglamaning o‘zginasidir, bu yerda *A* – amplituda, *x* – siljish,

$(\omega_0 t + \alpha)$ - tebranish fazasi, α - esa boshlang‘ich fazasidir.

Demak, yuqorida bayon etilgan fikrlarni umumlashtirib, garmonik tebranishga yana quyidagi ta’rif o‘rinli bo‘ladi: ***Jismning siljishga proporsional, muvozanat vaziyati tomon yo‘nalgan kuch ta’sirida sodir bo‘luvchi tebranishlarni garmonik tebranishlar deyiladi.***

(14.10) dagi ω_0 - tebranishning ***xususiy*** siklik chastotasi deb ataladi. Xususiy tebranish davri (T_0) bilan ω_0 ning munosabati quyidagicha ifodalanadi:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \qquad (14.11)$$

14.2-§. Elektromagnit garmonik tebranishlar

Yuqori chastotali o‘zgaruvchan toklarni ***elektr tebranishlari*** sifatida qabul qilish mumkin. Lekin hech qanday mexanik generatorlar 10^4 *Hz* chastotali o‘zgaruvchan tok hosil qila olmaydi, chunki buning uchun generatorning yakori sekundiga million marta aylanishi kerak, bunday generator hali yaratilgani yo‘q. Shuning uchun, elektr tebranishlarning generatori va yuksak chastotali elektromagnit to‘lqinlar manbai sifatida ***tebranish konturidan*** foydalanish maqsadga muvofiq bo‘ladi.

Kondensator va induktiv g‘altakdan tashkil topgan zanjir ***tebranish konturi*** deb nomlangan. Elektr maydonni kondensator qoplamalari orasida, magnit maydonni esa induktiv g‘altak yordamida vujudga keltiriladi. Bunda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanib, elektromagnit tebranishlar hosil bo‘ladi.

Konturda elektr tebranishlar hosil qilish uchun dastlab kondensatorni zaryadlaymiz (14.2*a*– rasm.), kondensatordagi zaryadlar g‘altak tomonga oqib kondensator zaryadsizlana boshlaydi. Kondensator zaryadsizlangan sari uning elektr maydoni zaiflashadi, g‘altakning magnit maydoni kuchaya boradi. Magnit maydonning o‘sishi kondensator to‘liq zaryadsizlangunga davom etib, g‘altakda o‘zinduksiya E.YU.K hosil bo‘lishga sababchi bo‘ladi.

Kondensator to‘liq zaryadsizlanganda g‘altakdagi tok maksimal bo‘ladi (14.2b–rasm). Bu vaqtda elektr maydonning energiyasi

$\left(W_e = \frac{cu^2}{2}\right)$ to‘lig‘icha g‘altakning magnit maydon energiyasi $\left(W_m = \frac{1}{2}LI^2 \perp\right)$ga aylanadi. Vaqt o‘tishi bilan magnit maydon zaiflashib, g‘altakda o‘zinduksiya E.YU.K vujudga keladi. Induksion tokni yo‘nalishi dastlabki tok yo‘nalishida bo‘ladi, natijada kondensator qayta zaryadlanadi. Bu momentda magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanadi, biroq bu holda elektr maydonning yo‘nalishi (14.2 *v* – rasmga qarang) boshlang‘ich holatdagi elektr maydon yo‘nalishiga teskari bo‘ladi. So‘ngra yana kondensatorning zaryadlanishi va konturda teskari yo‘nalishda elektr tokning oqishi kuzatiladi. Bu tok g‘altakdan o‘tib unda magnit maydon hosil qiladi. Magnit maydonning yo‘nalishi bu holda (14.2 g–rasm) oldingi holdagiga qarama - qarshidir.

Keyin magnit maydon energiyasi hisobiga o‘zinduksiya toki vujudga keladi va kondensator qoplamalari orasida dastlabki yo‘nalishdagi kabi elektr maydon (14.2 d – rasm) hosil bo‘ladi. Shunday qilib, konturda bitta to‘liq tebranish tugallanadi, bu hol o‘z navbatida konturda ma’lum *T* davrga ega bo‘lgan elektromagnit tebranishlari hosil bo‘lganligini ko‘rsatadi. Konturdan tok davrning birinchi yarmida bir yo‘nalishda, davrning ikkinchi yarmida esa qarama – qarshi yo‘nalishda oqadi.

Agar tebranishlar ideal konturda (*R=0*) hosil bo‘lyapti deb faraz qilsak, elektr yoki magnit maydon energiyalari boshqa tur energiyalarga aylanmaydi. Tebranishlar sodir bo‘layotgan vaqtda konturga tashqi kuchlanish berilmaganligi uchun kondensatordagi kuchlanish tushishi $U_c = \frac{q}{C}$ va g‘altakdagi kuchlanish tushishi esa $U_L = L\frac{dI}{dt} = L\frac{d^2q}{dt^2}$ bo‘ladi. Bu kuchlanish tushishlarining yig‘indisi nolga teng bo‘lishi kerak, ya’ni :

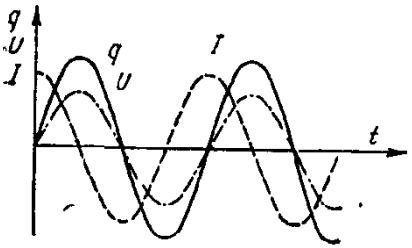
$$L\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0 \qquad (14.12)$$

Bu ifodani *L* ga bo‘lsak va

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (14.13)$$

deb belgilasak, (14.12) munosabat quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \qquad (14.14)$$



14.3 – rasm.

Bu tenglamaning yechimi

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (14.15)$$

ko‘rinishida bo‘ladi. Bu ifodadan shu narsa ko‘rinadiki, ***kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonun bo‘yicha o‘zgaradi*** (14.3 – rasm) u holda kondensatordagi kuchlanish

$$U = \frac{q}{c} = \frac{q_m}{c} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (14.16)$$

ifoda bilan aniqlanar ekan, u ham garmonik qonun bo‘yicha o‘zgaradi (14.3 – rasm.).

Zanjirdagi tok kuchi ham garmonik qonun bo‘yicha o‘zgaradi:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (14.17)$$

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo‘yicha $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi (14.3 – rasm).

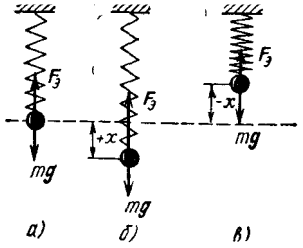
Tebranish davri uchun quyidagi formulani yozish mumkin.

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad 14.18$$

Bu tenglama ***Tomson formulasi*** deb yuritiladi. Elektromagnit tebranishlarni uzluksiz hosil qilish uchun kondensatorni biror moslama bilan zaryadlab turish zarur. Bunday moslama sifatida 1886 yilda Gers induksiya g‘altagidan foydalangan. Hozirda esa so‘nmas elektromagnit tebranishlari hosil qilish uchun elektron lampa va yarim o‘tkazgichli tranzistordan foydalaniladi.

14.3-§. Mayatniklar

Muvozanat vaziyati atrofida goh u yon, goh bu yon tebranma harakat qiladigan qattiq jism ***mayatnik*** deb ataladi. Prujinali, matematik va fizik mayatniklarning tebranishi qonuniyatlari bilan tanishib o‘taylik.



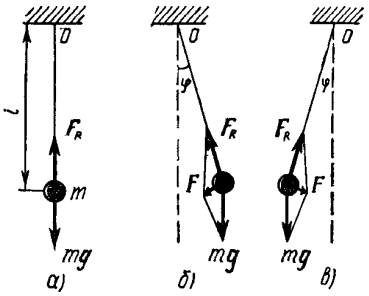
14.4 – rasm.

1. Prujinali mayatnik. Prujinaga osilgan m – massali sharchadan iborat sistemani qarab chiqaylik (14.4 – rasm). Muvozanat holatida mg og‘irlik kuchi F_e elastik ($Fe=-kx$) kuchi bilan muvozanatlashadi. Tashqaridan ta’sir bo‘lmaguncha mayatnik o‘zining muvozanat vaziyatini saqlayveradi. Agar sharchani pastga $x > 0$ masofaga tortib uni muvozanat vaziyatdan chiqarsak (14.4b – rasm), yukning og‘irlik kuchi prujinaning elastiklik kuchidan kichik bo‘lib qoladi, F_e kuchi esa muvozanat vaziyat tomon yo‘nalgan bo‘ladi. $(F_э < 0)$. Sharcha muvozanat vaziyatga yetsa, inersiya tufayli harakatni davom ettiradi, natijada $x < 0$ bo‘lganda kuch $(F_э > 0)$ bo‘ladi, (14.4 v – rasm) prujina siqiladi. Bu holda yukka ta’sir etuvchi natijaviy kuch, yana muvozanat vaziyat tomon yo‘nalgan bo‘ladi. Shu tariqa muvozanat vaziyatdan chiqarilgan prujinali mayatnikning tebranishlari amalga oshadi. (14.8) va (14.11) ifodalardan foydalanib prujinali mayatnikning tebranish davri uchun

$$T_n = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \qquad (14.19)$$

formulani hosil qilamiz.

2. Matematik mayatnik. Cho‘zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan og‘irlik kuchi ta’sirida vertikal tekislikdagi aylana yoyi bo‘ylab tebrana oladigan moddiy nuqta ***matematik mayatnik*** deyiladi.



14.5 – rasm.

Mayatnik ipi vertikal vaziyatda bo‘lsa, sharchaga ta’sir etuvchi og‘irlik kuchi $(\vec{mg})$ ipning taranglik kuchi $(\overrightarrow{F_R})$ bilan muvozanatlashadi. Lekin mayatnikni muvozanant vaziyatdan biror φ burchakka og‘dirilganda og‘irlik kuchi $(\vec{mg})$ va ipning taranglik kuchi $(\overrightarrow{F_R})$ bir to‘g‘ri chiziqda yotmaydi. Natijada ularning teng ta’sir etuvchi kuchi $\vec{F} = \vec{mg} + \overrightarrow{F_R}$ hosil bo‘ladi. Mayatnik o‘ng

tomonga og‘gan holda (14.5b – rasm) $\vec{F}$ chap tomonga yo‘nalgan, mayatnik chap tomonga og‘gan holda (14.5 *v*-rasm) $\vec{F}$ o‘ng tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

Demak,

$$F = -mg\,Sin\varphi \tag{14.20}$$

Bu kuch ta’sirida sharcha l radiusli aylana yoyi bo‘ylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi. Mayatnikning bu harakati aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$I\varepsilon = \mathrm{M} \tag{14.21}$$

bilan xarakterlanadi. Bunda I – sharchaning aylanishi o‘qiga nisbatan inersiya momenti, ε – uning burchak tezlanishi, *M* esa *F* kuchning O o‘qqa nisbatan momenti bo‘lgani uchun

$$I = ml^2,\ \varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2},\ M = -mg\,l\sin\varphi$$

ifodalardan foydalanib (14.21) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$ml^2\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgl\sin\varphi \quad yoki \quad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\sin\varphi = 0 \tag{14.22}$$

φ burchak kichik bo‘lganda. $Sin\varphi$ ni taqriban φ bilan almashtirish mumkin. Natijada (14.22) ifoda

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0$$

ko‘rinishga keladi:

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \tag{14.23}$$

belgilash kiritsak:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0 \tag{14.24}$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglamaning yechimi

$$\varphi = \varphi_m\cos(\omega t + \alpha) \tag{14.25}$$

ko‘rinishda bo‘ladi. (14.25) dan foydalanib matematik mayatnik tebranish davri

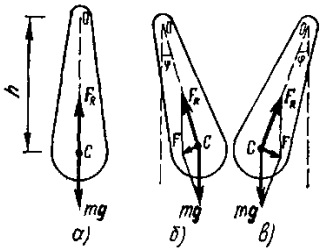
$$T_M = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \qquad (14.26)$$

formula bilan ifodalanishini topamiz.

Demak, kichik og‘ish burchaklarda matematik mayatnikning tebranish davri mayatnik uzunligining kvadrat ildiziga to‘g‘ri proporsional, erkin tushish tezlanishining kvadrat ildiziga teskari proporsional bo‘lib mayatnik tebranishlarining amplitudasiga va massasiga bog‘liq emas. Shuningdek, matematik mayatnikning tebranish tekisligi o‘zgarishsiz qoladi.

3. Fizik mayatnik – deganda inersiya markazidan o‘tmaydigan gorizontal qo‘zg‘almas aylanish o‘qi atrofida og‘irlik kuchi ta’sirida harakatlana oladigan qattiq jism tushuniladi. Aylanish o‘qi fizik mayatnikning osilish o‘qi deb ataladi. Fizik mayatnikning inersiya markazi (*S*) dan osilish o‘qiga o‘tkazilgan perpendikulyar (*OS*) vertikal chiziq bilan mos tushgan holda mayatnik muvozanat vaziyatda bo‘ladi.

Muvozanat vaziyatdan biror burchakka og‘dirilganda (14.6 b yoki 14.6 v–rasm) $\vec{mg}$ va $\vec{F_R}$ kuchlarning teng ta’sir etuvchisi fizik mayatnikni muvozanat vaziyati tomon qaytarishga intiluvchi $\vec{F}$ kuchdir. Fizik mayatnikning harakati uchun aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi



14.6 – rasm.

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgh\sin\varphi \qquad (14.27)$$

tarzida yoziladi. Bu yerda *I* – fizik mayatnikning osilish o‘qiga nisbatan inersiya momenti, *m* - massasi, *h* – esa fizik mayatnikning osilish o‘qi va inersiya markazi orasidagi masofa. Kichik tebranishlar uchun $\sin\alpha = \varphi$ ekanligini hisobga olsak, 14.27 quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgh}{I}\varphi = 0$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0 \qquad (14.28)$$

(14.28) tenglamaga

$$\omega_0^2 = \frac{mgh}{I} \qquad (14.29)$$

belgilash kiritdik.

Shunday qilib, fizik mayatnikning tebranish davri

$$T_\phi = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}} \qquad (14.30)$$

formula bilan aniqlanadi.(14.26) va (14.30) larni solishtirib

$$l_k = \frac{I}{mh} \qquad (14.31)$$

fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi (l_k) ni topamiz. Shunday qilib, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi shunday matematik mayatnikning uzunligidan iboratki, bu mayatnikning tebranish davri berilgan fizik mayatnikning tebranish davriga teng bo‘ladi.

(14.19), (14.26) va (14.30) lar asosida quyidagi xulosaga kelamiz: prujinali mayatnik, matematik va fizik mayatniklar uchun umumiy xususiyati shundan iboratki, mayatniklarning kichik tebranishlarida, ya’ni garmonik tebranishlar sodir bo‘layotganda tebranish davri, amplitudaga bog‘liq emas. Mayatniklarning bu xossasi ***izoxronlik*** deb ataladi. Bu ko‘rib o‘tilgan mayatniklar texnikaning turli sohalarida qo‘llaniladi.

14.4-§. Bir xil yo‘nalishdagi tebranishlarni qo‘shish

Yo‘nalishlari va chastotalari bir xil, lekin amplituda va boshlang‘ich fazalari turlicha bo‘lgan ikkita garmonik tebranishlarning qo‘shilishini qarab chiqaylik. Tebranuvchi jismning x siljishi quyidagi x_1 va x_2 siljishlarning yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$x_1 = A_1\cos(\omega_0 t + \alpha_1) \quad x_2 = A_2\cos(\omega_0 t + \alpha_2) \qquad (14.32)$$

Bu tebranishlarni qo‘shishda amplitudalarning vektorlar diagrammasidan foydalanamiz. Vektorlarning qo‘shish qoidasiga binoan natijaviy A vektorni chizaylik. Bu vektorning x o‘qiga proyeksiyasi, qo‘shiluvchi vektorlar proyeksiyalarining iyg‘indisiga teng, ya’ni

$$x = x_1 + x_2$$

ekanligini (14.7 rasm)dan ko‘rish qiyin emas.

Demak, A vektor natijaviy tebranish amplitudasidir. Bu vektor ham A_1 va A_2 vektorlar kabi ω_0 burchak tezlik bilan aylanadi.

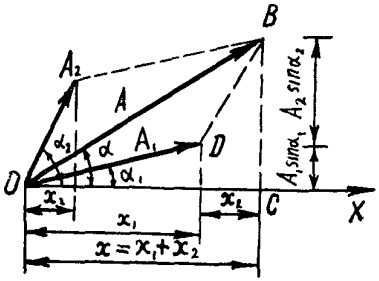
A ning qiymatini esa kosinuslar teoremasidan foydalanib topish mumkin.

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2\cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = \\ = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_2 - \alpha_1) \tag{14.33}$$

α ning qiymatini *OVS* uchburchakdan aniqlaymiz:

$$tg\alpha = \frac{BC}{OC} = \frac{A_1\sin\alpha_1 + A_2\sin\alpha_2}{A_1\cos\alpha_1 + A_2\cos\alpha_2} \tag{14.34}$$

Shunday qilib, garmonik tebranishlarni vektorlar yordamida tasvirlash usuli, bir necha tebranishlarni qo‘shishni, vektorlarning qo‘shish qoidasiga keltirishga imkon berar ekan. Demak, natijaviy tebranma harakat ham ω_0 chastota bilan qo‘shiluvchi tebranishlar yo‘nalishida amalga oshuvchi garmonik tebranish bo‘ladi, uning tenglamasi



14.7 – rasm.

$$x = A\cos(\omega_0 t + \alpha) \tag{14.35}$$

bo‘lib, A va α ning qiymatlari (14.33) va (14.34) ifodalar bilan aniqlanadi.

14.5-§. O‘zaro perpendikulyar tebranishlarni qo‘shish

O‘zaro perpendikulyar tebranishlarning tenglamalari

$$x_1 = A_1\cos(\omega_0 t + \alpha_1) \\ y_2 = A_2\cos(\omega_0 t + \alpha_2) \tag{14.36}$$

ko‘rinishida yoziladi. Bunda A_1 va A_2, α_1 va α_2 mos ravishda birinchi va ikkinchi tebranishlarning amplitudalari va boshlang‘ich fazalari.

(14.36) tenglamalar ustida bir qator matematik amallar bajarib, t ni yo‘qotsak, moddiy nuqta natijaviy harakati trayektoriyasining tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1A_2}\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2(\alpha_2 - \alpha_1) \tag{14.37}$$

Bu tenglamani quyidagi xususiy hollar uchun tadbiq qilaylik:

1). $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$, ya'ni $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ bo'lsin. U holda (14.37) quyidagicha ko'rinishga keladi:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ yoki } \left(\frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

bundan

$$y = \frac{A_1}{A_2} x \tag{14.38}$$

to'g'ri chiziq tenglamasini hosil qilamiz.

2). $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \pi$ bo'lsin. U holda (14.37) tenglama

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ yoki } \left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

ko'rinishga keladi. Bundan:

$$y = -\frac{A_1}{A_2} x \tag{14.39}$$

hosil qilamiz. (14.39) ifoda ham ***to'g'ri chiziq*** tenglamasidir.

3). $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \frac{\pi}{2}$ bo'lsin. U holda (14.37) ifoda

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \tag{14.40}$$

ko'rinishga keladi. Bu ifoda yarim o'qlari (A_1 va A_2) OX va OU o'qlar bo'yicha yo'nalgan ***ellipsning*** tenglamasidir. Agar qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining qiymatlari teng bo'lsa (ya'ni $A_1 = A_2$) natijaviy harakat trayektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi.

14.6-§. Garmonik tebranishlar energiyasi

Biz yuqorida mayatniklarni tebranish jarayonida ularning kinetik energiyasi potensial energiyaga va aksincha, potensial energiya esa kinetik energiyaga aylanib turishiga e'tibor qilmadik. Endi garmonik tebranishlar energiyasini aniqlaylik. Massasi m bo'lgan moddiy nuqta elastik kuch ta'sirida garmonik tebranma harakat qiladi.

$$F = -kx$$

Harakat davomida moddiy nuqta ma’lum bir tezlikka erishadi, demak u ma’lum kinetik energiyaga ega bo‘ladi.

$$W_k = \frac{1}{2} m \upsilon^2$$

Lekin garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning tezligi uchun

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}\left[A\cos(\omega_o t + \alpha)\right] = -A\omega_o \sin(\omega_o t + \alpha) \qquad (14.41)$$

ifoda hosil bo‘ladi. U holda kinetik energiya formulasi:

$$W_k = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) \qquad (14.42)$$

ko‘rinishda yoziladi.

Potensial energiya qiymati esa

$$W_P = \int_0^x |F| dx = \int_0^x kx\ dx = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha) \qquad (14.43)$$

(14.42) va (14.43) lardagi sinus va kosinusning maksimal qiymati 1 ga teng. Shuning uchun kinetik va potensial energiyalarning maksimal qiymatlari quyidagicha:

$$W_k = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2, \qquad (14.44)$$

$$W_P = \frac{1}{2} kA^2 \qquad (14.45)$$

Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning ixtiyoriy vaziyatdagi to‘liq energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig‘indisidan iborat:

$$W = W_k + W_P = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha)$$

(14.8) dan $k = m\omega_0^2$ teng ekanligini eslasak to‘liq energiya uchun

$$W = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \text{ yoki } W = \frac{1}{2} kA^2 \qquad (14.46)$$

formulani hosil qilamiz.

Buni (14.44) va (14.45) bilan taqqoslab, quyidagi xulosaga kelamiz: tebranuvchi sistemaning ixtiyoriy vaziyatdagi to‘liq energiyasi o‘zgarmaydi va u kinetik yoki potensial energiyaning maksimal qiymatiga teng bo‘ladi.

14.7-§. So‘nuvchi va majburiy tebranishlar. Rezonans

So‘nuvchi tebranishlar. Agar mayatnik muvozanat vaziyatdan chiqarilib, so‘ngra qo‘yib yuborilsa, u holda mayatnik faqat unga dastlabki berilgan energiya tufayli ancha vaqt tebranib turadi. Mayatnikning bunday tebranishlari erkin tebranishlar yoki xususiy tebranishlar deyiladi. Amalda havoning qarshiligi va ishqalanishining mavjudligi mayatnik tebranishlar amplitudasini vaqt o‘tishi bilan kamayishiga olib keladi. ***Vaqt o‘tishi bilan amplitudasi kamayib boradigan tebranishlar so‘nuvchi tebranishlar deyiladi.***

Kichik tezliklarda havoning qarshilik kuchi tezlikka proporsional, lekin unga teskari yo‘nalgan bo‘ladi:

$$F_k = -r\upsilon = -r\frac{dx}{dt} \qquad (14.47)$$

bu yerda r – qarshilik koeffitsienti deb ataladi.

Tebranayotgan jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalansak, natijada so‘nuvchi tebranishni xarakterlaydigan tenglama

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r\frac{dx}{dt} \qquad (14.48)$$

ko‘rinishida yoziladi. Bu tenglamaning ikki tomonini m ga bo‘lsak va

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2 \quad ; \quad \frac{r}{m} = 2\beta \qquad (14.49)$$

belgilashlardan foydalansak, quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_\circ^2 x = 0 \qquad (14.50)$$

Bu tenglamaning yechimi $\beta < \omega_0$ bo‘lgan holda quyidagicha bo‘ladi:

$$x = A_\circ e^{-\beta t}\cos(\omega_c t + \alpha) \qquad (14.51)$$

Bundagi $\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt}$ - so‘nuvchi tebranish chastotasi, uning qiymati

$$\omega_C = \sqrt{\omega_\circ^2 - \beta^2} \qquad (14.52)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Faqat bitta xususiy holda, ya’ni $\beta = \frac{r}{2m} = 0$ bo‘lgan holda $\omega_c = \omega_0$ bo‘ladi. So‘nuvchi tebranish davri (T_s) esa xususiy tebranish davri (T_0) dan katta:

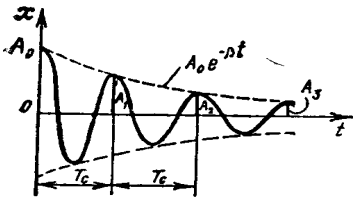
$$T_C = \frac{2\pi}{\omega_C} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_\circ^2 - \beta^2}} > T_\circ = \frac{2\pi}{\omega_\circ} \qquad (14.53)$$

so‘nuvchi tebranishlarning amplitudasi esa vaqt o‘tishi bilan

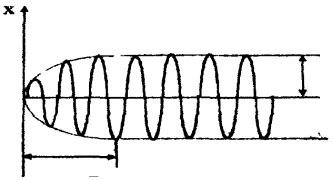
$$A = A_0 e^{-\beta t} \qquad (14.54)$$

qonun bo‘yicha kamayib boradi (14.8 – rasm). Bunda A_0 - boshlang‘ich amplituda, β esa so‘nish koeffitsienti deb ataladi.

Amplitudaning kamayib borishi 14.8-rasmda punktir chiziq bilan tasvirlangan.



14.8 – rasm.



Barqarorlashgan tebranishlar amplitudasi

Tebranishlarning barqarorlanish vaqti

Majburiy tebranishlar.

Mayatnikning tebranishlari so‘nmasligi uchun atrof muhitga ketayotgan energiyani uzluksiz qayta tiklab turish kerak, ya’ni mayatnikka davriy o‘zgarib turuvchi kuch bilan ta’sir qilib turish kerak. Davriy ravishda o‘zgarib turadigan bunday tashqi kuchni ***majbur etuvchi kuch*** deb ataladi.

Moddiy nuqtaga garmonik qonun bo‘yicha o‘zgaruvchi

$$F = F_0 \cos \omega t$$

kuch ta’sir etsin. Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan, moddiy nuqtaning mazkur holdagi harakat tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r\frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

yoki

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0 x = \frac{F_0}{m}\cos \omega t \qquad (14.55)$$

(14.55) tenglamaning xususiy yechimi esa majbur etuvchi kuch chastotasi ω bilan sodir bo‘ladigan tebranishlarni aks ettiradi. Bu

tebranishlarni moddiy nuqtaning majburiy tebranishlari deyiladi (14.9–rasm).

Moddiy nuqtaning xususiy tebranishilari majbur etuvchi kuch ta'sir eta boshlagan dastlabki paytda vujudga keladi va ekspotensial qonun bo'yicha so'nadi. (14.55) tenglamaning izlanayotgan yechimi:

$$x = A\cos(\omega t + \alpha) \qquad (14.56)$$

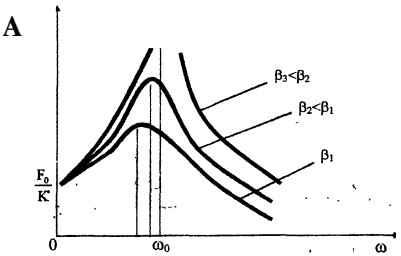
munosabat bilan aniqlanadi. Bundagi A majburiy tebranishlar amplitudasi, uning qiymatini:

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \qquad (14.57)$$

formula yordamida hisoblash mumkin. α esa majbur etuvchi kuch va majburiy tebranish fazalarining farqi, uning qiymati:

$$tg\alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad (14.58)$$

formula yordamida hisoblanadi.



14.10 – rasm.

Rezonans hodisasi. Agar $\omega=0$ bo'lganda, ya'ni majbur etuvchi kuchning qiymati o'zgarmaganda (14.57) ifodadan

$$A = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{K} \qquad (14.59)$$

kelib chiqadi. $\omega \to \infty$ bo'lsa, (14.57) ga asosan, amplituda nolga intiladi (14.10-rasm)dan ko'rinadiki, ω ning biror oraliq qiymatida amplituda maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa, ya'ni majbur etuvchi kuch chastotasining biror aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishi ***rezonans hodisasi*** deb ataladi.

Rezonans hodisasi amalga oshgan holdagi majbur etuvchi kuchning chastotasini ***rezonans chastotasi*** deb, amplitudaning maksimal qiymatini esa ***rezonans amplituda*** deb ataladi. Rezonans hodisasi ro'y berganda (14.57) ifoda maksimal qiymatga erishadi, ammo bu holda mazkur ifodaning maxraji minimal qiymatga erishishi lozim. Shuning uchun (14.57) ning maxrajidan ω bo'yicha hosila olib, uni nolga tenglashtiraylik:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\beta^2\omega = 0$$

yoki

$$-(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0$$

bundan $$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \qquad (14.60)$$

Rezonans chatotasining bu qiymatini (14.57) qo‘ysak, rezonans amplituda qiymatini topamiz:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \qquad (14.61)$$

Demak, rezonans chastota va rezonans amplituda β ga bog‘liq. β kamaygan sari ω_r ortib boradi va xususiy tebranishlar chastotasi (ω_0) ga yaqinlashib boradi. $\beta=0$ bo‘lganda esa rezonans amplitudaning qiymati cheksiz katta bo‘lib ketadi. Real holatda rezonans amplituda chekli qiymatga ega bo‘ladi, chunki real sharoitda $\beta\neq0$ bo‘ladi.

14.8 - §. To‘lqin jarayonlar. Yassi sinusoidal to‘lqin

Agar muhitning (havo, suv, prujina, arqon va boshqalarning) qandaydir bir nuqtasini tebranma harakatga keltirilsa, u holda biror vaqt o‘tishi bilan bu muhitning boshqa nuqtalari ham tebrana boshlaydi, ya’ni tebranish butun muhitga tarqaladi. Biroq muhitning nuqtalari tebranish manbalaridan tobora uzoqlashib borgan sari keyingi nuqtalarning tebranma harakati dastlabkisidan kechikadi, ya’ni muhitning har bir nuqtasining tebranishi oldingi nuqta tebranishidan faza jihatdan orqada qoladi.

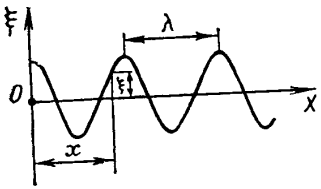
Tebranishlarning fazoda tarqalishi ***to‘lqin harakat*** deyiladi. Tebranishlarning muhitda tarqalish jarayoni ***to‘lqin*** deb yuritiladi. To‘lqin tarqalayotgan vaqtda muhitning zarralari to‘lqin bilan birga siljimasdan, balki o‘zining muvozanat vaziyati atrofida tebranadi. To‘lqinning tarqalish yo‘nalishi ***nur*** deb, ixtiyoriy t vaqtda tebranishlar yetib kelgan muhit zarralarining geometrik o‘rinlari esa ***to‘lqin fronti*** deb ataladi. O‘z navbatida, to‘lqin frontini muhitning tebranayotgan zarralarining tebranishi hali boshlanmagan zarralardan ajratib turuvchi chegaraviy sirt tarzida tasavvur qilish mumkin. To‘lqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbaining shakli va o‘lchamlariga bog‘liq. Masalan, nuqtaviy tebranish manbaidan tarqalayotgan to‘lqinlarning fronti ***sferik shaklda*** bo‘ladi. Undan tarqalayotgan to‘lqinlar esa ***sferik to‘lqinlar*** deb nom olgan. Agar tebranish manbai tekislik shaklida bo‘lsa, manbaga yaqin sohalardagi to‘lqin fronti ham tekislikdan iborat bo‘ladi. Shu sababli bu to‘lqinlar ***yassi to‘lqinlar*** deb ataladi. Ikkala holda ham nur to‘g‘ri chiziq bo‘lib, u to‘lqin frontiga perpendikulyar bo‘ladi. Zarralarning tebranishi to‘lqin tarqalayotgan yo‘nalishga

nisbatan qanday yo‘nalganligiga qarab to‘lqinlar ***bo‘ylama*** va ***ko‘ndalang*** to‘lqinlarga bo‘linadi.

Agar muhit zarrasining tebranishi to‘lqinning tarqalish yo‘nalishida sodir bo‘lsa, bunday to‘lqinlarga ***bo‘ylama to‘lqinlar*** deyiladi. Bo‘ylama to‘lqinga misol qilib siqilgan prujinaning tebranishlari, tovush to‘lqinlari va boshqalarni olish mumkin. Bo‘ylama to‘lqinlar elastik moddada qattiq, suyuq va gazsimon jismlarda yuzaga kelishi mumkin.

Agar muhit zarrasining tebranishi to‘lqinning tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lsa, bunday to‘lqinlarga ***ko‘ndalang to‘lqinlar*** deyiladi. Ko‘ndalang to‘lqinlarga misol qilib suv yuzasida hosil bo‘lgan va arqon bo‘ylab yo‘nalgan to‘lqinlarni olish mumkin. Aslida ko‘ndalang to‘lqinlar faqat kattiq jismlardagina yuzaga keladi. Suyuqlik va gazlarda ko‘ndalang to‘lqinlar hosil bo‘lmaydi, chunki gaz va suyuqliklarda elastik kuchlar vujudga kelmaydi. Suyuqlikning sirti ustida gap ketganda bunday deb bo‘lmaydi, chunki suyuqlik sirtida ko‘ndalang to‘lqinlar tarqaladi, bu holda shaklning elastikligini og‘irlik kuchlari va sirt hamda taranglik kuchlari ta’minlab turadi. Shunday qilib, ko‘ndalang to‘lqin tarqalish yo‘nalishida muhit zarralarining do‘ngliklari va chuqurliklari, bo‘ylama to‘lqinda esa muhit zarrachalarining zichlashishi va siyraklanishi davriy hosil bo‘la boradi. To‘lqin to‘siqqa duch kelganda qaytadi, bir muhitdan ikkinchi muhitga o‘tganda esa sinadi.

Bir tebranish davri davomida to‘lqinning tarqalish masofasi ***to‘lqin uzunligi*** deyiladi. Boshqacha aytganda, to‘lqin uzunligi, to‘lqinning bir xil fazada tebranayotgan ikki yaqin nuqtalari orasidagi masofadir.



14.11 – rasm.

Agar tebranish davrini T bilan, to‘lqin uzunligini λ bilan belgilasak, u holda to‘lqin tezligi quyidagicha aniqlanadi:

$$u = \frac{\lambda}{T} = \lambda\nu \qquad (14.62)$$

bunda ν - tebranish chastotasi.

To‘lqin tarqalish jarayonida manbadan tobora uzoqroqda joylashgan muhit zarralari tebrana boshlaydi. Bu jarayonda to‘lqin, xuddi o‘zini vujudga keltirgan manbadan «yugurib qochayotgandek» tuyuladi. Shu boisdan uni ***yuguruvchi to‘lqin*** deb ataladi.

Biror 0 nuqtadan *x* masofa uzoqlikdagi (14.11 – rasm) zarraning ixtiyoriy *t* – vaqtdagi siljishi manbaga bevosita tegib turgan zarraning $t = \frac{x}{u}$ vaqtdagi siljishiga teng bo‘ladi, ya’ni

$$\xi = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right) \tag{14.63}$$

Bu ifoda ***yuguruvchi to‘lqin tenglamasi*** deb ataladi. U to‘lqin tarqalayotgan muhit ixtiyoriy zarrasining muvozanat vaziyatdan siljishi (ξ)ni vaqt (*t*) va zarraning tebranish manbaidan uzoqligi (*x*)ning funksiyasi sifatida aniqlanadi. (14.63) tenglamaga *t* va *x* ga nisbatan simmetrik ko‘rinish berish uchun ***to‘lqin soni*** deb ataluvchi *k* – kattalikni kiritamiz:

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{14.64}$$

(14.62) va (14.64) dan to‘lqin soni *k*, aylanish chastotasi ω va to‘lqinning faza tezligi u orasida quyidagicha munosabat bor degan xulosa chiqadi:

$$u = \frac{\omega}{\kappa} \tag{14.65}$$

(14.63)dagi u ning (14.65) qiymat bilan almashtirib va ichiga ω ni kiritib, ***yassi to‘lqin*** uchun quyidagi ko‘rinishdagi tenglamani topamiz:

$$\xi = A\cos(\omega t - kx) \tag{14.66}$$

Bu x – ning kamayishi tomoniga qarab tarqaluvchi to‘lqin tenglamasidir. *r* - radiusli ***sferik to‘lqin tenglamasi***ni (14.66) ga o‘xshatib quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$\xi = \frac{A}{2}\cos\omega\left(t - \frac{r}{u}\right) \tag{14.67}$$

yoki $$\xi = \frac{A}{2}\cos(\omega t - kr)$$

bundan *r* – radiusli to‘lqin sirtida yotuvchi zarralar $\omega\left(t - \frac{r}{u}\right)$ faza bilan tebranadi, degan xulosaga kelamiz.

14.9 - §. Fazaviy va gruppaviy tezliklar

Yassi to‘lqin fronti tekislikdan iborat bo‘lib, bu tekislikning barcha nuqtalari bir xil fazada tebranadi. Shuning uchun bu yassi to‘lqin

fronti ***bir xil fazalar tekisligi*** deyish mumkin. U holda (14.63) to‘lqin tenglamasida

$$\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)=const$$

bo‘lishi kerak. Bundagi ω ni o‘zi doimiy kattalik bo‘lgani uchun

$$t-\frac{x}{u}=const \qquad (14.68)$$

ko‘rinishida yozish mumkin. Bu (14.68) tenglik vaqt t bilan bir xil fazalar tekisligining koordinatasi x orasidagi bog‘lanishni ifodalaydi. Zarralarning ox o‘qi bo‘ylab harakat tezligini topish uchun (14.68) dan differensial olamiz

$$dt-\frac{1}{u}dx=0$$

bundan

$$u=\frac{dx}{dt} \qquad (14.69)$$

Bu ifodani fazoviy tezlik deb yuritiladi. To‘lqinlarning fazoviy tezliklari faqatgina muhitning xossalariga bog‘liq bo‘lib, to‘lqinning parametrlari (chastotasi, davriga, shuningdek to‘lqin uzunligi) ga bog‘liq emas. Masalan, berilgan muhitda turli chastotali to‘lqinlar bir xil fazoviy tezlikda tarqalishi mumkin. Lekin ba’zi sirt bo‘ylab yo‘nalgan to‘lqinlar borki, bularning fazaviy tezliklari chastotalariga bog‘liq bo‘ladi. ***To‘lqinlar fazaviy tezligining chastotaga bog‘liqligini ifodolovchi hodisaga to‘lqinlar dispersiyasi*** deb ataladi.

Chastotalari turlicha bo‘lgan bir necha to‘lqinlar yig‘indisini ***to‘lqinlar guruhi*** yoki ***to‘lqin «paketi»*** deb ataladi. «Paket»ning tezligi uning tarkibiga kirgan to‘lqinlarning birortasini ham tezligiga mos kelmaydi. Bunday hollarda ***guruhli tezlik*** tushunchasidan foydalanamiz. λ dan $\lambda+d\lambda$ to‘lqin uzunliklar sohasida «paket»ning guruhli tezligi quyidagicha ifodalanadi:

$$u_{\Gamma}=u-\lambda\frac{du}{d\lambda} \qquad (14.70)$$

Bu munosabat tezlikning to‘lqin uzunlikka bog‘liqligini ifodalashi $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$ bilan fazaviy tezlikdan farqlanadi.

«Paket» tarkibiga kirgan barcha to‘lqinlar bir xil tezlik bilan tarqalganda, ya’ni $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$=0 bo‘lgan holda dispersiya hodisasi kuzatilmaydi. Bu vaqtda guruhiy va fazaviy tezliklar o‘zaro (u_g=u) teng bo‘lib, aynan bir xil qiymatga ega bo‘ladi.

14.10 - §. To‘lqinlar interferensiyasi. Turg‘un to‘lqinlar

Agar muhitda bir vaqtni o‘zida bir nechta to‘lqin tarqalayotgan bo‘lsa, ular bir-birlari bilan uchrashgandan so‘ng ham xuddi o‘zidan boshqa to‘lqin mavjud bo‘lmagandek, mustaqil o‘z tarqalishini davom ettiraveradi. Bu hodisa to‘lqinlar ***superpozitsiya prinsipi*** deyiladi.

Chastotalari bir xil va fazalar farqi o‘zgarmas bo‘lgan to‘lqinlarni ***kogerent*** to‘lqinlar, manbalarni esa ***kogerent manbalar*** deyiladi. Kogerent to‘lqinlarning qo‘shilishida, ularning bir-birini kuchaytirishi yoki zaiflashtirish hodisasi, to‘lqinlar ***interferensiyasi*** deyiladi.

Tebranish fazalari mos ravishda ($\omega t+\varphi_1$) va ($\omega t+\varphi_2$) larga teng bo‘lgan ikkita nuqtaviy manbalardan tarqalayotgan to‘lqinni tekshiraylik.

$$\xi = \frac{A_1}{r_1}\cos(\omega t + \varphi_1 - kr_1)$$

$$\xi = \frac{A_2}{r_2}\cos(\omega t + \varphi_1 - kr_2) \qquad (14.71)$$

bu yerda A_1 va A_2 to‘lqinlarning tekshirayotgan nuqtadagi amplitudalari, k – to‘lqin soni, r_1 va r_2 to‘lqin manbalaridan berilgan nuqtagacha bo‘lgan masofa.

Quyidagi shart bajarilganda to‘lqinlar bir-birini kuchaytiradi.

$$k(r_1 - r_2) - (\alpha_1 - \alpha_2) = \pm 2\pi n \qquad (n = 0,1,2.....) \qquad (14.72)$$

Quyidagi shart qanoatlantirilganda esa

$$k(r_1 - r_2) - (\alpha_1 - \alpha_2) = \pm 2\pi\left(n + \frac{1}{2}\right) \qquad (n = 0,1,2.....) \qquad (14.73)$$

to‘lqinlar bir-birini zaiflashtiradi.

Demak, agar to‘lqinlarning yo‘l farqi yarim to‘lqin uzunliklarining juft sonidan iborat bo‘lsa, berilgan nuqtada maksimum,

agar yo‘l farqi yarim to‘lqin uzunliklarining toq sonidan iborat bo‘lsa, berilgan nuqtada minimum kuzatiladi.

To‘lqinlar interferensiyasining boshqa muhim holi bir to‘g‘ri chiziq bo‘ylab qarama-qarshi tomonga yo‘nalgan ikki kogerent to‘lqinni qo‘shishdan iboratdir. Chastotalari va amplitudulari bir xil bo‘lgan ikki yassi to‘lqin bir-biriga qarab harakatlanganda uchrashib, natijada turg‘un to‘lqin vujudga keladi.

Bu to‘lqinlarning tenglamalarini yozaylik:

$$\xi_1 = A\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right); \quad \xi_2 = A\cos\omega\left(t+\frac{x}{u}\right) \quad (14.74)$$

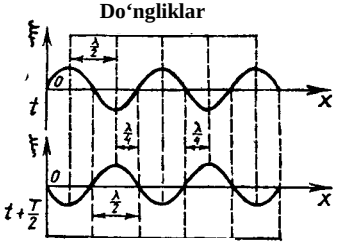
Bu tenglamalarni qo‘shamiz va kosinuslar teoremasi asosida o‘zgartirishlar kiritamiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A\left[\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)+\cos\omega\left(t+\frac{x}{u}\right)\right] = 2A\cos\omega\frac{x}{u}\cos\omega t \ ;$$

bu yerdagi $\omega = \frac{2\pi}{T}$ va $uT = \lambda$ ekanligini eslasak, yuqoridagi ifodani

$$\xi = 2A\cos 2\pi\frac{x}{\lambda}\cos\omega t \quad (14.75)$$

ko‘rinishda yozamiz . (14.75) ifoda ***turg‘un to‘lqin*** tenglamasidir. Undan ko‘rinib turibdiki, turg‘un to‘lqin chastotasi, uchrashayotgan to‘lqinlarning chastotasiga teng bo‘lib, amplitudasi vaqtga bog‘liq bulmasdan x koordinataga bog‘liq:



14.12 – rasm.

$$A_T = 2A\cos 2\pi\frac{x}{u}$$

$$2\pi\frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0,1,2.....) \quad (14.76)$$

shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarda turg‘un to‘lqin amplitudasining maksimal qiymati $2A$ ga teng bo‘ladi. Bu nuqtalar turg‘un to‘lqinning ***do‘ngliklari*** deb ataladi. (14.12 – rasm) 14.76) ga asosan do‘ngliklarning koordinatalari uchun

$$x = \pm n\frac{\lambda}{2} \quad (n = 0,1,2.....) \quad (14.78)$$

ifodani hosil qilamiz.

$$2\pi\frac{x}{\lambda}=\pm\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi \quad (n=0,1,2.....)$$

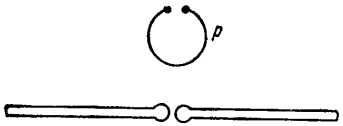
shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarda esa turg‘un to‘lqin amplitudasi nolga teng bo‘ladi. Bu nuqtalar ***turg‘un to‘lqinning tugunlari*** deb ataladi (14.12 – rasm). Bundan tugunlarning koordinatalari

$$x=\pm(2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad (n=0,1,2.....) \tag{14.78}$$

ifoda bilan aniqlanishini topamiz. 14.12 – rasmdan ko‘rinadiki do‘ngliklar va tugunlar bir-biridan to‘lqinning chorak uzunligiga teng masofada joylashadi.

14.11 - §. Elektromagit to‘lqinlar. Umov vektori

14.2 - § da tebranish konturida elektromagnit to‘lqinlar hosil qilish va unda elektr hamda magnit maydon energiyalarining bir-biriga aylanishlarini o‘rganib chiqdik. Bu hodisa kontur atrofidagi fazoda energiyaning juda oz qismi elektromagnit to‘lqin sifatida tarqalishi mumkinligini ko‘rsatadi. Tebranish konturining davri qanchalik kichik bo‘lsa, kontur energiyasining shunchalik ko‘proq qismi elektromagnit to‘lqin sifatida tarqaladi. Tomson formulasiga ($T=2\pi\sqrt{LC}$) asosan tebranish davrini kichraytirish uchun tebranish konturidagi induktivlik va sig‘im qiymatlarini kamaytirish lozim yoki tebranish chastotasini orttirish kerak. Elektromagnit to‘lqinlarni tarqatish uchun Gers ochiq konturidan, ya’ni ***Gers vibratoridan*** foydalanish maqsadga muvofiqdir.



14.13 – rasm.

Vibratorning ikkala qismi dastlab o‘zgaruvchan tok manbaidan yuqoriroq potensiallar farqi vujudga kelguncha zaryadlanadi. Potensiallar farqi yetarlicha yuqori bo‘lganda vibratorning ikkala qismi oralig‘ida uchqun yuz berib zanjirning ikkala qismini ulaydi. Keyin vibrator yangitdan zaryadlanadi va jarayon takrorlanaveradi.

Elektromagnit to‘lqinlarini qayd qilish uchun ***rezonator*** (r)dan foydalanish mumkin (14.13 – rasm). Elektromagnit to‘lqinning differensial tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial^2E}{\partial x^2}+\frac{\partial^2E}{\partial y^2}+\frac{\partial^2E}{\partial z^2}=\frac{1}{u^2}\ \frac{\partial^2E}{\partial t^2} \tag{14.79}$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial z^2}=\frac{1}{u^2}\ \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}\ , \qquad (14.80)$$

bundagi u – elektromagnit to‘lqinning fazaviy tezligi bo‘lib, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

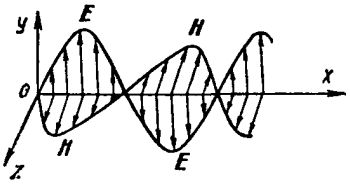
$$u=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\mu\varepsilon}}\ , \qquad (14.81)$$

bunda μ - muhitning magnit singdiruvchanligi va ε - dielektrik singdiruvchanligi birga teng. Shuning uchun vakuumda elektromagnit to‘lqinlarining tarqalish tezligi

$$c=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \qquad (14.82)$$

munosabat bilan topiladi. Bu ifodani e’tiborga olib (14.81) ni quyidagicha yozamiz

$$u=\frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \qquad (14.83)$$



14.14 – rasm.

Maksvell nazariyasiga asosan elektromagnit to‘lqinlar ko‘ndalang to‘lqinlardir. E va N vektorlar o‘zaro perpendikulyar bo‘lib, ular to‘lqinning tarqalish tezligi u ga perpendikulyar tekislikda yotadi (14.14– rasm). Elektromagnit to‘lqinda E va N vektorlarining tebranishlari doimo bir xil fazada sodir bo‘ladi. ox yo‘nalishida tarqalayotgan ω chastotali elektromagnit to‘lqin tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$E=E_m\cos(\omega t-kx+\varphi_0) \qquad (14.84)$$

$$H=H_m\cos(\omega t-kx+\varphi_0) \qquad (14.85)$$

bundagi E_m va H_m – mos ravishda E va N vektorlarning amplituda qiymatlari, $\kappa=\frac{\omega}{u}=\frac{2\pi}{\lambda}$ to‘lqin soni, φ_0 – koordinatasi $x=0$ bo‘lgan nuqtadagi tebranishlarning boshlang‘ich fazasi.

Elektromagnit maydon energiyasi, elektr va magnit maydon energiyalarining zichligi yig‘indisidan iborat:

$$W = W_e + W_m = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \qquad (14.86)$$

bir momentda elektr va magnit maydon energiyalarining zichliklari birday bo‘ladi, ya’ni:

$$W_e = W_m,$$

buni e’tiborga olib (14.86) ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$W = 2W_e = 2W_m = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 \qquad (14.87)$$

Bundan

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$$

ekanligi kelib chiqadi yoki buni (14.87) ga qo‘ysak

$$W = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu} EH \qquad (14.88)$$

natijani olamiz.

Energiya oqimining zichligini *S* bilan belgilasak,

$$S = Wu = EH$$

$$S = [EH] \qquad (14.89)$$

S vektorni ***Umov – Poyting vektori*** deb ataladi.

Savollar

1. Garmonik tebranishlar deb nimaga aytiladi va uni xarakterlovchi kattaliklarni ifodalang.
2. Tebranayotgan jismga ta’sir etuvchi kuchni Guk qonuni orqali izohlang.
3. Elektr tebranishlarning generatori va yuksak chastotali elektromagnit to‘lqinlar manbai sifatida foydalanish mumkin bo‘lgan tebranish konturini tuzilishi va ishlash prinsipini ko‘rsating.
4. Tebranish konturida hosil bo‘lgan elektir tebranishlarning tebranish davri T ning Tomson formulasi orqali ifodalang.
5. Mayatniklarning turlarini va ularning tebranish qonunyatlarini aniqlang.
6. Bir xil yo‘nalishdagi va o‘zaro perpendikulyar tebranishlarni qo‘shishda qanday natijalarga erishiladi.
7. Garmonik tebranishlar energiyasi tenglamasini keltirib chiqaring va xarakterlovchi kattaliklarni ta’riflang.
8. So‘nuvchi tebranishlarning amplitudasini vaqt o‘tishi bilan monoton ravishda kamayib borishini tushuntiring.

9. Majburiy tebranishlar va rezonans hodisasini vujudga kelish sabablarini izohlab bering.
10. Yugiruvchi to‘lqin va sferik to‘lqin tenglamalarni yozing va ulardagi xarakterlovchi kattaliklarni ajratib ko‘rsating.
11. To‘lqin interferensiyasining hosil bo‘lish shartlarini ifodalang.
12. Turg‘un to‘lqin tenglamasini yozing va turg‘in to‘lqin qanday hosil qilinishini ko‘rsating.
13. Elektromagnit to‘lqinlarini hosil qilishda va tarqatishda Gers vibratoridan qanday foydalanilgan?
14. Elektromagnit to‘lqinining differensial tenglamasini yozing.

Masalalar

50-masala. Tebranish konturi har bir plastinkasining yuzi S=100sm^2 bo‘lgan havo kondensatori va induktivligi $L = 10^{-5} Gn$ bo‘lgan g‘altakdan iborat konturdagi elektr tebranishlar davri T=10^{-7}s. Kondensator plastinkalari orasidagi masofani aniqlang.

Berilgan: S=100sm^2 $= 100 \cdot 10^{-4} m^2$,
$L = 10^{-5} Gn, \quad T = 10^{-7} s$

d ~?

Yechish. Tomson formulasi (14.18) ga muvofiq

$$C = \frac{T^2}{4\pi^2 L}$$

Ikkinchi tomondan yassi kondensatorning $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$ sig‘imi bu yerda $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \Phi / m$ elektr doimiysi, $\varepsilon = 1$ havoning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi S ning ifodasi bo‘lgan ikki tenglikning o‘ng qismlarini o‘zaro tenglab, quydagini hosil qilamiz:

$$d = \frac{4\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon LS}{T^2} = \frac{4 \cdot 3{,}14^2 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-2}}{10^{-14}} = 3{,}5 \cdot 10^{-3} m = 3{,}5 mm$$

51-masala. Moddiy nuqtaning tebranishi $x = 0{,}25 \sin\left(\pi t + \frac{\pi}{2}\right) m$ qonun bo‘yicha bajariladi. Tebranish amplitudasi A, davri T, siklik

chastotasi ω, boshlang‘ich fazasi φ_0 maksimal tezligi υ_{max} va maksimal tezlanishi a_{max} topilsin.

Berilgan: $x = 0{,}25\sin\left(\pi t + \frac{\pi}{2}\right)m$

A~? T~? ω~? φ_0~? υ_{max}~? a_{max}~?

Yechish. Topilishi kerak bo‘lgan kattaliklarni aniqlash uchun tebranishning tenglamasini garmonik tebranishning umumiy ko‘rinishidagi tenglamasi bilan solishtiramiz:

$$x = 0{,}25\sin\left(\pi t + \frac{\pi}{2}\right)m$$

$$x = A\sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi_0\right)m$$

Bu ikki tenglama taqqoslanishidan quyidagi kelib chiqadi: tebranishning amplitudasi A=0,25m; davri $\frac{2\pi}{T}t = \pi t$, bundan T=2s,; siklik chastotasi $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{2} = 3{,}14 rad/s$; boshlang‘ich fazasi $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$:

Tebranishning tezligi υ va tezlanishi *a* mos ravishda siljish funksiyasining birinchi va ikkinchi tartibli hosilasidan iborat bo‘lgani uchun:

$\upsilon = \frac{dx}{dt} = 0{,}25\pi\cos\left(\pi t + \frac{\pi}{2}\right)$ bo‘lib, $\upsilon_{max} = 0{,}25\pi m/s = 0{,}785 m/s$.

Shunday qilib, $\upsilon_{max} = 0{,}785 m/s$,

$a = \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d\upsilon}{dt} = -0{,}25\pi^2\sin\left(\pi t + \frac{\pi}{2}\right)$ bo‘lib, $a = -0{,}25\pi^2 m/s^2$

$a = -0{,}25 \cdot 3{,}14^2 m/s^2 = -2{,}46 m/s^2$. Shunday qilib $a = -2{,}46 m/s^2$.

52-masala. Tebranish konturi *C*=48mkF sig‘imi kondensator va *L*=1,2mGn induktivlikli g‘altakdan tuzilgan bo‘lsa, konturning xususiy tebranish chastotasi ν_x topilsin.

Berilgan: C=48mkF $= 48 \cdot 10^{-6} \Phi$,
$L = 1{,}2 mGn = 12 \cdot 10^{-4} Gn$

ν_x ~?

Yechish. Konturning tebranish chastotasi $\nu = \frac{1}{T}$, bunda T – konturning xususiy tebranish davri, Tomson formulasidan aniqlanadi, chunki konturning xususiy tebranishida g‘altakning aktiv qarshiligi hisobga olinmaydi. Shuning uchun:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

bunda L-g‘altakning induktivligi, C -kondensatorning sig‘imi.

Davr T ning ifodasi yuqoridagi formulaga qo‘yilsa, quyidagi ishchi formula kelib chiqadi:

$$\nu_x = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Kattaliklarning son qiymatlarini o‘rniga qo‘yib, hisoblashni bajaramiz:

$$\nu_x = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2 \cdot 3{,}14\sqrt{12 \cdot 10^{-4} \cdot 481 \cdot 0^{-6}}} = \frac{1}{6{,}28 \cdot 24 \cdot 10^{-5} s} = 663 Hz$$

53-masala. m=5 g massali moddiy nuqta $\nu = 0{,}5 Hz$ chastota bilan garmonik tebranadi. Tebranish amplitudasi A=3sm. 1) nuqtaning siljishi x=1,5 sm bo‘lgan vaqtdagi tezligi υ; 2) nuqtaga ta’sir etuvchi maksimal kuch F_{max}; 3) tebranayotgan nuqtaning to‘liq energiyasi W aniqlansin.

Berilgan: $\nu = 0{,}5 Hz$, m=5g$= 5 \cdot 10^{-3} kg$, A=3sm $3 \cdot 10^{-2} m$
$x = 1{,}5 sm = 1{,}510^{-2} m$

υ~?, F_{max}~?, W~?

Yechish. 1) garmonik tebranish tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega

$$x = A\cos(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

Tezlik formulasini esa siljishidan vaqt bo‘yicha birinchi tartibli hosila olib topamiz:

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} = -A\omega\sin(\omega t + \varphi) \quad (2)$$

Tezlikni siljish orqali ifodalash uchun (1) va (2) tenglamalardan vaqtni yo‘qotish kerak. Buning uchun har ikkala tenglamani kvadratga ko‘tarib,

birinchisini A ga, ikkinchisini $A^2\omega^2$ ga bo‘lamiz va ularni qo‘shamiz:

$$\frac{x^2}{A^2}+\frac{\upsilon^2}{A^2\omega^2}=1 \quad yoki \quad \frac{x^2}{A^2}+\frac{\upsilon^2}{4\pi^2\nu^2A^2}=1$$

Oxirgi tenglamani υ ga nisbatan yechib, quyidagini topamiz:

$$\upsilon=\pm 2\pi\nu\sqrt{A^2-x^2}$$

Shu formula bo‘yicha hisoblashni bajarsak

$$\upsilon=\pm 8{,}2sm/s$$

2) nuqtaga ta’sir etuvchi kuchni Nyutonning ikkinchi qonuniga binoan topamiz

$$F = ma \qquad (3)$$

Bunda a – nuqtaning tezligidan vaqt bo‘yicha hosila olib topiladigan tezlanishi

$$a=\frac{d\upsilon}{dt}=-A\omega\cos(\omega t+\varphi) \qquad yoki \qquad a=-4\pi^2\nu^2A\cos(\omega t+\varphi)$$

tezlanishning ifodasini (3) formulaga qo‘ysak:

$$F=-4\pi^2\nu^2mA\cos(\omega t+\varphi)$$

Bundan kuchni maksimal qiymati.

$$F_{\max}=4\pi^2\nu^2mA$$

Bu tenglamaga π,ν,m va A kattaliklarning qiymatlarini qo‘ysak,

$$F_{\max}=1{,}49mN$$

3) tebranayotgan nuqtaning to‘liq energiyasi istalgan vaqt oralig‘i uchun kinetik va potensial energiyalarning yig‘indisiga tengdir.

To‘liq energiyani hisoblashning eng sodda yo‘li uni kinetik energiya potensial energiya maksimal qiymatga erishganda hisoblashdir. Bu vaqtda potensial energiya nolga teng bo‘ladi (yoki kinetik energiya). Shuning uchun ham tebranayotgan nuqtaning to‘liq energiyasi W maksimal kinetik energiya W_{kmax} ga teng bo‘ladi:

$$W=W_{k\max}=\frac{1}{2}m\upsilon_{\max}^2 \qquad (4)$$

Maksimal tezlik (2) formulaga asosan $\sin(\omega t+\varphi)=-1$ qo‘yib

$\upsilon_{\max}=2\pi\nu A$

Tezlikning ifodasini (4) formulaga qo‘ysak

$W=2\pi^2m\nu^2A^2$

Kattaliklarning qiymatlarini bu formulaga qo‘yib hisoblaymiz:

$$W = 2\cdot(3{,}14)^2\cdot 5\cdot 10^{-3}\cdot(0{,}5)^2\cdot(3\cdot 10^{-2})^2\,J = 22{,}1\cdot 10^{-6}\,J = 22{,}1mkJ$$

54-masala. $x_1 = A_1\cos\omega(t+\tau_1); x_2 = A_2\cos\omega(t+\tau_2)$ tenglamalar bilan ifodalanadigan, bir xil yo‘nalishli ikkita tebranish qo‘shiladi. Bunda A_1=1 sm, A_2=2sm $\tau_1 = \frac{1}{6}s,\ \tau_2 = \frac{1}{2}s,\ \omega = \pi s^{-1}$

1) qo‘shiluvchi tebarnishlarning boshlang‘ich fazalari φ_1 va φ_2 lar aniqlansin; 2) natijaviy tebranishning amplitudasi A va boshlang‘ich fazasi φ topilsin. Natijaviy tebranishning tenglamasi yozilsin.

Berilgan: A_1=1 sm$=1\cdot 10^{-2}m$, A_2=2sm $=2\cdot 10^{-2}m$,

$$\tau_1 = \frac{1}{6}s,\ \tau_2 = \frac{1}{2}s,\ \omega = \pi s^{-1}$$

φ_1~?, φ_2~? φ~? A~?

Yechish. 1. Garmonik tebranishning tenglamasi

$$x = A\cos(\omega t + \varphi) \qquad (1)$$

ko‘rinishga ega. Masala shartida berilgan tenglamalarni (1) ko‘rinishga keltiramiz

$$x_1 = A_1\cos\omega(t+\tau_1); x_2 = A_2\cos\omega(t+\tau_2) \qquad (2)$$

(2) ifodadan (1) tenglik bilan solishtirishdan birinchi va ikkinchi tebranishlarning boshlang‘ich fazalarini topamiz:

$$\varphi_1 = \omega\tau_1 = \frac{\pi}{6}rad \text{ va } \varphi_2\omega = \tau_2 = \frac{\pi}{2}rad$$

2) natijaviy tebranishning amplitudasi A ni aniqlash uchun kosinuslar teoremasidan foydalanamiz (14,4-§)

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\Delta\varphi} \qquad (3)$$

bu yerda $\Delta\varphi$-qo‘shiluvchi tebranishlarning fazalar farqi

$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ bo‘lganligidan, φ_2 *va* φ_1 larning topilgan qiymatlarini o‘rniga qo‘ysak,

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{3}rad$$

A_1, A_2 va φ_1, φ_2 larning qiymatlarini (3) formulaga qo‘yib hisoblasak

A=2,65 sm

Natijaviy tebranishning boshlang‘ich fazasi tangensini (14,4-§) dagi 14,7 rasmdan aniqlaymiz

$tg\varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$ bundan boshlang‘ich faza

$$\varphi = arctg \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$

A_1, A_2 , φ_1 va φ_2 larning qiymatlarini qo‘yamiz va hisoblaymiz:

$$\varphi = arctg\left(\frac{5}{\sqrt{3}}\right) = 70{,}9 = 0{,}394\pi rad$$

55-masala. Moddiy nuqta bir paytning o‘zida tenglamalari

$$x = A_1 \cos \omega t \quad (1)$$

$$y = A_2 \cos \frac{\omega}{2} t \quad (2)$$

ko‘rinishda bo‘lgan ikkita o‘zaro tik garmonik tebranishda ishtirok etadi. Bunda A_1=1sm, A_2=2sm, $\omega = \pi s^{-1}$. Nuqta trayektoriyasining tenglamasi topilsin.

Berilgan: $A_1 = 1sm = 1 \cdot 10^{-2} m,\ A_2 = 2sm = 2 \cdot 10^{-2} m,\ \omega = \pi s^{-1}$

Trayektoriya tenglamasi ~?

Yechish. Nuqta trayektoriyasining tenglamasini topish uchun, berilgan (1) va (2) tenglamalaridan t vaqtni yo‘qotamiz. Bu maqsadda $\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \sqrt{\frac{1}{2}(1+\cos\alpha)}$ formulasidan foydalanamiz. U holda $\alpha = \omega t$, shuning uchun

$$y = A_2 \cos \frac{\omega}{2} t = A_2 \sqrt{\frac{1}{2}(1+\cos \omega t)}$$

(1) formulaga binoan $\cos \omega t = \frac{x}{A_1}$ ekanligidan, trayektori tenglamasi

$$y = A_2 \sqrt{\frac{1}{2}(1+\frac{x}{A_1})} \quad (3)$$

hosil bo‘lgan ifoda o‘qi OX o‘qi bilan mos keluvchi parabola tenglamasidir.

Mustaqil yechish uchun masalalar

157. Amplitudasi A=0,1m, davri T=4 s va boshlang‘ich fazasi nolga teng bo‘lgan garmonik tebranma harakat tenglamasini yozing.

(x=0,1Sin0,5πt m)

158. Garmonik tebranish amplitudasi A=5sm, davri T=4 s ga teng. Tebranayotgan nuqtaning maksimal tezligi va uning maksimal tezlanishini toping.

($\upsilon_{max}=7{,}85\cdot10^{-2}$m/s; $a_{max}=12{,}3\cdot10^{-2}$m/s^2)

159. Garmonik tebranishning boshlang‘ich fazasi nolga teng. Nuqta muvozanat vaziyatidan x_1=2,4 sm siljiganda nuqtaning tezligi υ_1=3sm/s bo‘ladi, x_2=2,8 sm siljiganda esa nuqtaning tezligi υ_2=2sm/s bo‘ladi. Shu tebranishning amplitudasi va davri topilsin.

(A=3,1·10^{-2}m; T=4,1s)

160. Garmonik tebranma harakat qilayotgan jismning to‘la energiyasi W=3·10^{-5}J, jismga ta’sir etuvchi maksimal kuch F=1,5·10^{-3}N ga teng. Tebranish davri T=2 s va boshlang‘ich faza φ=60º bo‘lsa, bu jismning harakat tenglamasini yozing.

$$\left[x = 0{,}04Sin\left(\pi t + \frac{\pi}{3}\right)m\right]$$

161. Prujinaga R=98,1N yuk osilgan. Prujina F=9,8 N kuch ta’sirida Δx=1,5sm cho‘zilishi ma’lum bo‘lsa, yukning vertikal tebranish davrini aniqlang.

(T=0,78s)

162. Nuqta garmonik tebranmoqda. Nuqtaning eng katta siljishi x_{max}=10sm, eng katta tezligi υ_{max}=20 sm/s ga teng. Tebranishning doimo takrorlanib turuvchi sikl chastotasi ω va maksimal tezlanishi topilsin.

(ω=2s^{-1}; a=40sm/s^2)

163. Ikkita kamerton bir vaqtda ovoz chiqarmoqda. Ularning tebranish chastotalari ν_1 va ν_2 mos ravishda 440 va 440,5 Hnga teng. Tepkili tebranish davri T aniqlansin.

(T=2s)

164. Moddiy nuqta bir vaqtning o‘zida $x=A_1\cos\omega t$ va $u=A_2\cos2\omega t$ tenglamalar bilan ifodalanuvchi ikkita o‘zaro tik tebranishlarda ishtirok

etadi, bunda A_1=2sm, A_2=1sm. Trayektoriya tenglamasi topilsin.

(u=-2(A_2/A_1)·x^2+A_2; $y = -\frac{1}{2}x^2 + 1$)

165. Prujinaga osilgan m=250g massali yuk T=1s davr bilan tik yo‘nalishda tebranadi. Prujinaning bikrligi K aniqlansin.

(K=9,87N/m)

166. Agar qurilmaning xususiy tebranishlar davri T=1s va tebranishning logariflik dekrementi λ=0,628 bo‘lsa, so‘nuvchi tebranishlarning davri T topilsin.

(T=1,005s)

167. Tebranish tizimi ν=1000 Hn chastotali so‘nuvchi tebranishlarni bajarmoqda. Agar rezonans chastota ν_{rez}=998 Hn bo‘lsa, xususiy tebranishlar chastotasi ν_0 aniqlansin.

(ν_0=1002Hz)

168. ν_1=400Hn va ν_2=600Hn chastotalarda majburiy garmonik tebranishlar amplitudasi bir-biriga teng. Rezonans chastota ν_{rez} aniqlansin. So‘nish hisobga olinmasin.

(ν_{rez}=510Hz)

169. R=30sm radiusli bir jinsli disk uning silindrik sirtining tashkil etuvchilaridan biri orqali o‘tuvchi gorizontal o‘q atrofida tebranmoqda. Uning tebranish davri T qanday.

$\left(T = 2\pi\sqrt{\frac{3R}{(2g)}} = 1{,}35s \right)$

170. Sig‘imi S=2mkF bo‘lganda ν=1000 Hn tovush chastotasini olish uchun tebranish konturiga qanday induktivlik L ulash kerak?

(L=12,7mH)

171. Tebranish konturi S=2,22·10^{-9}F sig‘imli kondensator va d=0,5mm diametrli mis simdan o‘ralgan g‘altakdan iborat. G‘altakning uzunligi ℓ=20sm. Tebranishning so‘nish logarifmik dekrementi topilsin.

$$\left(\lambda = \frac{8\rho\sqrt{\frac{\pi}{c}}}{d^2\sqrt{\mu_0\mu}} = 0{,}018 \right)$$

172. Sig‘imlari S_1=0,2mkF va S_2=0,1mkF ikki kondensator U=220V kuchlanishli ν=50Gs chastotali o‘zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket ulangan. 1) Zanjirdagi tok kuchini, 2) birinchi va ikkinchi kondensatordagi potensialning tushishini toping.

(1) I=4,6mA; 2) U_1=73,4V, U_2=146,6V)

173. S=1mkF sig‘imli kondensator va R=3000 Om aktiv qarshilikli reostat ν=50Gs chastotali o‘zgaruvchan tok zanjiriga ulangan. Reostatning induktivligi juda oz kondensator bilan reostat: 1) ketma-ket va 2) parallel ulangan bo‘lsa, zanjirning to‘la qarshiligini toping.

(Z_1=4380 Om; Z_2=2180 Om)

174. Induktivligi L=0,2Gn bo‘lgan g‘altakning cho‘lg‘amidan I=10A tok oqmoqda. G‘altak magnit maydonining energiyasi W aniqlansin.

(W=10J)

5. OPTIKA. YORUG‘LIKNING TO‘LQIN VA KVANT TABIATI

XV - BOB. YORUG‘LIKNING TO‘LQIN TABIATI

15.1-§. Yorug‘likning interferensiyasi

Yorug‘likning tabiati

XVII asrning oxirida yorug‘likning tabiati haqida ikkita o‘zaro qarama-qarshi nazariya maydonga keldi: bulardan birinchisi, **Nyuton** yaratgan ***korpuskulyar nazariya*** va ikkinchisi, **Gyuygensning to‘lqin nazariyasidir**. Yorug‘likning korpuskulyar nazariyasiga binoan, yorug‘lik juda katta tezlik bilan tarqaluvchi juda kichik moddiy zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Yorug‘likning **rang** ta’siri **korpuskulalarning o‘lchami** bilan tushuntirilgan: eng yirik korpuskulalar qizil rangli nurni, eng maydalari esa binafsha rangli nurni hosil qiladi.

Yorug‘likning to‘lqin nazariyasiga muvofiq yorug‘lik elastik muhitdan iborat bo‘lgan fazoda katta tezlik bilan tarqaluvchi **to‘lqindan** iborat. Bu nazariyaga muvofiq yorug‘likning qaytish va sinish qonunlari barcha to‘lqinlar uchun o‘rinli bo‘lgan qonunlar asosida tushuntiriladi. Yorug‘likning **rangi** uning **to‘lqin uzunligiga** bog‘liq. Qizil rangli nurning to‘lqin uzunligi ($\lambda_q=76\cdot10^{-7}\ m$) eng katta bo‘lib, binafsha nurniki esa ($\lambda_b=38\cdot10^{-7}\ m$) eng kichik. Har ikkala nazariyaga ham ba’zi yorug‘lik hodisalariga oid qonuniyatlarni masalan, yorug‘likning qaytish va sinish qonunlarini qoniqarli tushuntirib berdi. Biroq, yorug‘likning interferensiyasi, difraksiyasi va qutblanishi singari hodisalarni bu nazariyalar tushuntira olmadi.

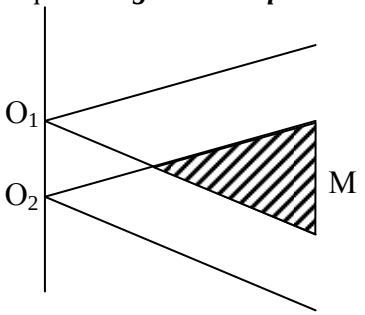
XVIII asrning oxirigacha ko‘pchilik fiziklar Nyutonning korpuskulyar nazariyasini afzal ko‘rib keldilar. XIX asrning boshlarida ingliz fizigi Yung va Frenelning tadqiqotlari tufayli to‘lqin nazariya ancha rivojlandi. Gyuygens – Yung - Frenel to‘lqin nazariyasi o‘sha vaqtda ma’lum bo‘lgan barcha yorug‘lik hodisalari, shu jumladan, yorug‘likning interferensiyasi, difraksiyasi va qutblanishini ham muvaffaqiyatli tushuntirib berdi. 1873 yilda ingliz olimi Maksvell yorug‘lik bo‘shliqda $s=3\cdot10^{8}\ m/s$ tezlik bilan tarqaluvchi elektromagnit to‘lqindan iborat ekanligini nazariy asoslab berdi. Shunday qilib, yorug‘likning elektromagnit to‘lqin nazariyasi yaratildi. Bu nazariya G.Gers tajribalarida tasdiqlandi. Yorug‘likning tabiati haqidagi **to‘lqin**

nazariya rivojlanib, **yorug‘likning elektromagnit nazariyasiga** aylandi.

Biroq XIX asrning oxiriga kelib, to‘lqin nazariya bilan tushuntirib bo‘lmaydigan tadqiqotlar – fotoeffekt, Kompton effekti, absolyut qora jismlarning issiqlik nurlanishi va boshqa hodisalar paydo bo‘ldi. Ularni 1905 yilda Eynshteyn tomonidan yaratilgan ***yorug‘likning kvant nazariyasi*** tushutirib berdi. Shunday qilib, yorug‘likning tabiati haqida yangi nazariya – ***kvant nazariyasi*** maydonga keldi. Kvant nazariyasi ma’lum ma’noda Nyuton korpuskulyar nazariyasini qayta tikladi. Biroq, fotonlar korpuskulalardan farq qiladi: barcha fotonlar yorug‘lik tezligiga teng tezlik bilan harakatlanadi va foton tinch holatda massaga ega emas. Keyinchalik kvant nazariyasi ham Bor, Shredinger, Dirak va boshqa olimlar tomonidan yanada rivojlantirildi.

Shunday qilib, (elektromagnit) to‘lqin va korpuskulyar (kvant) nazariya bir-birini rad etmaydi, balki bir-birini to‘ldiradi, bu bilan yorug‘lik hodisalarining ***ikki yoqlama xarakterini*** aks ettiradi.

Yorug‘lik interferensiyasi. Ikki yoki undan ortiq to‘lqinlarning tebranish chastotasi bir xil va faza farqlari doimiy bo‘lsa, bunday to‘lqinlar ***kogerent to‘lqinlar*** deb ataladi. Ikki yoki bir nechta kogerent yorug‘lik to‘lqinlari ustma-ust tushganda, fazoda yorug‘lik oqimlarining qayta taqsimlanishi ro‘y beradi va natijada intensivlikning bir joyda maksimumi, boshqa joyda minimumi kuzatiladi. ***Yorug‘likning interferensiyasi deb, o‘zaro kogerent to‘lqinlarning qo‘shilishi natijasida yorug‘lik to‘lqinlarining fazoni turli nuqtalarida kuchayishi yoki susayishi hodisasiga aytiladi.***



15.1 – rasm.

Kogerent yorug‘lik to‘lqinlari olish uchun bitta manba nurlantirayotgan to‘lqinni ikkiga bo‘lish usuli ishlatiladi. Bunda to‘lqinlar turli optik yo‘lni o‘tganlaridan so‘ng qo‘shiladilar va interferension manzara kuzatiladi. Aytaylik, 0_1 va 0_2 nuqtalarda to‘lqin ikkita kogerent to‘lqinga ajralyapti (15.1 – rasm). Interferension manzara kuzatilayotgan M nuqtaga borguncha n_1 sindirish ko‘rsatkichli muhitda birinchi to‘lqin l_1 yo‘l o‘tadi, ikkinchi to‘lqin n_2 sindirish ko‘rsatkichli muhitda l_2 yo‘l o‘tadi. Agar 0_1 va 0_2 nuqtalarda tebranish fazasi ωt

bo‘lsa, M nuqtada birinchi to‘lqin $A_1 \cos \omega\left(t-\frac{l_1}{\upsilon_1}\right)$,ikkinchi to‘lqin $A_2 \cos \omega\left(t-\frac{l_2}{\upsilon_2}\right)$ni vujudga keltiradi; bu yerda $\upsilon_1=s/n_1$, $\upsilon_2=s/n_2$ birinchi va ikkinchi to‘lqinlarning fazaviy tezliklari, ikki kogerent to‘lqinlar uchun faza farqi:

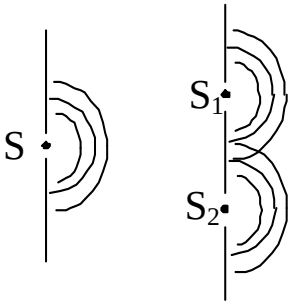
$$\delta=\omega\left(\frac{l_2}{\upsilon_2}-\frac{l_1}{\upsilon_1}\right)=\frac{2\pi}{\lambda_0}(l_2n_2-l_1n_1)=\frac{2\pi}{\lambda_0}(L_2-L_1)=\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$$

bu yerda λ_0- vakuumdagi to‘lqin uzunligi.

Yo‘lning geometrik uzunligi l ***ning muhitning sindirish ko‘rsatkichi n ga ko‘paytmasi yo‘lning optik uzunligi L deb ataladi.*** $\Delta=L_2-L_1$ ***esa yo‘lning optik uzunliklar farqi deyiladi.***

Agar yo‘lning optik farqi vakuumdagi to‘lqinning butun soniga:

$$\Delta=\pm m\lambda_0 \quad (m=0,1,2\ldots) \qquad (15.1)$$



15.2 – rasm.

va $\delta=\pm 2m\pi$ ***bo‘lsa M nuqtada qo‘zg‘alayotgan tebranishlar bir xil fazoda bo‘ladi. (15.1) ifoda interferensiya maksimum sharti deb ataladi.***

Agar

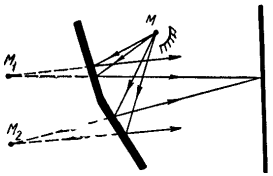
$$\Delta=\pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2\ldots) \qquad (15.2)$$

bo‘lsa, $\delta=\pm(2m+1)\pi$ ***bo‘ladi va M nuqtadagi to‘lqin fazolari qarama-qarshi bo‘ladi: (15.2) ifoda interferensiya minimum sharti deyiladi.***

Yorug‘lik interferensiyasini kuzatish usullari. Yorug‘lik interferensiyasini kuzatish uchun kogerent yorug‘lik dastasi bo‘lishi kerak. Lazerlar (10^{-3} *s* davomida kogerent bo‘la oladi) ixtiro qilinishidan oldin yorug‘lik dastasi ikkiga bo‘linar va so‘ngra ular qo‘shilib interferension manzara hosil qilinar edi. Bundagi ba’zi usullarni ko‘rib chiqaylik.

Yung usuli. Bunda ikkita kichik tirqishi bo‘lgan ekran yordamida yorug‘likni «ikkiga ajratish» mumkin (15.2 – rasm). S yorug‘lik manbai ekranning tirqishlarida yorug‘likning S_1 va S_2 ikkilamchi manbalarini hosil qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan to‘lqinlarning fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday o‘zgaradi,

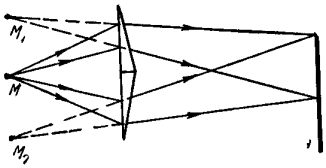
ya'ni S_1 va S_2 manbalar nurlanayotgan to'lqinlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt o'zgarishsiz qoladi – bu manbalar kogerent bo'ladi.



15.3 – rasm.

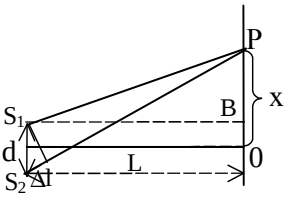
Frenel ko'zgulari. Kogerent manbalar hosil qilishning ikkinchi usuli bir-biriga 180° ga yaqin α burchak ostida o'rnatilgan ikkita yassi ko'zgudan yorug'likning qaytishiga asoslangan (15.3–rasm). Bu hodisada yorug'likning M asosiy manbaning M_1 va M_2 tasvirlari kogerent manbalari bo'ladi.

Frenel prizmasi. U ikkita bir xil sindirish burchaklari kichkina bo'lgan va asoslari birlashtirilgan prizmalardan iborat (15.4 – rasm). *M* manbadan tarqalgan nur prizmalarda sinib, M_1 va M_2 manbalardan chiqayotgan kogerent nurlardek tarqaladi. Ekranda bu kogerent nurlar qo'shilib intereferensiya hosil bo'ladi.



15.4 – rasm.

Ikki manba beradigan interferension manzarani hisoblash. S_1 va S_2 kogerent (15.5 – rasm) manbalar hosil qilayotgan va *R* nuqtada qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlarining interferensyasini ko'raylik. Agar nurlar yo'lning ayirmasi $\Delta l = S_1P - S_2P$ ga to'lqinlarning butun soni joylashtirilsa, ya'ni



15.5-rasm

$$\Delta l = n\lambda = 2n\frac{\lambda}{2} \quad (n = 1,2,3\ldots) \qquad (15.3)$$

bo'lsa, *R* nuqtada yorug'likning maksimumi kuzatiladi, Agar

$$\Delta l = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (15.4)$$

bo'lsa, *R* nuqtada yorug'likning minimumi hosil bo'ladi. Endi monoxromatik yorug'likning S_1 va S_2 kogerent manbalarining ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi qanday bo'lishini aniqlaylik. Bu manbalar orasidagi masofa *d*, manbalardan ekrangacha bo'lgan masofa L bo'lsin, shu bilan birga $d << L$ bo'lsin (15.5 – rasm).

S_1 va S_2 lardan barobar uzoqlikdagi *0* nuqtadan interferensiya maksimumlari kuzatiladigan nuqtalargacha bo'lgan *X* masofani aniqlaylik.

RS S_2 va RBS_1 to'g'ri burchakli uchburchaklardan:

$$PS_1^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

$$PS_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

bundan $PS_1^2 - PS_2^2 = 2\,x\,d$ yoki $(PS_1 - PS_2)(PS_1 + PS_2) = 2\,x\,d$ Biroq $PS_1 - PS_2 = \Delta l$; $PS_1 + PS_2 = 2L$

Demak, $\Delta l \cdot 2L = 2xd$, bundan

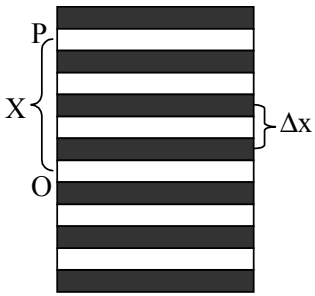
$$x = \frac{L \cdot \Delta l}{d} \qquad (15.5)$$

kelib chiqadi. (15.3),(15.4) va (15.5) formulalarni nazarga olib, yorug‘lik maksimumlari *0* nuqtada $x = n\lambda\frac{L}{d}$ masofalarda hosil bo‘lishini, minimumlari esa $x = (2n+1)\frac{\lambda L}{2d}$ masofada hosil bo‘lishini aniqlaymiz. Bu maksimum va minimumlar mos ravishda bir-biriga parallel yorug‘ va qorong‘i yo‘llar ko‘rinishida bo‘ladi. *n=0* ga tegishli bo‘lgan markaziy maksimum *0* nuqtadan o‘tadi. Qo‘shni maksimumlar (yoki minimumlar) orasidagi masofa

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \qquad (15.6)$$

ga teng bo‘ladi.

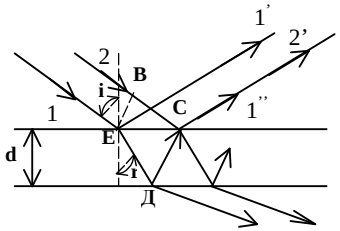
Shunday qilib, yorug‘lik ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi yorug‘ va qorong‘u yo‘llarning navbatlashib joylanishidan iborat bo‘ladi (15.6 – rasm).



15.6 – rasm

(15.6) formulaga asosan yorug‘lik to‘lqinining uzunligi λ ni *d*, *L* va Δx kattalikning o‘lchangan qiymatlariga ko‘ra tajribada aniqlash mumkin. Agar monoxromatik bo‘lmagan, masalan, oq yorug‘likdan foydalanganda interferensiya maksimumlari (15.6) formulaga muvofiq, har bir to‘lqin uzunligi uchun bir-biriga nisbatan siljigan bo‘ladi va hamma yorug‘lik yo‘llari kamalak rangiga ega bo‘lib qoladi.

15.2-§. Yupqa qatlamlardagi yorug‘lik interferensiyasi



15.7 – rasm

Yupqa shaffof plastinkaga 1,2 nurlar tushayotgan bo‘lsin (15.7 – rasm). *E* nuqtaga tushgan *1* nur qisman qaytadi va u *1′* deb belgilanadi, qisman sinib *ED* yo‘nalishda davom etadi. Singan nur plastinkaning ostki tekisligiga yetib borgach, qisman sinib plastinkadan havoga chiqadi. Boshqa qismi esa *DS* yo‘nalishda plastinka ichiga qaytadi. Qaytgan bu nur plastinkaning ustki tekisligidan qisman qaytadi, qisman sinib havoga chiqadi (nurning bu qismi *1″* deb belgilangan). Lekin *S* nuqtaga yassi yorug‘lik to‘lqinining ikkinchi nuri ham tushadi. 2 nurning plastinka ustki tekisligidan qaytgan qismi (15.7-rasmda 2′ deb belgilangan) va *1″* nur interferensiyalashadi, chunki plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan bu nur o‘zaro kogerentdir. Plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarning interferensiyalashishi natijasida yorug‘lik intensivligining maksimumi,

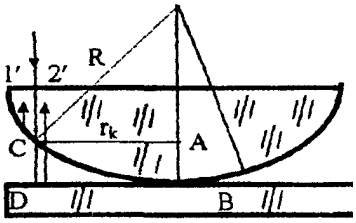
$$2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda_0}{2}=2k\frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0,1,2,\ldots) \qquad (15.7)$$

shart bajarilganda, minimum esa

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda_0}{2}=(2k+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0,1,2,\ldots) \qquad (15.8)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. Maksimum shart bajarilganda plastinka yuzining barcha qismi λ_0 to‘lqin uzunlikli nurning rangiga bo‘yalgandek bo‘ladi.

Nyuton halqalari. Monoxromatik yorug‘lik dastasi linzaning tekis sirtiga normal tushayotgan bo‘lsin(15.8- rasm). Shu nurlardan biri birinchi nur *S* nuqtaga yetib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi *D* nuqtadan qaytadi. 1′ va 2′ nurlar o‘zaro kogerent, ular ustma-ust



15.8 – rasm.

tushib, interferensiyalashadi. Natijada konsetrik halqalar kuzatiladi. Bu ***halqalar Nyuton halqalari deb ataladi.*** Yorug‘ halqalarning radiuslari

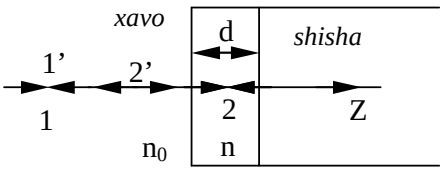
$$(r_\kappa)_{\max} = \sqrt{\kappa\lambda_0 R} \tag{15.9}$$

ifoda bilan, qorong‘i halqalarning radiusi esa

$$(r_\kappa)_{\min} = \sqrt{(\kappa - 1/2)\lambda_0 R} \tag{15.10}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

15.3 - §. Yorug‘lik interferensiyasining qo‘llanishi



15.9-rasm

Yorug‘lik interferensiyasi optik asboblarning sifatini yaxshilash va qaytaruvchi qatlamlar olish uchun ham qo‘llaniladi. Hozirgi zamon optik asboblarining ob’yektivlarida ko‘plab linzalar bo‘ladi, shuning uchun ularda yorug‘likning qaytishi va yorug‘lik oqimining isrofi ko‘p bo‘ldi. Bularni yo‘qotish uchun linza sirtiga sindirish ko‘rsatgichi linza moddasining sindirish ko‘rsatkichidan kichik bo‘lgan yupqa qatlam qoplanadi (15.9 – rasm.). Havo qatlam va shisha qatlam chegaralarida yorug‘likning qaytishi tufayli 1′ va 2′ kogerent nurlarning interferensiyasi ro‘y beradi. Qatlam qalinligi *d*, sindirish ko‘rsatkichi *n* va shishaning sindirish ko‘rsatgichi n_{sh} ni shunday tanlab olish mumkinki, interferensiyalanuvchi nurlar bir-birini so‘ndiradi. Bunda ularning amplitudalari teng optik yo‘l farqi $(2m+1)\lambda_0/2$ ga teng bo‘lishi kerak. Hisoblarning ko‘rsatishicha $n = \sqrt{n_{ut}}$ bo‘lganda amplitudalar teng bo‘lar ekan, $n_{sh} > n > n_0$ bo‘lganligi uchun ikkala sirtda yarim to‘lqin uzunligi yo‘qotiladi va yorug‘lik tik tushganda,

$$2nd = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \tag{15.11}$$

bo‘ladi. Bu yerda nd – qatlamning optik qalinligi. Odatda, $m=0$ uchun

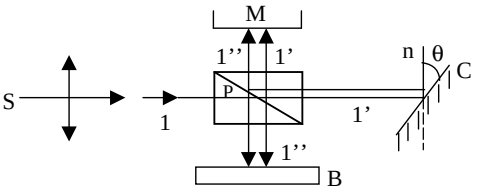
$$nd = \frac{\lambda_0}{4} \qquad (15.12)$$

bo‘ladi. Shunday qilib, $n = \sqrt{n_{ш}}$ bo‘lganda va qatlamning optik qalinligi $\frac{\lambda_0}{4}$ ga teng bo‘lganda, interferensiya natijasida qaytgan nurlarning so‘nishi va o‘tgan nurlar intensivligining ortishi kuzatiladi. Optik sistemaning ravshanlashuvi ana shundan iborat.

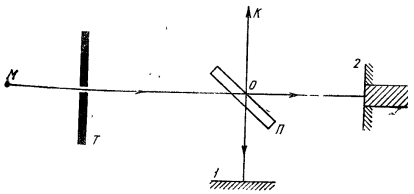
15.4 - §. Interferometrlar

Interferensiya manzarasi interferensiyalanuvchi to‘lqinlarning yo‘llari ayirmasiga juda sezgir bo‘ladi: yo‘llar ayirmasining kichik o‘zgarishlarida uzunliklar va burchaklarini aniq o‘lchash uchun, shuningdek, shaffof muhitlarning sindirish ko‘rsatkichlarini aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarning tuzilishi shunga asoslangan. Sanoatda interferometrlar metall va boshqa silliqlangan detal sirtlarning silliqligini tekshirishda keng qo‘llaniladi.

Sirtlarning mikroskopik notekisliklarini payqash va o‘lchash uchun ishlatiladigan ***Linnik mikrointerferometrning ishi misolida interferometrlar bilan tanishaylik.***



15.10-rasm



15.11 – rasm.

Monoxromatik yorug‘lik nurlarining (to‘lqin uzunligi λ bo‘lgan) *S* dastasi yarim shaffof *R* qatlamga (shisha kub diogonal kesimiga surtilgan yupqa kumush qatlamga) tushadi (15.10 – rasm). Bu nurlardan birining yo‘lini ko‘raylik. Yarim shaffof qatlamda 1 nur «ikkiga ajraladi»: qisman qatlam orqali o‘tadi va *S* ko‘zguga tushadi (*1´*nur), qisman undan qaytadi va tekshirilayotgan *V* sirtiga tushadi (*1˝* nur). So‘ngra *1´* nur ko‘zgu va yarim shaffof qatlamdan qaytgandan so‘ng va *1˝* nur tekshrililayotgan sirtdan qaytib, yarim shaffof qatlamdan o‘tgandan so‘ng M mikroskopga

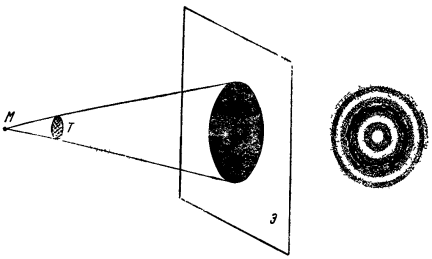
tushadi. Bu nurlar kogerent nurlardir, shuning uchun ular interferensiyalanadi, ularning interferensiya manzarasi mikroskopning ko‘rish maydonida ko‘rinib turadi.

Endi Maykelson interferometrining ishlash prinsipi bilan tanishaylik (15.11 - rasm). *M* manbadan chiqayotgan monoxromatik yorug‘lik nurlari yarim shaffof *P* plastinkaga tushadi. Bu plastinkadan nur qisman qaytadi, qisman o‘tadi. Qaytgan va o‘tgan nurlar o‘zaro perpendikulyar ravishda joylashgan 1 va 2 ko‘zgulardan orqaga qaytadi. 1 ko‘zgudan qaytgan nur *P* plastinkadan qisman o‘tib, *OK* yo‘nalishda kuzatuvchi tomon yo‘nalgan. 2 ko‘zgudan qaytgan nur *P* dan qaytib, u ham *OK* bo‘ylab yo‘nalgan. Bu nur birinchi nur bilan interferensiyalashishi tufayli ekranda qorong‘i va yorug‘ yo‘llardan iborat bo‘lgan interferension manzara namoyon bo‘ladi.

Agar ko‘zgulardan biriga, masalan, 2 ko‘zguga deformatsiyasi o‘rganilayotgan jism yopishtirilgan bo‘lsa, deformatsiya tufayli jism ko‘zgu bilan birga $\lambda_0/2$ masofaga *P* plastinka tomon siljisin. Keyin *1* ko‘zguga tushib qaytgan nur $2\lambda_0/2$ teng kamroq yo‘l yuradi. Yo‘llar farqi tufayli ekranda interferension manzara hosil bo‘ladi va u to‘liq bir yo‘lga siljigan bo‘ladi. Bu esa o‘z navbatida jism deformatsiyasining kattaligi haqida ma’lumot beradi.

15.5 - §. Yorug‘lik difraksiyasi. Gyuygens – Frenel prinsipi

Yorug‘lik nurlarining shaffof bo‘lmagan to‘siqlaridan egilib o‘tib geometrik soya sohasiga o‘tish hodisasiga, difraksiya deb ataladi.



15.12 – rasm.

Difraksiya so‘zi lotincha «difraksio», «egilib o‘tish» ma’nosini beradi. Difraksiya hodisasini kuzatish uchun quyidagi tajribani qilaylik. *M* dan tarqalayotgan monoxromatik yorug‘lik nurining yo‘liga disk shaklidagi *T* to‘siq joylashtiraylik (15.12 – rasm). Nur to‘g‘ri chiziq bilan tarqalgani uchun *T* to‘siqning *E* ekrandagi soyasi – doira shaklidagi qorong‘i soha kuzatilishi kerak. Lekin to‘siqdan ekrangacha masofa to‘siq o‘lchamidan ko‘p marta katta bo‘lgan holda ekranda ketma-ket joylashgan yorug‘ va qorong‘i konsentrik halqalar

kuzatiladi (15.12 b –rasm). ***Gyuygens prinsipiga asosan***, bu hodisa quyidagicha tushuntiriladi: ***to‘lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to‘lqinlarning manbalari deb hisoblash mumkin***. Frenel esa Gyuygens prinsipini takomillashtirib, ***bu ikkilamchi to‘lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranishi bu nuqtaga yetib kelgan ikkilamchi kogerent to‘lqinlar interferensiyalashishining natijasi deb*** qarash lozim, degan fikrni berdi. Bu ***prinsipni Gyuygens – Frenel prinsipi*** deb yuritila boshlandi.

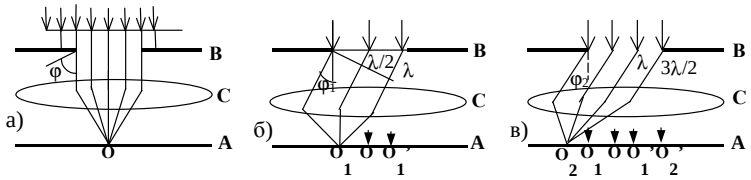
Difraksiya hodisalari ikki sinfga bo‘linadi. To‘siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraksion manzara manbadan cheskizlikda mujassamlashgan holdagi difraksiyalarni Fraungofer tekshirgan. ***Shuning uchun bu hodisalar Frangofer difraksiyasi deyiladi***. To‘siqqa tushayotgan sferik to‘lqin frontiga ega bo‘lgan yorug‘lik difraksiyasini Frenel o‘rgangan. ***Shuning uchun bu sinfga oid difraksiyalrani Frenel difraksiyasi deyiladi.***

15.6 - §. Frenel zonalari. Fraungofer difraksiyasi. Difraksion panjara

Difraksiya manzarasi odatda shu’lalanuvchi tor tirqishlar yordamida hosil qilinadi. Shuning uchun yorug‘likning bir tirqishdan, ikki tirqishdan va ko‘p parallel tirqishlardan difraksiyasini ko‘rib chiqaylik. Tirqishlarga perpendikulyar bo‘lgan parallel nurlar dastasidan, Fraungofer difraksiyasi hosil bo‘ladi:

a) bir tirqishdan bo‘ladigan difraksiya.

To‘g‘ri to‘rt burchakli tor tirqishli *V* ekranga parallel monoxromatik



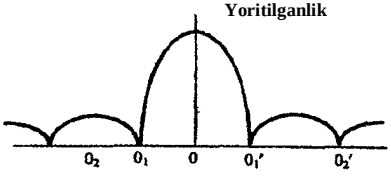
15.13-rasm

nurlar dastasi normal holda tushayotgan bo‘lsin. Tirqishdan dastlabki yo‘nalishida o‘tayotgan barcha nurlar *S* linza yordamida linzaning fokal tekisligida joylashgan *A* ekranning *0* nuqtasiga to‘planadi. Bu hodisada barcha nurlar yo‘l ayirmasi *0* ga teng bo‘ladi. *0* nuqta orqali tirqishga parallel yorug‘ yo‘l o‘tadi. Endi difraksiya tufayli tirqishdan o‘tgan nurlarning faqat dastlabki yo‘nalishida emas, balki bu yo‘nalishdan turli

φ burchaklarga burilishini nazarga olamiz. φ burchak ***difraksiya burchagi*** deb ataladi.

Tirqishdan shunday $\varphi=\varphi_1$ burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlari dastasini ko‘raylikki, dastaning chekka nurlari orasidagi yo‘l ayirmasi Δl yorug‘lik to‘lqinning uzunligiga teng bo‘lsin, $\Delta l = 2\frac{\lambda}{2}$ (15.13,b – rasm). Bunda butun dastani ***Frenel zonasi deb ataladi***. Frenel zonalarini shunday I va II zonalarga ajratish mumkinki, bu zonalar uchun I zonaning har bir nuri bilan II zona mos nurining yo‘l ayirmasiga $\lambda/2$ ga teng bo‘ladi. Linza yordamida 0_1 nuqtadan o‘tgan to‘g‘ri chiziqda to‘plangan, bu nurlar interferensiyalanadi va o‘zaro so‘nadi. Natijada 0_1 orqali yo‘l – ***difraksiya minimumi o‘tadi*** (bu hol 0_1 ga simmetrik bo‘lgan $0_1'$ da ham ro‘y beradi).

$\varphi=\varphi_2$ burchak ostida difraksiyalanuvchi boshqa nurlar dastasining chekka nurlar orasidagi Δl yo‘l ayirmasi $3\lambda/2$ ga teng bo‘lsin (15.13, v - rasm). Bu holda butun dastani uchta I, II, III Frenel zonalariga ajratish mumkin. Ikki qo‘shni zonaning (I, II) bir-birini so‘ndirishi tushunarli (chunki bu zonalarning nurlari orasidagi yo‘l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng) III zona esa so‘nmaydi va 0_2 nuqtadan o‘tuvchi chiziqda difraksiya maksimumini beradi. 0_2 nuqtaga simmetrik bo‘lgan $0_2'$ nuqtadan o‘tuvchi to‘g‘ri chiziqda shunday maksimum paydo bo‘ladi. 0_2 va $0_2'$ maksimumlarning yoritilganligi 0 maksimumning yoritilganligidan ancha kam bo‘ladi (15.14 – rasm.).

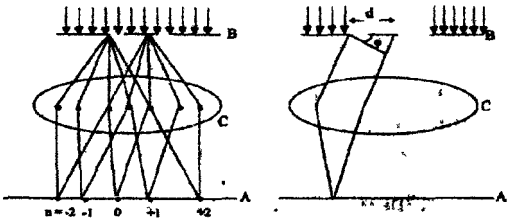


15.14 – rasm.

Shunday qilib, Frenel zonalarining toq soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi ekranda difraksiya maksimumlarini hosil qiladi. Frenel zonalarining juft soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi difraksiya minimumlar hosil qiladi. Bu maksimumlarni hosil qiluvchi nurlarning difraksiya burchaklari ortishi bilan maksimumlarni yoritilganligi kamayadi.

Natijada bir tirqishdan hosil qilinadigan difraksiya manzarasi markazi yorug‘ yo‘ldan har ikki tomonda simmetrik joylashgan qorong‘i va yorug‘ yo‘llarning navbatlashishidan iborat.

b) Ikki va ko‘p parallel tirqishlardan hosil bo‘lgan difraksiya. Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan d masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo‘lgan V ekranga perpendikulyar tushayotgan bo‘lsin (15.15 – rasm). Bunda bu tirqishlar yorug‘likning



15.15 – rasm.

kogerent manbalari bo‘lib qoladi. Agar *V* ekran orasida *S* yig‘uvchi linza qo‘yilgan bo‘lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan. *A* ekranda difraksiya manzarasi vujudga keladi, bu difraksiya manzarasi ikki jarayonning, ya’ni yorug‘likning har bir ayrim tirqishdan interferensiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko‘proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi.

15.15 – rasmdagi ikki parallel nurlar yo‘llarining ayirmasi $\Delta l = d \sin\varphi$. Agar bu ayirma

$$d \sin\varphi = n\lambda \qquad (15.13)$$

shartni qanoatlantirsa, ekranda interferension maksimum kuzatiladi. Agar

$$d \sin\varphi = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (15.14)$$

bo‘lsa, interferension minimum kuzatiladi.

Maksimumlarning mumkin bo‘lgan soni, $\sin\varphi \le 1$ ligidan

$$n \le \frac{d}{\lambda} \qquad (15.15)$$

bo‘ladi.

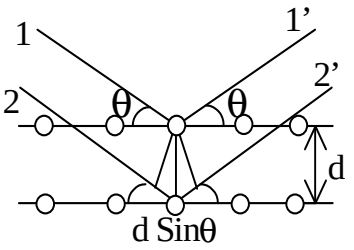
Yorug‘likning bir-biriga yaqin joylashgan ko‘plab parallel tirqishlar to‘plamidan difraksiyalanganida ham difraksiya manzarasining ko‘rinishi ikki tirqishdan difraksiyalanishdagi ko‘rinishda bo‘ladi. ***Faqat maksimumlar ravshanroq va torroq, ularni ajratib turgan minimumlar esa keng va amalda butunlay qorong‘i ko‘rinadi. Bunday qurilma difraksion panjara deyiladi. d masofa panjaraning davri (doimiysi)*** deyiladi. Difraksion panjaralar shisha plastinka yoki metall ko‘zgu sirtiga shtrixlar (tirnashlar) chizish yo‘li bilan tayyorlanadi. Difraksion panjara bilan yorug‘lik to‘lqin uzunligini aniqlash mumkin.

15.7 - §. Rentgen nurlari difraksiyasi

Difraksion manzarani kuzatilishi uchun panjara doimiysi, tushayotgan yorug‘likning to‘lqin uzunligi bilan bir xil tartibda yoki kichik bo‘lishi kerak. Tabiiy fazoviy panjara, ya’ni kristallarning

panjara doimiysi ~10^{-10} m tartibida bo‘ladi. Ko‘rinadigan yorug‘likning to‘lqin uzunliklari esa atigi $(4\div7{,}5)\cdot10^{-7}$ m ni tashkil qiladi xolos. Demak, kristall panjarada vujudga kelishi mumkin bo‘lgan difraksion manzarani oq yorug‘likdan foydalanib hosil qilib bo‘lmaydi.

Nemis fizigi M.Laue kristallarda difraksiyani rentgent nurlari ($\approx10^{-12}$-10^{-8} m) yordamida kuzatish mumkinligini birinchi bo‘lib ko‘rsatdi. Rentgen nurlari kristall orqali o‘tganda ham, undan qaytganda ham difraksion manzara kuzatiladi. Parallel rentgen nurlar dastasi kristallga kristall panjaraning tugunlari (atomlar) orqali o‘tgan parallel tekisliklarga θ sirpanish burchagi ostida tushayotgan bo‘lsin. Bunday atom tekisliklarini rentgen nurlarini qisman o‘tkazib, qisman qaytaruvchi yarim shaffof ko‘zgu deb qarash mumkin.



15.16 – расм.

Rentgen nurlar dastasi (1,2) θ - sirpanish burchagi ostida kristallga tushmoqda va 1’, 2’ ikkilamchi to‘lqin sifatida tarqalmoqda va interferensiyalanmoqda (15.16 – rasm).

Intensivlik maksimumlari – difraksion maksimumlar

$$2d\sin\theta = m\lambda \qquad (m = 1,2,3,\ldots) \qquad (15.16)$$

shart bajarilganda kuzatiladi, bu yerda d – atom tekisliklari orasidagi masofa, (15.16) munosabat **Vulf – Bregglar** formulasi deb ataladi. Bu formuladan foydalanib, kristallarning atom tekisliklari orasidagi masofa (d) ni aniqlash mumkin. Bu uslub ***rentgen strukturaviy tahlil*** deb ataladi. Bu usuldan elektronlar va neytronlardan foydalanib amalga oshirilishi mumkin bo‘lgan elektronografiya, neytronografiyalardan foydalaniladi. *d*, θ va m ni bilgan holda rentgen nurlarning to‘lqin uzunligi λ ni aniqlash mumkin.

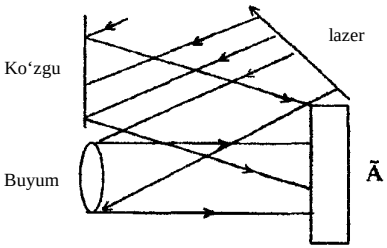
15.8 - §. Gologrаfiya

Gologrаfiya grekcha «holo» «to‘lqin», «grarh» «yozaman» so‘zlaridan tashkil topgan bo‘lib, u buyumlarning tashqi ko‘rinishini «yozib olish» ning maxsus usulini anglatadi. Bu usul 1977 yilda

D.Gabor tomonidan kashf qilingan. Gologrаfiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan nurlanishning to‘lqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish), so‘ng buyumning tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat.

Gologrаfiyani fotografiyadan farqi nimada ekanligini quyidagicha ifodalaymiz. Fotografiyada yoritilgan ob’yektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yoki fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga obyektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan bo‘lavermaydi. Fotoapparat biror tekislikka ravshan qilib moslangan bo‘lsa, buyumlarning shu tekislikda yotuvchi nuqtalarining tasvirlari ravshan bo‘lib chiqadi xolos. Buyumning bu tekislikdan beriroqdagi yoki nariroqdagi qismlarining tasvirlari esa unchalik aniq bo‘lmaydi. Masalan, bino oldida turgan odamning fotografik tasvirida odam gavdasi berkitib turgan bino qismini fotografiyaga turlicha vaziyatlardan qaragan bilan bari bir ko‘rib bo‘lmaydi. Bundan tashqari, binoni odamdan qanchalik uzoqda joylashganligini ham aniqlab bo‘lmaydi. Bino va odamning tasvirlari bitta tekislikda ko‘rinadi.

Fotoplastinkada buyumning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlarning nisbiy intensivliklari qayd qilinadi. Bu nurlar fazalari orasidagi munosabatni fotoplastinkaning qorayishiga hech ta’siri yo‘q. Vaholanki, fazalar orasidagi munosabat buyumning ayrim nuqtalarini fotoplastinkadan uzoqliklariga bog‘liqdir.



15.17 – rasm.

Demak, buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini topish lozim. Bu usul ***gologrаfiyadir,*** gologrаfiya to‘lqin optikasining asosiy qonunlari – interferensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keladi.

Kogerent yorug‘lik dastasi ikkiga ajratilib (15.17 – rasm), uning bir qismi buyum (*B*)dan qaytib fotoplastinka (*A*)ga tushadi. ***Bu to‘lqinni signal to‘lqin yoki buyum to‘lqin deyiladi***. Ikkinchi qism esa qaytargich plastinka (*K*)dan qaytib fotoplastinkaga tushadi. ***Uni tayanch to‘lqin deyiladi***. Bu ikki guruh kogerent to‘lqinlar fotoplastinkada qo‘shilib interferension manzara hosil qiladi. Fotoplastinkaga ishlov berilgandan so‘ng oshkor bo‘ladigan bu interferension manzara ***gologramma***

deyiladi. Gologrammada buyumdan qaytgan to‘lqinlarda, ya’ni buyum to‘lqinlarining amplituda hamda fazalari to‘g‘risidagi axborotlar qayd qilingan. Haqiqatdan, buyum va tayanch to‘lqinlarning fazalari bir xil bo‘lsa, bu to‘lqinlarning amplitudalari qo‘shiladi. Shuning uchun pozitiv gologrammaning bunday nuqtalari shaffofroq (negativ gologrammada esa xiraroq) bo‘ladi. Buyum va tayanch to‘lqinlar fazalari mos bo‘lmagan tarzda yetib kelgan gologrammada nuqtalar esa qorong‘iroq bo‘ldi.

Tasvirni tiklash uchun gologramma avvalgi holatiga joylashtiriladi va uni «tayanch» to‘lqin bilan yoritiladi. Natijada interferension struktaradagi difraksiya tufayli buyum to‘lqinning nusxasi tiklanadi.

Golografiyaning ajoyib xususiyatlaridan yana biri shundaki, gologrammaning kichik bir bo‘lakchasi ham butun gologrammadan foydalangandek tasvirni beraveradi. Chunki buyumning har bir nuqtasidan sochilayotgan sferik nuqtalar gologrammaning barcha yoritilayotgan yuziga yetib keladi; o‘z navbatida gologrammaning har bir nuqtasiga buyumning barcha nuqtalaridan to‘lqinlar keladi. Shuning uchun gologrammaning har bir kichik bo‘lakchasida buyum to‘g‘risida to‘liq axborot mavjuddir.

Savollar

1. Yorug‘likning tabiati haqida ikkita «o‘zaro qarama-qarshi» nazariya, ya’ni Nyuton yaratgan korpuskulyar nazariya va Gyuygensning to‘lqin nazariyasining kelishmovchiliklarini barham topishida Yung va Frenel tadqiqotlarining ahamiyatini aytib bering.
2. Yorug‘lik interferensiyasini kuzatishda kogerent to‘lqin manbaalarining rolini ayting va interferensiyani kuzatish shartlarini ko‘rsating.
3. Yorug‘lik interferensiyasini kuzatish usullarini bayon qilishda Yung usuli, Frenel ko‘zgusi va Frenel prizmalarining kogerent manbalar hosil qilishini chizma yordamida ko‘rsating.
4. Interferometrlarning sanoatda qo‘llanilishi va vazifalarini ayting, Maykelson interferometrining ishlash prinsipini tanishtiring.
5. Yorug‘lik difraksiyasini kuzatishda Gyuygens-Frenel prinsipining ahamiyatini ayting.
6. Tirqishlarga perpendekulyar bo‘lgan parallel nurlar dastasidan, Fraungofer difraksiyasi hosil bo‘lishini tushuntiring.
7. Nemis fizigi M.Laue kristallarda rentgent nurlarining difraksiyasini kuzatganligini va Lauegrammani taqdim etganini izohlab bering.

8. Golografiyani fotografiyadan farqi nimada ekanligini izohlang.

Masalalar

56-masala. Frenel ko‘zgulari bilan o‘tkazilgan tajribada yorug‘lik manbaining mavhum tasvirlari orasidagi masofa d=0,5 mm, ekrangacha bo‘lgan masofa L=5 m ga teng. Yashil yorug‘likda ekranda interferensiya yo‘llari bir-biridan Δx=5 mm masofada hosil bo‘ladi. Yashil yorug‘likning to‘lqin uzunligi λ ni toping.

Berilgan:

$$d = 0{,}5\,mm = 0{,}5 \cdot 10^{-4}\,m,$$

$$\underline{L = 5m,\ \ \Delta x = 5mm = 5ю^{-3}m}$$

$$\lambda_я \sim ?$$

Yechish: Masalaning sharti 15.1-§dagi 15.3-15.6 rasmlarga mos keladi. (15.5) formulaga muvofiq qo‘shni interferensiya yo‘llari orasidagi masofa $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$. U vaqtda

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{L} = \frac{5 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{5} = 5 \cdot 10^{-7} = 0{,}5\,mkm$$

57-masala. Sindirish ko‘rsatkichi *n*=1,4 bo‘lgan moddadan juda yupqa parda qoplangan qalin shisha plastinkaga monoxromatik yorug‘lik (λ=0,6 mkm) parallel dastasi normal tushadi. Qaytayotgan yorug‘lik interferensiya natijasida maksimal susaygan. Yupqa pardaning qalinligi *d* aniqlansin.

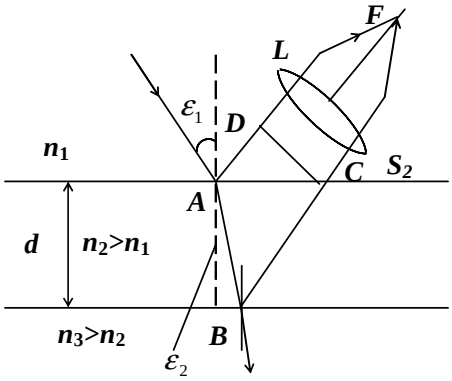
Berilgan:

$$n_1 = 1{,}00029$$

$$n_n = 1{,}4,\ \ n_3 = 1{,}5$$

$$\underline{\lambda = 0{,}6\,mkm = 0{,}6 \cdot 10^{-6}\,м}$$

$$d \sim ?$$



Yechish: Yupqa pardaga tushayotgan yorug‘lik to‘lqinidan ingichka SA dastani ajratamiz. Tushish burchagi $\varepsilon_1 \neq 0$ bo‘lgan hol uchun bu nurning yo‘li (15.18) rasmda ko‘rsatilgan. A va B nuqtalarga tushayotgan dasta qisman qaytadi va qisman sinadi. Yorug‘likning qaytgan AS_1 va BCS_2 dastalari yig‘uvchi L linzaga tushadi, uning F fokusida kesishishadi va o‘zaro interferensiyalanadi. Havoning sindirish ko‘rsatkichi (n_1=1,00029) yupqa parda moddasining sindirish ko‘rsatkichi (n_2=1,4) dan kichik, u esa o‘z navbatida shishaning sindirish ko‘rsatkichi (n_3=1,5) dan kichik bo‘lganligidan, har ikkala holda ham qaytish to‘lqin tushayotgan muhitga qaraganda optik jihatdan zichroq muhitda ro‘y beradi.

Shuning uchun ham AS_1 yorug‘lik dastasining tebranish fazasi A nuqtadan qaytganida π radianga o‘zgaradi va xuddi shuningdek, BCS_2 yorug‘lik dastasining tebranish fazasi ham B nuqtadan qaytishda π radianga o‘zgaradi. Natijada bu yorug‘lik dastalari linzaning F fokusida kesishishidagi interferensiya natijasi xuddi na u va na bu dastaning tebranish fazalarida hech qanday o‘zgarish bo‘lmagandek ro‘y beradi.

Ma’lumki, yupqa pardalardagi interferensiyada yorug‘likning maksimal susayish sharti interferensiyaga kiruvchi to‘lqinlarning optik yo‘l farqi toq sondagi yarim to‘lqinlarga teng bo‘lishi kerakligidan iboratdir: $\Delta = (2k+1)\dfrac{\lambda}{2}$

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, optik yo‘l farqi

$$\Delta = \ell_2 n_2 - \ell_1 n_1 = (|AB| + |BC|) n_2 - |AD| n_1 .$$

Binobarin, yorug‘lik intensivligining minimumlik sharti quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$(|AB| + |BC|)\, n_2 - |AD|\, n_1 = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

Agar ε_1 burchak nolga intilgan holda kamayib borsa, unda AD→0 va |AV|+|VS|→2d bunda d-yupqa pardaning qalinligi ε_1=0 chegarada quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\Delta = 2dn_2 = (2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

bundan qidirilayotgan yupqa pardaning qalinligi

$$d = \frac{(2k+1)\lambda}{4n_2},$$

k=0,1,2,3,… deb olib, yupqa parda qalinligining mumkin bo‘lgan qator qiymatlarini olamiz:

$$d_0 = \frac{\lambda}{4n_2} = 0{,}111\,mkm;\ d_1 = \frac{3\lambda}{4n_2} = 3d_0 = 0{,}33\,mkm.$$

58-masala. Difraksion panjara sirtiga monoxromatik yorug‘lik normal tushayapti. Panjaraning davri 2 mkm. Qizil (λ_1=0,7 mkm) va binafsha (λ_2=0,41 mkm) yorug‘liklar uchun shu panjara beradigan Difraksion m aksimumning eng katta tartibini aniqlang.

$d = 2\,m\,km = 2\cdot 10^{-6}\,m$

Berilgan: $\lambda_1 = 0{,}7\,m\,km = 7\cdot 10^{-7}\,m$

$\lambda_2 = 0{,}41\,m\,km = 4{,}1\cdot 10^{-7}\,m$

$m_{\max} \sim ?$

Yechish: Difraksion panjara bosh maksimumlarining vaziyatini aniqlaydigan formuladan Difraksion maksimum tartibi m ni aniqlaymiz:

$$m = (d\sin\varphi)/\lambda, \qquad (1)$$

bunda d-panjara davri; φ-difraksiya burchagi; λ-monoxromatik yorug‘likning to‘lqin uzunligi. $Sin\varphi$ birdan katta bo‘la olmagani uchun, m soni d/λ dan katta bo‘la olmaydi. Ya’ni

$$m \le \frac{d}{\lambda}. \qquad (2)$$

(2) formulaga kattaliklarning qiymatini qo‘yib hisoblaymiz:

$$m \le 2/0{,}7 = 2{,}86 \quad \text{(Qizil nurlar uchun)}$$

$$m \le 2/0{,}41 = 4{,}88 \quad \text{(Binafsha nurlar uchun)}$$

Maksimumlar tartibi butun sonlarga teng bo‘lishini inobatga olsak, qizil yorug‘lik uchun m_{max}=2 va binafsha uchun m_{max}=4 bo‘ladi.

59-masala. Difraksion panjara *N* ga yorug‘lik nurlari normal tushmoqda. Goniometrning ko‘rish trubasini biror φ burchakka burganda ko‘rish maydonida uchinchi tartibli (n=3) spektrda λ=0,44 mkm chiziq ko‘rindi. Xuddi shu burchak ostida ko‘rinuvchi spektr chegarasida (0,4 mkm dan 0,7 mkm gacha) yotuvchi λ_x to‘lqin uzunliklarga mos keluvchi biror boshqa spektral chiziqlarni ko‘rish mumkinmi?

Berilgan: $n = 3,\ \ \lambda = 0{,}44 mkm = 0{,}44 \cdot 10^{-6} m,$

$$\lambda = (0{,}4 - 0{,}7)\, mkm = (0{,}4 - 0{,}7) \cdot 10^{-6}\, m$$

$$\lambda_x \sim ?$$

Yechish: Difraksiya panjarasiga qo‘llash mumkin bo‘lgan (15.13) formulaga muvofiq (15.7.§ ga qarang) shunday yozish mumkin.

$$d \sin \varphi = n\lambda = n_x \lambda_x ,$$

bu yerda d-panjara *L* davri, n_x esa λ_x spektral chiziq bo‘lishi mumkin bo‘lgan spektrning tartibi. U holda

$$\frac{n_x}{n} = \frac{\lambda}{\lambda_x}.$$

Biroq shartga ko‘ra λ/λ_x nisbat $\frac{0,44}{0,4}$ =1,1 dan $\frac{0,44}{0,7}$ =0,63 gacha chegarada, ya’ni

$$0,63 < \frac{\lambda}{\lambda_x} < 1,1$$

o‘zgaradi. Bundan $0,63 < \frac{n_x}{n} < 1,1$ yoki n=3 ekanligini e’tiborga olsak,

$$1,89 < n_x < 3,3 .$$

n_x butun son, shuning uchun ikki hol bo‘lishi mumkin: n_x=2 va n_x=3. Biroq n_x=3 bo‘la olmaydi, chunki n ham 3 ga teng; spektrning bitta tartibiga tegishli bo‘lgan chiziqlar ustma-ust tusha olmaydi (qo‘shila olmaydi). Demak, n_x=2. U holda $\lambda_x = \lambda \frac{n}{n_x} = 0,44 \frac{3}{2} = 0,66\, mkm$, bu qizil rangga mos keladi; λ=0,44 mkm ko‘k rangga mos keladi.

Shunday qilib, uchinchi tartibli spektrning ko‘k rangi (λ=0,44 mkm)ga ikkinchi tartibli spektrning qizil rangi (λ=0,44 mkm) qo‘shiladi.

Mustaqil yechish uchun masalalar

175. Fokus masofasi F=16sm bo‘lgan linza buyumning oralari f=60sm bo‘lgan ikki vaziyatda aniq tasvir beradi. Buyumdan ekrangacha bo‘lgan masofa topilsin.

$$\left(F = \frac{D^2 - d^2}{4D}; \quad D = 1m \right)$$

176. Mikroskop obyektivining fokus masofasi F_1=2mm, okulyarning fokus masofasi esa F_2=40 mm. Obyektiv fokusi bilan okulyar fokusi o‘rtasidagi masofa d=18sm. Mikroskopning kattalashtirishi topilsin.

(K=LdD_1D_2=562)

177. Agar yashil yorug‘lik filtirini (λ=$5\cdot10^{-5}$sm) qizil yorug‘lik filtiriga (λ=$6,5\cdot10^{-5}$sm) almashtirilsa, Yung tajribasida ekrandagi qo‘shni

interferensiya yo‘llari o‘rtasidagi masofa necha marta oshadi?

$$\left(\Delta Y = \frac{L}{d}\lambda, \quad \frac{\Delta Y_2}{\Delta Y_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 1{,}3 marta\right)$$

178. Maykelson interferometri bilan qilingan tajribada interferensiya manzarasini L=500 yo‘lga siljitish uchun ko‘zguni d=0,161mm masofaga siljitish kerak bo‘ldi. Tushayotgan yorug‘likning to‘lqin uzunligini toping.

(Ko‘zguni $\frac{\lambda}{2}$ masofaga siljishi yo‘l farqini λ ga o‘zgarishiga, ya’ni interferensiya manzarasini bir tasma siljishiga mos keladi. Demak, $L = K\frac{\lambda}{2}$ bunda K-tasmalar soni, bundan $\lambda = \frac{2L}{K} = 6{,}44 \cdot 10^{-7} m$)

179. Sinish burchagi tushish burchagidan 2 marta kichik bo‘lishi uchun nur shisha sirtiga qanday burchak ostida tushishi kerak?

(α =74º)

180. Agar yorug‘lik nuri shisha plastinka sirtiga havoda α =45º burchak ostida tushsa, nurning havoda sinish burchagi qanday bo‘ladi?

(α =27º)

181. Yorug‘lik nuri yassi-parallel shisha plastinkaga α =30° burchak bilan tushib, undan dastlabki nurga parallel holda chiqadi. Shishaning sindirish ko‘rsatkichi n=1,5. Agar nurlar o‘rtasidagi masofa ℓ =1,94 sm bo‘lsa, plastinkaning d qalinligi qancha?

(d=0,1m)

182. Dumaloq teshik diafragmaga monoxromatik yorug‘likning ($\lambda=6\cdot10^{-7}$m) parallel dastasi normal tushadi. Ekranda difraksion manzara kuzatiladi. Diafragma bilan ekran o‘rtasidagi masofa qanday kattalikda bo‘lganida difraksion manzaraning markazida qorong‘iroq dog‘ kuzatiladi? Teshik diametri d=1,96mm.

(ℓ =0,8m da)

183. Birinchi tartibli spektrdagi simobning yashil chizig‘i (λ=5890A^o) α=1998^o burchak bilan kuzatilayotgan bo‘lsa, difraksion panjaraning ℓ =1mm uzunligida necha shtrix bo‘ladi?

(N_0=600mm^{-1})

184. Sindirish ko‘rsatgichi n=1,57 bo‘lgan shishadan qaytgan yorug‘likning to‘la qutblanish burchagi aniqlansin.

(φ=57^{o}30^1)

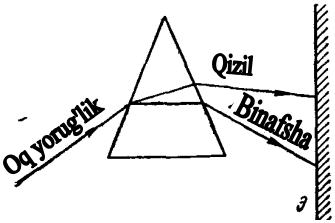
185. Yoqut uchun to‘la qaytishning chegaraviy burchagi φ=34^{o}ga teng. Yoqutning sindirish ko‘rsatkichini toping.

(n=1,8)

XVI - BOB. YORUG‘LIKNING ELEKTROMAGNIT TABIATI

16.1- §. Yorug‘lik dispersiyasi

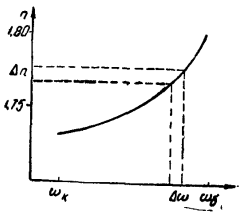
Moddalar sindirish ko‘rsatgichining yorug‘lik to‘lqin uzunligi (chastotasi) ga bog‘liqligi yorug‘likning dispersiyasi deyiladi.



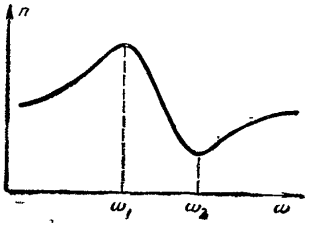
16.1 – rasm.

Nyuton tajribalar asosida yorug‘lik dispersiyasini kashf etdi. Nyuton prizmaga tushayotgan «oq yorug‘lik» qizildan binafshagacha rangdagi yorug‘lik spektrga ajralishini aniqladi (16.1 – rasm). Tajribalardan shular ma’lum bo‘ldiki, turli moddalardan yasalgan prizmalarda bir xil chastotali ($\omega=const$) nurlar turlicha burchakka og‘adi: yoki bir xil chastotalar intervali $\Delta\omega=\omega_2-\omega_1$ ga mos bo‘lgan spektr qismining kengliklari turli prizmalarda turlicha bo‘ladi.

Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko‘rsatkichi ham ortib



16.2 – rasm.



16.3 – rasm.

borsa, ya’ni $\frac{\Delta n}{\Delta\omega}>0$ bo‘lsa, bu moddadagi yorug‘likning dispersiyasi ***normal dispersiya deyiladi*** (16.2 – rasm). Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko‘rsatkichi kamaysa (16.3 – rasm), ya’ni $\frac{\Delta n}{\Delta\omega}<0$ bo‘lsa, bunday moddadagi yorug‘lik dispersiyasini ***anomal dispersiya*** deyiladi.

Shisha uchun oq yorug‘lik sohasining barcha qismlarida normal dispersiya, ultrabinafsha va infraqizil sohalarning ba’zi qismlarida ***anomal dispersiya*** kuzatiladi.

16.2 - §. Dispersiyaning elektron nazariyasi

Dispersiyaning elektron nazariyasini mulohaza qilar ekanmiz, yorug‘likni elektromagnit to‘lqin, modda tuzilishini esa elektron nazariya asosida tassavur qilish yetarli. Elektron nazariyaga asosan jism elektronlar va ionlardan tashkil topgan. Ular yorug‘lik ta’sirida tebranma harakatga keladi. Yorug‘lik to‘lqinlarining tebranishlari *~10*^{15} *Gc* chastotalarda sodir bo‘ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o‘zgarishini massalari yetarlicha kichik bo‘lgan elektronlargina sezishga ulguradi. Shuning uchun yorug‘lik to‘lqinining jismga ta’sirini hisoblashda yorug‘likning elektronga ta’sirini hisoblash bilan chegaralansa bo‘ladi.

Elektromagnit to‘lqin jismdan o‘tayotganda *–e* zaryadli har bir elektronga elektr kuchi ($\vec{F}_e = -e\vec{E}$) va Lorens kuchi ($F_l = -e[uB]$) bilan ta’sir qiladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_l = -e\left(\vec{E} + \left[\upsilon\vec{B}\right]\right) \qquad (16.1)$$

Lorens kuchi elektr kuchidan juda kichik bo‘lganligi sababli uni hisobga olmasa ham bo‘ladi. U holda (16.1) ni ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi,

$$\vec{F} = -e\vec{E} = -e\vec{E}_0 \cos\omega t \qquad (16.2)$$

bunda $\vec{E}_0$, $\vec{E}$ ning amplituda qiymati, ω - to‘lqinning siklik chastotasi. Birinchi yaqinlashganda *F* kuch (16.2) faqat eng tashqi elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasidagi kvazielastik kuch mavjudki, u elektronni avvalgi vaziyatiga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch *x* siljishga proporsionaldir:

$$F_{қайт} = -\kappa x,$$

u holda elektron harakati uchun Nyuton 2-qonunini quyidagicha yozish mumkin.

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -\kappa x - eE_0 \cos\omega t \qquad (16.3)$$

yoki

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\kappa}{m}x - \frac{e}{m}E_0 \cos\omega t$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - \frac{e}{m} E_0 \cos\omega t; \quad \omega_0^2 = \frac{\kappa}{m} \tag{16.4}$$

(16.4) tenglamaning yechimi

$$x = x_0 \cos\omega t \tag{16.5}$$

ko‘rinishda bo‘ladi, (16.5) dan vaqt bo‘yicha birinchi tartibli va ikkinchi tartibli hosila olamiz:

$$x' = -x_0\omega \sin\omega t,$$

$$x'' = -\omega^2 x_0 \cos\omega t,$$

Buni hisobga olsak, (16.4) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$-\omega^2 x_0 \cos\omega t = -\omega_0^2 \mathrm{x}_0 \cos\omega \mathrm{t} - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{m}} \mathrm{E}_0 \cos\omega \mathrm{t}$$

bunda

$$x_0(\omega^2 - \omega_0^2) = \frac{e}{m} E_0$$

yoki

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega^2 - \omega_0^2} = -\frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \tag{16.6}$$

ifodani hosil qilamiz.

Ikkinchi tomondan elektromagnit to‘lqin ta’sirida elektronning siljishi tufayli hosil bo‘lgan sistemani elektr dipoli deb qarash mumkin. Bu dipolning yelkasi x siljishga teng. Agar x_0 maksimal siljish bo‘lsa, dipol momenti $R_e = -ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmdagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori R ning qiymati

$$P = NP_e = \frac{N\frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \tag{16.7}$$

ko‘rinishni oladi.

Kuchlanganligi E_0 bo‘lgan maydondagi modda uchun R dielektrik singdiruvchanligi (ε) bilan quyidagicha bog‘langan:

$$P = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E_0$$

U holda (16.7) dan

$$\frac{N\frac{e^2}{m}E_0}{\omega_0^2-\omega^2}=(\varepsilon-1)\varepsilon_0 E_0 \qquad (16.8)$$

$$\varepsilon=1+\frac{N\frac{e^2}{m}}{\varepsilon_0(\omega_0^2-\omega^2)} \qquad (16.9)$$

ekanligi kelib chiqadi. Maksvell nazariyasiga asosan dielektrik singdiruvchanligi ε, magnit singdiruvchanligi μ bo‘lgan muhitda elektromagnit to‘lqinining tarqalish tezligi

$$u=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (16.10)$$

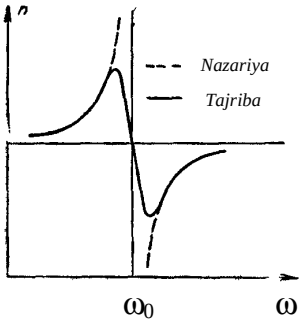
bo‘ladi. Moddaning sindirish ko‘rsatkichi esa

$$n=\frac{c}{u}=\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad \mu=1 \text{ bo‘lsa}$$

$$n=\sqrt{\varepsilon} \qquad (16.11)$$

ifoda hosil bo‘ladi. (16.10) dan foydalanib (16.11)ni quyidagi ko‘rinishda yoza olamiz:

$$n=\sqrt{1+\frac{N}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2-\omega^2}} \qquad (16.12)$$



16.4 – rasm.

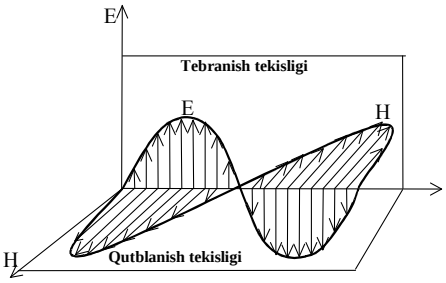
(16.12) formula asosida hisoblangan n ning qiymatlarini ω ga bog‘liqlik grafigi 16.4 – rasmda tasvirlangan.

Demak, muhitning sindirish ko‘rsatkichi to‘lqin chastotasiga mos ravishda ortib boradi. Lekin ω, ω_0 ga yaqinlashganda n ning qiymati keskin ortib ketadi. ω ning qiymati ω_0 ga yuqori chastotalar tomonidan yaqinlashganda esa n ning qiymati keskin kamayib ketadi. Umuman aytganda, ω ning qiymati ω_0 ga yaqin bo‘lgan sohada $n=f(\omega)$ funksiya uzulishga ega bo‘lgan (16.4 – rasm punktir chiziq). Buning sababi nazariy hisoblashlarda tebranma harakatning so‘nishini

hisobga olinmaganligidir. Biz ko‘rayotgan holda «ishqalanish» elektromagnit to‘lqinning bir qismini muhitda yutilishi tufayli vujudga keladi.

16.3 - §. Yorug‘likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug‘lik

Interferensiya va difraksiya hodisalari ham ko‘ngdalang, ham bo‘ylama to‘lqinlar uchun kuzatiladi. Shu bilan birga shunday hodisalar borki, ular uchun yorug‘lik to‘lqinining ko‘ngdalang to‘lqin ekanligi alohida ahamiyatga egadir. Bunday hodisalar qatoriga yorug‘likning qutblanishi ham kiradi. Ixtiyoriy yorug‘lik manbasi (Quyosh va sham) dan tarqalayotgan yorug‘lik nurlari deganda shu manbaning atomlaridan chiqayotgan yorug‘lik to‘lqinlarining aralashmasi tushuniladi.

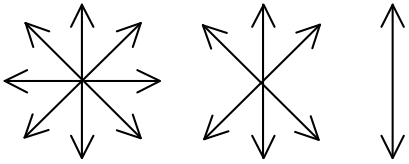


16.5-rasm

Soddalik uchun tebranayotgan elektr dipoli nurlanishini qarasak, u turli tomonga elektromagnit to‘lqinlar chiqarishini, bunda elektromagnit to‘lqin nurlanish yo‘nalishi $\vec{r}$ ga perpendikulyar, dipol o‘qi tekisligida $\vec{E}$ kuchlanganlik vektorining tebranishini ko‘ramiz. Magnit maydon kuchlanganligi vektori $\vec{H}$ va $\vec{E}$ o‘zaro perpendikulyar tekislikda tebranadi. $\vec{E}$ vektor tebranadigan tekislikni tebranish tekisligi va $\vec{H}$ - vektori tebranadigan tekislikni qutblanish tekisligi deb ataladi (16.5 – rasm). Qutblanish hodisasini to‘la yoritish uchun $\vec{E}$ to‘g‘risida fikr yuritish yetarlidir. Buning sababi, birinchidan, Maksvell nazariyasiga binoan $\vec{E}$ tebranayotgan tekislikka perpendikulyar tekislikda, albatta, $\vec{H}$ ham tebranadi, ikkinchidan moddalarga $\vec{E}$ ning ta’siri $\vec{H}$ ta’siridan ko‘ra ko‘proq bo‘lar ekan. $\vec{E}$ ***yorug‘lik vektor*** deb ataladi. Yorug‘lik manbaining o‘lchamlari qanchalik kichik bo‘lmasin, undagi «nurlangichlar» soni nihoyat ko‘p bo‘ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi milliardlab atomlar to‘lqin nurlatishni tugallasa, milliardlab atomlar to‘lqin chiqarishni boshlaydi.

Demak, biror jism nurlanayotgan yorug‘likda yorug‘lik vektori turli yo‘nalishlarda bir xil ehtimollikda tebranadi. $\vec{E}$ ning turli

yo‘nalishlarda bir xil taqsimlanganligi nurlanayotgan atomlar sonining ko‘pligidan, amplituda qiymatlarining tengligi, har bir atom nurlanish intensivligini bir xilligidan kelib chiqadi.



16.6-rasm

Bunday yorug‘lik - tabiiy yorug‘lik deyiladi (16.6,a – rasm). Tebranish yo‘nalishlari biror usul bilan tartibga keltirilgan yorug‘lik **qutblangan** yorug‘lik deyiladi. Biror yo‘nalishdagi tebranishlari boshqa yo‘nalishdagi tebranishlarga qaraganda ko‘proq bo‘lsa, yorug‘lik qisman qutblangan yorug‘lik deyiladi (16.6, b – rasm).

$\vec{E}$ - vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo‘ladigan yorug‘lik yassi (chiziqli) qutblangan yorug‘lik deyiladi (16.6,v – rasm). Yuqorida ko‘rib o‘tilgan davriy tebranayotgan dipoldan nurlanayotgan elektromagnit to‘lqin, yassi qutblangan yorug‘likka misol bo‘la oladi.

Qutblanish darajasi sifatida

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \qquad (16.13)$$

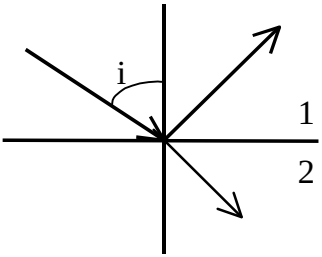
qabul qilingan. Bu yerda I_1, I_2 – ikki bir-biriga perpendikulyar yo‘nalishdagi yorug‘lik intensivligi. Tabiiy yorug‘likda bo‘lgani uchun $I_1=I_2$ va $R=0$ bo‘ladi, yassi qutblangan yorug‘lik uchun $I_2 =0$ va $R=1$ bo‘ladi.

Yuqorida ko‘rib o‘tilgan nurlanayotgan atomni har doim dipolning tebranishiga keltirib bo‘lmaydi. Dipol nurlanishidan tashqari kvadrupol va boshqa multipollikdagi nurlanishlar mavjud. Bu holda nurlanayotgan yorug‘lik bitta tekislikda tebranyapti deb bo‘lmaydi va uni endi perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, faza jihatdan siljigan ikkita tebranish yig‘indisi sifatida qarash mumkin. Eng oddiy holda bunday nur aylana, umumiy holda esa ellips bo‘ylab qutblangan bo‘ladi, ya’ni $\vec{E}$ vektor aylana yoki ellips chizadi.

16.4 - §. Yorug‘likning qaytishida va sinishida qutblanishi

Tabiiy yorug‘lik nuri ikki dielektrik chegarasiga tushayotgan bo‘lsin (masalan, havodan shishaga). Bunda nurning bir qismi qaytadi, bir qismi sinadi. Tajribalar qaytgan va singan nurlar qisman qutblanganligini ko‘rsatadi. Qaytgan nurda tushish tekisligiga perpendikulyar yo‘nalishdagi tebranishlar ko‘proq ekanligiga, singan nurda tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko‘pligi aniqlandi.

Qutblanish darajasi nurning tushish burchagiga va sindirish ko‘rsatkichiga bog‘liq. Shotlandiyalik olim Bryusterning aniqlashicha (16.7 – rasm),



16.7-rasm

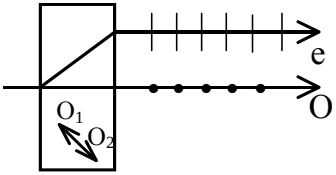
$$tg\, i = n_{21} \qquad (16.14)$$

munosabatdan topiladigan i burchaklarda qaytgan nur to‘la yassi, singan nur esa qisman qutblangan bo‘lar ekan. Masalan, shisha uchun (n=1,53) Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Demak, tabiiy yorug‘lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak hosil qilib tushirilsa, qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikulyar yo‘nalishda to‘la qutblangan bo‘ladi.

Yorug‘lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o‘zaro perpendikulyar bo‘ladi. Singan nurning qutblanish darajasini har safar Bryuster burchagi ostida tushirib oshirish mumkin.

16.5 - §. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallning optik o‘qi

Fizik xususiyatlari yo‘nalishlarga bog‘liq bo‘lmagan muhit ***izotrop muhit***, yo‘nalishlarga bog‘liq bo‘lgan muhit esa ***anizotrop muhit*** deyiladi. Izotrop muhit (masalan, shisha plastinka) da yorug‘likning sinish qonuniga bo‘ysunadi. Agar island shpatiga yorug‘lik tushsa, kristalldan ikki bir-biriga va tushayotgan nurga parallel nur chiqadi. Agar tushayotgan nur kristallga perpendikulyar bo‘lsa ham singan nur ikkiga bo‘linadi. ***Bu nurlardan birining elektr tebranishlari kristallning optik o‘qiga perpendikulyar bo‘ladi: bu nur oddiy nur (0) deb ataladi. Ikkinchi nurning elektr tebranishlari esa bosh optik o‘qqa parallel bo‘ladi: bu nur g‘ayri oddiy nur (e) deyiladi (16.8 – rasm).***



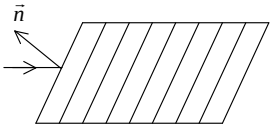
16.8-rasm

Kubik sistemaga kiruvchi kristallardan boshqa hamma kristallar nurni ikkilantirib sindirish xossasiga ega. Bu hodisa birinchi bo‘lib island shpatida Bartolini tomonidan aniqlangan. Bu hodisa yorug‘likning anizotrop kristallarda turli yo‘nalishda ε_x, ε_u lar har xil bo‘lishi mumkinligi bilan bog‘liq. Demak, sindirish ko‘rsatkichlari $(n_x = \sqrt{\varepsilon_x}\ ,\quad n_y = \sqrt{\varepsilon_y})$ ham har xil. Shuning uchun nur kristallga tushganda turli burchak ostida sinadi. Kristallarda shunday yo‘nalish borki, bu yo‘nalishda yorug‘lik tarqalganda nurning ikkilanib sinishi kuzatilmaydi. ***Bu yo‘nalish kristallning optik o‘qi deyiladi.*** Agar kristall optik o‘qqa perpendikulyar yo‘nalishda qirqilsa shu qirraga normal tushuayotgan nur bir xil tezlik bilan tarqaladi. Tabiiy nur optik o‘q bo‘ylab kyetganda yorug‘lik qutblanmaydi.

16.6 - §. Qutblovchi prizmalar. Malyus qonuni

Tabiiy yorug‘likdan qutblangan yorug‘lik olish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bunda yorug‘lik to‘lqinining $\vec{E}$ vektori muayyan aniq bir yo‘nalish bo‘ylab tebranadigan bo‘lsin. Bunday sharoitlar qutblovchi prizmalar (polyarizatorlar)da mavjud bo‘ladi. Prizmalar ikki turga bo‘linadi.

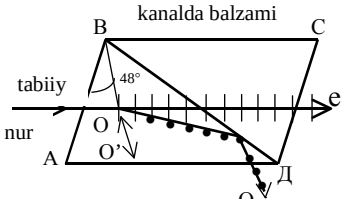
1. Faqat yassi qutblangan nur olinadigan.
2. Bir – biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikkita nur beradigan prizmalar.



16.9-rasm

Eng avvalo, Bryuster qonuni asosida ko‘p qavatli kristallardan foydalanib (16.9–rasm) qutblagich yasash mumkinligiga qanoat hosil qilish kerak.

Qutblovchi prizmalar to‘la ichki qaytish hodisasiga asoslanib ishlaydi. Bunday prizmalarning tipik misoli Nikol prizmasidir. Nikol prizmasi ikki island shpatidan qilingan *AV* chiziq bo‘ylab kanada balzami (*n =1,55*) kley bilan birlashtirilgan qurilmadir. Tabiiy nur kristall ichida



16.10-rasm

oddiy ($n_0=1,66$) va g‘ayri oddiy ($n_e=1,51$) nurlarga bo‘linadi. Oddiy nur kanada balzamidan to‘la qaytadi va qoraytirilgan *VS* sirtda yutiladi. Kristalldan g‘ayri oddiy nur chiqadi (16.10 – rasm).

Anizotrop muhitlarda nur ikkiga bo‘linishidan tashqari turlicha yutiladi. ***Dixroizm deb ataluvchi bu hodisa tufayli ikki nurdan biri to‘la yutiladi***. Masalan, turmalin kristalida oddiy nurning yutilishi koeffitsienti g‘ayri oddiynikidan bir necha marta katta. Qalinligi *1 mm* bo‘lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, faqat g‘ayrioddiy nur chiqadi. Bu esa dixroizmli kristallardan qutblagich sifatida foydalanish imkoniyatini beradi.

Qutblagich sifatida polyaroidlar keng qo‘llaniladi. Polyaroid yupqa selluloid plyonkasidan iborat bo‘lib, unga gerapatit ingichka kristallari kiritilgan bo‘ladi. Gerapatitning *0,1 mm* qalinlikdagi plastinkasi oddiy nurni to‘la yutadi.

Agar bir turmalin plastinkasi orqasiga ikkinchi turmalin plastikasi joylashtirilsa, birinchisi qutblagich, ikkinchisi tahlilchi (analizator) deyiladi. Ikkinchi kristallga tushayotgan yorug‘lik intensivligini I_0, chiquvchi yorug‘lik intensivligini I deb belgilasak,

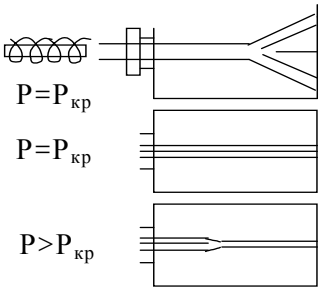
$$I = I_0 \cos^2 \alpha \qquad (16.15)$$

tabiiy yorug‘lik intensivligi I_1 bo‘lsa, $I_0 = I_1/2$ dir. (16.15) dagi α - kristallarning optik o‘qlari orasidagi burchak ***(16.15) ifoda Malyus qonunini ifodalaydi***.

16.7 - §. Yorug‘likning sochilishi

Tiniq bo‘lmagan muhitlarda, ya’ni optik jihatdan bir jinsli bo‘lmagan muhitda ham yorug‘lik difraksiyasi kuzatiladi. Bunday muhitlarga aerozollar (bulut, tutun, tuman), emulsiya, kolloidli eritmalar va hokazolar kiradi, ya’ni mayda zarrachalar suzib yurgan muhitlar kiradi. Yorug‘lik bunday muhitdan o‘tayotib tartibsiz joylashgan bir jinsli bo‘lmagan joylardan, zarralardan difraksiyalanadi va hamma yo‘nalishda bir xil intensivlik beradi, bunda aniq bir difraksion manzara hosil bo‘lmaydi. ***Bu hodisa tiniq bo‘lmagan (xira) muhitda, yorug‘likning sochilishi deb ataladi.*** Misol uchun, Quyosh nurining ingichka dastasi changli havodan o‘tayotib sochiladi va ko‘rinadigan bo‘lib qoladi.

Yorug‘likning sochilishi begona zarralari bo‘lmagan toza muhitlarda ham kuzatilishi mumkin. L.I.Mandelshtam bu hodisani muhitning sindirish ko‘rsatgichining doimiy emasligi bilan, ya’ni nuqtadan nuqtaga o‘tganda o‘zgarishi bilan tushuntiradi. Keyinchalik M.Smoluxovskiy bunga sabab molekulalar xaotik issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan zichlikning fluktuatsiyalari bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatdi. Bunga sabab yangi muhit anizotropligi bo‘lishi mumkin. Bunday sochilishlar ***molekulalar sochilishi*** deb ataladi. Osmon rangining ko‘kligi molekulyar sochilishi bilan tushuntiriladi. D.Reley bo‘yicha sochilgan yorug‘lik intensivligi $I \sim \lambda^4$, shuning uchun havo rang, ko‘k nurlar sariq va qizil nurlarga nisbatan ko‘p sochiladi va osmon havorang (ko‘k) bo‘lib ko‘rinadi. Zichlik va intensivlik fliktuatsiyalari harorat ortishi bilan ortadi. Shuning uchun yozda osmon rangi qishdagidan ko‘ra to‘yinganroq bo‘ladi.



16.11-rasm

16.8 - §. Nochiziqiy optika elementlari

Lazerlar ixtiro qilinganidan so‘ng optikada bir qator yangi yo‘nalishlar paydo bo‘ldi. Bunday hodisalar qatoriga turli muhitlardagi optik hodisalarning yorug‘lik intensivligiga bog‘liqligi kiradi. Bu hodisalar ***nochiziqiy*** optikaning yaratilishiga sabab bo‘ldi**.**

Lazer yaratilishidan oldingi optik jarayonlarda yorug‘lik intensivligiga bog‘liq optik hodisalar kuzatilmas edi. Quvvati 10^8-10^{10} Vt/sm^2 bo‘lgan yorug‘lik dastalari bilan o‘tkazilgan tajribalarda yorug‘lik intensivligiga bog‘liq bo‘lgan qator yangi optik effektlar kuzatildi. Ulardan ba’zilarini ko‘rib o‘taylik.

<u>O‘z – o‘zidan fokuslanish.</u> Parallel yorug‘lik oqimi muhitda tarqalganda, difraksiya hodisasi tufayli chekka sohalarga ham tarqaladi. Agar muhit suyuqlik yoki kristall bo‘lsa bunday holat bo‘lmasligi ham mumkin ekan.

Shunday tajribalardan birida (16.11 – rasm) rubin lazeri (λ=6943 *A* – qizil soha) ning qizil dastasi *F* filtrni va dumaloq diafragmadan o‘tgandan so‘ng shaffof suyuqlik, masalan, ***nitrobenzolga*** tushadi. Quvvat *R~0,5 Vt* bo‘lganda odatdagi chiziqli optika qonunlariga binoan difraksion manzara hosil bo‘ladi.

Quvvat R_{kr}-*20 kVt* ga teng bo‘lsa, yorug‘lik chetga tarqalmasdan dasta bo‘lib tarqaladi. $R>R_{kr}$ da dasta muhitda siqilib $R \sim \frac{1}{\sqrt{P}}$ o‘z-o‘zidan fokuslanadi. Buning sababi muhit sindirish ko‘rsatkichi yorug‘lik intensivligi ortib borishi bilan ortishidir:

$$n = n_0 + n_1 E^2 \qquad n_0 = \sqrt{\varepsilon_0} \tag{16.16}$$

Bunda nur egallagan soha optik jihatdan zich bo‘lib qoladi va dasta fokuslanadi.

Lazer nurining intensivligi ma’lum chegaraviy intensivlikdan katta bo‘lsa, asosiy chastota (ω) ga yo‘ldosh sifatida hosil bo‘ladigan spektrlar satellitlarning intensivligi ortib ketar ekan va asosiy chastotali chiziq intensivligiga teng bo‘lib qolar ekan. Satellitlar ham ortib ketar ekan hamda $\omega \pm 2\Omega$; $\omega \pm 3\Omega$; $\omega \pm 4\Omega$ va hokazo komponentlar paydo bo‘lar ekan. Ayniqsa, bu hodisa rubin lazer nurini siqilgan gaz (vodorod, azot) da sochilishida yorqin namoyon bo‘ladi. Intensivlik $10^8 \div 10^9$ *Vt/sm*^{2} yetganda, sochilgan nur tarkibidagi komponentlar shu darajada ko‘payadiki, tushayotgan qizil bo‘lgan nur chiqishda oq yorug‘likka aylanadi. Shunday qilib, muhit bilan ta’sirlashish natijasida yorug‘likning spektral tarkibi ham o‘zgaradi.

Optik garmonikalarni generatsiyalash.

Intensiv lazer nuri suyuqlik va kristallarda sochilganda spektrining yo‘ldosh komponentlari bilan birgalikda tushuvchi yorug‘lik chastotasi ω ga karrali bo‘lgan 2ω, 3ω, … - optik garmonikalar ham generatsiyalanishi aniqlangan. Ba’zi kristallarda optik garmonikalarning intensivligi shu darajada katta bo‘ladiki, ularga nurlarning 30 – 50 % quvvati to‘g‘ri keladi. Misol uchun rubin lazerining kuchli nur dastasi kvarsdan o‘tganda lazer nuri to‘lqin uzunligiga to‘g‘ri keluvchi nur (λ=*6943 A*) bilan birga $\lambda/2$ = *3471 A* ga teng bo‘lgan ultrabinafsha nur borligi aniqlangan.

Xuddi shuningdek, ko‘zga ko‘rinmaydigan infraqizil (λ=*10600 A*) neodim lazer yorug‘lik dastasi kristallga tushirlganda, chiqishda ikkinchi garmonika ko‘rinuvchi ko‘k sohaga to‘g‘ri keladi (λ_2 =*5330 A*).

Bundan tashqari, kuchli dasta ta’sirida muhit shaffofligi ham o‘zgarar ekan. Kuchsiz intensivlikda shaffof bo‘lgan muhit, kuchli intensivlikda shaffof bo‘lmay qolar ekan. Boshqa muhitlarda aksi bo‘lishi mumkin. Kuchli yorug‘lik ta’sirida fotoeffektning qizil chegarasi buzilar ekan. Fotoeffektning ionlashtrish energiyasidan 2-3

ba’zida 6-7 marta kam energiyali fotonlar bilan amalga oshirilishi mumikn.

Shunday qilib, yorug‘lik intensivligining ortishi ma’lum optik hodisalarning yangi qirralarini va yangi effektlarni ochish imkonini berdi. Bunda intensivlik *1 Vt/sm*^{2} dan *~10*^{10}*-10*^{11} *Vt/sm*^{2} gacha, ya’ni 10^9-10^{10} marta ortadi. Bu hodisalarni birlashtiruvchi umumiy narsa: ularning tabiati intensivlikka bog‘liqligidir. Bu effektlarning aksariyat ko‘pchiligida intensivlik chegarasi mavjud.

Savollar

1. Yorug‘lik dispersiyasi deb nimaga aytiladi? Nyuton tajribalari orqali tushuntiring.
2. Normal va anomal dispersiya qanday shartlar asosida moddaning sindirish ko‘rsatgichi bilan yorug‘lik chastotasi orasidagi bog‘lanishni ifodalaydi.
3. Dispersiyaning elektron nazariyasini tushuntirishda yorug‘likning elektronga ta’sirini hisoblash bilan chegaralansa bo‘ladimi?
4. Yorug‘lik to‘lqinining ko‘ndalang to‘lqin ekanligi, yorug‘likning qutblanishini izohlash qanday ahamiyatga ega?
5. Nurning ikkilanib sinishini tushuntirishda, elektr tebranishlarini kristallning optik o‘qiga munosabati qanday bo‘ladi?
6. Tabiiy yorug‘likdan qanday qilib yassi qutblangan yorug‘lik olish mumkin?
7. Nikol prizmasida nur yo‘lini ko‘rsating va qanday nurlar chiqishini izohlang?
8. Malyus qonunining ifodasini yozing va ikki turmalin plastinkalarning vazifasini eslatib o‘ting.
9. Xira muhitda va toza muhitlarda yorug‘likning sochilishi qanday tushuntiriladi?

Masalalar

60-masala. Suvning sirtiga to‘lqin uzunligi λ_0=700 nm bo‘lgan qizil yorug‘lik nurlari tushmoqda. Suvning qizil yorug‘lik nurlari uchun absolyut sindirish ko‘rsatgichi *n*=1,331 ga teng bo‘lsa, bu nurning suvdagi to‘lqin uzunligi λ topilsin. Suv tubida turgan kishi qanday rangli yorug‘lik nurini ko‘radi? Yorug‘likning vakuumda tarqalish tezligi s=3·10^8 m/s

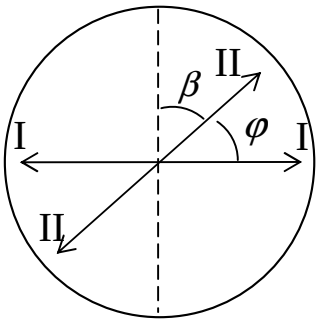
Berilgan:

$$\lambda_0 = 700\,nm = 700\cdot 10^{-9}\,m = 7\cdot 10^{-7}\,m,$$
$$n = 1{,}331,\ c = 3\cdot 10^{8}\,m/s$$
$$\lambda \sim ?$$

Yechish: Yorug‘lik nurining vakuumdagi to‘lqin uzunligi $\lambda = \frac{c}{\nu}$ bo‘lib, bunda s – yorug‘likning tarqalish tezligi, ν – uning chastotasi. Yorug‘lik nuri bu muhitdan boshqa muhitga o‘tganda, uning chastotasi o‘zgarmay qolib, tarqalish tezligi va to‘lqin uzunligi o‘zgaradi. Agar yorug‘lik nurining suvdagi tarqalish tezligi υ va to‘lqin uzunligi λ bo‘lsa, $\lambda = \frac{\vartheta}{\nu}$ bo‘ladi, bundan $\vartheta = \frac{c}{n}$ va $\nu = \frac{c}{\lambda_0}$ bo‘lgani uchun quyidagi ishchi formula kelib chiqadi:

$$\lambda = \frac{\vartheta}{\nu} = \frac{c/n}{c/\lambda_0} = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{7\cdot 10^{-7}}{1{,}331} = 5{,}26\cdot 10^{-7}\,m = 526\,nm$$

To‘lqin uzunligi λ=526 nm ga teng bo‘lgan yorug‘lik nuri qizil emas, yashil nurdan iborat bo‘ladi. Lekin suv tubidagi kishi yashil nurni emas, qizil nurni ko‘radi, chunki inson ko‘zining rangni ajratishi yorug‘likning to‘lqin uzunligiga qarab emas, balki to‘lqinning chastotasiga qarab belgilanadi.



16.12-rasm

61-masala. Qutblagichga tushayotgan yassi qutblangan monoxromatik yorug‘lik dastasi unda to‘la tutilib qolmoqda. Yorug‘lik dastasi yo‘liga kvars plastinkasi qo‘yilganda qutblagichdan chiqayotgan yorug‘likning intensivligi unga tushayotgan yorug‘lik intensivligining yarmiga teng bo‘lib qoladi. Kvars plastinkasining minimal qalinligini aniqlang. Qutblagichda yorug‘likning yutilishini va qaytishini hisobga olmang.

Kvarsning aylantirish doimiysi α=48,9 grad/mm deb oling.

Berilgan: $\dfrac{\alpha = 48{,}9\ grad/mm,}{d \sim ?}$ $\qquad \dfrac{I}{I_0} = \dfrac{1}{2}.$

Yechish: Qutblagichda (16.12-rasm) yorug‘likning to‘la tutilib qolishi unga tushayotgan qutblangan yorug‘likning tebranish tekisligi (1-1) qutblagichning o‘tkazish tekisligiga (16.12-rasmda shtrix chiziq) perpendikulyar ekanligini bildiradi. Kvars plastinkasining kiritilishi yorug‘lik tebranish tekisligini

$$\varphi = \alpha \cdot d \qquad (1)$$

burchakka burilishiga olib keladi, bunda d - plastinkaning qalinligi.

Qutblagichdan o‘tganda yorug‘lik intensivligining necha marta kamayganligini bilgan holda, qutblagich o‘tkazish tekisligi bilan unga tushayotgan yassi qutblangan yorug‘lik tebranish tekisligining yangi yo‘nalishi (II-II) orasida hosil bo‘lgan burchak β ni aniqlaymiz. Buning uchun Malyus qonunidan foydalanamiz:

$$I = I_0 \cos^2 \beta\ ,$$

$\beta = \dfrac{\pi}{2} - \varphi$ ekanligini nazarda tutsak

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)$$

yoki

$$I = I_0 \sin^2 \varphi\ . \qquad (2)$$

(1) ni hisobga olsak, (2) tenglikdan

$$\alpha d = arc\sin\sqrt{I / I_0}$$

ni hosil qilamiz. Bundan plastinkaning izlanayotgan qalinligini topamiz:

$$d = \left(\frac{1}{\alpha}\right) arc\sin\sqrt{\frac{I}{I_0}}\ .$$

Sistemaga kirmagan birliklarda hisoblashni bajarsak:

$$d = \frac{1}{48,9} arc\sin\sqrt{1/2}mm = \frac{0,785}{48,9} = 16m\,km\,.$$

62-masala. Agar qutblagich (polyarizator) va analizator orqali o‘tgan tabiiy yorug‘likning intensivligi 4 marta kamaygan bo‘lsa, qutblagich bilan analizator asosiy tekisliklari orasidagi α burchak nimaga teng? Yorug‘likning yutilishini hisobga olmang.

Berilgan: $\dfrac{I / I_T = 4\ marta}{\alpha \sim ?}$

Yechish: Yorug‘lik qutblagichdan o‘tganda intensivligi ikki marta kamayadi. Shuning uchun $I_0 = \frac{1}{2} I_T$, bu yerda I_t -tabiiy yorug‘likning intensivligi. I_0 – qutblagich orqali o‘tgan yorug‘likning intensivligi.

Yorug‘lik analizatordan o‘tganda intensivligi Malyus qonuniga muvofiq kamayadi, ya’ni

$$I=I_0 \cos^2 2,$$

bu yerda *I*-analizator orqali o‘tgan yorug‘likning intensivligi, biroq masalaning shartiga ko‘ra $I = \frac{1}{4} I_\Gamma$. Shuning uchun

$$\frac{1}{4} I_\Gamma = \frac{1}{2} I_\Gamma \cos^2\alpha,$$

bundan

$$\cos\alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} \quad \textit{ва} \quad \alpha = 45^0.$$

63-masala. Qisman qutblangan yorug‘lik dastasi nikol orqali qaraladi. Dastlab nikol shunday o‘rnatiladiki, uning o‘tkazish tekisligi chiziqli qutblangan yorug‘likning tebranish tekisligiga parallel bo‘ladi. Nikol $\varphi=60^0$ ga burilganda u o‘tkazayotgan yorug‘lik intensivligi k=2 marta kamayadi. Berilgan qisman qutblangan yorug‘likning tashkil etuvchilari

bo‘lmish tabiiy va chiziqli qutblangan yorug‘liklar intensivliklarining nisbati I_0/I_q hamda yorug‘lik dastasining qutblanish darajasi aniqlansin.

Berilgan: $\dfrac{\varphi = 60^0 \qquad k - 2\,marta}{I_0^{'} / I_q \sim ? \quad P \sim ?}$

Yechish: Tabiiy yorug‘lik intensivligi I_T ning qutblangan yorug‘lik intensivligi I_q ga nisbatini quyidagi mulohazalardan topamiz. Nikolning dastlabki holatida u chiziqli-qutblangan yorug‘likni to‘la va tabiiy yorug‘likning yarmini o‘tkazadi. Bunda o‘tkazilgan yorug‘likning to‘la intensivligi

$$I_1 = I_q + \frac{1}{2} I_T .$$

Nikolning ikkinchi holatida esa o‘tkazilgan qutblangan yorug‘likning intensivligi Malyus qonuni bilan aniqlanadi, o‘tkazilgan tabiiy yorug‘likning intensivligi esa, birinchi holdagidek, nikolga tushayotgan tabiiy yorug‘lik intensivligining yarmiga teng. Ikkinchi holda to‘la intensivlik

$$I_2 = I_q \cos^2\alpha + \frac{1}{2} I_T .$$

Masalaning shartiga ko‘ra. $I_1 = kI_2$ yoki

$$I_q + \frac{1}{2} I_T = k\left(I_\kappa \cos^2\alpha + \frac{1}{2} I_T \right).$$

Bunga burchak φ, k larning qiymatlarini qo‘yib hisoblaymiz:

$$I_T/I_q = 1 \quad \text{yoki } I_T = I_q \ ,$$

ya’ni berilgan dastada tabiiy va qutblangan yorug‘likning intensivliklari o‘zaro teng.

Qisman qutblangan yorug‘likning qutblanish darajasi

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \qquad (1)$$

munosabat bilan aniqlanadi, bunda I_{max} va I_{min} nikoldan o‘tkazilgan yorug‘likning mos ravishda maksimal va minimal intensivliklari.

Maksimal intensivlik $I_{\max} = I_1 = I_q + \frac{1}{2} I_T$ yoki $I_T = I_q$ ekanligi hisobga olinsin,

$$I_{\max} = \frac{3}{2} I_q$$

Minimal intensivlik nikolning o‘tkazish tekisligi chiziqli qutblangan yorug‘likning tebranish tekisligiga tik yo‘nalgan holatiga mos keladi. Nikolning bunday holatida qutblangan yorug‘lik to‘la yutiladi va nikol orqali faqat tabiiy yorug‘lik intensivligining yarmigina o‘tadi. To‘la intensivlik quyidagi tenglik bilan ifodalanadi:

$$I_{\min} = \frac{1}{2} I_T = \frac{1}{2} I_q$$

I_{max} va I_{min} larning topilgan ifodalarini (1) formulaga qo‘yib natijani olamiz:

$$P = \frac{\frac{3}{2} I_q - \frac{1}{2} I_q}{\frac{3}{2} I_q + \frac{1}{2} I_q} = \frac{1}{2}$$

Shunday qilib, yorug‘lik dastasining qutblanish darajasi $P = \frac{1}{2}$.

Mustaqil yechish uchun masalalar

186. Yorug‘likning vakuumda tarqalish tezligi ($\upsilon = 3 \cdot 10^8$ m/s)ni bilgan holda uning suv ($n_c = 1{,}3$)dagi va shisha ($n_{sh} = 1{,}6$)dagi tezliklarni hisoblang.

($\upsilon_s = 230 \cdot M$ m/s; $\upsilon_{sh} = 190M$ m/s)

187. Spektrning ko‘rinadigan qismidagi chetki qizil ($\lambda_q = 0{,}76$mkm) va chetki binafsha ($\lambda = 0{,}4$mkm) nurlarga qanday tebranish chastotalari mos keladi?

($\nu_q = 390 \cdot 10^{12} = 390$THz; $\nu_5 = 750$THz)

188. Monoxromatik nur teng yonli prizmaning yon sirtiga tushib,

prizmada singanidan keyin uning asosiga parallel ketadi. U prizmadan chiqishida, o‘zining dastlabki yo‘nalishidan δ burchakka ogadi. Bu holda prizmaning sindirish burchagi θ, nurning og‘ishi δ hamda bu nur uchun sindirish ko‘rsatkichi n o‘rtasidagi bog‘lanish topilsin.

($Sin\frac{\delta+\theta}{2} = nSin\frac{\theta}{2}$ bu holda nur dastlabki yo‘nalishidan eng kam og‘adi.)

189. Monoxromatik nur prizmaning yon sirtiga normal tushadi va undan $\gamma_1=25^0$ga og‘ib chiqadi. Bu nur uchun prizma materialining sindirish ko‘rsatkichi (n=1,7). Prizmaning sindirish burchagi θ topilsin.

($\theta=28^0$)

190. Yorug‘likning havoda osh tuzi kristalliga tushishdagi Bryuster burchagi $\varepsilon_v=57^0$. Bu kristalldagi yorug‘lik tezligi aniqlansin.

(υ=194 Mm/s)

191. Yorug‘lik dastasining suyuqlik bilan havo chegarasidagi to‘la qaytish chegaraviy burchagi $i=43^0$. Nurning havodan shu suyuqlik sirtiga tushishi uchun Bryuster burchagi ε_v qanday bo‘ladi?

($\varepsilon_v=55^0 45'$)

192. Qutblagich va analizatorlarning o‘tkazish tekisliklari orasidagi burchak $\alpha_1=45^0$. Agar burchak $\alpha_2=60^0$ gacha orttirilsa, analizatordan chiqayotgan yorug‘lik intensivligi necha marta kamayadi?

$\left(\frac{I_1}{I_2} = 2marta\right)$

193. Qutblagich va analizator orqali o‘tgan tabiy yorug‘likning intensivligi to‘rt marta kamayishi uchun qutblagich bilan analizatorning bosh tekisliklari o‘rtasidagi burchak nimaga teng? Yorug‘likning yutilishi hisobga olinmasin.

(Tabiiy yorug‘lik intensivligini I_0 orqali ifodalasak bu nur qutblagich orqali o‘tgandan keyin $I_1=0,5\ I_0$ intensivlikka ega bo‘ladi. Nur analizatordan o‘tgandan keyin esa intensivlik

$I_2= I_1\cos^2\alpha=0,5I_0\cos^2\alpha,$ shartga ko‘ra

$\frac{I_2}{I_0} = 0{,}25$ *undan* $\cos^2\alpha = \frac{0.25}{0.5} = \frac{1}{2}$. $\alpha = 45^0$ bo‘ladi.

194. Sindirish ko‘rsatkichi n=1,57 bo‘lgan shishidan qaytgan yorug‘likning to‘la qutblanish burchagi aniqlansin.

(i=57^0 30')

195. Biror modda uchun to‘la ichki qaytish limit burchagi $\alpha = 45^0$ga teng. Bu modda uchun to‘la qutblanish burchagi i nimaga teng?

(i=$54^0$44')

196. Qand eritmasi solingan naychadan o‘tganda natriy sariq yorug‘ligi qutblanish tekisligining burilish burchagi $\varphi = 40^0$. Naychaning uzunligi d=15sm. Qandning solishtirma burishi $|\alpha| = 1{,}17 \cdot 10^{-2} \cdot rad \cdot m^3/(m \cdot kg)$ eritmaning zichligi ρ aniqlansin.

$$\left[\rho = \frac{\varphi}{[a]d} = 0.4 g/sm^3 \right]$$

XVII - BOB. YORUG‘LIKNING KVANT TABIATI

17.1 - §. Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jism nurlanishidagi qonuniyatlar

Yuqoridagi bo‘limlarda ta’kidlaganimizdek, elektromagnit nurlanishi elektr zaryadlarining, xususan, moddaning atomlari va molekulalari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi sabab bo‘ladi. Masalan, molekulalar va atomlarning tebranma va aylanma harakati infraqizil nurlarni, atomda elektronlarning muayyan ko‘chishlari ko‘rinadigan va infraqizil nurlanishni, erkin elektronlarning tormozlanishi esa rentgen nurlanishini vujudga keltiradi.

Tabiatda elektromagnit nurlanishning eng keng tarqalgan turi issiqlik nurlanishi bo‘lib, u moddaning atomlari va molekulalarining issiqlik harakati energiyasi hisobiga hosil bo‘lib, ya’ni moddaning ichki energiyasi hisobiga hosil bo‘lib, nurlanayotgan jismning sovishiga olib keladi. Issiqlikning nurlanishida energiya taqsimoti haroratga bog‘liq: past haroratda issiqlik nurlanishi, asosan, infraqizil nurlanishidan, yuqori haroratlarda ko‘rinadigan va ultrabinafsha nurlanishdan iborat.

Har qanday jism o‘z nurlanishi bilan birga atrofdagi jismlar chiqarayotgan nur energiyasining bir qismini yutadi. ***Bu jarayon nur yutish deyiladi. Biror yuza orqali o‘tayotgan F oqim deb vaqt birligi ichida shu yuzadan o‘tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.***

$$F = \frac{dW}{dt} \tag{17.1}$$

Nurlanish oqimi F biror plastinkaga tushayotgan bo‘lsin. Bu oqim qisman qaytadi (F_q), qisman jismda yutiladi (F_{yu}), qolgani jismdan o‘tadi ($F_{o'}$), ya’ni

$$F_q + F_{yu} + F_{o'} = F \tag{17.2}$$

$F_q/F=\rho$ – jismning nur qaytarish qobiliyati;
$F_{yu}/F=a$ – jismning nur yutish qobiliyati;
$F_{o'}/F=d$ – jismning nur o‘tgazish qobiliyati;
Bu belgilardan foydalanib (17.2) ni quyidagicha yozamiz:

$$\rho + a + \mathrm{d} = 1 \tag{17.3}$$

Nisbatan qalinroq bo‘lgan jismlar uchun $d=0$, u holda (17.3) quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$\rho + a = 1 \qquad (17.4)$$

Tajribalarni ko‘rsatishicha ρ va a ning qiymatlari λ va T larning funksiyasidir

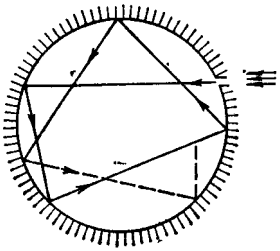
$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1 \qquad (17.5)$$

Umuman, $\rho_{\lambda,T}$ va $a_{\lambda,T}$ larning qiymatlari 0 dan 1 gacha o‘zgaradi,

1) $\rho_{\lambda,T}$ =1, $a_{\lambda,T}$ =0 nur to‘la qaytariladi (absolyut oq jism).

2) $\rho_{\lambda,T}$ =0, $a_{\lambda,T}$ =1 nur to‘la yutiladi (absolyut qora jism).

Tabiatda absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham bo‘lmaydi. Har qanday jism tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Farqi shundaki, ba’zi jismlar ko‘proq qismini yutib ozrog‘ini qaytarsa, boshqa jismlar aksincha ko‘prog‘ini qaytarib, ozrog‘ini yutadi. Masalan, qorakuya uchun λ=0,40÷0,75 mkm sohada $a_{\lambda,T}$ =0,99.

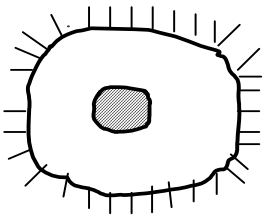


17.1 – rasm.

Nur yutish qobiliyati hamma to‘lqin uzunliklar uchun bir xil va birdan kichik bo‘lgan jism kulrang jism deb ataladi.

$$a_{\lambda,T} = a_T = const < 1 \qquad (17.6)$$

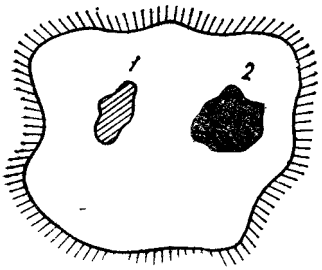
Odatda, o‘zining xussuiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan Mixelson taklif etgan modeldan foydalaniladi (17.1–rasm). Bunday model juda kichik teshigi bo‘lgan berk kovak idishdan iborat. Ixtiyoriy to‘lqin uzunlikdagi nur teshik orqali kovakka kirib qolgach, uning ichki devoridan ko‘p marta qaytib, nur energiyasining bir qismi yutiladi, natijada nur energiyasining juda kichik ulushigina kovakdan qaytib chiqishi mumkin. Shuning uchun bunday modelning nur yutish qobiliyati 1 ga juda yaqin bo‘ladi.



17.2-rasm

Bu modelda nur qaytarish va nur yutish qobiliyatidan tashqari *T* haroratdagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to‘lqinlarning energiyasini ifodalaydigan kattalik – *T* haroratdagi jismning ***nur chiqarish qobiliyati yoki energetik yolqinligi*** (**e$_t$** orqali belgilanadi

va Vt/m^2, (J/m^2s) bilan o‘lchanadi) degan tushuncha kiritiladi. Bundan tashqari, λ to‘lqin uzunlikli, T – haroratdagi jism nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,t}$ dan foydalaniladi. Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,t}$ bilan belgilanadi.



17.3 – rasm.

Issiqlik nurlanishi boshqa turdagi nurlanishlardan o‘zining bir xususiyati bilan farq qiladi. T haroratdagi jism issiqlik o‘tkazmaydigan qobiq bilan o‘ralgan deb faraz qilaylik (17.2 – rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib undan bir yoki bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to‘la yutadi. Qisman yutsa, qolgan qismini yana qobiqqa qaytaradi. Shuning uchun jism vaqt birligi ichida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi va jismning harorati o‘zgarmaydi. Bu holat ***muvozanatli holat*** deyiladi. Shu sababdan issiqlik nurlanishini ***muvozanatli nurlanish*** deb yuritiladi. Endi qobiq ichida 2 ta (17.3 – rasm) bir xil haroratdagi jism bo‘lsin. Agar jismlardan biri ko‘proq yutayotgan bo‘lsa, bu jismning harorati ortib ketadi. Buning evaziga 2 – jismning harorati kamayib ketishi kerak. Lekin bu termodinamikaning 2 – qonuniga ziddir. Aytaylik 1 – jism oddiy, 2 – jism absolyut qora jism bo‘lsin:

nur chiqarish $1\ e_T$; $2\ E_T$
nur yutish a_T ; 1

1 – jism, 2 – jism nurlantirgan energiyaning a_T qismini, ya’ni $a_t E_t$ energiyani yutadi. Demak, 1 – jism uchun $e_t = a_T E_T$, 2 – jism 1 jism chiqargan e_t energiyani va bu jism qaytargan $(1-a_T)E_T$ energiyani yutadi, ya’ni 2 – jism uchun $E_T = e_T + (1-a_T)E_T$.

Bulardan

$$\frac{e_T}{a_T} = E_T \qquad (17.7)$$

Bu Kirxgofning integral qonunidir: har qanday jismning muayyan haroratdagi to‘la nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati o‘zgarmas kattalik bo‘lib, u ayni haroratdagi absolyut qora jismning to‘la nur chiqarish qobiliyatiga teng.

Agar ikkala jism oralig‘iga λ dan $\lambda+d\lambda$ gacha to‘lqin uzunlikdagi nurlanishni o‘tkazib, qolganlarini qaytarib yuborgan filtr joylashtirsak Kirxgofning Differensial qonunini olamiz

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,E}} = E_{\lambda,T} \qquad (17.8)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiyaliyatlarining nisbati bu jismning tabiatiga bog‘liq bo‘lmay, barcha jismlar uchun to‘lqin uzunlik va haroratning universal funksiyasidir va u absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,t}$ ga tengdir.

Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolyut qora jism uchun $E_{\lambda,t}$ ning ko‘rinishini topishdir.

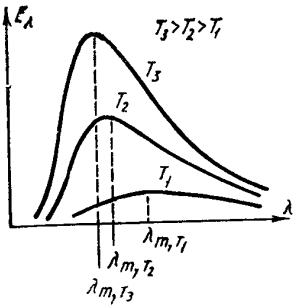
Absolyut qora jismning to‘la nur chiqarish qobiliyati haroratning 4 darajasiga proporsionaldir

$$E_T = \sigma T^4 \qquad (17.9)$$

bunda σ - Stefan – Bolsman doimiysi ($\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ Vt/m^2K^4$) (17.9) ifoda ***Stefan – Bolsman qonuni deb ataladi.***

Bu formulani Stefan tajriba natijalarini tahlil qilish natijasida topdi, lekin xato qilib ixtiyoriy jism uchun o‘rinli deb hisobladi. Bolsman esa bu qonunni termodinamik usul asosida topdi va absolyut qora jism uchun o‘rinli ekanligini ko‘rsatdi. Ba’zi ishlarda bu qonun ixtiyoriy jism uchun o‘rinli ko‘rinishini topishga harakatlar bo‘ldi: $E_T = BT^n$ lekin V ham n ham turli xil haroratlar uchun turlicha bo‘lib chiqaveradi. 17.4-rasmda absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to‘lqin uzunligiga bog‘liqligi (spektral taqsimoti) turli T lar uchun keltirilgan.

1. Unda absolyut qora jism nurlanish spektri uzluksizligi,



17.4 – rasm.

2. Har bir haroratga oid bo‘lgan nurlanishning energetika taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq maksimum bo‘lib, u harorat oshgan sari qisqa to‘lqin sohasiga siljishi ko‘rinib turibdi.

Vinning siljish qonuni deb ataladigan qonun ana shu maksimumlar asosida ta’riflanadi: ***absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumga mos keluvchi λ_m to‘lqin uzunligining***

temperaturaga ko‘paytmasi o‘zgarmas kattalikdir:

$$\lambda_m T = b \qquad (17.10)$$

bunda b – Vin doimiysi, $b = 2{,}898 \cdot 10^3 m \cdot K$ (17.10) dan ko‘rinadiki, T qancha yuqori bo‘lsa, λ_m shuncha kichikroq qiymatga ega bo‘ladi, ya’ni harorat oshgan sari absolyut qora jism nur chiqarish qobilyatining maksimumi qisqa to‘lqin uzunliklar sohasiga siljiydi.

17.4-rasmda grafikni tushuntirish uchun ko‘p urinishlar bo‘lgan. Bulardan Vin termodinamik mulohazalar asosida

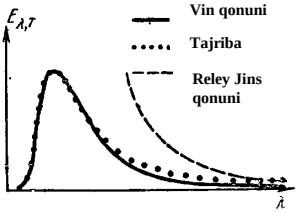
$$E_{\lambda,t} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \qquad (17.11)$$

ifodani hosil qiladi. Bunda α va β - tajribalardan foydalanib tanlanadigan doimiylardir. Vin taklif etgan (17.11) ifoda qisqa to‘lqin uzunliklar sohasida yaxshi mos keladi. Lekin katta to‘lqin uzunliklar sohasida Vin formulasi $E_{\lambda,T}$ uchun tajribadagidan kichikroq qiymatlarni beradi.

Reley va Jins issiqlik nurlanishiga statistik fizika uslublaridan foydalanib absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \qquad (17.12)$$

ifodani topdi. Bu ifoda katta to‘lqin uzunliklar sohasida tajriba bilan mos keladi. Qisqa to‘lqin sohasida $E_{\lambda,T}$ cheksiz katta («ultrabinafshaviy halokat», P. Erenfest) qiymatlarga ega bo‘ladi. Reley-Jins formulasidan. Stefen-Bolsman qonunini keltirib chiqarishga urinishlar ham natija bermadi.



17.5 – rasm.

$$E_T = \int_0^\infty E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty \qquad \textbf{(17.13)}$$

Reley-Jins ifodasi klassik fizika qonunlariga qat’iy amal qilgan holda chiqarilgan bo‘lib, u muhim tajribalar natijalarini tushuntirishga qodir emasligini ko‘rsatadi. Shunda Maks Plank (1900)- bu yerda klassik fizika asosida kamchiliklar bor degan xulosaga keladi va o‘z gipotezasini ilgari surdi: ya’ni **jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida kvantlar sifatida chiqariladi**. Har bir nurlanish kvantining energiyasi:

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \qquad (17.14)$$

ga teng. Bunda $\nu = \frac{c}{\lambda}$ nurlanishning chastotasi h – Plank doimiysi ($h=6,62 \cdot 10^{-34}$ *J.s*). (17.14) ga asosan $\lambda \to 0$ da kvant energiyasi shu darajada ortib ketadiki, natijada jism issiqlik harakatining energiyasi, hatto, bittagina kvant chiqarishga ham yetmaydi va $E_{\lambda,T}$ ning qiymati keskin kamayib ketadi.

Issiqlik nurlanishi uchun Plank:

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda KT}} - 1} \qquad (17.15)$$

formulani chiqardi. ***Bu formula Plank formulasi deb*** ataladi. Bu formula tajribada olingan natijalarni to‘la tushuntiradi va undan absolyut qora jism nurlanishi uchun olingan hamma qonunlar kelib chiqadi. Bundan 1. Stefan-Bolsman qonunini olish uchun (17.15)ni to‘lqin uzunlikning 0 dan ∞ gacha intervalida integrallaymiz:

$$E_T = \int_0^\infty E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda KT}} - 1)} \qquad (17.16)$$

Hisoblashlarni bajarish uchun yangi o‘zgartiruvchilarni kiritaylik:

$$x = \frac{\lambda \kappa T}{hc};\ \lambda = \frac{hc}{\kappa T} x;\ d\lambda = \frac{hc}{\kappa T} dx;$$

Bularni (17.16) ga qo‘ysak:

$$E_T = 2\pi hc^2 \left(\frac{\kappa T}{hc}\right)^4 \int_0^\infty \frac{dx}{x^5 (e^{\frac{1}{X}} - 1)}$$

ifodani hosil qilamiz. Bundagi integral $\pi^4/15$ ga teng. Shuning uchun

$$E_T = \frac{2\pi^5 \kappa^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

Bu ifodada

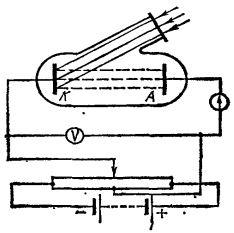
$$\sigma = \frac{2\pi^5 \kappa^4}{15 c^2 h^3} \qquad (17.17)$$

Setefan-Bolsman doimiysidir.

2.Plank formulasidan Vinning siljish qonunini topish uchun maksimumga mos keluvchi λ_m ni topish kerak, buning uchun

$$\frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda} = 0$$

Hosila olib nolga tenglashtirib, olingan tenglamani yechsak,



17.6 – rasm.

$$\lambda_m = \frac{hc}{4{,}97\kappa T}$$

ko‘rinishda bo‘ladi. Bu ifodani

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4{,}97\kappa} \qquad (17.18)$$

shaklga yozib, uning o‘ng tomondagi hadni

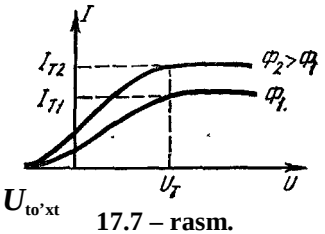
$$в = \frac{hc}{4{,}97\kappa}$$

tenglab hisoblash mumkin.

17.2-§. Fotoeffekt va uning qonunlari

Yorug‘lik ta’sirida jismdan elektronlarning ajralib chiqish hodisasiga fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisani birinchi bo‘lib, 1887 yilda G.Gers kuzatgan. Biroq, uning xossalarini har tomonlama chuqur o‘rgangan va qonunlar yaratgan olim, rus fizigi A.G.Stoletovdir. 1898 yilda Lenard va Tomsonlar fotoeffekt natijasida katoddan ajralib chiquvchi zarralar elektronlardan iborat ekanligini zarralarning magnit maydonida og‘ishga asoslanib aniqladilar.

Fotoeffekt hodisasini kuzatish uchun havosi so‘rib olingan shisha idish ikki metall elektrod-katod va anodlar tashqi ampermetr zanjiriga ulangan (17.6-rasm). O‘tkazilgan tajribalar natijasida 17.7-rasmda tasvirlangan volt-amper xarakteristikasi olingan.



17.7 – rasm.

Fotoeffektning 4 ta asosiy qonuni bor:

1. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug‘likning spektral tarkibi o‘zgarmas bo‘lsa, fototokning to‘yinish qiymati yorug‘lik oqimiga to‘g‘ri proporsional (17.7-rasm).

2. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang‘ich tezliklarining maksimal qiymati yorug‘lik intensivligiga bog‘liq emas. Yorug‘likning to‘lqin uzunligi o‘zgarsa fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o‘zgaradi.

3. Har bir fotokatod uchun biror «qizil chegara» mavjud bo‘lib, undan kattaroq to‘lqin uzunlikli yorug‘lik ta’sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ_k ning qiymati yorug‘lik intensivligiga mutlaqo bog‘liq emas, u faqat fotokatod materialining kimyoviy tabiatiga va sirtining holatiga bog‘liq.

4. Yorug‘likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning hosil bo‘lishi orasida sezilarli vaqt o‘tmaydi.

Fotoeffektning I-qonunini to‘lqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Lekin to‘lqin nazariya 2, 3 va 4 qonunlarni tushuntirishga ojizlik qiladi.

To‘lqin nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to‘lqin uzunlikdagi yorug‘likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyasi ham ortishi kerak edi, ammo fotoelektronlarning energiyasi yorug‘lik intensivligiga mutlaqo bog‘liq emas.

Ikkinchidan, to‘lqin nazariyaga asosan, elektron metalldan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug‘likdan olishi mumkin, ya’ni yorug‘likning to‘lqin uzunligining ahamiyati yo‘q. Faqat yorug‘lik intensivligi yetarlicha katta bo‘lishi lozim. Lekin, to‘lqin uzunligi «qizil chegaradan» katta bo‘lgan yorug‘likning intensivligi har qancha katta bo‘lsa ham, fotoeffekt vujudga kelmaydi. Aksincha, to‘lqin uzunligi «qizil chegaradan» kichik bo‘lgan yorug‘lik intensivligi nihoyatda zaif bo‘lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Ammo zaif intensivlikdagi yorug‘lik tushayotgan taqdirda, to‘lqin nazariyaga asosan yorug‘lik to‘lqinlari tashib kelgan energiyalar hisobiga metalldagi elektron ma’lum miqdordagi energiyani jamg‘arib olishi kerak, chunki bu energiya elektronning metalldan chiqishi (ya’ni chiqish ishi A_{ch}) uchun yetarli bo‘lgandagina fotoeffekt sodir bo‘ladi. Hisoblashlarning ko‘rsatishicha intensivligi juda kam bo‘lgan yorug‘likdan A_{ch} ga yetarli energiyani elektron jamg‘arib olishi uchun soatlab ba’zan sutkalab vaqt kerak bo‘ladi. Tajribalarda esa metallga yorug‘likning tushishi va fotoelektronlarning vujudga kelishi orasida 10^{-9} *s* vaqt o‘tadi, xolos.

Demak, yorug‘likning to‘lqin nazariyasi va fotoeffekt orasida yuqorida bayon qilingan mos kelmasliklar mavjud. Bu kamchiliklarning sabablarini aniqlash uchun 1905 yilda A.Eynshteyn yorug‘likni kvant nazariyasini taklif qildi. Eynshteyn Plank nazariyasini yorug‘likka nisbatan qo‘llab, yorug‘lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug‘lik energiyasining tarqalishi ham, yutilishi ham, kvantlashgan bo‘lishini ta’kidladi.

Bunda yorug‘lik fotonlar (yorug‘lk zarralari) sifatida qaraladi. $h\nu$ energiyaga ega bo‘lgan foton o‘z energiyasini metalldagi elektronga beradi. Agar bu energiya yetarlicha katta bo‘lsa, metalldan elektron ajralib chiqadi. Energiyaning qolgan qismi esa metalldan tashqariga chiqib olgan elektronlarning maksimal kinetik energiyasi sifatida namoyon bo‘ladi. Buni

$$h\nu = A_{ch} + \frac{m\upsilon_{maks}^2}{2} \qquad (17.19)$$

ko‘rinishda ifodalash mumkin. ***Bu tenglama Eynshteyn tenglamasi deb ataladi.*** Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan «qizil chegara» uchun (17.19) ga asosan, elektronning metalldan chiqish ishning qiymatiga teng, ya’ni:

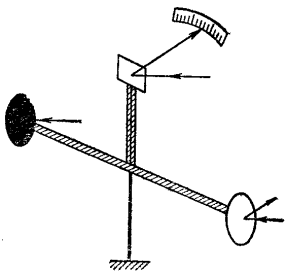
$$h\nu_к = A_{ch} \qquad (17.20)$$

Bu tenglama fotoeffektning «qizil chegara»sini aniqlaydi.

Foton. Foton energiyasi $\varepsilon = h\nu$ energiya va massaning ekvivalentlik qonuni $w = mc^2$ dan foydalanib foton massasi uchun quyidagini yozamiz:

$$m_F = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \qquad (17.21)$$

Yorug‘lik fotonining boshqa zarralardan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundan iboratki, foton tinchlikdagi massaga ega emas. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo‘lib, uning tezligi yorug‘lik tezligiga teng.

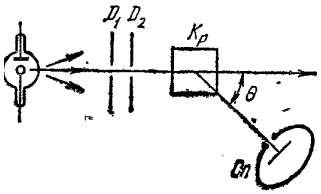


17.8 – rasm.

Har qanday harakatlanayotgan zarra kabi foton ham impulsga ega bo‘ladi:

$$P_F = m_F c = \frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c} \qquad (17.22)$$

Shunday qilib, barcha zarralar kabi foton ham energiya ($\varepsilon = h\nu$) massa ($m_F = h\nu/c^2$) va impuls ($\beta_F = h\nu/c$) bilan xarakterlanadi.



17.9 – rasm.

Yorug‘lik bosimi. Maksvell nazariyasiga binoan jism sirtiga tushayotgan har qanday elektro magnit to‘lqin jismga bosim beradi:

$$P = w(1+\rho) \qquad (17.23)$$

bu yerda w – sirtiga tushatyogan yorug‘lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi, ρ - sirtning yorug‘lik qaytarish koeffitsienti. Yorug‘lik bosimini birinchi bo‘lib, 1900 yilda P.N.Lebedev tajribada aniqladi: yengilgina buriladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikkinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan (17.8-rasm).

Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish natijasida hosil bo‘ladigan parrakning buralishlari taqqoslanadi. Yaltiroq sirt uchun $\rho=1$. Shuning uchun $P_{ya} = w(1+\rho) = 2w$.

Yorug‘likni to‘la yutuvchi qoraytirilgan sirt uchun $\rho=0$ natijada $P_q = w(1+\rho) = w$ nisbati

$$\frac{P_{ya}}{P_q} = 2 \qquad (17.24)$$

Tajriba bu natijani tasdiqladi.

Yorug‘lik bosimini kvant tasavvurlar asosida ham tushuntirish mumkin.

Kompton effekti. Yorug‘likning korpuskulyar xossalari Kompton effektida yorqin namoyon bo‘ladi. 1923 yilda Amerikalik fizik Kompton yengil atomli moddalarda monoxromatik rentgen nurlarining sochilishini o‘rganayotib sochilgan nurlanish tarkibida birlamchi to‘lqin uzunlikli nurlanish bilan birga kattaroq to‘lqin uzunlikli nurlanish borligini aniqladi. Tajribalar $\Delta\lambda=\lambda^1-\lambda$ farq tashuvchi nurlanishning to‘lqin uzunligi λ, sochuvchi jismga bog‘liq bo‘lmay, faqat sochilish burchagi θ ga bog‘liqligini ko‘rsatadi:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2K\sin^2\frac{\Theta}{2} \qquad (17.25)$$

bundagi ***K – kompton doimiysi deb ataladi*** va $K=2{,}41 \cdot 10^{-12}m$ teng. 17.9-rasmda ko‘rsatilgan D_1, D_2 diofragmalardan o‘tgan ingichka rentgen nurlari K_r kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish yo‘nalishida $(\theta=0)\lambda$ o‘zgarmaydi, boshqa yo‘nalishlarda $\Delta\lambda \sim sin^2\,\theta/2$.

Shunday qilib, Kompton effekti deb nurlanish (rentgen, γ- nurlanish) moddaning erkin elektronlarida sochilishi natijasida to‘lqin uzunligining ortishiga aytiladi.

To‘lqin nazariya nuqtai nazaridan bu hodisani tushuntirib bo‘lmaydi. Elektron yorug‘lik to‘lqinni ta’sirida shu chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to‘lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtai nazariga ko‘ra rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan ta’sirlashganda yuqoridagi ifoda hosil bo‘ladi $K=h/m_0c$. Hisob kitoblar K uchun yuqoridagi son qiymatini, ya’ni h, m_0 va s larning qiymatlaridan foydalanib, $K=2{,}426 \cdot 10^{-12}$ m hosil bo‘ladi. Demak, nazariy ($K=h/m_0c$, ya’ni $\Delta\lambda = 2\frac{h}{m_0 c}\sin^2\frac{\Theta}{2}$) ifoda va (17.25) munosabat mos kelib, fotonlarning mavjudligini isbotlovchi dalil bo‘lib xizmat qiladi.

Savollar

1. Absolyut qora jism nurlanishidagi asosiy qonuniyatlarni izohlab bering.
2. Qora jism nurlanishida energiyaning to‘lqin uzunliklari bo‘yicha taqsimot egriligining maksimumi temperaturaga qanday bog‘langan?
3. Plank gipotezasi nimadan iborat? Kvant nazariyasining klassik nazariyasidan asosiy farqi nimada?
4. Kvantlar gipotezasini qaysi hodisalar tasdiqlaydi?
5. Foton qanday xossalarga ega?
6. Fotoeffektning asosiy qonunlarini ayting va ularni kvant tassavurlar asosida tushuntirib bering.
7. Fotoeffektning «qizil chegarasi» nima?
8. Fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladigan Eynshteyn tenglamasi ifodasini yozing.
9. Kompton tajribasining g‘oyasini, eksperimental qurilmasi sxemasini va natijalarini tushuntiring.

Masalalar

64-masala. Qora jism nurlanish spektrida energiyaning maksimal qiymatiga to‘g‘ri kelgan to‘lqin uzunligi λ_0=0,58 mkm. Jism sirtining R_e energetik yorituvchanligini aniqlang.

Berilgan: $\lambda_0 = 0{,}58\,m\,km$

$R_e \sim ?$

Yechish: Stefan-Bolsman qonuniga ko‘ra absolyut qora jismning energetik yorituvchanligi T termodinamik temperaturaning to‘rtinchi darajasiga proporsional va u quyidagicha ifodalanadi:

$$R_e = \sigma T^4 \ , \qquad (1)$$

bunda σ - Stefan-Bolsman doimiysi, T – termodinamik temperatura. Vinning siljishi qonuni yordamida temperatura T ni hisoblash mumkin:

$$\lambda_0 = v/T \ , \qquad (2)$$

bunda ß – Vin doimiysi. (2) va (1) formuladan foydalanib

$$R_e = \sigma(ß/\lambda_0)^4$$

formulani hosil qilamiz. Hisoblaymiz:

$$R_e = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{2{,}90 \cdot 10^{-3}}{5{,}8 \cdot 10^{-7}} \right)^4 V_t / m^2 = 3{,}54 \cdot 10^7 \, V_t / m^2 \ .$$
$$= 35 \cdot 4 \, M \, V_t / m^2$$

65-masala. Nur chiqarishi sababli Yer o‘z sirtining har bir kvadrat metr sirtidan 1s da o‘rtacha 91 J energiya yo‘qotadi. Yerni absolyut qora jism deb qabul qilib, sirtning o‘rtacha temperaturasi Tni va nurlanayotgan energiya maksimumiga to‘g‘ri kelgan to‘lqin uzunlik λ_m ni aniqlang.

Berilgan:
$$t = 1s$$
$$W = 91 J$$
$$T \sim ? \quad \lambda_m \sim ?$$

Yechish: Stefan-Bolsman qonuni asosan

$$E_T = \sigma T^4,$$

bunda E_t=91 J/(m^2.s) – Yerning nur chiqarish qobiliyati, σ - Stefan-Bolsman doimiysi. U vaqtda

$$T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{91}{5{,}67 \cdot 10^{-8}}} = 200K = -73^0 C \ .$$

Vin qonuni (17.10) ga muvofiq

$$\lambda_t T = b \ ,$$

bunda *b* – Vin doimiysi. Shuning uchun:

$$\lambda_m = \frac{b}{T} = \frac{2{,}898 \cdot 10^{-3}}{200} = 1{,}45 \cdot 10^{-5}\,м = 14{,}5\,mkm.$$

Shunday qilib, Yer nur chiqarish qobiliyatining maksimumi spektrning uzun to‘lqin (infraqizil) qismiga to‘g‘ri keladi.

66-masala. Seziy to‘lqin uzunligi λ=400 nm bo‘lgan binafsha nur bilan yoritilganda uning sirtidan uchib chiqqan elektronlarning kinetik energiyasi W_k va tezligi ν topilsin. Seziydan elektronning chiqish ishi $A=1{,}7\cdot10^{-19}$ J ga, yorug‘likning tarqalish tezligi $C=3\cdot10^{8}$ m/s ga va Plank doimiysi $h=6{,}625\cdot10^{-34}$ J.s. ga va elektronning massasi $m=9{,}1\cdot10^{-31}$ kg ga teng.

Berilgan: $\lambda = 400\,nm = 4\cdot10^{-7}\,m,\ \ A = 1{,}7\cdot10^{-19}\,J,$

$$\frac{c = 3\cdot10^{8}\,m/s,\ \ h = 6{,}625\cdot10^{-34}\,J,s.}{W_к\ \sim ?\quad \vartheta \sim ?}$$

Yechish: Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasini yozamiz:

$$h\nu = \frac{m\vartheta^2}{2} + A \quad \text{yoki} \quad \frac{m\vartheta^2}{2} = h\nu - A,$$

bunda $\nu = \frac{c}{\lambda}$ teng, u holda

$$W_к = \frac{hc}{\lambda} - A = \frac{6{,}625\cdot10^{-34}\ 3\cdot10^{8}}{4\cdot10^{-7}} - 1{,}7\cdot10^{-19} = 5\cdot10^{-9}\,J.$$

Fotoelektronning W_K kinetik energiyasini bilgan holda uning V tezligini hisoblaymiz:

$$V = \sqrt{\frac{2W_к}{m}} = \sqrt{\frac{2{,}5\cdot10^{-9}}{9{,}1\cdot10^{-31}}} = \sqrt{1{,}1\cdot10^{12}} = 1{,}05\cdot10^{6}\,m/s.$$

67-masala. Elektronning chiqish ishi $A=3{,}6\cdot10^{-19}$ J bo‘lgan Kaliy uchun fotoeffekt «qizil chegarasi»ga mos kelgan to‘lqin uzunligi λ_0 topilsin. Yorug‘lik tarqalish tezligi $C=3\cdot10^{8}$ m/s va Plank doimiysi $h=6{,}625\cdot10^{-34}$ J.s.

Berilgan: $\dfrac{A = 3{,}6 \cdot 10^{-19}\ J,\quad c = 3 \cdot 10^{8}\ m/s,\ h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}\ J.s.}{\lambda_0 \sim ?}$

Yechish: Fotoeffektning «qizil chegarasi»ga mos kelgan fotonning energiyasi $\varepsilon = h\nu_0$ elektronning metaldan chiqish ishi A ga sarf bo‘ladi, ya’ni:

$$h\nu_0 = A$$

bunda $\nu_0 = \dfrac{c}{\lambda_0}$ bo‘lganligi uchun $\dfrac{hc}{\lambda_0}$ =A bo‘lib, undan λ_0 ni topib, hisoblaylik:

$$\lambda_0 = \frac{hc}{A} = \frac{6{,}625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^{8}}{3{,}6 \cdot 10^{-19}} = 5{,}096 \cdot 10^{-7}\ m.$$

68-masala. Kompton hodisasi tufayli erkin elektron bilan to‘qnashgan foton $\theta = 90^0$ burchakka sochilgan. Sochilgan fotonning energiyasi $\varepsilon_2 = 0{,}4$ MeV. Fotonning sochilgunga qadar bo‘lgan energiyasi ε_1 ni aniqlang.

Berilgan: $\dfrac{\theta = 90^0,\ \ \varepsilon_2 = 0{,}4\text{MeV}}{\varepsilon_1 \sim ?}$

Yechish: Fotonning dastlabki energiyasini aniqlash uchun Kompton formulasidan foydalanamiz:

$$\Delta\lambda = 2\frac{h}{m_0 c}\sin^2\frac{\theta}{2}, \qquad (1)$$

bunda $\Delta\lambda$ - erkin elektrondan sochilishi tufayli foton to‘lqin uzunligining o‘zgarishi; h – Plank doimiysi; m_0 – elektronning tinch holatdagi massasi; s – yorug‘likning vakuumdagi tezligi; θ - fotonning sochilish burchagi. (1) formulani quyidagicha ifodalaymiz: a) $\Delta\lambda$ ni $\lambda_2 - \lambda_1$ ga almashtiramiz; b) $\varepsilon = hc/\lambda$ formuladan foydalanib, λ_1 va λ_2 to‘lqin uzunliklarni mos ravishda fotonning ε_1 va ε_2 energiyalari bilan ifodalaymiz. U holda (1), a) va b) lardan foydalanib quyidagini topamiz:

$$22\frac{hc}{E_2}-\frac{hc}{E_1}=\frac{hc}{m_0c^2}2\sin^2\frac{\theta}{2}$$

hc ga qisqartirib, bu formuladan izlanayotgan ε_1 energiyani topamiz:

$$\mathrm{E}_1=\frac{\varepsilon_2 m_0c^2}{m_0c^2-\varepsilon_2\,2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}=\frac{\varepsilon_2 E_0}{E_0-\varepsilon_2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \qquad (2)$$

bunda $E_0=m_0c$ – elektronning tinch holatdagi energiyasi. (2) formula bo‘yicha hisoblashlarni sistemaga kirmagan birliklarda bajarish qulay. Elektron uchun E_0=0,511 MeV bo‘lgani uchun

$$\varepsilon_1=\frac{0{,}4\cdot 0{,}511}{0{,}511-2\cdot 0{,}4\cdot\sin^2\left(\frac{90}{2}\right)}MeV=1{,}85\,MeV.$$

Mustaqil yozish uchun masalalar

197. Absolyut qora jismning nurlanish quvvati N=34 kVt. Jism sirti S=0,6m^2 bo‘lsa, uning temperaturasini aniqlang.

$$\left(E=\frac{dw}{ds\cdot dt}=\frac{dNat}{ds}-\frac{dN}{ds};\ T=\sqrt{\frac{E}{\sigma}}=1000K\right)$$

198. Agar absolyut qora jism yorqinligining maksimal spektral zichligi r_λ=4840A^0 to‘lqin uzunlikka to‘g‘ri keladigan bo‘lsa, absolyut qora jism t= 1s da S=1sm^2 sirtdan qancha energiya chiqaradi?

(W=7.35·10^3 J)

199. Qora jismning energetik yorituvchanligi E=10kVt/m^2 bo‘ladigan harorati T aniqlansin.

(T=648K)

200. Agar pechning harorati T=1,2kK bo‘lsa, yuzasi S=8sm^2 bo‘lgan eritish pechining tuynugidan t=1min. vaqtda sochiladigan W energiya aniqlansin.

(W=3.65kJ)

201. Sirius yulduzinig yuqori qatlamlaridagi harorat T=10kK. Shu yulduzning S=1km^2 yuzali sirtidan sochilayotgan energiya oqimi ϕ_e aniqlansin.

(ϕ_e=56,7GVt)

202. Shartli ravishda Yerni T=280K haroratda nur sochayotgan kulrang jism sifatida qabul qilish mumkin. Agar Yer sirtining energetik yorituvchanligi E=325kJ/(m^2·soat) bo‘lsa, Yerning issiqlik nurlanish energiyasi W aniqlansin.

(W= E/(bT^4)=0,267)

203. t=0^0 C haroratda qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(E_{\lambda,t})_{max}$ qanday to‘lqin uzunligiga mos keladi?

[(C=1.30·10^{-5} Vt/mT^5;$(E_{\lambda,t})_{max}$=CT^5=10,6mkm]

204. Qora jismning termodinamik harorati T ikki marta ortganida energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumiga to‘g‘ri keluvchi λ_m to‘lqin uzunligi $\Delta\lambda$=400nm ga kamayyadi. Boshlang‘ich va oxirgi harorat T_1 va T_2 lar aniqlansin.

(T_1=3,62kK; T_2=7,24kK)

205. Agar natriy uchun fotoeffektning qizil chegarasi λ_q=500 nm bo‘lsa, elekronlarning natriydan chiqish ishi A aniqlansin.

(A=2,49eV)

206. Agar fotoeffektning qizil chegarasi λ_q=307 nm va fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi W_{max}=1eV bo‘lsa, foton energiyasining qanday xissasi fotoelektronni urib chiqarishga sarflangan?

$$\left(\frac{W}{W_{max}} = 0.8\ qismi\right)$$

207. Nurlanishning tik turishida yorug‘likning bosimi P=10mkPa bo‘lsa, yarqiroq sirtga tushayotgan nurlanish energiya oqimining sirtiy zichligi ρ_f aniqlansin.

$$\left(\rho_f = \frac{pc \cdot s}{(p+1)s} = 1{,}5\frac{\kappa V_t}{m^2}\right)$$

208. Agar sochilishda to‘lqin uzunligining o‘zgarishi $\Delta\lambda$=3.62nm bo‘lsa, erkin elektron bilan to‘qnashgan fotonning sochilish burchagi θ aniqlansin.

(θ=120^0 yoki 240^0)

6. ATOM MOLEKULA VA QATTIQ JISMLAR KVANT FIZIKASI

XVIII - BOB. ATOM TUZILISHINING BOR NAZARIYASI

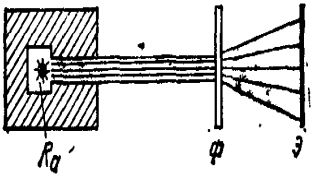
18.1 - §. Atomning Rezerford modeli

Uzoq tarixdan ma'lumki, bizning ongimizdan tashqarida yashayotgan ob'yektiv borliq, ya'ni materiya atomlardan tashkil topgan. O'sha davrda atomga materiyaning bo'linmas eng kichik zarrasi deb qaralgan edi. Shuning uchun ham atom grekcha «atomos» so'zidan olingan bo'lib, «bo'linmas» degan ma'noni anglatadi.

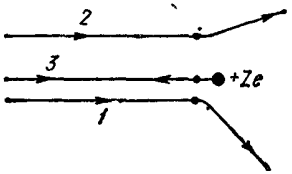
XIX asr oxiriga kelib atomning murakkab tuzilganligi tajribalardan ayon bo'lib qoldi. Ayniqsa, bu 1896 yilda fransuz olimi A.Bekkerl uran tuzlari qandaydir noma'lum nurlanish manbai ekanligini aniqlagandan so'ng yaqqol bo'lib qoldi. Bu nurlanish keyinchalik radioaktiv nurlanish nomini oldi. Radioaktiv nurlanish atom tarkibiga musbat va manfiy zaryadlangan zarralar kirishi mumkinligini ko'rsatdi. Atomning tuzilishi haqidagi birinchi atom modelini 1904 yilda ingliz olimi J.J.Tomson (1856-1940) yaratdi. Bu modelga binoan atom shar shaklida bo'lib, uning butun hajmida zaryadlar bir tekis taqsimlangan. Shu musbat zaryadlar orasida elektronlar ham joylashgan bo'lib, ularning soni musbat zaryadlar soniga teng bo'lgani uchun atom neytral hisoblanadi. Elektron muvozanat vaziyatidan siljiganda uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi elastik kuchga o'xshash kuch hosil bo'ladi. Shu kuch ta'sirida elektron garmonik tebranma harakat qiladi. Maksvell elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan elektron atomda tebranma harakat qilgani uchun atom monoxromatik elektromagnit to'lqin sochadi. Bu elektromagnit to'lqin chastotasi elektronning tebranish chastotasiga to'g'ri keladi. Tomson shu atom modeli bilan atomning nurlanish spektri chiziqli bo'lishini tushuntirib berdi. G.N.Lorens, Tomsonning bu atom modeli asosida yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini yaratdi. Bu nazariya normal va anomal dispersiyalarini tushuntirib berdi. O'z vaqtida Tomson modeli fizikada muhim rol o'ynaydi. Ammo bu model uzoq yashamadi. Ingliz olimi Rezerfordning radioaktiv moddalardan chiquvchi α- zarrachalarini yupqa metal qatlamidan o'tganda sochilishini o'rganib, 1911 yilda atom tuzilishining yangi modelini yaratdi. α - zarrachalar bilan ta'sirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish

uchun oldin α - zarrachaning o‘zini tabiatini bilish kerak. Shuning uchun Rezerford α - zarrachani zaryadini massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan α - zarrachalarini Faradey silindriga to‘plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo‘lib, ikki elektron zaryadiga teng ekanligini aniqladi.

α - zarrachalarni magnit maydonida og‘ishiga qarab, 4 ta vodorod atomi massasiga, ya’ni geliy atomini massasiga tengligi aniqlandi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan α - zarrachalarining tezligi *10 m/s* atrofida bo‘lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford α - zarrachalar yo‘liga kichkina yumaloq tirqishli to‘siq qo‘yib, tirqishdan α - zarrachalar dastasini qalinligi 1 *mkm* ga yaqin bo‘lgan oltin yaprog‘i (folga) tomon yo‘naltirdi. Rezeford tajribasining sxemasi 18.1-rasmda tasvirlangan. Qo‘rg‘oshin bo‘lagini ichidagi kichik bo‘shliqda radioaktiv manba – radiy joylashtirilgan, manbadan barcha



18.1 – rasm.



18.2 – rasm.

yo‘nalishlarda alfa zarrachalar chiqadi. Lekin qo‘rg‘oshindagi tirqish yo‘nalishidan boshqa barcha yo‘nalishlarda alfa zarrachalar yutiladi. Tirqishdan chiqqan α -zarrachalar dastasi *F* oltin yaproqqa perpendikulyar ravishda tushadi. Yaprog‘dan o‘tgan zarrachalar fluoressensiyalanuvchi qatlam bilan qoplangan (*E*) ekranga tushgan nuqtalarda chaqmoqchalar vujudga keladi. Bu chaqmoqchalarni kuzatish asosida α -zarrachalarning yaprog‘dan o‘tish jarayonidagi sochilish to‘g‘risida axborot olindi. Kuzatuvchilarning ko‘rsatishicha α-zarrachaning aksariyati o‘z yo‘nalishlarini o‘zgartirmaydi yoki juda kichik burchaklarga og‘adi. Lekin zarralarning bir qismi yetarlicha katta burchaklarga og‘adi. Hatto orqasiga qaytgan α -zarrachalar ham kuzatilgan (18.2-rasm). Tajriba natijalarini tushuntirish uchun Rezerford atom tuzulishini quyidagicha faraz qildi: ***atomning nihoyat kichik sohasida musbat zaryad joylashgan, uning atrofidagi atomning barcha sohasi esa manfiy zaryadli elektronlar bulutidan iborat bo‘lib, bu elektronlarning to‘liq zaryadi musbat zaryadga miqdoran teng.***

Atom markaziga yaqinroq masofadan o‘tayotgan α-zarracha (18.2-rasmda *1* deb belgilangan) markazdan uzoqroq masofadan o‘tayotgan α -zarracha (rasmda 2 deb belgilangan)ga nisbatan kattaroq burchakka og‘adi, chunki α -zarracha bilan atom markazi orasidagi Kulon itarish kuchi masofaga teskari proporsionaldir. To‘ppa to‘g‘ri markaz tomon kelayotgan alfa-zarracha (rasmda 3 deb belgilangan) esa kulon kuchi ta’sirida sekinlashib to‘xtaydi, so‘ng orqasiga qaytadi.

Rezerford yuqoridagi tajriba natijalari asosida atomning **yadro modelini** yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadlangan **yadro** (**«mag‘iz»** degan ma’noni anglatadi) joylashgan. Yadro bilan elektronlar o‘zaro ta’sirlashishi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo‘ylab aylanma harakat qiladilar. Yadro kuchlari maydoni markazga intilma kuch vazifasini bajaradi. Yadro atrofida aylanayotgan elektron uchun Nyutonning III qonuni quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{m_e \upsilon^2}{r} \qquad (18.1)$$

bu yerda υ-elektronning orbitadagi tezligi, *e* – elektron zaryadi, *r* - orbita radiusi. Elektronlarning umumiy zaryadi, yadrodagi musbat zaryadlarning umumiy zaryadiga teng bo‘lgani uchun atom elektr zaryadiga ega emas.

Rezerford tajribaga va atom yadro modeliga asoslanib atom zaryadini va o‘lchamini aniqlashga muvaffaq bo‘ldi. Yadroning zaryadi elektron zaryadiga karrali bo‘lib,

$$q = +Ze$$

ekanligi aniqlandi. Bu yerda *Z* – elementning Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford ana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o‘rni Mendeleyev ko‘rsatganidek, uning atom massasi bilan emas, balki yadro zaryadi bilan aniqlanadi. Rezerford ayrim elementlarning davriy sistemadagi o‘rniga tuzatishlar kiritdi, ya’ni ularning tartib raqamlarini o‘zgartiradi. Rezerford tadqiqotlari yadro o‘lchami ($\sim 10^{-13}$ *sm*) ni aniqlashga imkon berdi.

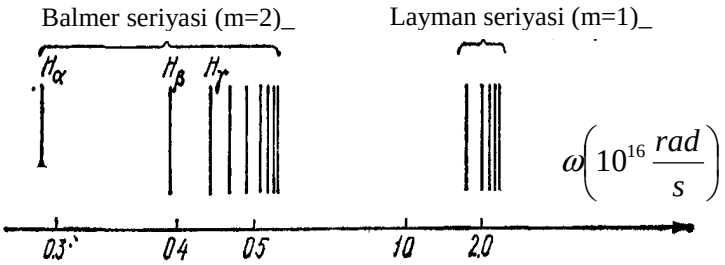
Ammo atom tuzilishi to‘g‘risidagi Rezerford modeli klassik fizika qonunlari doirasida joylashmaydi. Bu model yadro atrofida aylanayotgan elektronning orbitasi nima sababdan turg‘un ekanligiga ham javob bera olmaydi. Elektron yadro atrofida aylanar ekan ma’lum tezlanishga ega bo‘ladi, shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Bunday nurlanish energiyaning uzluksiz kamayib

borishi bilan birgalikda sodir bo‘lganidan, elektron spiral bo‘ylab harakatlanib, asta – sekin yadroga yaqinlashib borishi va oxiri yadroga tushushi lozim. Elektron yadroga yaqinlashgan sari, elektronning aylanish chastotasi shu bilan birga elektromagnit nurlanish chastotasi ham uzluksiz o‘zgara borishi kerak. Bu klassik fizika nuqtai nazaridan atom tutash nurlanish spektrini beradigan ***turg‘unmas*** (uzoq yashamaydigan) sistemadan iborat degan fikrni tug‘diradi. Ma’lumki, bunday hol kuzatilmaydi, atom turg‘unligicha qoladi. Atom sochilayotgan yorug‘lik spektri ham uzluksiz bo‘lmay, balki chiziqlidir. Bunday chiziqli spektrga misol qilib vodorod atomi spektrini olish mumkin. Atomlar spektri nima sababdan chiziqli bo‘lishini ham Rezerford atom yadro modeli tushuntirib bera olmaydi. Demak, klassik mexanika va elektrodinamikaga asoslanib yaratilgan Rezerford atom nazariyasi atom ichida sodir bo‘ladigan jarayonlarni tushuntirishga ojiz ekan. Shundan keyin daniyalik fizik Nils Bor M.Plankning kvant energiyasi haqidagi ta’limotini va tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektral seriyalarini o‘rganib, atom tuzilishining yangi nazariyasini yaratdi.

18.2-§. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar

Atom tuzilishini o‘rganishda 1860 yilda nemis olimlari G.Kirxgof (1824-1887) va R.Bunzen (1840-1898)lar tomonidan yaratilgan spektral analiz usuli muhim rol o‘ynaydi.

1885 yilda Shveytsariyalik maktab fizika o‘qituvchisi Balmer ko‘zga ko‘rinadigan sohada vodorod atomining spektral chiziqlarining joylashish vaziyatida ma’lum qonuniyat borligini sezdi. Balmerning aniqlashicha, to‘lqin uzunlikni kamayishi bilan ular orasidagi masofa



18.3 – rasm.

ham kamayib borar ekan.

Vodorod atomi nurlanishning spektrini o‘rganish natijasida spektrdagi chiziqlar tartibsiz emas, balki guruhlar tarzida (bu guruhlarni chiziqlar seriyalari deb atash odat bo‘lgan) ma’lum qonuniyat bilan joylashganligi aniqlanadi. 18.3-rasmda vodorod atomi spektrining ko‘rinuvchan va ultrabinafsha qismlari tasvirlangan. Vodorod atomi spektridagi barcha chiziqlar chastotalarini quyidagi umumiylashgan Balmer formulasi bilan ifodalasa bo‘ladi:

$$\omega = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (18.2)$$

(18.2) formuladagi R – Ridberg doimiysi deb ataladi, uning qiymati $2{,}07 \cdot 10^{16}$ *rad/s* ga teng. m ning qiymati esa Layman seriyasi uchun 1, Balmer seriyasi uchun 2, Pashen seriyasi uchun 3, Breket seriyasi uchun 4, Pfund seriyasi uchun 5 ga teng. Ayrim seriyalardagi chiziqlarning chastotalari (18.2) ifodaga $n=m+1$; $m+2$; $m+3$;……qiymatlarni qo‘yish natijasida vujudga keltiriladi. Masalan, Balmer seriyasi uchun $m=2$. Shuning uchun $n=3;4;5;$……. qiymatlarga mos ravishda 18.3-rasmda tasvirlangan N_α, N_β, N_γ chiziqlarning chastotalari hosil bo‘ladi. N_α chiziq qizil rangga ega, N_β chiziq havo rang, N_γ chiziq ko‘k rangga mos keladi. Bu seriyaning qolgan qismlari spektrning ultrabinafsha qismida yotadi.

Atomlarning nurlanish (va nur yutish) spektrlarining chiziqli xarakteri atomning energiyani istalgan miqdorda emas, balki aniq porsiyalar-kvantlaridagina chiqarishini yoki yutishini bildiradi. Bundan shu kelib chiqadiki, atom aniq (diskret) energetik holatlardagina bo‘la oladi; atom bir energetik holatdan boshqa energetik holatga o‘tishda boshlang‘ich va oxirgi holatlardagi energiyalarning ayirmasiga teng kvant energiyani nurlantirishi yoki yutishi mumkin.

18.3-§. Bor postulatlari

Atomning energetik holatlarining diskretligi to‘g‘risidagi tasavvurga tayanib, N.Bor 1913 yilda Rezerfordning atom modeliga o‘sha vaqtda tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektri va nurlanish kvanti tushunchalarini mohirlik bilan umumlashtirib, atomning yangi nazariyasini yaratdi. Bor bu nazariyani yaratishda absolyut qora jismning nurlanishini tushuntirib bergan Plankning energiya kvanti haqidagi gipotezasini atomdagi elektronlarga tadbiq etib, elektronlar ixtiyoriy orbitalarda aylanmasdan faqat ruxsat etilgan orbitalar bo‘yicha aylanadilar degan xulosaga keldi. Bunday xulosa natijasida u atom

spektrining chiziqli bo‘lishi sababini osongina tushuntirib berdi. Bundan tashqari, Bor elektronning ruxsat etilgan orbitalar radiuslarining ham qanday aniqlanishini topdi. Bor o‘zining atom nazariyasiga isbotsiz qabul qilinuvchi uch postulotni asos qilib oldi. Bu postulotlar quyidagicha ta’riflanadi.

I postulat. Atom yetarlicha uzoq vaqt turg‘un holatlarda bo‘lishi mumkin, bu holatlardagi atom energiyasining qiymatlari W_1, W_2, W_3,…..,W_n diskret qatorni tashkil etadi. Atom ana shu turg‘un holatlarini birida bo‘lishi mumkin xolos. Atomning turg‘un holatiga elektronning turg‘un orbitalarda aylanishi mos keladi. Elektronlar turg‘un orbitalarda aylanganda atom yorug‘lik sochmaydi va yutmaydi.

II postulat. Atomdagi elektron ixtiyoriy orbitalar bo‘ylab aylanmasdan impuls momenti Plank doimiysiga karrali bo‘lgan orbitalar bo‘ylab aylanadilar:

$$L_n = m_e \upsilon r_n = n\hbar \qquad (18.3)$$

bu yerda $n=1,2,3,…..$, qiymatlarni oladi. U elektronning orbita tartib raqamini ko‘rsatadi, m_e - elektronning massasi, υ- elektronning orbita bo‘ylab harakatidagi chiziqli tezligi, r_n- orbita radiusi, $\hbar=h/2\pi=1,055\cdot10^{-34}$ $J\cdot s$.

III postulat. Atom energiyasi W_n bo‘lgan bir turg‘un holatdan energiyasi W_m bo‘lgan ikkinchi turg‘un holatga o‘tganda energiyaning bitta kvanti chiqariladi yoki yutiladi. Bu kvantning chastotasi quyidagi

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} \qquad (18.4)$$

munosabat bilan aniqlanadi. $W_m<W_n$ shart bajarilsa, kvant nurlantiriladi, $W_m > W_n$ bo‘lganda esa kvant yutiladi.

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushsa, atom yorug‘lik kvanti sochadi. Elektron kuyi orbitadan yuqori orbitaga chiqishi uchun esa tashqaridan yorug‘lik kvanti yutadi.

Masalan, elektron energiyasi katta bo‘lgan 2 – orbitadan, energiyasi kichik bo‘lgan 1 - orbitaga tushganda atomdan sochilgan yorug‘lik kvanti energiyasi elektronni orbitadagi energiyalarining ayirmasiga teng:

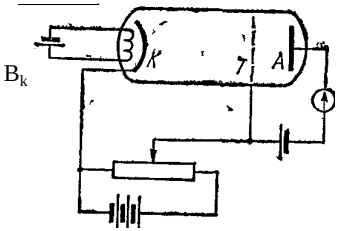
$$h\nu = W_2 - W_1$$

sochilgan yorug‘lik chastotasi $\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$ bo‘ladi.

18.4-§. D.Frank va G.Gers tajribasi

Nemis fiziklari D.Frank va G.Gers tomonidan 1914 yilda amalga oshirilgan tajriba atomdagi turg‘un holatlarni, ya’ni diskret energetik sathlarning mavjudligini tasdiqladi. Bu tajribaning sxemasi 18.4-rasmda tasvirlangan. Bunda havosi surib olingan shisha idish ichiga 13Pa bosim ostida simobning bug‘lari qamalib, idishning ikki chetiga katod (*K*) va anod (*A*) joylashtirilgan. Katod bilan Anod orasiga metall to‘r (*T*) elektrod o‘rnatilgan.

Qizdirilgan katoddan uchib chiqqan termoelektronlar katod bilan to‘r oralig‘idagi elektr maydon ta’sirida tezlatiladi. Katod va to‘r orasidagi potensiallar farqi U bo‘lsa, to‘rdan o‘tayotgan elektronning energiyasi *eU* bo‘ladi. To‘r bilan anod orasiga elektronlarni to‘xtatuvchi uncha katta bo‘lmagan (-0,5*V*) *Ug* manfiy kuchlanish beriladi. Agar elektron katod va to‘r oralig‘ida simob atomi bilan noelastik to‘qnashmasa, u bemalol bu kuchsiz maydonni yengib anodga yetib keladi.



18.4 – rasm.

18.5 – rasm.

Aksincha, simob atomi bilan noelastik to‘qnashsa energiyasini yo‘qotgan elektron to‘xtatuvchi maydonni yenga olmaydi va to‘rga tushadi. Elektronlar simob atomlari bilan noelastik to‘qnashgan vaqtda atomlar qo‘zg‘algan holatga o‘tadi. Bor atom nazariyasiga ko‘ra har bir atom ma’lum bir qo‘zg‘algan holatga o‘tishi uchun u aniq bir qiymatga ega bo‘lgan energiya olishi kerak. Buning natijasida atom bilan noelastik to‘qnashgan elektronlarning energiyasi bir tekisda kamaymasdan, diskret holda yoki boshqacha aytganda me’yorlangan holda aniq bir energiya bo‘lagi miqdorigacha o‘zgarishi kerak. To‘rga tushayotgan elektronlar qanchalik ko‘p bo‘lsa, anod zanjiriga ulangan galvonametr qayd qilayotgan tok shunchalik kamayib ketadi. Tezlatuvchi potensial *U* ning qiymati reostat yordamida o‘zgartirilishi mumkin. *U* ning qiymatiga bog‘liq ravishda anod tokining o‘zgarishini ifodalovchi egri chiziq 18.5-

rasmda tasvirlangan. Grafikdan ko‘rinib turibdiki, anod toki potensial 4,9*V* ga yetguncha bir tekis ortib boradi va keyin birdaniga kamayib ketadi. So‘ngra 9,8V va 14,7*V* potensiallarda ham anod tokining maksimumlari kuzatiladi. Anod tokini 4,9*V*; 9,8*V* va 14,7*V* potensiallarda keskin kamayib ketishiga energiyasi 4,9*eV*, 2·4,9 *eV* va 3·4,9 *eV* bo‘lgan elektronlarni simob atomlari bilan noelastik to‘qnashishi sabab bo‘ladi.

Frank va Gerslarning bu tajribasi atomlar energiyasi uzluksiz holda emas, balki diskret holda o‘zgarishini ko‘rsatib, Bor atom nazariyasining to‘g‘riligini tasdiqladilar. Endi anod toki maksimumlarini hosil bo‘lish jarayonini to‘liqroq ko‘rib o‘taylik. Elektronlar energiyasi 4,9*eV* ga yetguncha simob atomlari bilan elastik to‘qnashadi, biroq bunday to‘qnashuvda elektronlarning energiyasi o‘zgarmaydi. Shuning uchun kuchlanish 4,9*V*ga yetguncha anodga kelayotgan elektronlar soni ortib boradi, bu esa anod tokni ortishiga sabab bo‘ladi. *T*-to‘rdagi kuchlanish 4,9*V*ga yetganda elektronlar 4,9*eV* energiyaga ega bo‘ladi, bunday energiyali elektronlar simob atomi bilan noelastik to‘qnashadi, ya’ni atomga urilgan elektron atomdagi elektronni kichikroq energiyali orbitadan kattaroq energiyali orbitaga o‘tkazib, energiyasining ko‘p qismini atomga beradi. Energiyasi kamaygan bunday elektronlar anodgacha yetib bora olmaydi, ularni to‘r ushlab qoladi. Natijada anod toki keskin kamayadi. Kuchlanishni yana ortira borsak, anod toki ham yana ortib boradi, kuchlanish 2·4,9 *V*ga yetganda, yana elektronlarni atomlar bilan noelastik to‘qnashishi sodir bo‘ladi, natijada anod toki yana birdaniga kamayadi. Bunday hol keyingi 3·4,9 *V* va h.k. kuchlanishlarda ham sodir bo‘ladi.

18.5-§. Bor nazariyasiga ko‘ra vodorod atomi spektri

Vodorod atomida zaryadi *e* ga ega bo‘lgan yadro, ya’ni proton atrofida bitta elektron harakatlanadi. Vodorod elektroni radiusi r_n bo‘lgan orbitada tutib turuvchi markazga intilma kuch va elektron bilan yadroning o‘zaro tortishidagi Kulon kuchidan iboratdir, ya’ni :

$$\frac{m_e \upsilon^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_n^2} \qquad (18.5)$$

bunda m_e- elektron massasi, υ - uning tezligi. Bu elektronning impuls momenti esa, orbitaning kvantlash qoidasiga asosan, (18.3) shartni

qanoatlantirishi kerak. (18.3) va (18.5) ifodalarni birgalikda yechsak, vodorod atomidagi elektron uchun turg‘un orbitalarning radiuslari

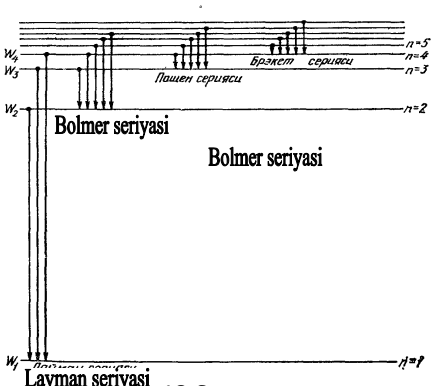
$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} n^2 \qquad (18.6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bundagi *n* - asosiy kvant son deb ataladi va u 1,2,3… musbat sonlarga teng bo‘ladi.

Bu orbitalarga mos keluvchi turg‘un holatlarda vodorod atomining to‘liq energiyasi elektronning kinetik energiyasi va elektronning yadro bilan o‘zaro ta’sir energiyalarining yig‘indisidan iborat:

$$W_n = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} \qquad (18.7)$$

Ikkinchi tomondan (18.5) ifodaning ikkala tomonini $\frac{r_n}{2}$ ga ko‘paytirsak, u $\frac{m_e v^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n}$ ko‘rinishga keladi. Bundan foydalanib (18.7)ni quyidagicha yozamiz:



18.6 – rasm.

$$W_n = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} \qquad (18.8)$$

(18.8) ifodadagi r_n o‘rniga uning (18.6) bilan aniqlanuvchi qiymatini qo‘ysak, vodorod atomining turg‘un holatlarini xarakterlovchi energetik sathlarning qiymatlarini hisoblash imkonini beradigan quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$W_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2 n^2}; \quad (n = 1,2,3,\ldots) \qquad (18.9)$$

bu ifodani Gauss birliklar sistemasi bo‘yicha hisoblasak

$$W_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2}; \quad (n = 1,2,3,\ldots) \qquad (18.10)$$

ixcham ko‘rinishga keladi. Bu formula yordamida hisoblangan energetik sathlari 18.6-rasmda gorizontal chiziqlar shaklida tasvirlangan. Vodorod atomining normal turg‘un holatida elektron eng quyi energetik sathda

ya’ni asosiy kvant son $n = 1$ qiymatiga mos keladigan sathda joylashgan bo‘ladi. Agar atomga tashqaridan biror energiya berilsa, elektron $n = 2$; 3; 4;…qiymatlariga mos bo‘lgan energetik sathlarning birortasiga ko‘tariladi. Atomning bu holatlarini uyg‘ongan holatlar deb ataladi. Uyg‘ongan holatdan normal holatga qaytayotgan atom elektromagnit nurlanish kvantini chiqaradi. Agar elektron $n = 4$ bilan xarakterlanuvchi holatda bo‘lsa, u normal ($n = 1$) holatga birdaniga yoki $n = 3$; 2 holatlar orqali ham qaytishi mumkin. Lekin har o‘tishda nurlanadigan fotonning energiyasi boshlang‘ich va oxirgi sathlar energiyalarining farqiga teng bo‘ladi. Shu tariqa Bor nazariyasi vodorod spektridagi seriyalarning fizik ma’nosini oydinlashtirdi. Bundan tashqari Bor nazariyasi Ridberg doimiysini ham hisoblash imkonini berdi; vodorod atomi n holatdan m holatga o‘tishida nurlanadigan elektromagnit to‘lqin chastotasi

$$\omega = \frac{W_n + W_m}{\hbar} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (18.11)$$

bo‘ladi. Bu ifodani umumlashgan Balmer formulasi bilan solishtirsak, Ridberg doimiysi

$$R = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3} \qquad (18.12)$$

ekanligini topamiz. (18.12) ga kiruvchi barcha doimiylar qiymatlarini qo‘ysak, hosil bo‘lgan kattalik Ridberg doimiysining tajribada topilgan qiymatiga juda mos keladi.

Lekin Bor nazariyasi spektral chiziqlar intensivligini hisoblashda ojizlik qiladi. Ikkinchi kamchiligi, vodorodsimon atomlar (ya’ni yadrosining zaryadi $+Ze$, lekin bittagina elektroni bo‘lgan ionlar, masalan: Ne^{+}, Li^{++}, Be^{+++} va h.k.) dan tashqari birorta ham atomning qonuniyatlarini mutlaqo tushuntira olmaydi. Buning boisi shundaki, Bor nazariyasi yarim klassik, yarim kvant nazariyadan iboratdir. Lekin Bor nazariyasi atom fizikasi fanining rivojida katta rol’ o‘ynaydi, ya’ni mikro dunyo hodisalariga klassik fizika qonunlarini qo‘llash mumkin emasligini ko‘rsatdi.

Savollar

1. Atomning Rezerford modeli bilan klassik fizika orasidagi asosiy ziddiyatlarni ko‘rsating.
2. Bor postulatlarini ta’riflang va uni Rezerfordning atom tuzilishi va yadroviy modelini kvant xarakterini birlashtirishdagi ahamiyatini tushuntirib bering.

3. Balmer formulasini Bor postulatlari asosida tushuntiring.
4. Bor atom nazariyasini tasdiqlovchi qanday tajribalarni bilasiz?
5. Bor nazariyasining qanday kamchiliklari bor?
6. Qanday prinsip asosida vodorodning spektral chiziqlari seriyalarga birlashtirilishini tushuntiring.

Masalalar

69-masala. Bor nazariyasidan foydalanib, vodorod atomidagi elektronning n – Bor orbitasining radiusi r_n va bu orbitasidagi tezligi ϑ_n topilsin. Masala n=3 holi uchun yechilsin. Plank doimiysi n=6,625·10^{-34} J·s va elektr doimiysi ε_0 =8,85·10^{-12} F/m ga, elektronning massasi m_e=9,1·10^{-31} kg.ga va zaryadi e=1,6·10^{-19} Kl.ga teng.

Berilgan: m_e=9,1·10^{-31} kg, e=1,6·10^{-19} Kl, ε_0 =8,85·10^{-12} Kl^2/N·m^2
h=6,625·10^{-34} J·s, n=3

r_3 ~ ? ϑ_3 ~ ?

Yechish. Vodorod atomi protoni va uning atrofida aylanayotgan elektronning o‘zaro ta’sir Kulon kuchi: $F_x = \frac{1}{4\pi\ \varepsilon_0}\frac{e^2}{r_n^{\ 2}}$,

markazga intilma kuch $F_{m.i} = \frac{m_e \vartheta_n^{\ 2}}{r_n}$ dan iborat, ya’ni

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{r_n^{\ 2}} = \frac{m_e\vartheta_n}{r_n} \qquad (1)$$

bunda ε_0 – elektr doimiysi, m_e – elektronning massasi va e – uning zaryadi, r_n – elektron orbitasining radiusi, ϑ_n – elektronning orbitadagi tezligi.

Borning ikkinchi postulotiga asosan: «Elektron impuls momenti (m_e, ϑ_n, r_n) karrali h/2π·n ga, ya’ni $n\frac{h}{2\pi}$ ga teng bo‘lgan orbita bo‘ylab harakatlana oladi». Binobarin

$$m_e\vartheta_n r_n = n\frac{h}{2\pi}: \qquad (2)$$

bunda n=1,2,3,… orbitaning tartib raqamidir. Bundan n – orbitadagi

elektronning tezligi:

$$\vartheta_n = n\frac{h}{2\pi m_e r_n} \qquad (3)$$

ga teng bo‘ladi. Buni o‘rniga (1) (2) (3) dan foydalanib, orbitaning radiusi r_n ni aniqlaymiz:

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e n^2 h^2}{r_n 4\pi^2 m_e^2 r_n^2} \quad \text{yoki} \quad \frac{e^2}{\varepsilon_0} = \frac{n^2 h^2}{\pi m_e r_n}$$

Bundan izlanayotgan orbitaning radiusi r_n quyidagiga teng bo‘ladi:

$$r_n = n^2 \frac{h^2 \varepsilon_0}{\pi m_e e^2}$$

Buni yuqoridagi ifodaga qo‘yib, orbitadagi elektronning tezligi ϑ_n ni topamiz:

$$\vartheta_n = \frac{nh}{2\pi m_e} \cdot \frac{1}{r_n} = \frac{nh}{2\pi m_e} - \frac{\pi m_e e^2}{n^2 h^2}_0 = \frac{1}{n}\frac{e^2}{2h}_0$$

Masala shartiga ko‘ra n=3 bo‘lgan holni hisoblab chiqamiz:

$$r_3 = n^2 \frac{h^2 \varepsilon_0}{\pi m_e e^2} = 3^2 \frac{6{,}625^2 \cdot 10^{-68} 8{,}85 \cdot 10^{-12}}{3{,}14 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31} \cdot 1.6^2 \cdot 10^{-38}} = 4{,}78 \cdot 10^{-10} m$$

$$\vartheta_3 = \frac{1}{n}\frac{e^2}{2hE_0} = \frac{1}{3}\frac{1{,}6^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 6{,}625 \cdot 10^{-34} \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}} = 7{,}3 \cdot 10 m/s$$

70-masala. Vodorod atomidagi elektron to‘rtinchi energetik sathdan ikkinchisiga o‘tdi. Nurlangan fotonning energiyasi aniqlansin.

Berilgan: $\dfrac{n_1 = 2, n_2 = 4}{E \sim ?}$

Yechish: Foton energiyasini aniqlash uchun vodorodsimon ionlarni serial formulalaridan foydalanamiz

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right), \qquad (1)$$

bu yerda λ – fotonning to‘lqin uzunligi: R – Ridberg doimiysi: z – yadro zaryadining nisbiy birligi (z=1da formula vodorod seriyasiga mos keluvchi formulaga aylanadi), n_1 – elektron o‘tgan orbita nomeri: n_2 –

elektronning boshlang‘ich holatdagi orbita nomeri (n_1 va n_2 asosiy kvant sonlar).

Foton energiyasi *E* quyidagicha aniqlanadi:

$$E = \frac{hc}{\lambda}.$$

(1) formulani chap va o‘ng tomonini «hc»ga ko‘paytirib foton energiyasini aniqlash formulasini topamiz:

$$E = Rhcz^2(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2})$$

Ionizatsiyalash energiyasi E_i=Rhc ekanligini hisobga olib

$$E = E_i z^2(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2})$$

hisoblashni bajaramiz.
E_i=13,6 ‘V (jadvalda beriladi); z=1; n_1=2; n_2=4;

$$E = 13{,}6 \cdot 1^2(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2})eV = 13{,}6\frac{3}{16}eV = 2{,}55eV.$$

71-masala. Vodorod atomining birinchi Bor orbitasidagi elektronning burchak tezligi ω va aylanish davri T ni toping.

Berilgan: n=1, m=$9{\cdot}1{\cdot}10^{-31}$ kg, e=$1{,}6{\cdot}10^{-19}$ Kl,
h=$6{,}625{\cdot}10^{-34}$ J·s, E_0=$8{,}85{\cdot}10^{-12}$ $Kl^2/N{\cdot}m^2$,
ω ~ ? T ~ ?

Yechish. Bor postuloti (18,3)ga ko‘ra

$$mvr = n\frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

bu yerda m – elektron massasi, r – orbita radiusi, ϑ – shu orbitada elektronning chiziqli tezligi, h – Plank doimiysi, n=1 – birinchi orbitaga mos kelgan kvant soni $\vartheta = \omega r$ ekanligini e’tiborga olsak, ushbu formulani yozamiz:

$$m\omega r^2 = n\frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

formulaga muvofiq $r = n^2\frac{E_0 h^2}{\pi m e^2}$ (3) ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$), bunda e – elektron

zaryadi, ε_0-elektr doimiysi (3)ni (2)ga qo‘yib, quyidagini olamiz:

$$\omega = \frac{\pi m e^4}{2E_0^2 n^3 h^3} = \frac{3{,}14 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31} \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^4}{2(8{,}85 \cdot 10^{-12})^2 (6{,}625 \cdot 10^{-34})^3} = 4{,}4 \cdot 10^{16} rad/s .$$

Elektronning aylanish davrini quyidagi munosabatdan topamiz:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6{,}28}{4{,}4 \cdot 10^{16}} = 1{,}4s .$$

72-masala. Vodorod atomi birinchi infraqizil seriyasidagi (Pashen seriyasi) ikkinchi chiziqqa mos keluvchi foton energiyasi ε aniqlansin.

Berilgan: $\dfrac{E_i = 13{,}6\ эВ,\ n_1 = 3,\ m = 2,\ n_2 = 5}{\varepsilon \sim ?}$

Yechish. Elektronning bir orbitadan boshqasiga o‘tishida vodorod atomi chiqaradigan foton energiyasi

$$\varepsilon = E_i \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \qquad (1)$$

bunda E_i – vodorod atomining ionlash energiyasi; n_1=1,2,3 elektron o‘tadigan orbitaning tartib raqami (18,6 – rasmga qarang); $n_2=n_1+1$; n_1=2;…..; n_1+m elektron tark etadigan orbitaning tartib raqami; m – mazkur seriyadagi spektral chiziqning tartib raqami. Pashen seriyasi uchun n=3; shu seriyadagi ikkinchi chiziq uchun m=2, $n_2=m_1+m=3+2=5$ son qiymatlarni (1)ga qo‘yib fotonning energiyasini topamiz:

Mustaqil yechish uchun masalalar

209. Birinchi Bor orbitasidagi elektronning kinetik, potensial va to‘la energiyasi son qiymatlarini toping.

$$\left(W_к = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 к^2} = 13{,}6eV;\ W_p = -2W_к = -27{,}2eVB;\quad W_T = W_к + W_p = -13{,}6eV \right)$$

210. To‘lqin uzunligi λ=4860A^0 bo‘lgan foton atomni nurlantirganida vodorod atomida elektronning kinetik energiyasi qanchaga o‘zgaradi.

(W_k=2.56eV)

211. Vodorod atomida birinchi Bor orbitasida harakatlanadigan elektron

uchun de-Broyl to‘lqin uzunligini toping. ($\upsilon=72{,}16\cdot10^{6}$m/s deb olindi).

($\lambda=3.3A^{0}$)

212. Bir karra ionlashgan geliy uchun: 1) birinchi Bor elektron orbitasi radiusini, 2) undagi elektron tezligini toping.

[1) $r_1=2{,}66\cdot10^{-11}$m). 2) $\upsilon=4{,}37\cdot10^{6}$m/s]

213. Rentgen trubkasi elektrodlarga U=60kV potensiallar ayirmasi berilgan. Bu trubkadan olingan rentgen nurlarining eng kichik to‘lqin uzunligi $\lambda_r=0.194A^{0}$ ga teng. Plank doimiysi topilsin.

($h=6{,}6\cdot10^{-34}$J/s)

214. $\varepsilon=16{,}5$eV energiyali foton g‘alayonlanmagan vodorod atomidan elektronni urib chiqardi. Atom yadrosidan uzoqda elektron qanday υ_1 tezlikka ega bo‘ladi.

($\upsilon=1$Mm/s)

215. Elektronning vodorod atomidagi uchinchi energetik sathdan birinchisiga o‘tishda chiqariladigan foton energiyasi ε hisoblansin.

($\varepsilon=12{,}1$eV)

216. Asosiy holatdagi vodorod atomi to‘lqin uzunligi $\lambda=121{,}5$nm bo‘lgan yorug‘lik kvantini yutadi. G‘alayonlangan vodorod atomidagi elektron orbitasining radiusi r aniqlansin.

(r =212 pm)

217. Agar Rentgen trubkasi U=30 kV kuchlanish ostida ishlayotgan bo‘lsa, tutash rentgen nurlanish spektrining qisqa to‘lqinli chegarasi λ_{min} aniqlansin.

($\lambda_{min}=41$pm)

218. Marganes Z=25 xarakteristik spektrining chizig‘iga mos keluvchi foton energiyasi ε aniqlansin.

($\varepsilon=5{,}9$kV)

219. Volfram atomida elekron M-qatlamdan L-qatlamga o‘tdi. Ekranlash doimiysi σ ni 5,5 ga teng deb qabul qilib, chiqarilgan fotonning to‘lqin uzunligi λ aniqlansin.

($\lambda=0.14$nm)

220. Platina xarakteristik rentgen nurlanishi spektridagi K_α chiziqqa tegishli fotonning to‘lqin uzunligi λ va energiyasi ε hisoblansin.

($\lambda=20{,}5$pm; $\varepsilon=60{,}5$kV)

$$\varepsilon = 13{,}6(\frac{1}{3^2}-\frac{1}{5^2}) = 8{,}7\ eV\ .$$

XIX - BOB. KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI

19.1-§. De – broyl gipotezasi. Elektronlar difraksiyasi

Yuqorida ko‘rib o‘tganimizdek, yorug‘lik korpuskulyar va to‘lqin xossasiga ega. Yorug‘likning to‘lqin xossaga ega ekanligini yorug‘lik Interferensiyasi, yorug‘lik difraksiyasi, yorug‘lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi. Yorug‘likning korpuskulyar tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug‘likning kvant tabiatini nurlanish qonunlari, fotoeffekt hodisasi, Kompton effekti va boshqa qator optik hodisalar tasdiqlaydi.

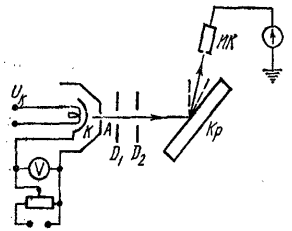
Yorug‘likning bu dualistik xususiyatlarini yanada rivojlantirib 1924 yilda Lui de-Broyl (1892-1987) korpuskulyar – to‘lqin tabiat faqat yorug‘lik zarrachalari (fotonlari)gagina xos bo‘lib qolmasdan, balki bunday ikki yoqlamalik elektronga va har qanday boshqa mikrozarrachalarga ham ta’luqli degan gipotezani ilgari surdi. Boshqacha aytganda, de-Broyl gipotezasiga asosan, korpuskulyar – to‘lqin dualizmi elektromagnit nurlanishdek, har qanday boshqa modda zarralari uchun ham tegishlidir. U holda foton uchun yozilgan quyidagi

$$P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

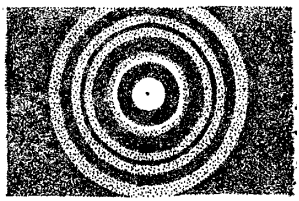
munosabatni modda zarralari uchun ham qo‘llash mumkin. Agar massasi m, tezligi υ ga, impulsi $r = m\upsilon$ teng bo‘lgan biror modda zarrasida harakatlanish jarayonida uzunligi

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon} \qquad (19.1)$$

bo‘lgan to‘lqin tabiat namoyon bo‘lishi kerak, degan xulosaga kelinadi. (19.1) ifodani ***de-Broyl to‘lqin uzunligi*** deb ataladi. De-Broyl gipotezasi bilan tanishgan, Eynshteyn: agar bu gipoteza to‘g‘ri bo‘lsa, elektronlar



19.1-rasm



19.2-rasm

uchun difraksiya hodisasi kuzatilishi lozim degan fikrni aytdi.

1927 yilda Devisson va Jermerlar elektronlar ustida tajriba o‘tkazib Eynshteyn fikrini tasdiqlashdi.

Qizdirilgan K katoddan chiqqan termoelektronlar katod va *A* anod oralig‘idagi elektr maydon ta’sirida tezlatiladi. Elektronlar dastasi D_1 va D_2 diafragmalardan o‘tib *Kr* kristallga, undan sochilib Ionizatsion kamera (*IK*) ga tushadi (19.1-rasm). Ionizatsion kamerada hosil bo‘lgan tok galvonametr orqali o‘lchanadi. Ionizatsion kamerani uyon-buyon siljitish yordamida turli burchaklarda sochilayotgan elektronlarni qayd qilish imkoniyati mavjud. Lekin tajriba shuni ko‘rsatdiki, sochilish burchagining o‘zgarishi bilan ionizatsion kameradagi tok kuchi monoton ravishda o‘zgarmasdan, balki bir qator maksimumlar kuzatildi. Nikel kristali bilan o‘tkazilgan tajribada elektronlarni tezlatuvchi potensiallar farqi 54 *V* bo‘lganda sochilish burchagi $\alpha=50^\circ$ qiymatida maksimum kuzatiladi. Agar shu tajriba elektronlarni o‘rniga rengent nurlari bilan o‘tkazilsa, difraksion maksimum, $\alpha=50^\circ$ da kuzatilishi uchun rengen nurining to‘lqin uzunligi $1{,}67\cdot10^{-10}$ m bo‘lishi lozim. Ikkinchi tomondan (19.1) asosida elektronlar uchun de-Broyl to‘lqin uzunligini hisoblasak, $\lambda\approx1{,}67\cdot10^{-10}$ *m* qiymatni hosil qilamiz. Bu natija de-Broyl gipotezasi to‘g‘riligini tasdiqladi. Keyinchalik de-Broyl gipotezasi to‘g‘riligi ko‘p olimlarning tajribalarida ham isbotlandi. Masalan, rus olimi P.S.Tartakovskiy katta tezlikdagi elektronlarni yupqa (*d=1 mkm*) metall qatlamdan o‘tkazib, bu elektronlar hosil qilgan difraksiya manzarasining rasmini fotoqog‘ozga tushirdi (19.2-rasm).

1948 yilda V. Fabrikant, B.Biberman va N.Sushkinlar nihoyatda zaif intensivlikdagi elektronlar oqimi bilan tajriba o‘tkazib, to‘lqin xususiyatlar elektronlar oqimi uchungina emas, balki ayrim elektronlar uchun ham tegishlidir degan xulosani isbot qilishdi. Xulosa qilib aytganda, de-Broyl, gipotezasi bir qator tajribalarda tasdiqlandi va u to‘lqin mexanikasining yaratilishida muhim rol o‘ynadi.

19.2-§. Geyzenbergning noaniqliklar munosabati

Elektronning to‘lqin xossasini ochilishi unga oddiy zarracha sifatida emas, balki to‘lqin xossasiga ega bo‘lgan murakkab bir borliq sifatida qarash kerakligini ko‘rsatadi. Uni o‘lchami, aniq trayektoriyasi haqida gapirish qiyin. Elektron fotondan farqli zaryadiga ega bo‘lib, uni fazodagi vaziyati va taqsimlanishi boshqa zarrachalar bilan, masalan, atomda yadro bilan o‘zaro ta’sirlashishiga bog‘liq bo‘ladi.

Klassik mexanikada moddiy nuqta bir vaqtning o‘zida aniq koordinataga, impuls va trayektoriyaga ega bo‘ladi.

Mikrozarra to‘lqin xossaga ega bo‘lgani uchun u klassik mexanikadagi zarrachadan farq qiladi. Asosiy farq shundaki, mikrozarrachani trayektoriyasi bo‘lmaydi. Bundan tashqari uni aniq koordinata va impulsi haqida ham gapirish mumkin emas. Masalan, mikrozarrachaning impulsini to‘lqin uzunligi orqali ifodalashimiz mumkin. Ammo mikrozarracha to‘lqin xossaga ega bo‘lgani uchun u fazoda ancha katta oraliqni egallaydi va koordinatasining noaniqligi katta bo‘ladi. Demak, zarrachaning impulsi aniq bo‘lsa, uni koordinatasi noaniq qoladi. Aksincha mikrozarrani koordinatasini aniq hisoblasak, uning impulsining noaniqligi Δr ortadi, ya’ni $\Delta x \to 0$ bo‘lganda $\Delta r \to \infty$ bo‘ladi.

1927 yilda nemis olimi Verner Geyzenberg (1901-1976) mikrozarrachalarning to‘lqin xossasini hisobga olib, ularning impuls va koordinatalarini bir xil aniqlik bilan hisoblab bo‘lmaydi degan xulosaga keldi va o‘zining noaniqliklar munosabati qonunini yaratdi.

Mikrozarraning impuls va koordinatasini aniq o‘lchab bo‘lmasligi o‘lchov asboblari aniqlik darajasiga bog‘liq bo‘lmasdan mikrozarraning to‘lqin xossasidan kelib chiqadi.

Agar mikrozarraning fazodagi koordinatalarini X, U, Z va impulsining o‘qlardagi proyeksiyalari R_x, R_u, R_z desak, Geyzenberg noaniqlik munosabatlariga ko‘ra koordinata noaniqligini impuls noaniqligiga ko‘paytmasi Plank doimiysidan kichik bo‘lmaydi, ya’ni :

$$\left.\begin{aligned} \Delta X \cdot \Delta P_X &\geq h \\ \Delta Y \cdot \Delta P_Y &\geq h \\ \Delta Z \cdot \Delta P_Z &\geq h \end{aligned}\right\} \qquad (19.2)$$

Demak, koordinata noaniqligi impuls noaniqligiga ko‘paytmasi doimo h dan katta bo‘ladi. Impuls koordinatalar juda katta aniqlikda o‘lchanganda ularning ko‘paytmasi h teng bo‘lishi mumkin. (19.2) munosabatlardan ko‘rinadiki, koordinatalarni juda katta aniqlikda o‘lchab, uni noaniqligi X ni juda kichik bo‘lishiga ($\Delta X = 0$) erishish mumkin. Ammo bu vaqtda mikrozarra impulsini noaniqligi R ortib ketadi ($r = \infty$). Doimo ΔX ni ΔR ga ko‘paytmasi Plank doimiysi h dan katta bo‘ladi. Bundan zarraning impulsi va koordinatasini bir xil aniqlikda o‘lchab bo‘lmasligi kelib chiqadi.

Bundan tashqari mikrozarraning energiyasi va vaqtini o‘lchashdagi noaniqliklar uchun quyidagi munosabat ham mavjud:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h \qquad (19.3)$$

Bu ifodadan yashash vaqti Δt bo‘lgan zarrani energiyasi aniq bir W qiymatga ega bo‘lmasligi kelib chiqadi. Zarraning yashash vaqti kamayishi bilan uning energiyasining noaniqligi ortadi.

Shunday qilib, noaniqliklar munosabatlari inson irodasiga bog‘liq bo‘lmagan o‘zaro bog‘lanishlarni ifodalaydi. Shuning uchun ham bu munosabatalarni ***tabiatning ob’yektiv qonuni deb qaramoq lozim.***

19.3-§. To‘lqin funksiya va uning statistik ma’nosi. Shredinger tenglamasi

De-Broyl gipotezasini tajribada tasdiqlanishi, mikrozarralarning impuls va koordinatalarini aniqlashda noaniqlik munosabatlarini bajarilishi va boshqa qator tajribalar kvant mexanikasini yaratilishiga olib keldi.

Kvant mexanikasini yaratilish davri 1900 yilda M.Plank tomonidan yorug‘lik kvanti haqidagi gipotezani ixtiro qilinishi davridan boshlab 1920 yillarni oxirigacha bo‘lgan vaqtni o‘z ichiga oladi. Kvant mexanikasini yaratishga avstriyalik fizik E.Shredinger, nemis fizigi V. Geyzenberg va angliyalik fizik P.Diraklar katta hissa qo‘shgan. Bu mexanikada faqat mikroob’yektlardagina aniq kuzatiladigan kvant tasavvurlar o‘z aksini topganligi uchun uni, odatda, ***kvant mexanikasi*** deb ham ataladi.

Yorug‘likning kvant nazariyasiga ko‘ra difraksiya manzarasining intensivligi, o‘sha joyga tushayotgan kvantlar soni bilan aniqlanadi. Shuningdek, difraksiya manzarasining ma’lum nuqtasiga mos kvantlar soni yorug‘lik to‘lqini amplitudasining kvadrati E^2m bilan aniqlanadi. Bitta kvant uchun to‘lqin amplitudasining kvadrati uni fazoning u yoki bu nuqtasiga tushish ehtimolligini bildiradi.

Mikrozarralarda kuzatiladigan difraksiya manzarasi ham ma’lum yo‘nalishlar bo‘yicha zarralar oqimini bir xilda taqsimlanganligiga bog‘liq. Ma’lum yo‘nalishga ko‘p sondagi zarralar to‘g‘ri kelsa, boshqa yo‘nalishga kam sonli zarralar to‘g‘ri keladi.

To‘lqin nazariyaga ko‘ra difraksiya maksimumga de-Broyl to‘lqinining eng katta intensivligi mos keladi. Fazoning qayeriga ko‘p sonli zarralar tushayotgan bo‘lsa, o‘sha joyda de-Broyl to‘lqinining intensivligi ham katta bo‘ladi. Boshqacha aytganda mikrozarralardan hosil bo‘ladigan difraksiya manzarasi zarralarning fazoning o‘sha joyiga tushish ehtimolligiga bog‘liq.

Kvant nazariyasining o‘ziga xos tomoni shundaki, mikrozarralarning xossalarini o‘rganishda ehtimolliklar qonuniyatlaridan foydalaniladi. De-Broyl to‘lqini ehtimolliklar to‘lqinidan iborat deb qarash, ya’ni zarrani fazoda topilish ehtimolligi to‘lqin qonuniyat bilan o‘zgaradi deyish xato bo‘lar edi. Chunki, bunday bo‘lganda zarrani fazoda topilish ehtimolligi manfiy qiymat ham oladi. Ehtimollikni manfiy bo‘lishi ma’noga ega emas.

1926 yilda M.Borning ko‘rsatishicha to‘lqin qonuniyat bilan ehtimollik o‘zgarmasdan, balki ehtimollikning amplitudasi o‘zgaradi. Ehtimollikning amplitudasi fazoning koordinatalari va vaqtga bog‘liq bo‘lgan (x, u, z, t) to‘lqin funksiya orqali ifodalanadi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo‘lishi mumkin. Shuning uchun ehtimollik uning modulining kvadratiga proporsional:

$$W \sim \left|\psi(x, y, z, t)\right|^2 \tag{19.4}$$

Demak, de-Broyl to‘lqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozarraning qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi. Shunday qilib mikrozarrani holatini to‘lqin funksiya bilan ifodalash statistik yoki boshqacha aytganda ehtimollik xarakteriga ega. To‘lqin funksiya qiymatini kvadrati zarrani t vaqt momentida fazoning tomonlari x va $x+dx$, u va $u+dy$, z va $z+dz$ sohasida topilish ehtimolligini ko‘rsatadi.

Kvant mexanikasida zarrani holati butunlay yangicha, ya’ni zarraning ham to‘lqin, ham korpuskulyar xususiyatini o‘zida mujassamlashtirgan to‘lqin funksiyasi orqali ifodalanadi. Zarrani hajmining dv bo‘lakchasida bo‘lish ehtimolligi

$$dW = \left|\psi\right|^2 dV \tag{19.5}$$

ko‘rinishda ifodalanadi. Bunda ψ - funksiya qiymatining kvadrati

$$\left|\psi\right|^2 = \frac{dW}{dV}$$

ehtimollik zichligini bildiradi. Bu yerda shuni nazarda tutish kerakki, ψ- funksiyaning o‘zi fizik ma’noga ega bo‘lmasdan, uni qiymatining kvadrati fizik ma’noga ega bo‘lib, $\left|\psi\right|^2$ ni haqiqiy ψ va mavhum ψ^* funksiyalarining ko‘paytmasi tarzida ifodalanadi:

$$\left|\psi\right|^2 = \psi \cdot \psi^*$$

Zarrani V hajm bo‘lagida t vaqtda topilish ehtimolligini hisoblash uchun ehtimolliklarni qo‘shish teoremasiga asosan *V*-hajm bo‘yicha integrallash kerak:

$$W = \int_V dW = \int_V |\psi|^2 dV$$

Agarda zarra haqiqatdan ham mavjud bo‘lsa, uni butun V hajmda bo‘lish ehtimolligi 1 ga teng bo‘ladi. Shu holda ψ - funksiya normallar deb ataluvchi shartni qanoatlantiradi, ya’ni

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \qquad (19.6)$$

bo‘ladi. Bundan tashqari to‘lqin funksiyaning fizik ma’nosidan kelib chiquvchi quyidagi shartlar ham bajarilishi kerak:

a) ψ-funksiya chekli bo‘lishi kerak, chunki mikrozarrani qayd qilish ehtimolligi birdan katta bo‘la olmaydi;

b) ψ-funksiya bir qiymatli bo‘lishi kerak, chunki mikrozarrani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo‘lishi mumkin emas;

v) ψ-funksiya uzluksiz bo‘lishi kerak, chunki mikrozarrani qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o‘zgarmaydi.

ψ- funksiyani 1926 yilda Shredinger tomonidan taklif etilgan va uning nomi bilan ataladigan tenglama dan yechib topiladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2}\right) + U\psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \qquad (19.7)$$

Bunda *m*-mikrozarraning massasi, *U*-mikrozarraning potensial energiyasi, $\hbar$-Plank doimiysi, $i = \sqrt{-1}$ - mavhum birlik.

(19.7) da ψ-funksiyadan vaqt bo‘yicha olingan hosilali had qatnashayotgani uchun uni vaqt ishtirok yetgan Shredinger tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamada mikrozarraga ta’sir etuvchi kuchlar potensial funksiya *U*(*x, u, z, t*) orqali aks ettirilgan, ya’ni mikrozarra potensial energiyasining qiymati fazoning turli nuqtalaridagina emas, balki fazoning ayni nuqtasida ham vaqtning turli onlarida turlichadir.

Lekin mikrodunyoda sodir bo‘ladigan aksariyat hodisalarda mikrozarraning potensial energiyasi vaqtga oshkor bog‘liq bo‘lmaydi (turg‘un holatlar uchun). Bu holda ψ - funksiya ikkita ko‘paytuvchiga ajralib, biri faqat koordinatalarga, ikkinchisi faqat vaqtga bog‘liq bo‘ladi:

$$\psi(x,y,z,t) = \Psi(x,y,z) \cdot \varphi(t) \qquad (19.8)$$

Natijada bir qator matematik amallardan so‘ng (19.7) tenglamani quyidagi ko‘rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0 \qquad (19.9)$$

Bu tenglamada W – mikrozarraning to‘liq energiyasi. (19.9) ifoda vaqt ishtirok etmagan turg‘un holat uchun Shredinger tenglamasidir. Kvant mexanikasining ko‘p masalalarini yechishda shu (19.9) tenglamadan foydalaniladi. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma’lumki, Shredienger 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 W energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo‘lishi mumkin.

Biz ham ayrim masalalarni yechishda shu tenglamaning tadbiqlarini ko‘rib chiqaylik.

1. Shredinger tenglamasini erkin zarralar uchun tadbiqi. Agar zarra erkin, unga hech qanday tashqi kuchlar ta’sir etmayotgan bo‘lsa, uning potensial energiyasi nolga ($U=0$) teng bo‘lib, to‘liq energiyasi uning kinetik energiyasidan iborat bo‘ladi. Masalani soddalashtirish uchun zarra koordinatining X o‘qqa parallel holda harakatlanmoqda deb olamiz. Uni koordinatalaridan olingan xususiy hosilalari nolga teng bo‘lib, Laplas operatorida bitta had qoladi:

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$$

Bu holda Shredinger tenglamasi soddalashib, quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0 \qquad (19.10)$$

(19.10) ko‘rinishdagi Differensial tenglamaning xususiy yechimi yassi to‘lqin tenglama ko‘rinishida bo‘ladi:

$$\psi(x,t) = A\sin(\omega t - kx) \qquad (19.11)$$

Bunga ishonch hosil qilish uchun (19.11) ifodani va $\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$ ni (19.10) ga qo‘yib ko‘ramiz.

$$-k^2 A\sin(\omega t - kx) + \frac{2m}{\hbar^2} W\sin(\omega t - kx) = 0$$

bundan

$$k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mW} \tag{19.12}$$

ekanligini topamiz, $\sqrt{2mW} = P$ bo‘lgani uchun

$$k = \frac{p}{\hbar} \tag{19.12a}$$

kelib chiqadi. Ko‘rinib turibdiki, hosil qilingan bu ifoda de-Broyl formulasining o‘zginasidir. Bu Shredinger tenglamasidan de-Broyl formulasi kelib chiqishini bildirmaydi. Aslida buni teskarisi Shredinger, o‘zida de-Broyl to‘lqinini mujassamlashtirgan tenglamani izlab topgan.

(19.12)ni boshqacha ko‘rinishda ham yozish mumkin.

$$W = \frac{\hbar^2 k^2}{(2m)} = \frac{P_x^2}{(2m)} \tag{19.13}$$

(19.13) dan ko‘rinadiki, erkin zarraning energiyasi har qanday qiymatni olishi mumkin. Ya’ni uni energiyasining spektri uzluksizdir. Bu to‘lqin soni k ni va zarraning impulsi Px ni uzluksiz holda o‘zgarishidan kelib chiqadi.

Shunday qilib, erkin zarra kvant mexanikasida yassi monoxromatik de-Broyl to‘lqini (19.11) bilan ifodalanadi. Bunday zarrani fazoning har qanday nuqtasida topilish ehtimolligi bir xil va vaqtga bog‘liq bo‘lmay, amplitudaning kvadratiga teng:

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = A^2$$

Shredinger tenglamasi erkin zarraning energiyasiga hech qanday chegara qo‘ymaydi. Ya’ni, uni energiyasi kvantlanmaydi, u har qanday qiymatni olishi mumkin. Agar zarra bog‘langan bo‘lsa, uning energiyasi kvantlanishi mumkin. Masalan, atomdagi elektron yadroga bog‘langan bo‘lgani uchun uni energiyasi uzlukli qiymatlarni oladi, ya’ni kvantlanadi.

2. Cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarra. Zarra kengligi α bo‘lgan cheksiz chuqur potensial o‘rada harakatlanayotgan bo‘lsin. O‘rani devorlari cheksiz baland bo‘lgani uchun zarracha undan tashqariga chiqa olmaydi. Uni koordinatasi $0 \le x \le a$ qiymatlarini olishi mumkin. Zarra o‘raning devorlariga urilib, undan qaytishi natijasida devorlar orasida to‘g‘ri chiziqli trayektoriya bilan harakat qilishi mumkin. Zarraning bu o‘radagi potensial energiyasi manfiy va cheskizdir ($U=\infty$). Agar elektron o‘radan chiqqan taqdirda ham, uning potensial energiyasi nol bo‘lib, u

erkin zarraga aylanadi. Shunday qilib, a kenglikdagi cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarraning potensial energiyasi uchun

$$U(x)=\begin{cases}-\infty, x<0\\ 0,0\le x\le a\\ \infty, x>a\end{cases}$$

shartni yozish mumkin. Bunday potensial o‘raning grafigi 19.3-rasmda ko‘rsatilgan. Bu o‘rada harakatlanayotgan m – massali mikrozarra uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\Psi=0 \qquad (19.14)$$

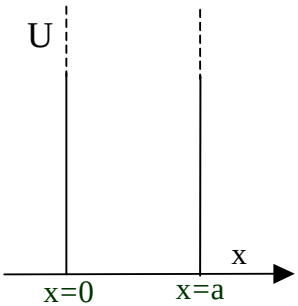
O‘rani devorlari cheksiz baland bo‘lgani uchun zarra o‘radan tashqariga chiqa olmaydi. Shuning uchun zarrani o‘radan tashqarida bo‘lish ehtimolligi nolga teng.

O‘rani chetlarida $x=0$ va $x=a$ bo‘lganda to‘lqin funksiya ham nolga aylanadi. Ya’ni chegaraviy shart $\psi(x)=\psi(a)=0$ bo‘ladi. O‘rani ichidagi zarra uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}+\frac{2m}{\hbar^2}W\Psi=0 \quad \text{yoki} \quad \frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}+k^2\Psi=0 \qquad (19.15)$$

ko‘rinishda bo‘ladi. Bu yerda

$$k^2=\frac{2mW}{\hbar^2} \qquad (19.16)$$



19.3-rasm

(19.15) ko‘rinishdagi Differensial tenglamaning umumiy yechimi $\psi(x)=A\sin kx+B\cos kx$ tenglamadan iborat bo‘ladi. Agar yuqoridagi chegaraviy shartdan $\psi(0)=0$ bo‘lishi uchun $V=0$ ekanligini hisobga olsak, (19.15) tenglamani yechimi

$$\psi(x)=A\sin kx \qquad (19.17)$$

bo‘ladi, X=a ekanligini e’tiborga olsak, (19.17) ifoda

$$\psi(a)=A\sin ka$$

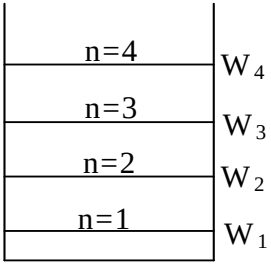
ko‘rinishni oladi. Yuqoridagi chegaraviy shart, ya’ni $\psi(a)=A\sin ka=0$ bo‘lishi faqat $ka = n\pi$ ($n=1,2,3,\ldots$) bo‘lganda bajariladi. Demak,

$$k = \frac{n\pi}{a} \qquad (19.18)$$

(19.18) ni (19.16) ga qo‘yib, zarraning energiyasi uchun

$$W = \frac{n^2\hbar^2\pi^2}{2ma^2}, \quad (n = 1,2,3,\ldots) \qquad (19.19)$$

ifodani topamiz.



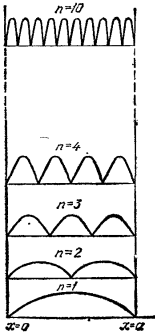
19.4 – rasm

Bu ifodadan quyidagi xulosa kelib chiqadi: potensial o‘radagi mikrozarraning energiyasi ixtiyoriy qiymatlarga emas, balki qator diskret qiymatlarga ega bo‘lishi mumkin (19.4-rasm). Wning kvantlashgan bu qiymatlarini energetik sathlar deb, mikrozarraning energetik sathini aniqlovchi *n* son esa ***kvant son*** deb ataladi. Shunday qilib, *W* ning faqat (19.19) ifoda bilan aniqlanuvchi qiymatlargina Shredinger tenglamasi yechimga ega bo‘lar ekan. Energiyaning bu qiymatlarini *W* ning ***xususiy qiymatlari deb***, tenglamaning ularga mos kelgan yechimlarini esa ***masalaning xususiy funksiyalari*** deb ataladi.

Endi (19.19) dan foydalanib, qo‘shni W_n va W_{n+1} energetik sathlarning bir-biridan uzoqligini topaylik:

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ma^2}(2n+1) \qquad (19.20)$$

Bu ifodadan foydalansak, kengligi atom o‘lchamiga mos keluvchi ($a \sim 10^{-10}$ *m*) potensial o‘radagi elektron ($m_e \sim 10^{-30}$ *kg*) energiyasining xususiy qiymatlari uchun



19.5 - rasm

$$\Delta W \approx \frac{3{,}14^2 \cdot 1{,}05^2 \cdot 10^{-68}}{2 \cdot 10^{-30} 10^{-20}}(2n+1)J = 0{,}34 \cdot 10^2 (2n+1)eV$$

ekanligini topamiz. Bu holda energetik sathlarning diskretligi juda aniq namoyon bo‘ladi. Biror ($a = 10^{-2}$ *m*) bo‘lgan potensial o‘ra uchun, molekula massasi $\sim 10^{-26}$ *kg* deb hisoblasak, u holda $\Delta W = 0{,}34 \cdot 10^{-18}(2n+1)$ *эВ* ni hosil qilamiz. Bu holda energetik sathlar shunchalik zich joylashgan bo‘ladiki, ularni uzluksizga yaqin deb hisoblasa ham bo‘ladi. Aslida, energetik spektr faqat $a \to \infty$ dagina (*W=0*) uzluksiz qiymatga ega bo‘ladi.

Energetik sathlarning joylashuvi haqida mulohaza qilish uchun (19.20)ni (19.19) ga nisbatini olib,

$$\frac{\Delta W}{W_n} = \frac{2n+1}{n^2} \qquad (19.21)$$

munosabatni hosil qilamiz. n ning ancha katta qiymatlarida kasr suratidagi 1 ni hisobga olmasa ham bo‘ladi, natijada $\Delta W/W_n \approx 2/n$ hosil bo‘ladi. Demak, n kattalashgan sari ΔW ning qiymati W_n ga nisbatan kichiklashib boradi. Natijada energetik sathlar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqinlashib ketadi. Boshqacha qilib aytganda, kvant sonining katta qiymatlarida kvant mexanikasining xulosalari klassik fizikada olingan natijalarga mos kelishi kerak. Bu qoida Bor tomonidan aniqlangan bo‘lib, uni ***moslik prinsipi*** deb ataladi. Klassik fizikaga ko‘ra o‘radagi zarraning barcha holatlari bir xil ehtimollikda bo‘ladi. Kvant mexanikasida bu hodisa quyidagicha tahlil qilinadi. Shredinger tenglamasining yechimi, ya’ni n kvant sonining bizni qiziqtiruvchi qiymatlari uchun to‘lqin funksiyalarini topib, $|\Psi|^2$ ning grafigini chizish kerak. 19.5-rasmda $|\Psi|^2$ ning x ga bog‘liqlik grafigi n ning turli qiymatlari uchun tasvirlangan.

Rasmdan ko‘rinadiki, $n=1$ holatda zarrani qayd qilish ehtimolligi o‘raning o‘rtasida maksimumga erishadi. $n=2$ holatda esa zarrani o‘ra devorlariga yaqin nuqtalarda va o‘raning o‘rtasida topib bo‘lmaydi, chunki bu nuqtalarda $|\Psi|^2=0$. Bu holatda zarraning qayd qilish ehtimolligi o‘raning ikki nuqtasida maksimumga erishadi. $n=3$ holatda esa zarrani qayd qilish ehtimolligi uchta maksimumga erishadi. n ning ancha katta qiymatlarida ehtimollik maksimumlarini xarakterlovchi do‘ngliklar ham ortib boradi, ammo bu do‘ngliklarning hammasi $\Delta x = a$ kenglikda joylashishi kerak. n kattaroq bo‘lgani sari do‘ngliklar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqin joylashadi, ya’ni zarrani qayd qilish ehtimolliklari bir xil bo‘lgan nuqtalar soni ortib boradi.

19.4-§. Kvant mexanikasida garmonik ossillyator

Klassik va kvant nazariyasining ko‘p masalalarini yechishda elastik kuchga o‘xshash kuch ta’sirida tebranma harakat qiluvchi sistema model sifatida foydalaniladi va uni ***chiziqli garmonik ossillyator deb ataladi***. Prujinali, fizik va matematik mayatniklar garmonik

ossillyatorlarga misol bo‘la oladi. Garmonik ossillyatorning potensial energiyasi

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \qquad (19.22)$$

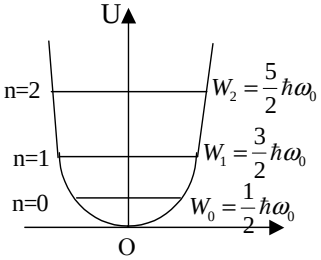
formula bilan aniqlanishi bizga ma’lum. Bu yerda ω_0 – ossillyatorning xususiy chastotasi, m – ossillyatorning massasi. (19.22) bog‘lanish grafigi paraboladan yoki boshqacha aytganda parabola shaklidagi «potensial» o‘radan iborat bo‘ladi.

Ossillyatorning to‘liq energiyasi uni potensial va kinetik energiyalarining yig‘indisiga teng va u vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi:

$$W = W_K + U = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \qquad (19.23)$$

Bu ifoda energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra to‘liq energiya ossillyatorga berilgan dastlabki energiyaga teng bo‘ladi. Ossillyatorning to‘liq energiyasi uni tebranishi davomida potensial va kinetik energiya orasida turlicha taqsimlanadi. Agar 19.6-rasmda ko‘rsatilgan grafikda to‘liq energiyaga mos joydan gorizontal chiziq o‘tkazsak, bu chiziq koordinatalari $x=\pm A$ bo‘ladi, bu yerda A-ossillyatorning tebranish amplitudasi. Ossillyator $-A$, $+A$ oraliqdan chiqa olmaydi. Agar u bu oraliqdan chiqadi desak, uning potensial energiyasi to‘liq energiyadan ham katta bo‘lib, energiyaning saqlanish qonuni buziladi. Demak, klassik ossillyator chegaralangan fazo sohasida tebranadi.

Kvant mexanikada ***chiziqli garmonik ossillyator-kvant ossillyator deb ataladi. Kvant ossillyatorga misol qilib***, kristall panjara tugunida tebranma harakat qilayotgan atomni, molekulani va umuman olganda tebranma harakat qilayotgan har qanday mikrozarrani olish mumkin. Kvant ossillyatori uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:



19.6-rasm

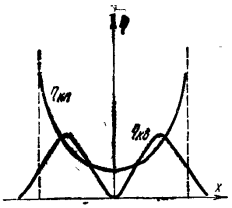
$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2})\psi = 0 \qquad (19.24)$$

Bu yerda $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ ossillyatorning potensial energiyasi, W–ossillyatorning to‘liq energiyasi.

Differensial tenglamalar nazariyasidan ma’lumki, (19.24) ko‘rinishdagi Differensial tenglama energiyaning

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0 , \quad (n = 0, 1, 2, \ldots) \qquad (19.25)$$

bo‘ladigan xususiy qiymatlarida yechimga ega. (19.25) formuladan ko‘rinadiki, kvant ossillyator energiyasi diskret qiymatlarni olib o‘zgaradi, ya’ni uni energiyasi kvantlanadi. Kvant ossillyatorning ham eng kichik energiyasi vertikal devorli potensial o‘ra ichidagi zarraning energiyasiga o‘xshab, noldan katta bo‘ladi. Ossillyatorning bu eng kichik energiyasi (19.25) dan *n=0* bo‘lganda $W_0 = \frac{\hbar \omega_0}{2}$ bo‘ladi.



19.7 – rasm.

Kvant ossillyator haqidagi masalaning yechimidan klassik fizikaga xos bo‘lmagan yangi natija kelib chiqadi. Kvant ossillyatori sifatida qaralayotgan zarra klassik fizika nuqtai nazaridan mumkin bo‘lmagan sohada ham bo‘lishi mumkin. Klassik nuqtai nazardan qaraganda zarra (*-A* va *+A*) oralig‘idan chiqa olmasligi kerak. Ammo kvant ossillyatori parabola shaklidagi potensial o‘radan ham tashqariga chiqishi mumkin.

Kvant ossillyatorning koordinatalari x dan *x+dx* gacha bo‘lgan sohada bo‘lish ehtimolligi

$$W_{кв}(x)dx = |\psi_n(x)|^2 dx$$

ifoda bilan aniqlanadi.

19.7-rasmda *n=1* kvant holati uchun kvant mexanikasidagi ehtimollik zichliklari solishtirilgan. Grafikdan ko‘rinib turibdiki, kvant ossillyatori klassik fizikaga ruxsat etmagan sohada ham bo‘lishi mumkin. Bu zarraning to‘lqin xususiyatidan, bevosita Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Bu yechim murakkab bo‘lgani uchun biz unga to‘xtalmaymiz.

Savollar

1. De-Broyl gipotezasi nimadan iborat?
2. De-Broyl to‘lqin uzunligi ifodasini yozing.
3. De-Broyl gipotezasini isbotlovchi Devisson va Jermerlarni elektronlar ustida o‘tkazgan eksperimental qurilmasi sxemasini va natijalarini tushuntiring.

4. Tabiatning ob’yektiv qonuni deb qaralgan Geyzenberning noaniqliklar munosabatini ifodalang.
5. To‘lqin funksiyasi va uning statistik ma’nosini tushuntiring.
6. Vaqt ishtirok etmagan turg‘un holat uchun Shredinger tenglamasini yozing.
7. Cheksiz chuqur potensial o‘radagi harakatlanayotgan zarra uchun Shredinger tenglamasini yozing.
8. Chiziqli garmonik ossillyator qanday model sifatida foydalaniladi?

Masalalar

73-masala. Boshlang‘ich tezligini hisobga olmaslik mumkin bo‘lgan elektron *U* tezlantiruvchi potensiallar farqi orqali o‘tadi. Ushbu ikki hol uchun 1) $U_1=51V$ 2) U_2=510 kV. De-Broyl to‘lqin uzunligi λ topilsin.

Berilgan: $\dfrac{U_1 = 51V,\ U_2 = 510\,kV}{\lambda \sim ?}$

Yechish. Zarra de-Broyl to‘lqinining uzunligi λ ,uning impulsi R ga bog‘liq va

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{P} \qquad (1)$$

formula bilan aniqlanadi.

Agar zarraning kinetik energiyasi Wk ma’lum bo‘lsa, uning impulsi aniqlanadi.

Norelyativistik ($W_k << W_o$ da) va relyativistik ($W_k \approx W_o$ da) hollar uchun impulsning kinetik energiya bilan bog‘lanishi mos ravishda quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$P = \sqrt{2m_0 W_к}\ , \qquad (2)$$

$$P = \frac{1}{c}\sqrt{(2W_0 + W_к)W_к}\ . \qquad (3)$$

Norelyativistik va relyativistik hollar uchun mos ravishda (2) va (3) munosabatlarni hisobga olganda, (1) formula quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 W_к}} \quad , \tag{4}$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\frac{1}{c}\sqrt{(2W_0 + W_к)W_к}} \quad . \tag{5}$$

Ma'lumki, U tezlantiruvchi potensiallar farqini o'tgan elektronning kinetik energiyasi $W_k = |e|U$.

Birinchi holda $W_{k1} = |e| U_1 = 51$ eV$=0{,}51 \cdot 10^{-4}$ MeV. Bu elektronning tinchlikdagi energiyasi $W_0 = m_0c^2 = 0{,}51$ MeV dan ko'p marta kichik. Demak (4) formulani qo'llash mumkin.

Hisob-kitobni qisqartirish uchun $W_{k1} = 10^{-4}\ m_0c^2$ ekanligini nazarga olamiz.

Bu ifodani (4) formulaga qo'yib, uni

$$\lambda_1 = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 \cdot 10^{-4} m_0 c^2}} = \frac{10^2}{\sqrt{2}} \frac{2\pi\hbar}{m_0 c}$$

ko'rinishda yozib olamiz.

$[\frac{2\pi\hbar}{m_0 c}]$ Kompton to'lqin uzunligi λ_s ekanligini hisobga olib, quyidagini olamiz

$$\lambda_1 = (10^2 / \sqrt{2})\lambda_s .$$

$\lambda_s = 2{,}43 \cdot 10^{-12}$ m ekanligidan

$$\lambda_1 = \frac{10^2}{\sqrt{2}} 2{,}43 \cdot 10^{-12} m = 172 nm.$$

Ikkinchi holda kinetik energiya $Wk_2 = (e)U_2 = 510$ keV$=0{,}51$ MeV, ya'ni elektronning tinchlikdagi energiyasiga teng. Demak, relyativistik formula (5)ni qo'llash kerak.

$W_2 = 0{,}51$ MeV$= m_0c^2$ ekanligini hisobga olib (5) formulaga binoan quyidagini topamiz

$$\lambda_2 = \frac{2\pi\hbar}{\frac{1}{c}\sqrt{(2m_0c^2 + m_0c^2)m_0c^2}} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{3}m_0c} \quad \text{yoki} \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_s}{\sqrt{3}}.$$

λ_s ning qiymatini oxirgi formulaga qo‘yib va hisoblab, natijani topamiz:

$$\lambda_2 = 1{,}4\text{pm}.$$

74-masala. Vodorod atomidagi elektronning W_k kinetik energiyasi 10 eV ni tashkil etadi. Noaniqlik munosabatidan foydalanib atomning minimal chiziqli o‘lchamlari baholansin.

Berilgan: $\dfrac{W_\kappa = 10eV}{\ell\ \min \sim ?}$

Yechish. Elektron koordinatasining va impulsining noaniqligi quyidagi munosabat orqali bog‘langan.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \qquad (1)$$

bunda Δx – elektron koordinatasining noaniqligi; Δr – uning impulsining noaniqligi; ħ – Plank doimiysi.

Bu munosabatdan ko‘rinib turibdiki, zarraning fazodagi o‘rni qanchalik to‘g‘ri o‘lchansa, impulsi va demak zarraning energiyasi shunchalik noaniq bo‘la boradi. Atomning chiziqli o‘lchami ℓ bo‘lsin, unda atom elektroni $\Delta x = \ell/2$ noaniqlik soha atrofida bo‘ladi. Bu holda (1) noaniqlik munosabatlarini $(\frac{\ell}{2}) \cdot \Delta p \geq \hbar$ ko‘rinishda yozish mumkin, bundan

$$\ell \geq 2\hbar/(\Delta p) \qquad (2)$$

Fizik mantiqqa asosan impulsning noaniqligi Δp har holda impuls **r** ning qiymatidan katta bo‘lmasligi kerak, ya’ni

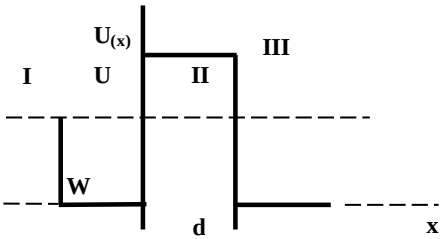
$$\Delta p \leq p$$

Impuls *r* endi kinetik energiya W_k bilan quyidagi munosabat orqali bog‘langan $p = \sqrt{2m W_к}$ Δp *ни* $\sqrt{2m W_к}$ qiymat bilan almashtiramiz (bunday almashtirish ℓ ni orttirmaydi). (2) tengsizlikdan tenglikka o‘tib quyidagini olamiz

$$\ell_{\min} = 2\hbar / \sqrt{2m W_к}$$

Son qiymatlarni qo‘yamiz va hisoblab natijasini topamiz

$$\ell_{\min} = 124 \text{ } пм.$$



19.8-rasm.

75-masala. W=4,9 eV energiyali elektron ***x*** o‘qining musbat yo‘nalishi bo‘ylab harakatlanmoqda (19.8-rasm). Potensial to‘siqning balandligi *U*=5 eV. To‘siqning qanday *d* qalinligida, elektronning to‘siq orqali o‘tish ehtimolligi *E*=0,2 bo‘ladi?

Yechish. Zarraning potensial to‘siq orqali o‘tish ehtimolligi o‘zining fizik ma’nosiga ko‘ra shaffoflik koeffitsienti D bilan mos keladi (*W*=D). U holda elektronning to‘g‘ri burchakli potensial to‘siqdan o‘tish ehtimolligi quyidagi munosabat bilan ifodalanadi:

$$E = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-W)}\,d\right], \qquad (1)$$

bunda m – elektronning massasi. (1) ni logarifmlab, quyidagini olamiz

$$\ell nE = -\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-W)d}\,.$$

Hisoblash qulay bo‘lishi uchun bu tenglikning har ikki tomonini ishoralarini o‘zgartiramiz va d ni topamiz

$$d = \frac{\hbar \ell n(Y_E)}{2\sqrt{2m(U-W)}}\,.$$

Bu formulaga kiruvchi kattaliklarni SI birliklarida ifodalaymiz va hisoblaymiz:

$$d=4{,}95\cdot10^{-10}\text{m}=0{,}495\text{ nm}.$$

(1) formula taxminiy ekanligini va hisob-kitob baholash uchungina qilinayotganligini nazarda tutib, $d\approx0{,}5$ nm deb qabul qilish mumkin.

Mustaqil yechish uchun masalalar

221. Elektron $\upsilon=200$ Mm/s tezlik bilan harakatlanadi. Elektron massasining uning tezligiga bog‘liq ravishda o‘zgarishi hisobga olingan holda de-Broyl to‘lqin uzunligi λni aniqlansin.

($\lambda=2.7$pm)

222. Agar elektronning kinetik energiyasi $W_k=1$keV bo‘lsa, unga mos keluvchi de-Broyl to‘lqin uzunligi λ topilsin.

($\lambda=39$pm)

223. Elektron V=8mTl induksiyali bir jinsli magnit maydonida radiusi r=0,5sm bo‘lgan aylana bo‘ylab harakatlanmoqda. Elektronning de-Broyl to‘lqin uzunligi λ aniqlansin.

($\lambda=0{,}1$nm)

224. Ma’lumki fazoviy tezlik $\upsilon=\omega/k$ Norelyativistik va relyativistik hollar uchun de-Broyl to‘lqini fazoviy tezligining ifodasi topilsin.

$$\left(U_n=\frac{\upsilon}{2};\quad U_p=\frac{c^2}{\upsilon}\right)$$

225. $W_k=15$eV kinetik energiyali elektron diametri d=1mkm bo‘lgan metallda turibdi. Elektronning tezligi aniqlanishi mumkin bo‘lgan nisbiy noaniqlik $\Delta\upsilon$ aniqlansin.

($\Delta\upsilon/\upsilon=10^{-4}$)

226. Agar atomning g‘alayonlangan holatda yashash vaqti ($t=10^{-8}$s)va chiqaradigan fotonning to‘lqin uzunligi ($\lambda=0{,}6$mkm) ma’lum bo‘lsa, spektral chiziqning nisbiy kenligi $\Delta\omega/\omega$ baholansin.

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}=3\cdot10^{-8}\right)$$

227. Vodorodsimon atomdagi elektron uchun Shredinger tenglamasi yozilsin.

$$\left[\Delta\psi + \frac{2m}{h^2}\left(E^2 + \frac{2\ell^3}{4\Pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0\right]$$

228. Shredinger tenglamasining vaqtga bog‘liq qismi $i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = E\psi$ ko‘rinishga ega tenglamaning yechimi topilsin.

$(\psi = C\exp(-iEt/\hbar))$

229. Elektron kengligi $a = 0{,}5\,nm$ bo‘lgan potensial qutida turibdi. Elektron energetika sathlarining eng kichik farqi ΔE aniqlansin, eVda hisoblansin.

(ΔE=4.48eV)

230. Kenligi *a* bo‘lgan potensial qutidagi elektronga $K = \frac{\pi n}{a}(n = 1,2,3,.....)$ to‘lqin soni to‘g‘ri keladi. Elektron energiyasi Yening to‘lqin soni Kga bog‘lanishidan foydalanib, energiyaning xususiy qiymatlari E_n uchun ifoda hosil qilinsin.

$$\left(E = \frac{\pi^2 h^2 n^2}{2ma^2}\right)$$

XX - BOB. ATOM VA MOLEKULALAR FIZIKASI

20.1 - §. Vodorod atomining kvant nazariyasi

Bor atom nazariyasining kamchiliklari aniq bo‘lib qolgandan keyin atom jarayonlarini to‘laligicha tushuntirib beruvchi umumiy atom nazariyasini yaratishga harakat boshlandi. Atomning bunday nazariyasini kvant mexanikasi asosida yaratishga kirishildi. Natijada atomning Bor nazariyasida postulot tarzida qabul qilingan elektron energiyasining kvantlanishi Shredinger tenglamasi yechimidan o‘z-o‘zidan kelib chiqishi ma’lum bo‘ldi. Bor atom nazariyasini postulotga tayanib yaratgan bo‘lsa, atomning yangi nazariyasida bunga hojat bo‘lmadi.

Vodorod atomining asosiy turg‘un holati uchun Shredinger tenglamasi qanday ko‘rinishda bo‘lishini ko‘raylik. Vodorod atomida elektronning yadrodan uzoqligi r deb belgilasak, uning potensial energiyasi $U = -e^2/4\pi\varepsilon_0 r$ bo‘ladi. Natijada vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2}\left(W + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\cdot\Psi = 0 \qquad (20.1)$$

ko‘rinishda yoza olamiz.

(20.1) ko‘rinishdagi Differensial tenglamani yechish anchagina murakkab matematik amallarni talab qiladi. Shuning uchun tenglamani qanday yechish yo‘llariga to‘xtalmay, uni tayyor yechimini muhokama qilamiz.

(20.1) tenglama quyidagi ikki holda yechimga ega bo‘lishi mumkin: 1) W>0 qiymatlarda

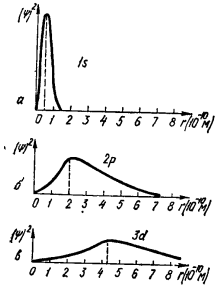
2) W<0 ning faqat

$$W = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2 n^2}; \quad (n = 1, 2, 3, ...) \qquad (20.2)$$

shartni qanoatlantiruvchi diskret qiymatlarida *W>0* bo‘lgan hol yadro yaqinidan o‘tib, undan cheksizlikkacha uzoqlashayotgan elektronga, *W<0* bo‘lgan hol esa yadroga bog‘langan elektronga mos keladi. Demak, Shredinger tenglamasining *W>0* qiymatlaridagi yechimlari vodorod atomini emas, balki atom bo‘lib birikmagan yadro va fazodagi erkin elektronni aks ettiradi. *W<0* bo‘lgan ikkinchi holdagi yechimlari vodorod atomidagi elektronni aks ettiradi. Elektron vodorod atomidagi

energiya qiymatlarini aniqlovchi (20.2) ifoda Borning vodorod atomining nazariyasidan kelib chiqqan (18.9) ifodaning o‘zginasidir. Lekin Bor bu formulani postulotga, ya’ni farazlarga asoslanib chiqargan bo‘lsa, kvant mexanikasida esa u Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. (20.1) tenglamaning yechimlari kvant sonlar deb ataladigan uchta parametrga ega. Birinchisi ***asosiy kvant son*** deyiladi va n harfi bilan belgilanadi, ya’ni :

$$n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (20.3)$$



20.1 – rasm.

ikkinchisi – ***orbital kvant son***, *l* harfi bilan belgilanadi, uning yordamida elektron ega bo‘la oladigan impuls momentining diskret qiymatlarini quyidagi

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \qquad (20.4)$$

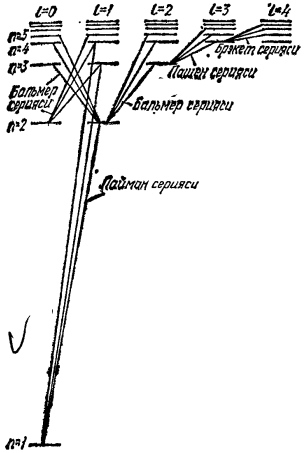
formula asosida aniqlash mumkin. Orbital kvant soni *0* dan *n-1* gacha butun musbat qiymatlarga ega bo‘la oladi, ya’ni:

$$l = 0, 1, 2, \ldots, \quad n-1 \qquad (20.5)$$

Uchinchisi – ***magnit kvant son*** m bo‘lib, u - *l* dan 0 orqali +*l* gacha bo‘lgan butun sonli qiymatlarga ega bo‘la oladi, ya’ni:

$$m = -l-(l-1), \ldots, -1, 0, +1, \ldots, +(l-1)+l \qquad (20.6)$$

Magnit kvant son m – yordamida elektronning impuls momenti vektori *L* ning fazodagi yo‘nalishi aniqlanadi *L* vektorning Z yo‘nalishiga proyeksiyasi:



20.2 – rasm.

$$L_Z = \pm m\hbar \qquad (20.7)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Vodorod atomidagi elektron energiyasining (20.2) formula bilan aniqlanuvchi har bir qiymatiga bir necha to‘lqin funksiya mos keladi, ular bir-biridan *l* va m kvant sonlar bilan farqlanadi. Misol tariqasida *n = 2* ga teng bo‘lgan holni muhokama qilaylik. Orbital kvant son *l*, (20.5) shartga asosan, 0 yoki 1 qiymatga ega bo‘la oladi. *l* =0 bo‘lganda magnit kvant son m, (20.6) shartga asosan faqat 0 qiymatini oladi. Bunda elektronning mexanik impuls

momenti ham nolga teng bo‘ladi. Bu holatda elektron mavjud bo‘ladigan fazodagi soha sferik simmetriyaga ega bo‘ladi, ya’ni yadro dumaloq elektron buluti bilan o‘ralgan deyish mumkin. Elektron bulutini zich joylari elektron orbitasining birinchi Bor radiusi ($r_1=0,53\cdot10^{-10}$ *m*) ga mos keladi.

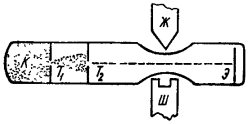
Elektron holatlarini belgilashda asosiy kvant sonni raqam bilan, orbital kvant sonni harf bilan xarakterlash qabul qilingan. *l*=0 holatini *S* harfi bilan, *l* =1 holatini *R* harfi bilan, *l* =2 holatini esa d harfi bilan belgilanadi. Masalan, *n=1*, *l* =0 holatdagi elektronni *1s* deb, *n=2*, *l* =1 holatdagi elektronni esa 2*r* deb belgilasa bo‘ladi.

Kvant mexanikasida «trayektoriya» tushunchasi ma’noga ega bo‘lmaganligi uchun «orbita» tushunchasi ham o‘z ma’nosini yo‘qotadi. Lekin kvant mexanikasi elektronning fazoni qaysi nuqtasida qayd qilish ehtimolligi haqida axborot bera oladi. 20.1-rasmlarda mos ravishda *1s*, *2r*, *3d* holatlardagi elektronlarni yadrodan r masofadagi nuqtalarda qayd qilish ehtimolligining zichligini tasvirlovchi grafiklar keltirilgan. Rasmlardan ko‘rinishicha, eng katta ehtimollik bilan elektronni qayd qilish mumkin bo‘lgan nuqtalarning geometrik o‘rinlari Bor orbitalariga mos keladi.

1s dan boshqa holatlar uyg‘ongan holatlar deyiladi. Atomning asosiy holatdan uyg‘ongan holatga yoki quyiroq uyg‘ongan holatdan yuqoriroq uyg‘ongan holatga o‘tkazish uchun unga tashqaridan energiya berilishi lozim. Bu energiyaning miqdori atomning oxiri va boshlang‘ich holatlardagi energiyalarning farqiga teng bo‘ladi, albatta. Energiya berish yo‘llaridan biri atom tomonidan fotonni yutishdir. Foton yutishga teskari jarayon atomning nur chiqarishidir. Shu narsa ayonki, bu jarayon tufayli atom yuqoriroq uyg‘ongan holatdan quyiroq uyg‘ongan holatga yoki asosiy holatga o‘tadi. Atomning boshlang‘ich va oxirgi holatlarining orbital kvant sonlari faqatgina bir birlikka o‘zgaradigan, ya’ni $\Delta l=\pm1$ bo‘ladigan o‘tishlargina amalga oshadi. 20.2-rasmda vodorod atomi spektirini kvant mexanikasi tasavvurlari asosida amalga oshishi tasvirlangan.

Demak, Shredinger tenglamasi hech qanday qo‘shimcha gepotezaga tayanmasdan vodorod atomining barcha xususiyatlarini tushuntira oladi.

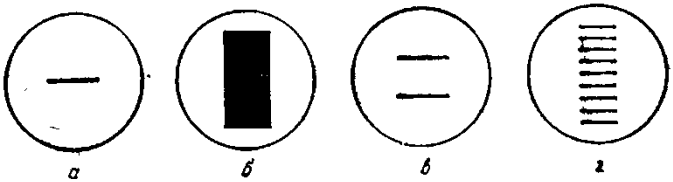
20.2 - §. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini



20.3 – rasm.

O.Shtern va V.Gerlaxlar tajribada tashqi magnit maydoni ta’sirida atom magnit momentlari fazoda ixtiyoriy yo‘nalishlarda emas, balki ruxsat etilgan tayinli yo‘nalishlardagina joylashishini isbotladilar. Bu tajribada qo‘llanilgan qurilma 20.3-rasmda tasvirlangan. Qizdiriladigan K kameradan bug‘lanib chiqqan atomlar tasmasimon tirqishli to‘siqlar (T_1 va T_2)dan o‘tgach, dasta shakliga keladi. So‘ngra atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli bo‘lmagan magnit maydondan o‘tib *E* ekranga tushadi. Kuchli bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonni elektromagnit o‘zagining qutblariga maxsus shakl berish bilan hosil qilinadi. Qurilma havosi so‘rib olingan maxsus kameraga joylashtirilgan bo‘ladi.

Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda atomlar dastasi ekranni bir joyiga tushishi kerak, chunki atomlarning magnit momentlari har qanday qiymatni olishi mumkin.



20.4 – rasm.

Kvant nazariyasiga ko‘ra atomlar dastasi umuman bo‘laklarga ajralmasligi yoki kamida uchta bo‘lakka ajralishi kerak. Vodorod atomi dastasi esa magnit momenti nol bo‘lgani uchun umuman bo‘laklarga ajralmasligi kerak edi. Lekin vodorod atomlari dastasi bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonidan o‘tishda ikkiga ajralib, ekranning ikki nuqtasida to‘siqdagi tirqishning shakliga o‘xshash dog‘ hosil bo‘ladi. Bir valentli *Na, K, Ag* va boshqa atomlar dastasini ham vodorodga o‘xshab ikki bo‘lakka ajralishi kuzatildi. Buning sababi keyinchalik ma’lum bo‘ldi. Umuman, Shtern va Gerlax tajribasi atom magnit momentlarini fazoviy kvantlanishini isbotladi. Agar bir jinsli bo‘lmagan magnit maydondan *P* – holatdagi (l =1) atomlar dastasi o‘tkazilsa, ular uch bo‘lakka (2 l+1=3)bo‘linishini qayd qilinadi. Magnit maydon ta’sir

qilmaganda ekranda 20.4,a-rasmdagi tasvir hosil bo‘ladi. Demak, bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonda harakatlanayotgan atomlarga ta’sir etuvchi kuch atom magnit momentining yo‘nalishiga bog‘liq. Bu kuch ta’sirida atomlar ekranning yuqoriroq yoki pastroq qismlariga tushadi. Shuning uchun atomlar dastasida R_m ning barcha yo‘nalishlari mavjud bo‘lsa, bu atomlar ekranga tushishi natijasida vujudga kelgan dog‘ning shakli 20.4,b-rasmdagidek bo‘lishi kerak edi. Tajribalarda esa bunday natijalar mutlaqo kuzatilmadi. Ba’zi hollarda, masalan, simob yoki marganec atomlarining dastalari bilan o‘tkazilgan tajribalarda, ekrandagi dog‘ xuddi hech qanday maydon ta’sir qilmagandek (20.4,a-rasmga q.) shaklga ega bo‘ladi. Boshqa hollarda esa atomlar dastasi komponentlarga ajraladi, natijada ekranda bir necha o‘zaro parallel chiziqcha shaklidagi dog‘lar hosil bo‘ladi. Natriy yoki simob atomlarining dastalari ekranda vujudga keltirgan manzara 20.4, v-rasmda, temir atomlarining dastasi qo‘llanilgan tajribada kuzatilgan manzara esa 20.4,g-rasmda tasvirlangan.

Shunday qilib, Shtern va Gerlak tajribasi fazoviy kvantlanish mavjudligini hamda elektronlar va atomlar magnit momentlarining qiymatlari diskret xarakterga egaligini isbotladi.

Elektron spini. 1925 yilda amerikalik fiziklar Jorj Ulenbek va Semyuel Gaudsmit agar elektron xususiy mexanik va magnit momentlariga ega deb faraz qilinsa, Shtern va Gerlak tajribalarini ham, atomlarning spektral chiziqlarini bo‘linishini ham tushuntirish mumkinligini isbotladilar. Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda elektron o‘z o‘qi atrofida aylangandagina xususiy impuls va magnit momentiga ega bo‘ladi. Elektron zaryadga ega bo‘lishi natijasida magnit momenti vujudga keladi. Elektronning xususiy impuls momentini spin, xususiy magnit momentini spin magnit momenti deb ataladi.

«Spin» inglizcha so‘z bo‘lib «aylanmoq» degan ma’noni anglatadi. Bu termin ishlatilishiga sabab, o‘sha vaqtda elektronni o‘z o‘qi atrofida aylanuvchi zaryadli sharcha sifatida tasavvur qilingan. Lekin bunday tasavvur noto‘g‘ri ekanligi keyinchalik ma’lum bo‘ldi. Chunki, elektron uchun odatdagi impuls va magnit momenti qiymatini olish uchun u yorug‘lik tezligidan yuz martadan ham katta chiziqli tezlikda aylanishi kerak ekan. Bu esa Eynshteyn nisbiylik nazariyasiga zid keladi.

Hozirgi vaqtda elektron spini uni aylanishini bildirmaydi, spin xuddi zaryad va massa kabi elektronning impuls momentini bildiruvchi kattalik hisoblanadi.

Elektronning spini uning aylanishi bilan bog‘lash noto‘g‘ri ekanini zaryadsiz zarracha – neytron ham mexanik momentdan tashqari spin magnit momentiga ega bo‘lishda ko‘rishimiz mumkin.

Elektron spin mexanik momenti ham orbital mexanik momentga o‘xshab kvantlanadi, ya’ni

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \tag{20.8}$$

ga teng. Spinning tanlab olingan yo‘nalishi *z* ga (masalan, tashqi magnit maydon yo‘nalishiga) proyeksiyasi faqat kvantlangan qiymatlarga ega bo‘la oladi, bu qiymatlar quyidagi formula bilan aniqlanadi:

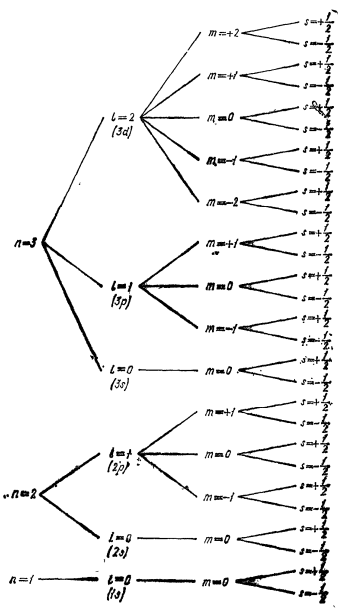
$$L_{sp.z} = s\hbar \tag{20.9}$$

bunda s – spin kvant son. U *n*, *l*, *m* kvant sonlardan farqlanib kasr qiymatlarga, ya’ni

$$S = -\frac{1}{2} \quad ; \quad +\frac{1}{2} \tag{20.10}$$

ga ega bo‘lishi mumkin. Elektronning spin magnit momentining proyeksiyasi va $L_{sp.z}$ quyidagi munosabat bilan bog‘langan:

$$\mu_{ez} = -\frac{l}{m_e} L_{sp.z} = -S\frac{l\hbar}{m_e} = \pm\frac{l\hbar}{2m_e} = \pm\mu_B \tag{20.11}$$



20.5 – rasm.

Demak, elektron spini magnit momentining tashqi magnit maydon yo‘nalishiga proyeksiyasi faqat ikki qiymatga ega bo‘la oladi, uning absolyut miqdori Bor magnetoniga teng. Bir valentli *Na*, *K*, *Ag* va vodorod atomlari dastasini bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonda ikki komponentaga ajralishining sababi shu tariqa elektron spin magnit momenti orqali tushuntiriladi.

20.3 - §. Pauli prinsipi

Pauli atom spektrlarini o‘rganib atomda ma’lum bir holatda *n*, *l*, *m*, *s* to‘rtala kvant soplari bir xil bo‘lgan bittadan ortiq elektroni bo‘lishi mumkin emas degan xulosaga keldi.

Demak, kvant mexanikasida atomdagi energetik sathlar to‘rtta kvant son bilan xarakterlanadi:

$$\left.\begin{array}{c} n = 1, 2, 3, \ldots \\ l = 0,1\ldots,(n-1); \\ m = -l,-(l-1),\ldots,(l-1),l \\ S = -\frac{1}{2},\ +\frac{1}{2} \end{array}\right\} \qquad (20.12)$$

20.5-rasmda *n=1*, *n=2* va *n=3* bo‘lgan energetik sathlar tasvirlangan, *n*, *l* va *m* kvant sonlarining to‘plami bir xil, lekin spin kvant soni bilan farqlanuvchi sathlar ikkitadan bo‘ladi.

Pauli prinsipi bo‘yicha atomdagi bir energetik sathda ikkita elektron bo‘lsa, ular qarama-qarshi spinga ega bo‘lishi kerak. Atomda ayni bir *n* bosh kvant soni uchun bo‘lishi mumkin bo‘lgan energetik sathlarning umumiy sonini hisoblaylik.

Agar *n* va *l* larning qiymatlari o‘zgarmasdan *m* va *s* lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topish kerak bo‘lsa, har bir *n* va *m* ning 2 *l* +1 ruxsat etilgan qiymati bor. Demak, *n* va *s* larning aynan to‘plami (2 *l* +1) sathdan iborat. Nihoyat, ayni n uchun *l*, *m* va *s* lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topaylik. (20.12) ga asosan, ayni n uchun *l* ning qiymatlari 0 dan *n-1* gacha bo‘lgan butun musbat sonlarni egallashi mumkin. Shuning uchun asosiy kvant son *n* ning ayni qiymati bilan ifodalanuvchi sathlar soni

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2 \qquad (20.13)$$

bo‘ladi.

Sathlar soni ham elektronlar soniga teng bo‘ladi. 20.5-rasmda *n=1*, *n=2* va *n=3* bo‘lgan energetik sathlar tasvirlangan. *n=1* bo‘lganda sathlar soni 2 ta, *n=2* bo‘lgandagi sathlar soni 8 ta, *n=3* bo‘lsa, sathlar soni 18 ga teng. Masalan, vodorod atomida *n=1* bo‘lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki *n=2* bo‘lgan sakkizta sathning hammasi aynan bir xil energiyaga ega bo‘ladi (aynigan sathlar hisoblanadi). Lekin ko‘p elektronli atomlarda o‘zaro ta’sir tufayli sathlar aynishi yo‘qoladi va atomdagi energetik sathlarning energiyalari boshqa kvant sonlarga ham bog‘liq bo‘lib qoladi.

Ko‘p elektronli atomlarda ayni bir bosh kvant soni *n* ga to‘g‘ri kelgan elektronlar to‘plami elektron qobiqni hosil qiladi. Har bir qobiq *l* kvant soniga mos holda qobiqchalarga bo‘linadi. Ma’lumki, orbital kvant soni *l*=0 dan *n-1* gacha bo‘lgan qiymatni qabul qilgani uchun qobiqdagi qobiqchalarni sopi *n* tartibida bo‘ladi.

Shunday qilib, Pauli prinsipi quyidagicha ta’riflanadi: ***Atomdagi n, ℓ, m, s kvant sonlar to‘plami bilan xarakterlanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektron bo‘lishi mumkin emas.***

20.4 - §. D. I. Mendeleyev elementlar davriy sistemasi

1869 yilda rus olimi D.I.Mendeleyev elementlarning atom massalari bo‘yicha ma’lum bir sistemaga solishga erishdi va atom fizikasining asosi bo‘lgan tabiatning fundamental qonuni – elementlar davriy sistemasini yaratdi. Agar elementlarning massalarini ortib borishi tartibida joylashtirilsa, ma’lum bir tartib raqami oralig‘ida, ya’ni ***biror davrda***, ularning ko‘pgina kimyoviy va fizik xossalarini takrorlanishi ma’lum bo‘ldi.

Masalan, litiy bir valentli ishqoriy metall bo‘lib, tartib raqami *Z=3* ga teng. Yana 8 ta tartib raqamidan keyin kelgan natriy (*Z=11*) ham, undan yana 8 ta raqam keyin joylashgan kaliy (*Z=19*) ham litiyga o‘xshab ishqoriy metall hisoblanadi. Bunday ishqoriy metall xossasi 18 tartib raqamdan keyin rubidiy (*Z=37*) va seziyda (*Z=55*) ham takrorlanadi.

Davriy sistema yaratilgan vaqtda 64 ta kimyoviy element borligi ma’lum edi. D.I.Mendeleyev tomonidan katakchalarga davriy sistemadagi elementlar birin ketin qo‘yib chiqarilgandan keyin ayrim katakchalar bo‘sh qoldirildi. Mendeleyev bu bo‘sh katakchalarni to‘ldirish mumkin bo‘lgan, hali topilmagan kimyoviy elementlarning xossalarini oldindan aytib berdi. Masalan, shunday yo‘l bilan Fransiyada davriy sistemada ruxdan keyin joylashgan galliy elementi kashf etildi. Undan keyin selen (*Se*), germaniy(*Ge*) va boshqa kimyoviy elementlar ham kashf etilib, davriy sistemadagi bo‘sh kataklar to‘lib bordi. Bulardan tashqari, D.I.Mendeleyev ba’zi elementlarning atom og‘irliklarini to‘g‘riligini tekshirishga muvaffaq bo‘ldi. Masalan, *Be* va U ning atom og‘irliklarini tablitsa asosida hisoblab chiqardi. Keyinchalik ma’lum bo‘ldiki, kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami atom yadrosi zaryad sonini yoki yadro atrofidagi elektronlar sonini bildirar ekan. Elementning davriy sistemadagi tartib raqami ortgan sari uni massasi ham, yadro zaryadi ham ortib boradi. Yadro atrofida aylanuvchi elektronlar eng kichik energiyali holatni olishga intilishi natijasida hammasi birinchi Bor orbitasida aylanishlari lozim edi. Agar birorta elektron qo‘shilganda ham elementlarning xossaslarini unchalik o‘zgartirmasligi kerak. Ammo bizga ma’lumki, bitta elektron bilan farq

qiluvchi argon (*Z=18*) inert gaz, kaliy (*Z=19*) ishqoriy metall. Shunday holni kripton (*Z=36*) va rubidiy, ksenon (*Z=54*) va seziy (*Z=55*), radon (*Z=86*) va fransiy (*Z=87*) juftlarida ham kuzatishimiz mumkin. Bu elementlar bitta elektroni bilan farq qilgani holda, birinchilari inert gaz, ikkinchilari esa ishqoriy metallardir.

Atomning tartib raqami ortgan sari uni o‘lchami uzluksiz kichiklashib borishi kerak, chunki elektronlar soni ortgan sari Kulon tortishish kuchlari ham ortib boradi.

Lekin amal atomlarning o‘lchami bir davr elementlaridan boshqa davr elementlariga o‘tganda o‘zluksiz holda emas aniq bir qiymatni olgan holda keskin ortib ketadi (20.1-jadval)

20.1 - jadval

II davr elementlari	*Li*	*Be*	*B*	*C*	*N*	*O*	*F*
Diametr, A°	3,10	2,26	1,82	1,54	1,42	1,32	1,28
III davr elementlari	*Na*	*Mg*	*Al*	*Si*	*P*	*S*	*Cl*
Diametr, A°	3,78	3,29	2,89	2,68	2,60	2,08	1,98

Masalan, bunga misol qilib ikkinchi davr oxiridagi ftor (*F*) bilan uchunchi davr boshidagi natriyni olishimiz mumkin. Atom o‘lchamini bir davrdan boshqa davrga o‘tganda keskin o‘zgarib ketishini nima bilan izohlashni Pauli taqsimot prinsipi yaratilguncha bilishmas edi.

Hozirgi vaqtda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektronlari Pauli prinsipiga bo‘ysungan holda energetik sathlar bo‘yicha qanday taqsimlanishi ma’lum. Biz birinchi element vodoroddan boshlaylik. Uning bittagina elektroni bor. Bu elektron Pauli va minimal energiya prinsipiga asosan $n=1$, $\ell=0$, $m=0$, $s=-\frac{1}{2}$ kvant sonlar bilan ifodalanuvchi 20.5-rasmda tasvirlangan 1S energetik sathni egallaydi. Geliy atomida ikkita elektron *1S* holatda spinlari antiparallel bo‘lgan holda joylashadi va $1S^2$ ko‘rinishda (1S holatda 2 elektron) yoziladi. Geliyda *K* - qobiq 2ta elektron bilan to‘ladi. Natijada davriy sistemadagi 1 davr tugaydi (20.2-jadval).

Litiydagi (*Z=3*) uchinchi elektron Pauli prinsipiga ko‘ra to‘lgan *K* – qobiqda joylashishi mumkin emas, u *n=2* bo‘lgan *L* – qobiqdagi eng kichik *2S* energetik sathni egallaydi. Litiyda elektronlarni qobiqlar bo‘yicha taqsimlanishi $1S^2\ 2S$ ko‘rinishda belgilanadi. To‘rtinchi element *Ve* – bereliyda (*Z=4*) ikkinchi qobiqdagi *2S* qobiqcha to‘ladi. Bereliydan keyingi element Bor *V*(*Z=5*)dan boshlanib *Ne*-neon (*Z=10*)gacha bo‘lgan oltita elementda *2r* qobiqchani to‘lishi tugallanadi. Sistema II

davr inert gaz neon bilan tugaydi, neonda *L* – qobiq to‘lgan bo‘ladi (20.2-jadval).

20.2 – jadval.

Davr	Z	element	K	L		M			N			
			1S	2S	2P	3S	3P	3d	4S	4P	4d	4F
I	1	*H*	1									
	2	*He*	2									
II	3	*Li*	2	1								
	4	*Be*	2	2								
	5	*B*	2	2	1							
	6	*C*	2	2	2							
	7	*N*	2	2	3							
	8	*O*	2	2	4							
	9	*F*	2	2	5							
	10	*Ne*	2	2	6							
III	11	*Na*	2	2	6	1		-				
	12	*Mg*	2	2	6	2		-				
	13	*Al*	2	2	6	2	1	1				
	14	*Si*	2	2	6	2	2	2				
	15	*P*	2	2	6	2	3	3				
	16	*S*	2	2	6	2	4	4				
	17	*Cl*	2	2	6	2	5	5				
	18	*Ar*	2	2	6	2	6	6				
IV	19	*K*	2	2	6	2	6	-	1			
	20	*Ca*	2	2	6	2	6	-	2			
	21	*Se*	2	2	6	2	6	1	2			
	22	*Ti*	2	2	6	2	6	2	2			
	23	*V*	2	2	6	2	6	3	2			
	24	*Cr*	2	2	6	2	6	5	1			
	25	*Mn*	2	2	6	2	6	5	2			
	26	*Fe*	2	2	6	2	6	6	2			
	27	*Co*	2	2	6	2	6	7	2			
	28	*Ni*	2	2	6	2	6	8	2			
	29	*Cu*	2	2	6	2	6	10	1			
	30	*Zn*	2	2	6	2	6	10	2			
	31	*Ga*	2	2	6	2	6	10	2	1		
	32	*Ge*	2	2	6	2	6	10	2	2		
	33	*As*	2	2	6	2	6	10	2	3		
	34	*Se*	2	2	6	2	6	10	2	4		
	35	*Br*	2	2	6	2	6	10	2	5		
	36	*Kr*	2	2	6	2	6	10	2	6		

Natriydagi *3S* va litiydagi *2S* – sathlarda bittadan elektron bo‘lgani uchun ularning kimyoviy va fizik xossalari o‘xshash bo‘lib, ishqoriy metallar guruhiga kiradi. Magniydan (*Z=12*) boshlab *M* –

qobiqni to‘lishi boshlandi va argonda (*Z=18*) tugaydi. Argon ham *He*, *Ne* ga o‘xshab inert gazdir. III davr argon bilan tugaydi.

Kaliy (*Z=19*) optik va kimyoviy xossalari huddi *Li* va *Na* atomlariga o‘xshaydi. Bu shundan dalolat beradiki, elektronlarning o‘zaro ta’siri tufayli *n=4*, *l* =0 holat *n=3*, *l* =2 holatga qaraganda kichik energiyaga ega bo‘lib qolar ekan. Shuning uchun kaliyning 19 – elektroni *M* – qobiqning *3d* qobiqchasida joylashmasdan *N*- qobiqning *4S* qobiqchasida joylashar ekan. Natijada kaliy ham ishqoriy metall bo‘lib qoladi.

Kalsiyning (*Z*=20) spektroskopik va kimyoviy xossalari ham uni 20 – elektronni *4S* sathda joylashganini ko‘rsatadi. Keyingi 21-element skandiy (*Sc*)dan boshlanib *M*-qobiqni *3d* qobiqchasi ham to‘la boshlaydi va uni to‘lishi *Zn*-rux (*Z=30*) tugaydi. Keyingi *N*-qobiqni to‘lishi *Kr*-kriptonda (*Z=36*) tugaydi. *Ne* va *Ar* ga o‘xshab, kriptonni ham tashqi *S* va *P* qobiqchalari to‘lgan bo‘ladi. IV davr shu kripton-inert gaz bilan tugaydi.

Shunday mulohazalar Mendeleyev jadvalidagi boshqa elementlarga ham tegishli. Yana shuni ham aytib o‘tish kerakki, elementlarning keyingi davrlari ham ishqoriy metallardan boshlanib, inert gazlarda tugaydi. Keyingi inert gazlarning ham oxiri tashqi *S* va *R* qobiqchalari to‘lgan bo‘ladi.

Davriy sistemadagi lantanoidlar deb ataluvchi bir guruh elementlarni (lantandan (*Z=57*) boshlab lyutetsiy (*Z=71*)gacha xossalari bir xil bo‘lgani uchun bir qatorga, yana aktinoidlar nomini olgan bir guruh elementlarni aktiniy (*Z=89*) dan boshlab lourensiy (*Z=103*)gacha yana bir boshqa qatorga joylashga to‘g‘ri kelgan. Chunki aktinoidlarning xossalari bir-biriga o‘xshash.

Lantanoidlarning xossalari o‘xshash bo‘lishiga tashqi *P* va *Q* qobiqlarda bir xil, ya’ni $6S^2$ va $7S^2$ sathlarda ikkitadan elektron bo‘lishi sabab bo‘ladi.

Shunday qilib, davriy sistemadagi elementlarning xossalarini bir-biriga yaqin bo‘lishiga ularning tashqi elektron qobig‘i o‘xshashligi sabab bo‘lar ekan. Masalan, inert gazlarning hammasining tashqi qobig‘ida 8 tadan elektron bo‘ladi. Ya’ni doimo *S* va *P* qobiqcha elektron bilan to‘lgan bo‘ladi. Ishqoriy metallarning (*Li, Na, K, Rb, Cs, Fr*) *S* – qobiqchasida doimo bittadan elektron, ishqoriy – yer metallariga (*Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra*) *S* – sathda 2 tadan elektron, gologenlarining (*F, Cl, Br, I, At*) tashqi qobig‘ini to‘lishiga bittadan elektron yetishmaydi va hokazo.

20.5 - §. Molekulalar. Molekulalar kimyoviy bog‘lanishining fizik tabiati

Molekula deb, bir xil yoki har xil element atomlarining kimyoviy birikishidan tashkil topgan va ma’lum bir moddaning **kimyoviy va fizik xususiyatlarini** o‘zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrachaga aytiladi. Masalan, vodorod (H_2), kislorod (O_2), azot (N_2) bir xil atomlardan tuzilgan molekulalardir, osh tuzi molekulasi ($NaCl$) esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo‘ladi. Molekuladagi atomlarning kimyoviy bog‘lanishi ularning tashqi valent elektronlari orqali amalga oshadi. Ko‘pincha molekulalarda ***kovalent*** va ***ionli*** bog‘lanish uchraydi.

Ionli (geteropolyar) bog‘lanishni hosil bo‘lishi bilan yaqindan tanishaylik. Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog‘langan. Gologen atomlarida esa tashqi elektron qobig‘ini to‘lishiga bitta elektron yetishmaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomi bilan gologen atomi yaqinlashganda ishqoriy metallning bitta elektroni gologen atomiga o‘tadi. Natijada, ishqoriy metall musbat, gologen atom esa manfiy ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar o‘zaro elektrostatik Kulon kuchi bilan o‘zaro tortishishi natijasida birikib, molekulani hosil qiladi. Ion bog‘lanishlarga *NaCl, KBr* ni misol qilishimiz mumkin.

Kovalent bog‘lanishli molekulalarga misol qilib H_2, C_2, N_2 molekulalarni olish mumkin. Bir xil element atomlaridan tashkil topgan molekuladagi bog‘lanishni ***gomeopolyar*** (grekcha «gomeo», ya’ni «bir xil» degan so‘zdan olingan) ***bog‘lanish*** yoki ***kovalent bog‘lanish*** deyiladi. Kovalent bog‘lanishni hosil bo‘lishini kvant mexanikasi nuqtai nazaridan ko‘rib chiqaylik. Uning mohiyatini vodorod molekulasi misolida muhokama qilaylik. Alohida joylashgan vodorod atomlaridagi elektronlarning yadro atrofida bo‘lish ehtimolligi S holatda (l =0) sferik – simmetrik xarakterga ega, boshqacha qilib aytganda yadro atrofidagi «elektron buluti» biror radiusli sferadan iborat bo‘ladi. Agar ikki vodorod atomi bir-biriga Bor radiusicha masofada yaqinlashsa, ikkala atomning elektron bulutlari tutashib ketadi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin; atomlar bir-biriga yaqinlashganda birinchi atom elektroni ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektroni esa birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimolligi noldan farqli bo‘ladi, bunda birinchi atomning elektroni yoki ikkinchi atomning elektroni degan so‘z ma’nosini yo‘qotadi. Bu hol uchun kvant mexanikasidagi bir xil zarrachalarni farq qilmaslik prinsipi o‘rinli

bo‘ladi. Pauli prinsipi bajarilishi uchun molekula hosil qilayotgan ikkita vodorod atomidagi elektronlarning spinlari qaram-qarshi bo‘lishi kerak.

Molekula murakkab kvant sistemasi bo‘lib, u molekuladagi elektronlarning harakatini, atomlarning tebranma va molekulaning aylanma harakatini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi. Bu tenglamaning yechimi juda murakkab bo‘lgani uchun odatda uni elektron va yadrolar uchun alohida yechiladi.

Molekulani energiyasi

$$W = W_{el} + W_{teb} + W_{ayl} \qquad (20.14)$$

bunda W_{el} – elektronlarning yadroga nisbatan harakat energiyasi;

W_{teb} – yadroning tebranma harakat energiyasi;

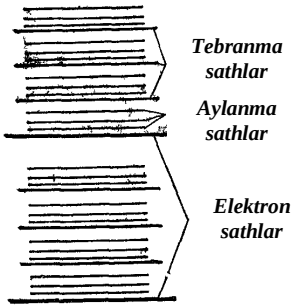
W_{ayl} – yadroning aylanma harakat energiyasi bo‘lib, u molekulaning fazodagi vaziyatini davriy ravishda o‘zgarishiga bog‘liq bo‘lgan energiya.

Tajribadan aniqlanishicha $W_{el} \approx 1 \div 10\ eV$, $W_{teb} \approx 10^{-2} \div 10^{-1} eV$, $W_{ayl} = 10^{-5}\text{-}10^{-3}\ eV$ ga teng, ya’ni $W_{el} >> W_{teb} >> W_{ayl}$ tengsizlik o‘rinli bo‘ladi. Bu energiyalar o‘zaro quyidagi nisbatda taqsimlanadi:

$$W_{el} : W_{teb} : W_{ayl} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M}$$

Bunda m – elektron massasi, M – molekuladagi yadro massasi,

$$m/M = 10^{-5} \div 10^{-3}$$

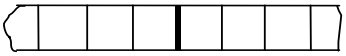


20.6 – rasm.

(20.14) ifodaga kiruvchi har bir energiya kvantlangani uchun ular energetik sathlar to‘plamidan iborat. Tajriba va nazariyadan aylanma energetik sathlar orasidagi oraliq tebranma harakatga mos keluvchi energetik sathlar orasidagi masofadan kichik, o‘z navbatida tebranma harakatga mos keluvchi sathlar orasidagi masofa bosh kvant soni bilan aniqlanuvchi elektron sathlar orasidagi masofadan kichik. Bu hol 20.6-rasmda yo‘g‘on, o‘rtacha yo‘g‘onlikdagi va ingichka chiziqlar bilan ikkita elektron sath uchun tasvirlangan.

Molekulalarning tuzilishi va ular energiya sathlarining xususiyatlari kvant o‘tishlarda sochilgan nurlanish (yutilish) spektrida,

ya’ni molekula spektrida namoyon bo‘ladi. Molekulaning nurlanish spektri kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga mos holda (masalan, aylanma yoki tebranma harakatga mos kvant sonining o‘zgarishi ± 1 ga teng bo‘lishi kerak) energetik sathlar tarkibi bilan aniqlanadi. Shunday qilib, sathlar orasidagi turli xil o‘tishlardan spektrlar hosil bo‘ladi. Molekulaning spektral chizig‘i chastotasi bir elektron sathdan boshqasiga o‘tishiga mos kelishi (elektron spektrlariga) yoki biror tebranma harakatga mos kelgan energetik sathdan ikkisiga o‘tishga mos kelishi mumkin. Molekulalar spektri ham chiziqli bo‘lib, ular spektrning *UB, IQ* va ko‘zga ko‘rinuvchi sohasida joylashishi mumkin. Aylanma sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgani uchun molekulalar spektridagi chiziqlar ham bir-biriga juda yaqin bo‘lib, ular hatto tutashib ketadi. Molekuladagi atomlar soni ortishi bilan molekula spektri murakkablashib, faqat keng yo‘llar ko‘rina boshlaydi.



20.7-rasm

Molekulalar spektrini o‘rganishda 1929 yilda rus olimlari– T.S.Landeberg, L.I.Mandelshtam va hind olimlari – Ch. Raman va K. Krishianlar tomonidan kashf etilgan yorug‘likning ***kombinatsion sochilish*** hodisasi muhim ahamiyatga ega. Bu effekt shundan iboratki, biror moddaga (gaz, suyuqlik, shaffof kristall) ν_0 chastotali monoxromatik yorug‘lik tushsa, bu moddada sochilgan yorug‘lik spektrida ν_0 chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik joylashgan qo‘shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo‘ladi (20.7-rasm). Bu qo‘shimcha spektral chiziqlarga mos kelgan chastota tushayotgan monoxromatik yorug‘lik chastotasi bilan yorug‘likni sochayotgan molekulalarning tebranma yoki aylanma o‘tishlarida hosil bo‘ladigan nurlanishlar chastotalarning ayirmasiga yoki yig‘indisiga teng bo‘ladi, ya’ni

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu_i \qquad (20.15)$$

bu yerda ν_I – jism molekulalarining tebranma yoki aylanma o‘tishlarida vujudga kelgan nurlanishlar chastotasi.

Kombinatsion sochilish spektridagi chastotasi moddaga tushayotgan yorug‘likning chastotasidan kichik bo‘lgan chiziqlar qizil yo‘ldosh spektrlar, chastotasi ν_0 dan kattalari esa binafsha yo‘ldosh spektrlar deb ataladi. Hosil bo‘lgan bu yo‘ldosh spektr chastotasi, joylashishi va soni tushayotgan yorug‘lik chastotasiga bog‘liq bo‘lmay, faqat yorug‘lik sochilayotgan modda tabiatiga bog‘liq bo‘lib, uning

tarkibini va tuzilishini ifodalaydi. Kombinatsion sochilish hodisasi ko‘p atomli murakkab molekulalardagi tebranma va aylanma energetik sathlarni, molekulalarning tuzilishini o‘rganishda keng qo‘llaniladi. Masalan, neft mahsulotlarining (benzin, yog‘lar) tarkibi ana shunday aniqlanadi.

Savollar

1. Vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini yozing va uni qanday hollarda yechimga ega bo‘lishini ko‘rsating.
2. Kvant sonlari – asosiy kvant son (n), orbital kvant son (ℓ), magnit kvant son (m)lar nimalarni ifodalaydi?
3. Elektron spini deganda nimani tushunasiz? Shtern va Gerlax tajribasini izohlang.
4. Pauli prinsipi bo‘yicha atomdagi energetik sathlar to‘rtta kvant soni bilan qanday xarakterlanadi?
5. Asosiy kvant soni bilan ifodalanuvchi sathlar sonini aniqlovchi Pauli tenglamasini yozing.
6. D.I.Mendeleyev elementlar davriy sistemasi tabiatning fundamental qonuni sifatida qanday yaratildi?
7. Molekula deb nimaga aytiladi?
8. Yorug‘likning kombinatsion sochilishi hodisasini tushuntiring.

Masalalar

76-masala. Vodorod atomi 1s holatda turibdi. Elektronning atomda radiusi r=0,1α bo‘lgan sfera ichida bo‘lish ehtimolligi E aniqlansin (bunda α – birinchi Bor orbitasining radiusi). Bu holatni tasvirlovchi to‘lqin funksiyasi ma’lum deb hisoblanadi.

Berilgan: $\dfrac{1s,\ r = 0{,}1a}{E \sim ?}$

Yechish. Elektronning r,0,φ koordinatali nuqta atrofidagi dV hajmda topish ehtimolligi,

$$dE = \left| \psi_n, \ell, m(r,0,\varphi) \right|^2 \ dV$$

tenglik bilan aniqlanadi.

1s holatda to‘lqin funksiyasi ψ sferik, ya’ni faqat r gagina bog‘liq bo‘ladi, shuning uchun

$$dE = \left|\psi_{100}(r)\right|^2 dV \qquad (1)$$

bunda $\psi_{100}(r)$ – asosiy holatga mos keluvchi normalashtirilgan xususiy to‘lqin funksiyasi:

$$\psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}$$

Funksiya simmetrik bo‘lganligidan elektronni r masofada topish ehtimolligi hamma yo‘nalishlarda bir xil bo‘ladi. Shuning uchun ham ehtimollikning bir xil zichligiga mos keluvchi dV hajm elementini *r* radiusli va *dr* qalinlikdagi sfera qatlamning hajmi ko‘rinishida tasavvur qilish mumkin:

$$dV=4\pi r^2 dr.$$

$\psi_{100}(r)$ va dV larning ifodalarini hisobga olganda (1) formula quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$dE = \left|\frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}\right|^2 4\pi r^2 dr = \frac{4}{a^3} e^{-2r/a} r^2 dr .$$

Ehtimollikni hisoblashda uzunlik birligi sifatida birinchi Bor orbitasining radiusi ***a*** ni qabul qilib, atom birliklariga o‘tish qulaydir. Agar $\varsigma = r/a$ o‘lchamsiz kattalikni kiritsak, u holda

$$r^2 = \varsigma^2 a^2,\ dr = a d\varsigma \quad \text{в} a \quad dE = 4e^{-2g}\varsigma^2 d\varsigma .$$

dE ni $r_1=0$ dan $r_2=0{,}1a$ gacha (yoki $\varsigma_1=0$ dan $\varsigma_2=0{,}1$ gacha) chegarada integrallab ehtimollikni topamiz:

$$E = 4\int_0^{0,1} \varsigma^2 e^{-2\varsigma} d\varsigma .$$

Bu integralni bo‘laklab integrallash usuli bilan aniq hisoblanishi mumkin, lekin kichik ς larda ($\varsigma_{max}=0{,}1$) $e^{-2\varsigma 9}$ ifodani Makleron qatori

$$e^{-2\varsigma} = 1 - 2\varsigma + \frac{1}{21}(2\varsigma)^2 + ...$$

ga yoyish va taxminiy hisoblash ham mumkin.

Darajasi birdan yuqori bo‘lgan barcha hadlarni inobatga olmay, integralni

$$E = 4\int_0^{0,1}(1-2\varsigma)\varsigma^2 d\varsigma = 4\int_0^{0,1}\varsigma^2 d\varsigma - 8\int_0^{0,1}\varsigma^3 d\varsigma$$

ko‘rinishda yozamiz.

Birinchi va ikkinchi integrallar mos ravishda quyidagi natijalarni beradi:

$$4\left[\frac{\varsigma^3}{3}\right]_0^{0,1} = \frac{4}{3}10^{-3} \quad \textit{ва} \quad 8\left[\frac{\varsigma^4}{4}\right]_0^{0,1} = 0{,}2\cdot 10^{-3}$$

Shunday qilib, qidirilayotgan ehtimollik

$$E=1{,}33\cdot 10^{-3}-0{,}2\cdot 10^{-3}=1{,}13\cdot 10^{-3}.$$

77-masala. Neptuniy yadrosi ${}^{234}_{93}Np$ atomning K – qobig‘idagi elektronni tutib oldi (K- tutilishi) va α- zarrani chiqardi. Bu o‘zgarishlar natijasida qaysi elementning yadrosi hosil bo‘ladi?

Berilgan: $\dfrac{{}^{234}_{93}Np}{Y \sim ?}$

Yechish. Atomning yadroga eng yaqin bo‘lgan elektron qobig‘idan (*K*-qobiq) *K* - tutilishda elektron yadro tomonidan tutiladi. Buning natijasida yadrodagi proton neyronga aylanadi. Yadrodagi nuklonlarning umumiy soni o‘zgarmaydi, zaryad soni esa bittaga kamayadi. Shuning uchun oraliq yadro 93-1=92 zaryad soniga ega bo‘ladi; massa soni esa oldingidek 234 bo‘lib qolaveradi. D.I.Mendeleyev jadvalidan oraliq yadro uranning ${}^{234}_{92}U$ izotopi ekanligini aniqlaymiz.

Oraliq yadro α- zarrani chiqaradi α- zarra (geliy ${}^{1}_{2}He$ izotopining yadrosi) ikkita proton va ikkita neytrondan iborat bo‘lganligidan, oraliq ${}^{234}_{92}U$ yadro α- zarra chiqarishi natijasida zaryad sonini ikki birlikka va massa sonini to‘rt birlikka kamaytiradi. Shunday

qilib, oxirgi yadro Z=90 va A=230 ga ega bo‘lib, u toriyning $^{230}_{90}Th$ izotopidir.

$$Y=^{230}_{90}Th$$

78-masala. Elektron g‘alayonlangan vodorod atomida 3p – holatda. Atomning asosiy holatga o‘tishida elektronning harakati natijasida vujudga kelgan magnit momentining o‘zgarishi aniqlansin.

Berilgan: $\dfrac{^{1}_{1}H,\quad 3p}{\Delta M_e \sim ?}$

Yechish. Magnit momentining o‘zgarishi $\Delta\mu_e$ ni oxirgi (asosiy) va boshlang‘ich (g‘alayonlangan) holatlari magnit momentlarining farqi sifatida, ya’ni $\Delta M_e = M_{e_1} - M_{e_2}$ kabi topamiz.

Elektron orbital harakatining magnit momenti faqat orbital kvant soni ℓ ga bog‘liq bo‘ladi:

$$M_e = M_в\sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Bundan, asosiy holatda ℓ =0 va Me_2 =0, g‘alayonlangan (3p) holatda ℓ =1 va $Me_1 = M_в\sqrt{2}$. Binobarin, magnit momentining o‘zgarishi

$$\Delta M_e = -M_в\sqrt{2}$$

Manfiy ishora mazkur holda magnit momenti kamayganligini ko‘rsatadi:

$$M_в = 0{,}927\cdot 10^{-23}\ J/Tl$$

qiymatni qo‘yib, natijani olamiz:

$$M_в = 1{,}31\cdot 10^{-23}\ J/Tl\ .$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

231. Elektronning vodorod atomidagi asosiy holatini tasvirlovchi xususiy funksiya $\psi(r)=C.e^{-r/a}$ ko‘rinishga ega, bu yerda $a=4\pi\varepsilon_0\ \hbar^2/(e^2m)$. (Bor radiusi). Elektronning bo‘lish ehtimoli eng katta bo‘lgan r masofa

aniqlansin.

($r= \pi\varepsilon_0 \hbar^2/(\varepsilon^2 m)$.

232. Vodorod atomi asosiy holatda elektronning atomdagi holatini tavsiflovchi xususiy to‘lqin funksiya $(r)=C.e^{-r/a}$ ko‘rinishga ega (bunda a doimiysi ma’lum). Normallashtirish shartidan C doimiysi topilsin.

$$\left(C = 1/\sqrt{\pi a^3}\right)$$

233. Vodorod atomida asosiy holatdagi elektron $\psi(r)=C.e^{-r/a}$ to‘lqin funksiyasi bilan tavsiflanadi. Elektronning $r=0{,}5\,a$ va $r_2=1{,}5\,a$ radiusli $\Delta r=0{,}01\,a$ qalinlikdagi sferik qatlamda bo‘lish ehtimolliklarining nisbati ω_1/ω_2 aniqlansin.

($\omega_1/\omega_2=0.825$)

234. Elektronning vodorod atomidagi asosiy holatini tavsiflovchi normallashtirilgan xususiy to‘lqin funksiyasi $\psi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}$`ni bilgan holda elektronning yadrodagi o‘rtacha masofasi <r> topilsin.

$$\left(\langle r\rangle = \frac{3}{2}a\right)$$

235. Atomning K-, L-va M-elektron qatlamlarida turishi mumkin bo‘lgan s-p va d-elektronlarning maksimal soni nechaga teng?
(ikkita s-elektron, ikkita s-elektron va oltita p-elektron, ikkita s-elektron, oltita p-elektron va o‘nta d-elektron)

236. Pauli prinsipidan foydalanib atomdagi elektronlarning qanday N_{max} maksimal soni ushbu; 1) n, ℓ, m, m_s; 2) n, ℓ, m; 3) n, ℓ; 4) n; kvant sonlarining bir xil qiymatlariga ega bo‘lishi mumkin ekanligi ko‘rsatilsin.

[1) 1; 2) 2; 3) $2(2\ell+1)$; 4) $2n^2$]

237. 1) Bor; 2) uglerod; 3) natriy atomlari elektron tuzilishining formulasi yozilsin.

[1) $1s^2\,2s^2\,p^1$; 2) $1s^2\,2p^2$; 3) $1s^2\,2s^2\,p^6 3s^1$]

238. To‘ldirilgan elektron qatlami n=3 kvant son bilan harakatlanadi. Shu qatlamda ushbu: 1) m_s=+1/2; 2) m=-2; 3) m_s=-1/2 va m=0; 4) m_s=1/2 va ℓ=2 kvant sonlarga ega bo‘lgan elektronlarning soni N ko‘rsatilsin.

[1) 9; 2) 4; 3) 2; 4) 5]

239. Ushbu 1) H; 2) He; 3) Be; 4) Li; 5) B atomlar uchun asosiy terimlar yozilsin.

$$\left[1)^2S_{1/2};\quad 2)^1S_0;\quad 3)^2S_{1/2};\quad 4)^1S_0;\quad 5)^2P_{1/2}\right]$$

XXI - BOB. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI

21.1- §. Kvant tizimining statistik tavsifi

Moddalar tartibsiz, issiqlik harakat qiluvchi atom va molekulalardan tashkil topgan. ***Moddalarning atom va molekulalari haqidagi ma'lumotlarga asoslanib, ularning makroskopik sistema xossalarini o'rganuvchi fizikaning bo'limiga statistik fizika deyiladi.*** Statistik usullar ehtimollar nazariyasi va statistik matematika qonunlariga asoslanadi. Statistik qonunlarni o'rganish natijasida makro sistema xossalarini tekshirish mumkin. Bu tekshirishlar sistema tarkibiga kirgan zarrachalarning ichki xossalariga, ularning harakatiga, o'zaro va tashqi muhit (jism) bilan ta'sirlashishlariga bog'liq bo'ladi.

Nyuton mexanikasiga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarralardan tashkil topgan makro sistemalarning xossalarini (masalan, gazning energiyasini, uning idish devoriga bosimini, termodinamik jarayonlarda issiqlik, ish va boshqa kattaliklar orasidagi bog'lanishlarni) klassik statistika o'rganadi. Kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli mikro zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalari (masalan: kristall panjaraning issiqlik sig'imi, qattiq jismlarning issiqlik va elektr o'tkazuvchanligi, issiqlik nurlanishi energiyasi va h.k.lar) ni kvant statistikasi o'rganadi:

Statistik qonuniyatlarni miqdoriy jihatdan tavsiflash uchun ko'p o'lchovli cheksiz fazodan foydalanamiz. Cheksiz fazoni statistikada ***fazoviy fazo*** deb yuritiladi.

Zarraning fazoviy fazosi deganda olti o'lchovlik fazo tushuniladi, unda uch o'q yordamida zarra koordinatalari va qolgan uch o'q yordamida impuls komponentlari ifodalanadi. Berilgan sistema N zarradan tashkil topgan bo'lsa, fazoviy fazo *6N* o'lchovli bo'ladi. O'qlardan *3N* tasi sistemadagi barcha zarralar koordinatalarining proyeksiyasiga, qolgan *3N* o'qlar esa, mos ravishda impulsning proyeksiyalariga tegishli. Sistema bitta erkinlik darajasi bilan xarakterlansa, fazoviy fazo ikki o'lchovli, erkinlik darajasi n bo'lsa – *2n* o'lchovli bo'ladi.

Agar zarralar koordinatalarini $q_i(i=1,2,\ldots\ldots,3N)$, impulslarining proyeksiyalarini $R_i(i=1,2,\ldots..,3N)$ bilan belgilasak, *6N* o'lchamli fazoviy fazodagi hajm elementi barcha *6N* koordinatalar differensiallarining ko'paytmasi ko'rinishida quyidagicha ifodalanadi:

$$dV = dq_i \cdot dq_2 \cdots dq_{3N} \cdot dp_1 \cdot dp_2 \cdots dp_{3N} = dq \cdot dp \qquad (21.1)$$

Bu hajm qancha katta bo‘lsa, sistema holatini ifodalovchi fazoviy nuqtani shu hajm ichida bo‘lish ehtimolligi ham shuncha katta bo‘ladi, ya’ni :

$$dW(q, p) = f(q, p)dq\, dp \qquad (21.2)$$

Bu ifodadagi f(q,r) – taqsimot funksiyasi, u sistema holatining ehtimollik zichligi vazifasini bajaradi. Shuning uchun sistemaning amalga oshishi mumkin bo‘lgan barcha holatlar ehtimolliklarining yig‘indisi 1 ga teng bo‘lishi kerak:

$$\int dW(q, p) = \int f(q, p)dq\, dp = 1 \qquad (21.3)$$

(21.3) ifodani ehtimollikni ***normalash sharti*** deb ataladi. Uning ma’nosi shundan iboratki, agar zarra mavjud bo‘lsa, fazoviy fazoning qayeridadir topilishi muqarrar hodisadir. Taqsimot funksiya ma’lum bo‘lgan holda sistemaning biror xossasini ifodalovchi x kattalikning o‘rtacha qiymatini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\langle x \rangle = \int x(q, p)dW(q, p) = \int x(q, p) f(q, p)dq \cdot dp \qquad (21.4)$$

Taqsimot funksiyasini topishga erishish muhim ahamiyatga ega, chunki u makro sistema xossasi *x* ning hisoblangan va tajribada aniqlangan qiymatlari bir xil bo‘lishini ta’minlashga xizmat qiladi. Endi esa biz kvant va klassik statistikalari orasidagi umumiylikni va farqni oydinlashtirib olaylik.

Yuqorida bayon etilgan fikrlar ham klassik, ham kvant mexanikasi qonunlariga bo‘ysunuvchi ko‘p sonli zarralardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini o‘rganish uchun umumiydir. Ular orasidagi farq esa klassik va kvant zarralar holatlarining xossalari bilan belgilanadi:

a) kvant zarralarining holatlari diskret o‘zgaradi, klassik zarralariniki esa uzluksiz o‘zgaradi;

b) berilgan holatdagi bir xil kvant zarralari (masalan, elektron, protonlar) mutlaqo bir-birlaridan farq qilmaydilar (o‘xshash zarralarning o‘zaro farqlanmaslik prinsipi), klassik statistikada bir-biridan farqlanadi (o‘xshash zarralarning o‘zaro farqlanish prinsipi) deb hisoblanadi;

v) kvant zarralari o‘zining xususiy mexanik momentiga, ya’ni spiniga ega;

g) kvant zarralari korpuskulyar – to‘lqin xususiyatga ega bo‘lganliklari tufayli, noaniqliklar prinsipiga binoan, fazoviy fazodagi hajm elementi $dq\ dr \geq h^3$ dan kichik bo‘la olmaydi. Binobarin, olti

o‘lchamli fazoviy fazo elementar bo‘lakchasi hajmining qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$(\Delta X \cdot \Delta Y \cdot \Delta Z \cdot \Delta P_X \cdot \Delta P_y \cdot \Delta Z_Z)_{\min} = h^3 \qquad (21.5)$$

d) klassik statistikaga asosan bir vaqtda bitta holatda ixtiyoriy sonli zarralar bo‘lishi mumkin. Kvant statistikasi esa mazkur savolga quyidagicha javob beradi: spinlari 0 va $\pm\frac{\hbar}{2}$ ga juft son marta karrali bo‘lgan zarralar, ya’ni **bozonlar** uchun taqsimot funksiyasi quyidagi ko‘rinishga ega va uni W_i energiyali holatdagi zarralarning o‘rtacha soni **Boze-Eynshteyn taqsimoti** deb ataladigan

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/KT} - 1} \qquad (21.6)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu ifodadagi μ - kimyoviy potensial bo‘lib, uning qiymati barcha $<N_i>$ lar yig‘indisi sistemadagi zarralar soni N ga teng (ya’ni $\sum_i \langle N_i \rangle = N$) bo‘lishi shartidan aniqlanadi.

Spinlari $\pm\frac{\hbar}{2}$ ga toq son marta karrali bo‘lgan zarralar, ya’ni **fermionlar** uchun esa taqsimot funksiyasini **Fermi – Dirak taqsimoti** deyiladi.

Fermionlarning energiyalar bo‘yicha taqsimoti

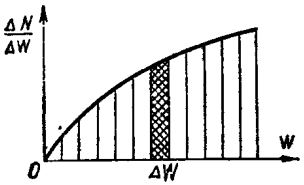
$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/KT} + 1} \qquad (21.7)$$

munosabat bilan ifodalanadi. ***Fermionlar*** (Fermi-Dirak taqsimoti o‘rinli bo‘lgan zarralar) uchun Pauli prinsipi o‘rinli bo‘ladi, ya’ni bir vaqtning o‘zida aynan bir kvant holatda bittadan ortiq fermion bo‘lishi mumkin emas. ***Bozonlar*** (Boze-Eynshteyn taqsimoti o‘rinli bo‘lgan zarralar) uchun esa Pauli prinsipi bajarilmaydi, ya’ni bir vaqtning o‘zida aynan bir kvant holatda bitta emas, balki ixtiyoriy sondagi bozonlar bo‘lishi mumkin. Fermionlardan tashkil topgan sistema (fermi gazi) va bozonlardan tashkil topgan sistema (boze gazi) xossalari klassik statistikaga bo‘ysunuvchi sistema (ideal gaz) xossalaridan keskin farqlanadi.

21.2 §. Metallardagi elektronlarning kvant statistikasi

Metallardagi elektronlarni ikki xilga ajratib o‘rganamiz:

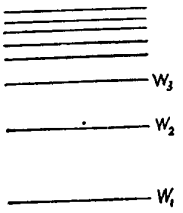
1) bog‘langan elektronlar kristall panjara tugunlaridagi ion tarkibiga kiradi;
2) erkin elektronlar metalldagi barcha ionlarga taalluqli. Erkin elektronlar metall parchasining sirti bilan chegaralangan hajmda harakatlanadi.



21.1 - rasm

Metallarning ko‘pchilik xossalari, asosan, erkin elektronlar holati bilan aniqlanadi. Metalldagi erkin elektronlar gazini ideal gaz deb tasavvur etish mumkin.

21.1 – rasmda elektron gazi uchun kvant holatlari zichligi $\frac{\Delta N}{\Delta W}$ ni energiya W ga bog‘liqlik grafigi tasvirlangan. Shtrixlangan yuza energiyalari W dan $W+\Delta W$ sohagacha bo‘lgan kvant holatlari sonini ifodalaydi. Rasmdan ko‘rinadiki, W ortishi bilan birday ΔW sohaga mos keluvchi kvant holatlari soni ham ortib boradi. Boshqacha aytganda, kvant holatlarga mos keluvchi energetik sathlar W kattaroq bo‘lganda zichroq joylashadi (21.2 – rasm).

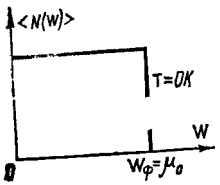


21.2 –rasm.

Elektron spini $\pm\frac{\hbar}{2}$ ga teng bo‘lgani uchun ularni energetik sathlar bo‘yicha taqsimlanishi Fermi-Dirak taqsimoti (21.7) ga bo‘ysunadi. Agar elektron gazning $T=OK$ haroratdagi kimyoviy potensialini μ_0 bilan belgilasak, W energiyali kvant holatdagi elektronlarning o‘rtacha soni

$$\langle N(w)\rangle = \frac{1}{e^{(w-\mu_0)/KT}+1} \qquad (21.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi. 21.3 – rasmda bu funksiyaning $T=OK$ haroratdagi grafigi tasvirlangan: energiyasi 0 dan μ_0 gacha bo‘lgan holatlar uchun $<N(w)>=1$, energiyasi μ_0 dan katta bo‘lgan holatlar uchun $<N(w)>=0$. Boshqacha aytganda, OK haroratda μ_0 dan



21.3 –rasm.

pastroq energiyali barcha ruxsat etilgan holatlarni elektronlar ishg‘ol etgan (bu holatlarning har birida bittadan elektron bor), μ_0 dan yuqori energiyali holatlar esa batamom bo‘sh bo‘ladi. Demak, μ_0 – absolyut nol haroratdagi metallda erkin elektronlar ega bo‘lishi mumkin bo‘lgan maksimal energiyadir. Energiyaning bu qiymatini ***Fermi energiyasi*** deb ataladi va W_f bilan belgilanadi.

Shuning uchun Fermi-Dirak taqsimoti quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\langle N(w)\rangle = \frac{1}{e^{(w-w_f)/KT}+1} \qquad (21.9)$$

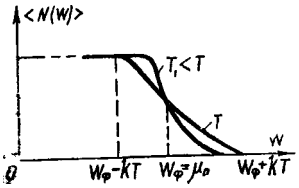
W_f energiyali sathni ***Fermi sathi deb ataladi***.

Metallning harorati ortishi bilan elektronlar yuqoriroq energetik sathlarga o‘ta boshlaydi, natijada ularning holatlar bo‘yicha taqsimlanishi ham o‘zgaradi. (21.9) ga asosan, $T \neq OK$ haroratlar uchun

$W = W_f$ bo‘lganda $<N(w)>$ yarimga teng,

$W > W_f$ bo‘lganda $<N(w)>$ yarimdan kichik,

$W < W_f$ bo‘lganda $<N(w)>$ yarimdan katta.



21.4 –rasm.

21.4 – rasmda $<N(w)>$ ning W ga bog‘liqlik grafigi tasvirlangan. OK dan farqli haroratlarda bu grafik W ning kichik sohasi ($\sim KT$) da 1 dan 0 gacha o‘zgaradi.

Metallning harorati oshirilganda metalldagi erkin elektronlarning faqat bir qismigina Fermi sathidan uzog‘i bilan KT qadar pastki energetik sathlarda joylashgan bo‘lishi kerak. So‘ngra bu elektronlar kristall panjaraning issiqlik tebranishlaridan qo‘shimcha energiya olib yuqoriroq energetik sathlarga ko‘tarilishi mumkin. Agar

$$KT \geq W_F \qquad (21.10)$$

shart bajarilsa, ixtiyoriy erkin elektron kristall panjara bilan energiya almashinish imkoniyatiga ega bo‘ladi.

21.3 §. Metallar elektr o‘tkazuvchanligining kvant nazariyasi

Zommerfeld Fermi – Dirak statistikasiga asoslangan metallar elektr o‘tkazuvchanligi (σ) ga oid nazariy hisoblashlarni amalga oshirib quyidagi munosabatni hosil qildi:

$$\sigma = \frac{e^2 n l_f}{m \upsilon_f} \quad \text{yoki} \quad \sigma = \frac{e^2 n \tau}{m} \qquad (\tau = l_f / \upsilon_f) \qquad (21.11)$$

Bu ifodadagi e – elektronning zaryadi, n – erkin elektronlar konsentratsiyasi, l_f – Fermi energiyasiga ega bo‘lgan elektronning erkin yugurish o‘rtacha masofasi, υ_f – fermi energetik sathidagi elektronning issiqlik harakat o‘rataca tezligi, τ - ***relaksatsiya vaqti*** deyiladi, bu muvozanat vujudga kelgan vaqtni ifodalaydi. Zommerfeld formulasidagi υ_f – haroratga bog‘liq emas, chunki W_f ning qiymatiga harorat o‘zgarishlari ta’sir etmaydi.

Klassik va kvant nazariyalarida erkin yugurish masofasi (l_f) turlicha talqin qilinadi. Ma’lumki, klassik nazariyada erkin elektronlar to‘plamini elektron gaz deb hisoblanar edi. Bu gazning zarralari – elektronlar o‘z yo‘lida uchratgan kristall panjara tugunidagi ionlarga urilib turadi. Metallarning elektr qarshiligi ana shu to‘qnashishlar tufayli paydo bo‘ladi.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qaraganimizda ideal kristall panjaradagi elektronlar hech qanday to‘siqqa uchramasdan harakat qiladi, buning natijasida metallardagi elektr o‘tkazuvchanlik cheksiz katta bo‘lishi mumkin, lekin kristall panjara hech vaqt ideal sof bo‘lmaydi, chunki panjarada doimo ma’lum darajada nuqsonlar (aralashma va vakansiya) bo‘ladi. Bu nuqsonlar elektronlarning sochilishiga olib keladi, ya’ni ularning tartibli harakatiga to‘sqinlik ko‘rsatadi. Bundan tashqari panjaraning atomlari ham doimo muvozanat vaziyati atrofida tebranib (issiqlik tebranishi hosil qilib) turadi va erkin elektronlar bilan to‘qnashadi. Bu sabablar metallarda elektr qarshiligini vujudga keltiradi.

Agar metall qancha toza va harorati qancha past bo‘lsa, elektr qarshilik shuncha kam bo‘ladi. Metallarning solishtirma elektr qarshiligi ikki had yig‘indisi tarzida ifodalanadi:

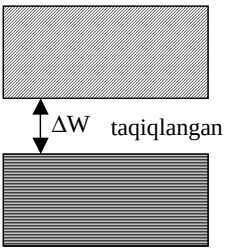
$$\rho = \rho_{teb} + \rho_{aralash}, \qquad (21.12)$$

bundagi ρ_{teb} – panjaraning issiqlik tebranishlari tufayli vujudga keladigan qarshilik, $\rho_{aralash}$ – aralashma atomlarida elektron to‘lqinlarning sochilishi tufayli vujudga keladigan qarshilik.

Temaperatura ortgan sari elektron to‘lqinlarning panjara issiqlik tebranishlarida sochilishi ortadi, ya’ni elektronlarning erkin yugurish o‘rtacha masofasi l_f kamayadi, o‘tkazuvchanlik ham kamayadi, ρ_{teb} ortadi. Harorat $T \to 0$ da $\rho_{teb} \to 0$ bo‘ladi, ammo $\rho \to \rho_{aralash.}$ Odatda, $\rho_{aralash}$ ni qoldiq qarshilik deb ham yuritildi, chunki u deyarli haroratga bog‘liq bo‘lmagani uchun *OK* da ham uning qiymati o‘zgarmay qoladi.

21.4 - §. Yarim o‘tkazgichlar fizikasi

1.Kristall jismlar zonaviy nazariyasining elementlari



21.5-rasm

Elektron nazariyani rivojlanishi natijasida qattiq jismlarning zonaviy nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyada qattiq jism kristall xossaga ega deb qaralib, shu kristall panjaralar orasida harakatlanuvchi elektronlarning holatlari o‘rganiladi. Kristall panjaradagi elektron ham erkin elektronlar kabi panjarada davriy potensial maydonda harakat qiladi. Pauli prinsipiga asosan kristallardagi elektronlar ma’lum energetik holatlarda tura oladi. Bu energetik holatlar energetik zonalarga birikadi. Energetik zonalar esa bir-birlaridan taqiqlangan (man) etilgan zonalar bilan ajralgan bo‘ladi. 1 sm^3 hajmli kristallda $\sim 10^{22}$ atom mavjud bo‘lib, energetik zona kengligi 1 *eV* ekanligini e’tiborga olsak, zonadagi qo‘shni sathlar orasidagi masofa $\sim 10^{-22}$ *eV* bo‘ladi. Bu masofa shunchalik kichikki, zonadagi sathlar uzluksiz energetik qiymatlarga egadek tuyuladi. Lekin zonadagi energetik sathlar soni chekli ekanligini unutmaslik kerak. Shunday qilib, izolyatsiyalangan atomdagi ruxsat etilgan energetik sath o‘rniga kristallda ruxsat etilgan energetik zona vujudga keladi. O‘tkazuvchanlik zona valent zonadan taqiqlangan (man etilgan) zona bilan ajratiladi (21.5–rasm).

Kristalldagi zonalarning energetik sathlarida Pauli prinsiga asosan, ikkitadan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Energetik

zonalar amalda uzluksiz spektrni beradi. Bu esa, o‘z navbatida elektronni bitta zona bilan chegaralangan energetik sathlarda harakat qila olishini ko‘rsatadi, ya’ni berilgan zonadagi elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o‘ta olib, hamma atomlar uchun umumiy bo‘lib qoladi.

Energetik zonadagi hamma sathlar elektronlar bilan to‘lgan bo‘lsa, bunday zonani to‘ldirilgan (valent) zona deb ataladi.

Shunday qilib, kristallarda elektronlar energetik zonalar bo‘ylab taqsimlangan bo‘ladi.

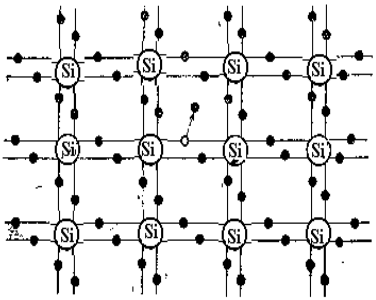
Elektronlar kristallda past energetik zonadan boshlab yuqori zonalarga qarab to‘lib boradi. Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonaning kengligiga qarab qattiq jismlar **o‘tkazgich, yarim o‘tkazgich va dielektrik** xossalariga ega bo‘ladilar (21.5-rasm).

Valent zonasidagi sathlar elektronlar bilan qisman to‘ldirilgan yoki valent va bo‘sh (o‘tkazuvchanlik) zonalari ustma-ust tushgan qattiq jismlar o‘tkazgichlar (metallar) deb ataladi.

Metall bo‘lmagan aksariyat qattiq jismlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar band etgan bo‘ladi. Shuning uchun elektron yuqoriroq energetik sathga ko‘tarilishi lozim bo‘lsa, faqat o‘tkazuvchanlik zonadagi energetik sathga ko‘tarilishi kerak. Buning uchun elektr maydon ta’sirida elektron erishayotgan qo‘shimcha energiya taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔW dan katta bo‘lishi kerak.

Demak, bu holda qattiq jismning elektr va optik xossalari taqiqlangan zonaning energetik kengligi bilan aniqlanadi.

Agar ΔW yetarlicha katta bo‘lsa va elektr maydon ta’sirida yoki issiqlik harakat energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonaga o‘ta olmasa, ya’ni elektronlar valent zonadagi «o‘z o‘rinlaridan» qo‘zg‘olmasa, bunday jismlarni **dielektriklar** deb ataladi ($\Delta W > 4eV$). Agar ΔW unchalik katta bo‘lmasa, qattiq jismning harorati yetarlicha yuqori bo‘lganda (OK dan yuqori, xona harorati atrofida ~300K) issiqlik harakat energiyasi tufayli valent zonadagi elektronlarning bir qismi o‘tkazuvchanlik zonadagi energetik sathlarga ko‘tarilishga qodir bo‘ladi, natijada elektr maydon ta’sirida



21.6 –rasm.

elektronlar o‘tkazuvchanlik zonaning yuqoriroq teshiklar esa valent zonaning quyiroq energetik sathlariga ko‘tarilishi mumkin va umuman, elektronlar va teshiklar mos zonalarda maydon yo‘nalishi ta’sirida erkin elektronlardek harakat qilishlari mumkin. Bunday jismlar ***yarim o‘tkazgichlar deb ataladi*** ($\Delta W > 3eV$).

2. Yarim o‘tkazgichlarda elektr o‘tkazuvchanlik

Yarim o‘tkazgichlar elektr o‘tkazuvchanligi bo‘yicha metallar bilan dielektriklar orasidagi jismlar guruhiga kiradi va ularda valent zona to‘lig‘icha elektronlar bilan to‘ldirilgan bo‘ladi.

Yarim o‘tkazgichlar xususiy va aralashmali yarim o‘tkazgichlarga bo‘linadi.

a) yarim o‘tkazgichlarda xususiy elektr o‘tkazuvchanlik. $T=OK$ da xususiy yarim o‘tkazgichlarning valent zonasi elektronlar bilan butunlay to‘lgan bo‘ladi, bu holda yarim o‘tkazgich sof dielektrik bo‘ladi. Agar harorat $T \neq O$ bo‘lsa, valent zonaning yuqori sathlaridagi bir qism elektronlar o‘tkazuvchanlik zonasining pastki sathlariga o‘tadi (21.5-rasm). Bu holda elektr maydoni ta’sirida o‘tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonada hosil bo‘lgan bo‘sh joylar (teshiklar) harakatga keladilar. Natijada yarim o‘tkazgichlarning elektr o‘tkazuvchanligi noldan farqli bo‘ladi, ya’ni sof yarim o‘tkazgichda erkin elektron va teshik vujudga keladi. Elektr maydon ta’sirida butun kristall bo‘ylab elektronlar maydonga teskari yo‘nalishda, teshiklar esa maydon yo‘nalishida harakatga keladi. ***Bunday elektr o‘tkazuvchanlik faqat sof yarim o‘tkazgichlar uchun xos bo‘lib, uni xususiy elektr o‘tkazuvchanlik deyiladi***. Aslida, sof yarim o‘tkazgichlarning biror joyida kovalent bog‘lanishning buzilishi natijasida elektron va teshik vujudga keladi. 21.6-rasmda IV guruh elementi kremniy (S_i) atomining kovalent bog‘lanish sxemasi tasvirlangan. Masalan, kristallni qizdirilganda yoki uni yoritilganda yarim o‘tkazgich atomining kovalent bog‘lanishdagi elektronlari issiqlik harakat energiyasi sof yarim o‘tkazgichdagi kovalent bog‘lanishni buzishga yetarli bo‘lib qolganda, bu elektron o‘z o‘rnini tashlab kristall bo‘ylab harakat qila boshlaydi. Odatda energiyaning bu qiymatini ***aktivlash energiyasi*** deb ataladi. Elektron bo‘shatgan joy atrofida elektroneytrallik buziladi. Bu yerda manfiy zaryad yetishmagani uchun bo‘sh joy (teshik)ning zaryadini ***musbat*** deb qabul qilinadi. Agar elektron teshik bilan uchrashsa (bu jarayon ***rekombinatsiya*** deyiladi), u teshik atrofidagi musbat zaryadni

neytrallaydi. Demak, sof yarim o‘tkazgichda elektron va teshiklar birgalikda, ya’ni juft bo‘lib paydo bo‘ladi yoki yo‘qoladi.

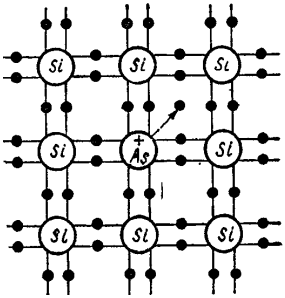
b) yarim o‘tkazgichlarda aralashmali elektr o‘tkazuvchanlik.

Tabiatda sof yarim o‘tkazgich kristalli uchramaydi, ya’ni oz miqdorda bo‘lsa ham begona element atomlari aralashgan bo‘ladi.

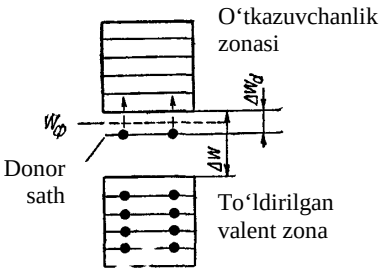
Bu aralashma yarim o‘tkazgichlarda juda ko‘p o‘zgarishlarni vujudga keltirishi mumkin. To‘rt valentli kremniy (*Si*) dan yoki germaniy (*Ge*) dan tuzilgan kristall panjaraning ba’zi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan, fosfor(*R*) yoki mish’yak (*As*) joylashsin (21.7-rasm). Bu vaqtda aralashma atomlaridan to‘rtta elektron (*Si*) yoki (*Ge*) atomlari bilan kovelent bog‘lanishda bo‘ladi, beshinchi elektron esa atom bilan juda zaif bog‘lanadi. Shuning uchun issiqlik harakat energiyasi ham bu elektronni atomdan ajratib ozod elektron bo‘lishiga yetarlidir. Bu elektronlar tok tashuvchilik vazifasini bajaradi.

Bunday yarim o‘tkazgich ***elektronli*** yarim o‘tkazgich deyiladi. Kiritilgan *R* va *As* atomlarni donorlar yoki ***n - tip*** aralashma deyiladi.

Aralashma atomlari tufayli kristall panjaraning maydoni ideal sof yarim o‘tkazgich panjarasining maydonidan



21.7 – rasm.



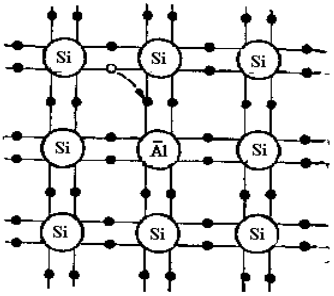
21.8-rasm.

farqli bo‘ladi. Bu esa taqiqlangan zonada donor sathlarning vujudga kelishiga sabab bo‘ladi (21.8-rasm). Masalan, kremniyga mishyak aralashtirilgan bo‘lsa, $\Delta W_d \sim 0{,}05\ eV$ bo‘ladi.

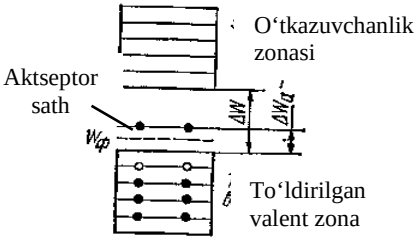
To‘rt valentli element atomlaridan iborat bo‘lgan kristall panjaraning ba’zi tugunlarida uch valentli element atomlari joylashgan bo‘lsin (21.9-rasm). Masalan, sof kremniyga alyuminiy (*Al*) qo‘shilgan bo‘lsa, alyuminiyning uchta valent elektroni uchta qo‘shni kremniy atomlari bilan kovalent bog‘lanishda bo‘ladi. To‘rtinchi kremniy atomi bilan kovalent bog‘lanish to‘ldirilmagan bo‘ladi, ya’ni bitta elektron

uchun bo‘sh joy mavjud bo‘ladi. Qo‘shni kremniy atomlarining birorta elektroni o‘z atomidan ajralib bu joyni to‘ldiradi. Natijada aralashma atomi atrofidagi bog‘lanish to‘ladi, lekin elektronni yo‘qotgan kremniy atomi atrofida teshik vujudga keladi. Bu teshik ikkinchi kremniy atomidan ajralib chiqqan elektron bilan to‘ldirilishi mumkin. Shu tariqa teshik kristall bo‘ylab xaotik ravishda ko‘chib yurishi mumkin. Agar bu yarim o‘tkazgichda elektr maydon hosil qilinsa, teshik elektr maydon kuchlanganlik vektori yo‘nalishida ko‘chib, yarim o‘tkazgichda ***teshikli elektr o‘tkazuvchanlik*** mavjud bo‘ladi. Bunday elektr o‘tkazuvchanlik ***r – tip o‘tkazuvchanlik*** deb ataladi. *R* – tip aralashma tufayli taqiqlangan zonada ***akseptor sath*** vujudga keladi, bu sathga elektron o‘tishi uchun lozim bo‘lgan energiya ΔWa bilan ifodalanadi (21.10-rasm). Har ikkala holda W_f – Fermi sathi hisoblanadi.

Past haroratlarda yarim o‘tkazgichning elektr o‘tkazuvchanligi, asosan, aralashmali o‘tkazuvchanlikdan iborat bo‘ladi. Yuqori haroratlarda esa issiqlik harakat energiyasi valent zonadan elektronlarning o‘tkazuvchanlik zonasiga ko‘chirishga yetarli bo‘lib

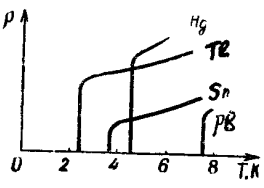


21.9-rasm



21.10-rasm

qoladi, bu hol o‘z navbatida xususiy o‘tkazuvchanlikni, ya’ni elektron va teshik juftini vujudga keltiradi.



21.11 – rasm.

Shunday qilib, yuqoriroq haroratlarda aralashmali va xususiy o‘tkazuvchanliklarni hisobga olish kerak bo‘ladi. Juda yuqori haroratlarda esa, faqat, xususiy o‘tkazuvchanlik asosiy o‘tkazuvchanlikni tashkil qiladi, chunki aralashmali o‘tkazuvchanlikning ulushi juda kam bo‘lganligi uchun uni hisobga olmasa ham bo‘ladi.

21.5-§. O‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi

Past haroratlarda ba’zi metallar elektr qarshiligi birdaniga ($\rho=0$) nolga teng bo‘lib qoladi. Bu holni ***o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi deb yuritiladi***. Bu hodisani birinchi bo‘lib 1911 yilda golland fizigi Kamerling – Onnes tomonidan kashf qilingan. U toza simobning elektr qarshiligini juda past haroratlarda o‘lchash chog‘ida 4.2C haroratda simob qarshiligi birdaniga nolgacha kamayib ketganligini aniqladi. Keyinchalik, ba’zi boshqa metallarda ham o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi (21.11-rasm).

Agar o‘ta o‘tkazuvchan holatda bo‘lgan metall halqada tok hosil bo‘lsa, keyin manba uzib qo‘yilsa, istalgancha uzoq vaqt davomida bu tokning kuchi o‘zgarmay qoladi. Haqiqatdan ham Komerling – Onnes 7 K haroratdagi qo‘rg‘oshin (Rv) da E.YU.K ta’siri to‘xtatilgandan keyin 4-sutka davomida elektr toki o‘tib turganligini kuzatgan.

1933 yilda Meyssner o‘ta o‘tkazuvchanlikning yana bir xossasini kashf etdi. O‘ta o‘tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo‘lgan metallni magnit maydoniga joylashtiraylik va haroratni pasaytirib boraylik. $T>Tk$ haroratlarda metall ichida magnit maydon noldan farqli, $T<Tk$ esa metalldagi magnit maydon induksiyasi nolga teng ($V=0$) bo‘ladi.

1957 yilda Bardin, Kuper va Shrifferlar tomonidan o‘ta o‘tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqildi. Oddiy haroratda o‘tkazgich hisoblangan (kumush, mis va oltin) jismlar o‘ta o‘tkazuvchanlik xossasiga ega emas, chunki o‘ta o‘tkazuvchan moddalar uchun elektron-fonon (elektronlarni kristall panjara tebranishlari bilan) o‘zaro ta’siri asosiy rol o‘ynaydi. Ayniqsa, elektronlarni o‘zaro tortishida fononlar katta rol o‘ynaydi, ya’ni elektron ma’lum impulsga ega bo‘lgan holatda fonon bilan va u orqali navbatdagi boshqa elektron bilan bog‘langan. Agar mana shu elektronlar orasidagi fononlar orqali tortishish ular orasidagi Kulon itarishishdan katta bo‘lsa, o‘ta o‘tkazuvchanlik vujudga keladi. Shunday qilib, o‘ta o‘tkazuvchanlikning o‘lchovi bo‘lib kuchli ***elektron fonon o‘zaro ta’siri*** hisoblanadi. O‘ta o‘tkazuvchanlik holatini bog‘langan elektronlar jufti (qarama-qarshi yo‘nalgan spinli) hosil qiladi, demak bu elektron juftining («Kuper jufti» ning) spini nolga teng bo‘lib ular bozonni hosil qiladi. Bozonlar esa asosiy holatda to‘planishadi va ularni qo‘zg‘olgan holatga o‘tkazish juda qiyin. Bu elektron juftining muvofiqlashgan harakati uzoq vaqt saqlanadi va u elektron juftining muvofiqlashgan harakati o‘tkazuvchanlik tokidir. Elektronlar juftining hosil bo‘lishi metallning energetik spektirni o‘zgarishiga olib keladi.

1986 –87 yillarda yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchan moddalar kashf etildi. Ba’zi metalloksid keramik birikmalarda, hattoki, 100 K haroratda ham o‘ta o‘tkazuvchanlik xususiyati qayd qilindi. ***Bu hodisa yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik deb nom oldi.***

21.6 - §. Majburiy nurlanish. Optik kvant generatorlari (lazerlar)

«Lazer» so‘zi bu qurilmaning ishlash prinsipini aks ettiruvchi ingliz so‘zlarining bosh harflaridan tashkil topgan: Light Amlfitsatin by Stimulated Emission of Radiation, ya’ni majburiy nurlanish yordamida yorug‘likni kuchaytirish. Lazer bilan bir qatorda ***mazerlar*** ham yaratildi. ***Lazerlar*** ko‘zga ko‘rinadigan, infraqizil yoki ultrabinafsha nurlar chiqarsa, ***mazerlar*** o‘ta past chastotali uzoq infraqizil elektromagnit to‘lqinlar sohasida ishlaydi. «Mazer» so‘zidagi «M» harfi ingliz tilidagi mikroto‘lqin (Micrwave) so‘zining bosh harfidan olingan, qolgan harflar lazer so‘ziniki bilan bir xil.

Atom biz yuqorida ko‘rib o‘tganimizdek, energiya W_1, W_2, W_3,…..bo‘lgan kvant holatlarda bo‘lishi mumkin. Agar atom W_1 energiyali asosiy 1 holatda bo‘lsa, uni tashqi nurlanish ta’sirida W_2 energiyali uyg‘ongan yuqori 2 holatga majburan o‘tkazish mumkin. Atom uyg‘ongan holatda qisqa vaqt ($\sim 10^{-8}$ s) bo‘lgandan keyin u $h\gamma = W_2 - W_1$ energiyali foton chiqarib, o‘z-o‘zidan tashqi ta’sirsiz spontan holda past energiyali asosiy holatiga qaytishi mumkin.

Bu vaqtda chiqarilgan nurlanish spontan nurlanishi deyiladi.

Spontan nurlanishni ehtimolligi qancha katta bo‘lsa, atomni uyg‘ongan holatda bo‘lish vaqti shuncha kichik bo‘ladi. Atomlarning spontan nurlanishi bir-biriga muvofiqlashmagan holda turli yo‘nalish va vaqtlarda sodir bo‘ladi. Shuning uchun turli atomlardan chiqayotgan nurlanishlarning tebranish tekisliklari, fazalari, yo‘nalishlari turlicha xarakteriga ega bo‘ladi, natijada spontan nurlanish kogerent bo‘lmaydi. Cho‘g‘lanma va lyuminessent manbalaridan doimo spontan nurlanish chiqariladi.

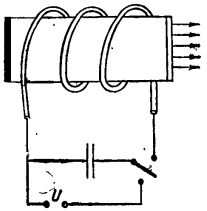
A.Eynshteyn 1916 yilda nazariy tekshirishlar natijasida atomlarning qo‘zg‘algan holatdan turg‘un holatga o‘tishi nafaqat o‘z-o‘zidan (spontan), balki tashqi ta’sir tufayli majburiy (induksiyalangan) bo‘lishi ham mumkin degan xulosaga keldi. Bunday majburiy o‘tishda vujudga keladigan nurlanishni ***majburiy nurlanish*** yoki ***induksiyalangan nurlanish*** deb ataladi. Tashqi ta’sir deganda atomning

boshqa zarralar bilan to‘qnashuvi yoki ta’sirlashuvi tushuniladi. Lekin ko‘p hollarda majburiy nurlanish shu nurlanishni chastotasiga aynan teng bo‘lgan chastotali elektromagnit to‘lqin (foton) ta’sirida sodir bo‘ladi. Chastotasi boshqacharoq bo‘lgan fotonlar sistemaning xususiy tebranishlari bilan rezonanslashmaydi, natijada ularning induksiyalovchi ta’siri ancha kuchsiz bo‘ladi. Atomlarning majburiy nurlanishini hosil bo‘lishi uchun uyg‘ongan atom yaqinidan uchib o‘tayotgan foton uni uyg‘ongan holatdan yashash vaqtini qisqartirib, quyiroq, energiyali holatga o‘tishga majbur qiladi. Bunda atom o‘zining nurlanishga induksiyalagan fotonga aynan o‘xshash foton chiqaradi. Natijada bir foton ikkita bo‘ladi va ular o‘z yo‘nalishida harakatini davom ettirib, yo‘lida uchragan boshqa uyg‘ongan atomlarni ham majburiy nurlantirishga uchratadilar. Shu tariqa borgan sari ko‘chkisimon ko‘payib boradigan fotonlar oqimi hosil bo‘lib, moddaga tushayotgan nurlanishni kuchayishiga sabab bo‘ladi. Majburiy nurlanish tushuvchi nurlanish bilan kogerent bo‘ladi, ya’ni u yerda bir xil chastota, harakat yo‘nalishi, faza va qutblanish tekisligiga egadir.

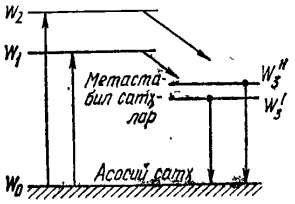
Lekin nurlanish moddadan o‘tganda kuchayishiga fotonlarni quyi energetik holatdagi atomlar tomonidan yutilishi halaqit beradi. A.Eynshteyn ko‘rsatishicha, termodinamik muvozanat vaqtida spontan va majburiy nurlanish ehtimolligi o‘sha chastotadagi nurlanishni yutilish ehtimolligiga teng. Shuning uchun termodinamik muvozanat vaqtida moddaga tushayotgan nurlanishning yutilishi majburiy nurlanishdan ustun keladi, natijada yorug‘lik moddadan o‘tganda intensivligi kamayadi.

Yorug‘lik moddaga tushganda, unda kuchayishi uchun sistemani muvozantli bo‘lmagan holatini amalga oshirish kerak. Bunday holatda uyg‘ongan atomlarning soni uyg‘onmagan, turg‘un holatdagi atomlar sonidan ko‘p bo‘lishi kerak. Mana shunday sistemada majburiy nurlanish ko‘chkisimon tarzda kuchayadi.

Ayrim moddalarning atomlarida shunday qo‘zg‘olgan, lekin nisbatan turg‘un holatlar borki, atomlar bu holatda ancha uzoq vaqt (10^{-2} – 10^{-3} *s*) bo‘la oladi. Bunday holatlar ***metastabil*** holatlar deyiladi.



21.12 – rasm.



21.13 – rasm.

Atomlarida metastabil holatlari bo‘ladigan moddalarga tarkibida 0,005 % xrom (*Cr*) bo‘lgan yoqut kristalli ($Al_2 R_3$) misol bo‘ladi, ularda alyuminiy atomlarining bir qismini metastabil holatlari bo‘lgan xrom atomlari egallagan. Yoqut kristalli yorug‘lik bilan yoritilganda xrom ionlari qo‘zg‘aladi va W_1 sathdan W_2 energetik sathga mos keluvchi holatga o‘tadi. Xromning energetik sathlari 21.13-rasmda tasvirlangan. Yoqut silindr shaklida olingan bo‘lib, uning asoslari nihoyat darajada silliqlangan. Asoslar kumush bilan shunday qoplanganki, chap tomonidagisi (21.12-rasm) to‘la qaytaruvchanlik xususiyatga ega, o‘ng tomonidagi esa qisman shaffof. Silindrsimon yoqut kristallini spiralsimon cho‘g‘lanma lampa o‘rab olgan. Bu lampaning nurlanishi yoqut tarkibidaga xrom ionlarini W_1 va W_2 energetik sathlarga ko‘taradi (21.13-rasm). Bu uyg‘ongan sathlarning yashash davri ancha kichik ($\sim 10^{-7} s$), ulardan W_3' va W_3'' sathlarga o‘tish sodir bo‘ladi. Bir-biriga yaqin joylashgan bu sathlarning yashash davomiyligi anchagina katta, $\tau \approx 5 \cdot 10^{-3}$ *s*. Bu metastabil sathlarda xrom ionlari yig‘ila boradi. Natijada W_3' va W_3'' sathlardagi ionlar soni W dagi ionlar sonidan ortib ketadi. Kristall o‘qi bo‘ylab harakatlanayotgan fotonlar esa qaytaruvchi asoslardan ko‘p marta qaytadi, bu harakat davomida ko‘p sonli majburiy nurlanishlar vujudga keladi. Natijada fotonlarning kuchli oqimi kristallning qisman shaffof o‘ng tomonidagi asosi orqali tashqariga chiqadi. Shundan so‘ng manbadan yana energiya olinadi va bayon etilgan ketma-ketlikda yana jarayonlar qaytariladi.

Lazerlar yordamida olingan nurlar yuqori darajada kogerent, dastasi esa nihoyatda ingichka bo‘lganligi uchun ular fan va texnikaning turli sohalarida: uzoq masofalardagi radioaloqada, kichik hajmlarda juda yuqori haroratlar hosil qilishda, meditsinada juda nozik xirurgik operatsiyalarni bajarishda va hokazolarda keng qo‘llanilmoqda.

Savollar

1. Moddalarning atom va molekulalari haqidagi ma’lumotlarga asoslanib, ko‘p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini qanday o‘rganish mumkin?
2. Fazoviy fazo deganda statistikada nimani tushuniladi?
3. Kvant va klassik statistikalari orasida qanday umumiylik va farqlar mavjud?
4. Bozonlar uchun Boze-Eynshteyn taqsimotini, fermioanlar uchun esa Fermi-Dirak taqsimoti tenglamalarini yozing.

5. Nima sababdan Pauli prinsipi fermionlar uchun bajariladi, bozonlar uchun esa bajarilmaydi?
6. Erkin elektronlar bilan metallarning ko‘pchilik xossalari qanday aniqlanadi?
7. Metallarning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi formulasini yozing va izohlang.
8. Metall, yarimo‘tkazgich va dielektriklarning energetik zonalari qanday farqlanadi?
9. Xususiy va aralashmali yarimo‘tkazgichlar bir-biridan qanday farqlanadi?
10. Yarim o‘tkazgichlarda Fermi sathining ma’nosini ayting.
11. Qanday hodisaga o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi deb ataladi?
12. Sponton nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi?
13. Majburiy nurlanish yoki induksiyalangan nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi?
14. Rubinli lazerni ishlash prinsipini tushuntiring, metastabil sathlar vazifasini aytib bering.

Masalalar

79-masala. V=20 sm^3 hajmli metall parchasi T=0 haroratda turibdi. Impulslari maksimal impuls P_{max}, dan 0,1 P_{max} gacha ko‘p farq qilmaydigan erkin elektronlar soni ΔN aniqlansin. Fermi energiyasi $\varepsilon = 5\,\text{eV}$.

Berilgan: $\underline{V=20\ sm^3 = 2\cdot 10^{-5}\ m^3,\ T=0,\ \varepsilon=5\ eV}$

$\Delta N \sim ?$

Yechish. Metalldagi erkin elektronlarning impulslar bo‘yicha taqsimotini hosil qilish uchun T=0 da erkin elektronlar uchun Fermi taqsimotidan foydalanimiz:

$$dn(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar}\right)^{3/2} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon \qquad (1)$$

dn(ε) birlik hajmdagi energiyalari ε dan ε+de gacha ($\varepsilon < \varepsilon_f$) qiymatlar oralig‘ida bo‘lgan elektronlar soni bo‘lganligidan, u impulslari P dan $P+dp$ gacha qiymatlar oralig‘ida bo‘lgan birlik hajmdagi elektronlar soni dn(P) ga teng bo‘lishi kerak, ya’ni

$$dn(P) = dn(\varepsilon) \qquad (2)$$

Bunda quyidagi shartga rioya qilinmog‘i lozim. Berilgan ε energiya ma’lum impuls $\varsigma\, p\left(\varepsilon = \frac{p^2}{2m}\right)$ ga mos keladi va energiyaning $d\varepsilon$ oralig‘iga unga mos keluvchi impulslarning $dp\left(d\varepsilon - \frac{p}{mdp}\right)$ oralig‘i to‘g‘ri keladi. $\varepsilon^{1/2}$=r/(2m)$^{1/2}$ ekanligini nazarda tutib, (2) tenglikning o‘ng tomonidagi dn (ε) o‘rniga yuqorida olingan munosabatlarga muvofiq ε ni *r* bilan va $d\varepsilon$ ni dr bilan almashtirib (1) ifodaga qo‘yamiz, ya’ni

$$dn(p) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar}\right)^{3/2} \cdot \frac{p}{(2m)^{1/2}} \cdot \frac{p}{m} dp\,,$$

qisqartirishlardan keyin metallardagi erkin elektronlarning *T*=0 da impulslar bo‘yicha qidirilayotgan taqsimotini olamiz:

$$dn(p) = \frac{1}{\pi^2\hbar^3} p^2 dp$$

Impulslari P_{max} – 0,1 P_{max} dan P_{max} gacha oraliqda bo‘lgan birlik hajmdagi elektronlar sonini mos chegaraviy qiymatlarda integrallash bilan topamiz:

$$\Delta n = \frac{1}{\pi^2\hbar^3} \int_{0,9P_{max}}^{P_{max}} P^2 dp = \frac{1}{3\pi^2\hbar^3} - P_{max}^2[1-(0,9)^3] \quad \text{yoki}$$

$$\Delta n = \frac{0,2H}{3\pi^2} \cdot \frac{P_{max}^3}{\hbar^3}\,.$$

Metallardagi elektronlarning maksimal impulsi P_{max} va maksimal energiyasi ε ushbu $P_{max}^2 = 2m\varepsilon_f$ munosabat orqali bog‘langanligini hisobga olib (T=0da) metalldagi erkin elektronlarning qidirilayotgan soni ΔN ni topamiz:

$$\Delta N = \frac{0,271}{3\pi^2\hbar^3}(2m\varepsilon_f)^{3/2} \quad \text{yoki} \quad \Delta N = \frac{0,271}{3\pi^2}\left(\frac{3m\varepsilon_f}{\hbar^2}\right)^{3/2} \cdot V$$

π, m, ε_f , $\hbar$,V kattaliklarning qiymatlarini qo‘yib, hisoblab (5eV=8·10^{-19}J), ΔN =2,9·10^{23} ta elektronni olamiz.

80-masala. Temperaturasi T=0K bo‘lgan mis metallidagi erkin elektronlarning maksimal Fermi energiyasi ε_F hisoblansin. Har bir mis atomiga bittadan valent elektron mos keladi deb olinsin.

Berilgan: $\dfrac{T = OK \quad SI}{\varepsilon_F \sim ?}$

Yechish. Temperaturasi T=0K bo‘lgan metalldagi elektronlarning maksimal Fermi energiyasi ε_F erkin elektronlar konsentratsiyasi bilan quyidagicha bog‘langan:

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n^{2/3})}{(2m)} \ . \qquad (1)$$

Bunda $\hbar$ – Plank doimiysi; m – elektron massasi. Masalaning shartiga ko‘ra erkin elektronlar konsentratsiyasi (n) atomlar konsentratsiyasiga teng:

$$n = \frac{\rho N_A}{M} \ , \qquad (2)$$

Bunda ρ -misning zichligi; N_A – Avagadro doimiysi; M – molyar massa.

(2) ni (1) ga qo‘yib

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \rho \frac{N_A}{M})^{2/3}$$

ifodani hosil qilamiz.

Berilgan kattaliklarni yuqoridagi formulaga qo‘yib, hisoblashlarni bajaramiz:

$$\varepsilon_F = \frac{(1{,}05 \cdot 10^{-34})^2}{2 \cdot 9{,}110^{-31}} \left[3(3{,}14)^2 \cdot 8{,}9 \cdot 10^3 \frac{6{,}02 \cdot 10^{23}}{64 \cdot 10^{-3}} \right]^{2/3} J =$$

$$= 1{,}18 \cdot 10^{-18} J = 7{,}4 eV.$$

81-masala. Kremniy temperaturasini $t_1=0^0C$ dan to $t_2=10^0C$ gacha qizdirilganda uning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi necha marta oshadi?

Berilgan: $\dfrac{t_1 = 0^0 C;\quad t_2 = 10^0 C}{\sigma \sim ?}$

Yechish. Xususiy o‘tkazuvchanlik yarim o‘tkazgichlarning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi (σ) temperatura (T) bilan quyidagicha bog‘langan.

$$\sigma = \sigma_0 \, e^{-\Delta E/(2\kappa T)}$$

bunda σ_0 – konstanta; ΔE - taqiqlangan zonaning kengligi,

Demak,

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{e^{-\Delta E/2\kappa T_1}}{e^{-\Delta E/2\kappa T_2}} = \exp[\frac{\Delta E}{2\kappa}(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2})]$$

Kremniy uchun $\Delta E = 1{,}1эВ$ ekanini hisobga olsak,

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \exp\frac{1{,}76\cdot 10^{-19}}{2(1{,}38\cdot 10^{-23})}\left(\frac{1}{273} - \frac{1}{283}\right) = 2{,}28$$

kelib chiqadi.

Mustaqil yechish uchun masalalar

240. T=OK haroratda metalldagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi n aniqlansin. Fermi energiyasi ε_f=1eV deb qabul qilinsin.

(n=4,57·$10^{27}m^{-3}$)

241. Agar litiy va seziydagi Fermi sathlari mos ravishda $\varepsilon_{f,1}$=4,72 eV, $\varepsilon_{f,2}$=1,53 eVga teng ekanliklari ma’lum bo‘lsa, T=OKda ulardagi erkin elektronlar konsentratsiyalarining nisbati n_1/n_2 aniqlansin.

(n_1/n_2 =0,9)

242. Agar Fermi sathi ε_f= 7eV bo‘lsa, T=OK haroratda metalldagi elektronlarning o‘rtacha kinetik energiyasi <W_k> hisoblansin.

(<W_k>=3/5 · ε_f=4.2eV)

243. Agar har bir atomga bittadan erkin elektron to‘g‘ri keladi deb qabul qilinsa, kaliy uchun aynish harorati T_{kr} baholansin. Kaliyning zichligi $\rho=860\ kg/m^3$

($T_{kr}=31,2kK$)

244. T=OK da metalldagi elektronlarning o‘rtacha tezligi $\langle\upsilon\rangle$ maksimal tezligi υ_{max} orqali ifodalansin. T=OK da Fermi sathi $\varepsilon_f=6eV$ bo‘lgan metall uchun $\langle\upsilon\rangle$ hisoblansin.

$$\left(\langle\upsilon\rangle=\frac{3}{4}\upsilon_{\max}=1,09Mm/s\right)$$

245. Agar aktivlanish energiyasi $\Delta E_0=0,1eV$ bo‘lsa, xususiy elektr o‘tkazuvchanlikli yarim o‘tkazgichdagi Fermi sathi ε_f aniqlansin. Elektronlar kinetik energiyalarini hisoblashning nolinchi sathi sifatida o‘tkazuvchanlik zonasining eng pastki sathi qabul qilinsin.

($\varepsilon_{f=}0,05eV$)

246. Xususiy elektr o‘tkazuvchanlikli yarim o‘tkazgich (germaniy) muayyan haroratda $\rho=0,48$ Om.m solishtirma qarshilikka ega bo‘lgan. Agar elektronlarning va teshiklarning harakatchanliklari μ_n va μ_p lar mos ravishda 0,36 va $0,16 m^2/(V.s)$ga teng bo‘lsa, zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi n aniqlansin.

($n=2,5\cdot10^{19}m^{-3}$)

247. Germaniyda atomlarning bir qismi surma atomlari bilan almashtirilgan. Kiritilgan atomning qo‘shimcha elketronini Bor modeli bo‘yicha qarab uning bog‘lanish energiyasi E va arbitasining radiusi r baholansin. Germaniynig dielektrik sindiruvchanligi $\varepsilon=16$

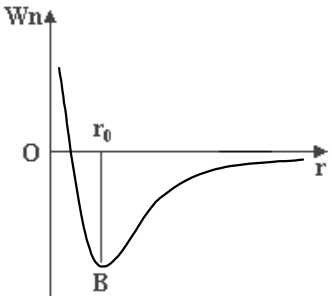
(E=0,053eV; r=0,85nm)

248. Kengligi ℓ =2 sm bo‘lgan yupqa kremniy plastinka induksiya chiziqlariga tik qilib bir jinsli magnit maydoniga (B=0,5Tl) joylashtirilgan. Plastinka bo‘ylab yo‘nalgan $j=2mkA/mm^2$ tok zichligida Xoll potensiallar farqi $U_x=2,8$ V bo‘lib chiqdi. Zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi n aniqlansin.

($n=5,25\cdot10^{10}m^{-3}$)

XXII - BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI

22.1-§ Kristallarning tuzilishi



22.1-rasm

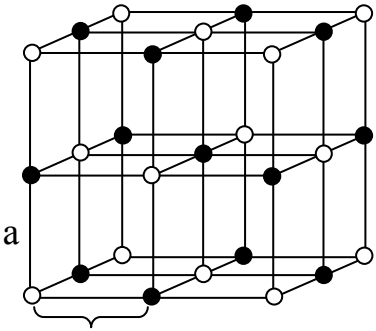
Qattiq jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar, ionlar) geometrik jihatdan qat'iy tartibda, ***kristall panjaralar*** hosil qilib joylashgan bo‘ladi. Zarralar o‘zlarining muvozanat vaziyati yaqinida tebranma harakat qiladilar. Zarralar qattiq jismda bir joyidan ikkinchi joyga o‘tishi mumkin, lekin bunday hol juda kam uchraydi. Shuning uchun qattiq jismlarda ham diffuziya bo‘ladi, lekin bu duffuziya gaz va suyuqliklardagiga qaraganda juda sekin o‘tadi.

Moddalarning qattiq, suyuq va gazsimon holatlari orasidagi farqning fizik mohiyatini molekulalarning o‘zaro ta'sir potensial egri chizig‘i yordamida yana ham aniqroq tushuntirish mumkin.

Molekulalarning hosil bo‘lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog‘lanish tabiatidan qat'iy nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch ta'sir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo‘lgan tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo‘ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan itarishish kuchlari 22.1 – rasmda ordinatalar o‘qi bo‘ylab molekulalar o‘zaro ta'sir potensial energiyasi W_n abssissa o‘qi bo‘ylab molekulalar orasidagi masofa r qo‘yilgan. Molekulalar issiqlik harakatining o‘rtacha kinetik energiyasi W_k qiymatlarini solishtirish qulayroq bo‘lishi uchun V potensial chuqurning tubi sathidan boshlab qo‘yamiz. Agar molekulalar issiqlik harakatining o‘rtacha kinetik energiyasi potensial o‘raning chuqurligidan ancha kam ($W_k \ll W_n\ (r_0)$) bo‘lsa, u holda molekulalar potensial o‘raning pastki qismida qolgani holda kichik tebranishlar qila oladi xolos. Bu hol moddaning qattiq holatiga to‘g‘ri keladi.

Agar molekulalar issiqlik harakatining o‘rtacha kinetik energiyasi potensial o‘raning chuqurligidan bir oz kam bo‘lsa ($W_k << W_p\ (r_0)$), u holda molekulalar ancha katta tebranma harakatda bo‘ladi, biroq bari bir potensial o‘rada qoladi. Bu hol moddaning suyuq holatiga to‘g‘ri keladi.

Agar molekulalar issiqlik harakatining o‘rtacha kinetik energiyasi potensial o‘ra chuqurligidan ancha katta bo‘lsa ($W_k >> W_n$ (r_0)), u holda molekulalar bu o‘radan chiqib ketadi, o‘zaro bog‘lanishni yo‘qotib, erkin harakatlanadi. Bu hol moddaning gazsimon holatiga to‘g‘ri keladi (22.1-rasm)



22.2 – rasm.

Qattiq jism molekulalari suyuqlik moleklalariga qaraganda o‘zaro mustahkamroq bog‘langani uchun qattiq jism suyuqlikdan farq qilib, o‘zining hajminigina emas, balki shaklini ham saqlaydi. Endi qattiq jism kristall tuzilishini batafsilroq ko‘raylik.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo‘lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya’ni ularning teng ta’sir etuvchisi nolga, sistemaning potensial energiyasi minimal qiymatga ega bo‘ladi, natijada sistema mustahkam muvozonat holatga erishadi. Bu xulosani ko‘p sonli atomlar sistemasiga ham umumlashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib mustahkam tuzulishga ega bo‘lgan kristall jismni hosil qiladi. Kristallning ko‘zga tashlanadigan tashqi belgisi uning to‘g‘ri geometrik shaklda bo‘lishidir. Masalan, osh tuzining eng kichik kristali kub shaklda, muzning kristali 6 yoqli prizma shaklida, olmos kristali oktayedr (sakkiz qirrali) va hokazo shaklda bo‘ladi. Har bir kristall moddani chegaralovchi sirtlari (yoqlari) orasidagi burchak qat’iy aniq qiymatga ega bo‘ladi (osh tuzida 90°, muzda 120° va hokazo). Kristallar payvand tekisliklari deb atalgan ma’lum tekisliklar bo‘ylab oson parchalanib ketadi. Bunda huddi boshlang‘ich shakldagi, ammo kichik o‘lchamli kristallchalar hosil bo‘ladi. Masalan, osh tuzini va novvot qandini maydalaganda kichik kubchalar va to‘g‘ri burchakli parallelepipedlar hosil bo‘ladi. Bu degan so‘z, kristall jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar yoki ionlar) bir-biriga nisbatan ***fazoviy yoki kristall panjara*** hosil qilgan holda qat’iy simmetrik joylashgan demakdir; zarralar joylashgan o‘rinlar ***panjaraning tugunlari*** deyiladi.

Eng sodda fazoviy panjara osh tuzi (*NaCl*) ning kristall panjarasi bo‘la oladi (22.2-rasm). Uning a qirrali elementar yacheykasi (rasmda, u qora chiziqlar bilan ajratilgan) natriyning musbat ionlari va xlorning

manfiy ionlarlardan hosil bo‘lgan, bu ionlar kubning uchlarida joylashgan.

Fazoviy panjaralarning shakli turli-tuman bo‘lishi mumkin; panjarani hosil qilgan elementar yacheykalar bir-biriga zich, hech qanday oraliqsiz joylashishi kerak.

1890 yilda E.S. Fyodorov kristall panjaraning barcha shakllarini nazariy hisoblab chiqdi va tabiatda faqat 230 xil kristall panjaralar bo‘lishi mumkin ekanligini aniqladi, bu kristall panjaralar 32 xil simmetrik sinfni hosil qilar ekan. Kristallarni rentgen nurlari yordamida tekshirilishi kristallar simmetrik joylashib kristall panjaralar hosil qilgan zarralar (atomlar, molekulalar yoki ionlar)dan iborat ekanligi tasdiqlandi. Shuningdek, rentgen struktura analizi yordamida tabiatdagi kristall panjaralarining haqiqatdan ham 230 turdagi ko‘rinishi bor ekanligi aniqlandi.

Anizatropiya kristallning ajoyib xususiyatidir; turli yo‘nalishlarda kristallning fizik xossalari turlicha bo‘ladi. Masalan, hamma kristallarga mustahkamlik anizatropiyasi xosdir; kristallarning ko‘pchiligi issiqlik o‘tkazuvchanlik, elektr o‘tkazuvchanlik, yorug‘lik nurini sindirish va boshqa jihatdan anizatropdir. Fazoviy panjaralarda uzunliklari bir xil, lekin yo‘nalishlari turlicha bo‘lgan kesmalarda zarralar sonining turlicha bo‘lishi kristallar anizatropiyasining asosiy sababchisidir. Kristall panjara zarralarining turli yo‘nalishlarda turlicha zichlikda bo‘lishi kristallning bu yo‘nalishlar bo‘ylab boshqa ko‘p xossalarining ham turlicha bo‘lishiga sabab bo‘ladi.

Kristallar ikki guruhga: ***monokristall*** jismlar va ***polikristall*** jismlarga bo‘linadi. Barcha zarralar bir umumiy fazoviy panjaraga joylashadigan jism monokristalldir. Monokristall anizatrop bo‘ladi. Ko‘pchilik minerallar monokristall bo‘ladi. Polikristall bir-biriga nisbatan tartibsiz joylashgan ko‘plab mayda monokristallchalardan tuzilgan jismdir. Shuning uchun polikristallar izotrop, ya’ni barcha yo‘nalishlar bo‘yicha bir xil fizik xossalarga ega bo‘ladi. Ko‘pchilik metallar polikristall jismlarga misol bo‘la oladi, biroq metallni monokristall ko‘rinishda ham hosil qilish mumkin.

Kristall panjaraning qanday zarralardan tuzilganligiga qarab panjaralar to‘rtta asosiy guruhga bo‘lingan: ***ion, atom, molekulyar va metall panjarali kristallar.***

1). <u>Ion panjarali</u> kristallar turli ishorali zaryadlangan ionlardan tuzilgan bo‘lib, panjarada ionlarni elektr kuchlari tutib turadi. Ko‘pchilik kristallar ion panjaralidir (masalan, *Na Cl*).

2). Atom panjarali kristallar panjara tugunchalarida kimyoviy (kovalent) bog‘lanishlar bilan tutib turiladigan neytral atomlardan tuzilgan: qo‘shni atomlarda tashqi (valent) elektronlar umumiy bo‘ladi. Masalan, grafit, olmos kristallari atom panjaralidir.

3).Molekulyar panjarali kristallar – qutbiy (dipol) molekulalardan tuzilgan bo‘lib, bu molekulalar ham tugunlarda elektr kuchlari bilan tutib turiladi. Biroq qutbiy molekulalarga bu kuchlar ionlarga ta’sir qilgandan kamroq kuch bilan ta’sir qiladi. Shuning uchun molekulyar panjarali moddalar oson deformatsiyalanadi. Ko‘pchilik organik birikmalar (sellyuloza, rezina, parafin va boshqalar) molekulyar kristall panjaradan tuzilgan bo‘ladi.

4). Metall panjarali kristallar – erkin elektronlar bilan o‘ralgan metallning musbat ionlaridan tuzilgan. Metall panjaraning ionlarini ana shu elektronlar bog‘lab turadi. Hozirgi zamon fizikasi kristall qattiq jismlardan tashqari ***amorf jismlarni*** ham o‘rganadi. Amorf jismlar polikristallarga o‘xshab ***izotropdir.*** Amorf jismlarga misol qilib, qora mo‘m, shisha, smola, kanifol va shunga o‘xshashlarni olish mumkin.

Keyingi vaqtlarda texnikada ***organik amorf*** moddalar, ya’ni ***polimerlar*** keng tarqaldi.

Polimerlarning tipik vakili plastmassalardir. Yuksak elastiklik va mustahkamlik polimerlarning juda muhim xossasi hisoblanadi.

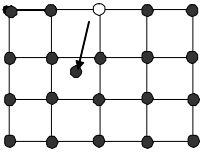
22.2 - §. Kristallardagi nuqsonlar

Agar kristall panjarada atomlar barcha kristall yo‘nalishlarida bexato davriy ravishda joylashgan bo‘lsa, bunday kristall ***ideal kristall*** deyiladi. Real kristallarda turli sabablarga ko‘ra nuqsonlar uchrab turishi yuqorida qayd etilgan usullar bilan isbotlangan.

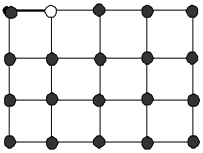
Kristall panjaraning nuqsonlari ularning mexanik, issiqlik, elektr va boshqa fizik – kimyoviy xossalariga katta ta’sir ko‘rsatadi. Shuning uchun nuqsonlarning asosiy turlari va hosil bo‘lish sir-asrorlari bilan qisqacha tanishib o‘taylik.

Kristall ichidagi to‘planish joyiga qarab nuqsonlar: nuqtaviy, chiziqli va hajmiy nuqsonlarga bo‘linadi.

Issiqlik harakati tufayli kristall panjara tugunlaridagi atomlar o‘z joylarini tark yetib (22.3-rasm) tugunlar orasiga o‘tib olsa, bunday nuqsonni nuqtaviy yoki Frenkel nuqsonlari deyiladi.

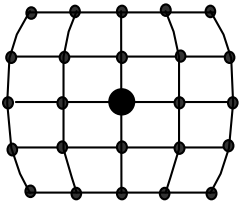


22.3-rasm



22.4-rasm

Atomi ketib qolgan joyni «vakant» joy deb ataladi. «Vakant», ya'ni bo‘sh joylar qo‘shni tugundagi atomlar tomonidan egallanishi va natijada atomlarning (tugunlarning) kristall bo‘ylab estafetali harakati sodir bo‘lishi mumkin. Nuqtaviy nuqsonlar sirt qatlamlardagi atomlarning birortasini butunlay bug‘lanib ketishi yoki bug‘langan atom kristall sirtida yangi qatlam tugunini hosil qilishi tufayli ham sodir bo‘lishi mumkin (22.4-rasm). ***Bunday nuqsonlarni Shottki nuqsonlari deyiladi***. O‘z joyini yo‘qotgan atomlar «vakant» joylarga yaqinlashganda ularda ushlanib qolishi natijasida «Vakant» joyni to‘ldirishi mumkin. Bu hodisani nuqsonlarning ***rekombinatsiyasi*** deyiladi. Nuqsonlarning hosil bo‘lishidan rekombinatsiyalanishgacha o‘tgan vaqtni nuqsonlarning ***yashash vaqti*** deyiladi. Nuqtaviy nuqsonlar kristall panjaraga begona element atomlari kirib qolganda ham hosil bo‘ladi. Bunda begona atom tugunlarining biriga yoki ularning oralig‘iga joylashishi mumkin. Natijada kristallning shu joyi deformatsiyalanadi (22.5-rasm). ***Chegaraviy yoki vintli deb atalgan dislokatsiyalarni chiziqli nuqsonlar*** deyiladi. Ular kristallarda tashqi kuchlar ta'sirida noelastik siljish deformatsiyasi sodir bo‘lganda kuzatiladi. Tashqi muhit bilan ta'sirlashish natijasida kristall sirtga begona element atomlarining o‘tirib qolishi hamda shu tufayli sirtda oksid qatlamlarini hosil bo‘lishi sirt nuqsonlariga kiradi. Shuningdek, kristall panjaraning ayrim joylarida fazoviy yo‘nalishlarning o‘zgarib qolishi tufayli ichki nuqsonlar paydo bo‘ladi.



22.5 –расм.

Kristall ichida to‘planib qolgan nuqtaviy nuqsonlar, darz ketgan joylar, bo‘shliqlar, stexiometriyaning buzilishi (qattiq eritmalarda) hajmiy nuqsonlarni tashkil yetadi.

22.3-§. Fononlar. Kristallarning issiqlik sig‘imi

Zarralarning kristall panjara tugunlarida joylashishi, ularning o‘zaro potensial energiyasining minimum bo‘lishiga mos keladi. Zarralar muvozanat vaziyatidan har qanday yo‘nalishida siljiganda zarrani boshlang‘ich vaziyatiga qaytarishga intiluvchi kuch paydo bo‘ladi, buning natijasida zarra tebranma harakatga keladi. Ixtiyoriy yo‘nalishda sodir bo‘layotgan tebranishni uchta koordinata o‘qlari yo‘nalishida bo‘layotgan tebranishlarning qo‘shilishi deb tasavvur qilish mumkin. Shunday qilib, kristalldagi har bir zarraning uchta tebranma erkinlik darajasi bor, deb hisoblash mumkin. Dyulong va *Pti* qonunining ta’kidlashicha, kristall holatdagi barcha oddiy kimyoviy jismlarning panjaraviy molyar issiqlik sig‘imi 3R ga teng. Amalda bu qonun yetarlicha yuqori haroratlar uchun bajariladi. Past haroratlarda esa kristallarning issiqlik sig‘imi kamayadi, harorat *OK* ga yaqinlashganda issiqlik sig‘imi ham nolga yaqinlashadi.

Issiliqlik sig‘imining kvant nazariyasi Eynshteyn tomonidan yaratildi. Debay esa uni takomillashtirdi. Eynshteyn N ta atomdan tashkil topgan kristall panjarani bir-biri bilan bog‘liq bo‘lmagan 3N garmonik ossillyatorga o‘xshatdi. Bu ossillyatorlarning barchasi birday ω chastota bilan tebranishi va energiyasi kvantlangan qiymatlarga egaligini e’tiborga olib Eynshteyn kristall panjaraning issiqlik sig‘imi uchun quyidagi formulani hosil qildi:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{\left(e^{\hbar\omega/KT}-1\right)^2} e^{\hbar\omega/KT} \frac{\hbar\omega}{KT^2} \qquad (22.1)$$

Bu ifodani yuqori va past haroratlar uchun muhokama qilaylik.

1. Yuqori haroratlarda (ya’ni $KT>>\hbar\omega$ bo‘lganda) (22.1) ifodaning maxrajidagi $e^{\hbar\omega/KT} \approx 1+\frac{\hbar\omega}{KT}$ va sur’atdagi $e^{\hbar\omega/KT} \approx 1$ deb hisoblasak, issiqlik sig‘imi formulasi quyidagi ko‘rinishga keladi:

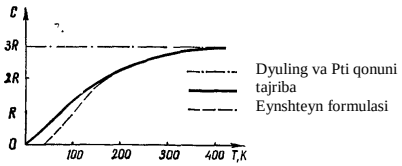
$$C = 3NK \qquad (22.2)$$

Bu munosabat Dyulong va Pti qonunining o‘zginasidir.

2. Past haroratlarda (ya’ni $kT<<\hbar\omega$ bo‘lganda) (22.1) ifoda maxrajidagi 1 ni e’tiborga olmasak:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{KT^2} e^{-\hbar\omega/KT} \qquad (22.3)$$

ifodani hosil qilamiz. 22.6 – rasmda alyuminiy uchun issiqlik sig‘imining tajribadan olingan va nazariy qiymatlari asosida chizilgan grafiklari tasvirlangan. Grafikdan ko‘rinadiki, Eynshteyn nazariyasi past haroratlarda issiqlik sig‘imining o‘zgarishini sifat jihatdan tushuntiradi.



22.6 - rasm.

Yuqorida ko‘rdikki, kristall jismlarning atomlari o‘zaro mustahkam bog‘langan holda fazoviy aniq qonuniyatlar bo‘yicha joylashib kristall panjarani hosil qiladi. Undagi biron atom muvozanat holatdan chiqarilsa, uning ta’siri qolgan barcha atomlarga ham uzatiladi, ya’ni panjaradagi biron atomning tebranishi barcha yo‘nalishlar bo‘yicha tarqaladi. Shuning uchun kristallning alohida atomining harakatini kuzatish o‘rniga ularning birgalikdagi kollektiv harakatini kuzatish qulay. Atomlarning birgalikda tebranma harakati kristall bo‘ylab tarqalayotgan elastik to‘lqinlarni hosil qiladi. Bu to‘lqinlarning kristall chegarasidan qaytishi va interferensiyalanishi esa turg‘un to‘lqinlarni hosil qiladi. Ularning soni kristallning erkin darajasi 3*N* ga teng. Bu to‘lqinlar kristallda tarqala oladigan tovush to‘lqinlaridan iboratdir. Kristall panjaradagi atomlar – kvant ossillyatorlardan birortasini ω_1 chastota bilan tebranishi tufayli kristall bo‘ylab tarqalayotgan tovush to‘lqinlarini $\hbar\omega_1$ energiyali «zarra»lar oqimining vujudga kelishidir, deb tavsif etish mumkin. «Zarra» so‘zini qo‘shtirnoq ichida yozish o‘rniga ***kvazizarra*** degan so‘zdan foydalaniladi. Bu so‘z zarrachaga o‘xshash degan ma’noni anglatadi. Tovush to‘lqiniga mos keluvchi kvazizarraga alohida ***fonon*** degan nom berilgan.

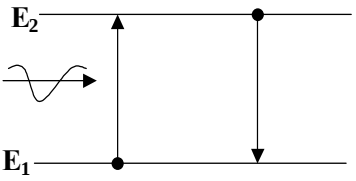
Demak, kvant mexanikasi nuqtai nazaridan fonon $E=\hbar\omega$ energiyaga va $\vec{P}=\hbar\vec{\kappa}$ impulsga ega bo‘ladi. Fononning ko‘p xossalari zarraga o‘xshaydi, lekin oddiy zarralar (elektron, proton, foton,…)dan farq qilib, fonon vakuumda vujudga kelmaydi. Fononning fotonga o‘xshashlik xususiyatlari mavjud. Masalan, elektromagnit nurlanishni juda kichik teshikka ega bo‘lgan berk kovak idish (absolyut qora jism timsolidagi kovak idish) to‘ldirilgan foton gaz deb tasavvur qilingan edi. Kristtal panjara tebranishlarini esa kristall bo‘lagininng sirtlari bilan chegaralangan hajmni to‘ldirgan fonon gazi tarzida tasavvur etish mumkin. Fotonlar va fononlar uchun (21.6) dagi $\mu=0$. Shuning uchun Boze-Eynshteyn taqsimoti quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$< N_i >= \frac{1}{e^{\hbar\omega/KT} - 1} \qquad (22.4)$$

Boze-Eynshteyn statistikasini fonon gaziga qo‘llash tufayli Debay kristall panjaraning issiqlik sig‘imini past haroratlar sohasida tajribaga miqdoriy mos holda tushuntirishga erishdi.

22.4-§. Myossbauyer effekti

1904 yilda Vud natriy (Na) bug‘lariga sariq to‘lqin uzunligidagi nur tushirganda bu bug‘lar huddi shunday to‘lqin uzunligidagi nurlar chiqarib shu’lalana boshlashini aniqladi. Keyinchalik simob (*N*g) va boshqa elementlarda ham shunday hodisalar kuzatildi. Bu hodisani ***rezonans nurlanish*** va ***rezonans yutilish*** deb atala boshlandi.



22.7-rasm

Bunday atomlar asosiy holatdan eng yaqin uyg‘ongan holatga o‘tganda ω chastotaga ega bo‘lgan fotonlari $\Delta E=\hbar\omega$ energiyali nurni intensiv yutadi, so‘ngra asosiy holatga qaytishda shunday ω chastotali nurlarni chiqaradi (22.7 rasm).

Fluoressensiyalanuvchi moddadan o‘tgan yorug‘lik yutilishi tufayli susayadi. Shu sabbali rezonans Fluoressensiyani ko‘pincha yorug‘likning rezonans yutilishi deb ataladi.

Atom yadrolari atomlarning o‘zi kabi diskret energiya sathlariga ega. Yadro sathlari orasidagi o‘tishlarni γ-nurlar hosil qiladi. Atomlarga ko‘rinadigan nurlar tushganda hosil bo‘ladigan rezonans Fluoressensiyaga o‘xshash, yadrolarga γ-nurlari tushganda ham Fluoressensiya sodir bo‘ladi deb o‘ylash mumkin. Lekin, γ-nurlarda rezonans Fluoressensiya hodisasini kuzatishga uzoq vaqt muvaffaq bo‘linmadi.

Noaniqlik munosabatlariga asosan barcha uyg‘ongan energetik yadro sathlari quyidagi energiya qiymatlariga ega bo‘ladi:

$$\Delta W = \frac{\hbar}{\Delta t}. \qquad (22.5)$$

bu yerda Δt – yadroni uyg‘ongan holatda yashash vaqti: $\Delta t \to \infty$ da $\Delta W = 0$ bu asosiy holatga mos keladi. Yadro uyg‘ongan holatdan asosiy holatga o‘tish uchun ketgan vaqtda u γ - nurlarini chiqaradi

(monoxromatik bo‘lmagan). Yadrolar tomonidan γ - nurlarining rezonans yutilishi deb shunday γ - nurlar yutilishiga aytiladiki, bu nurlarning ω chastotasi, asosiy holat bilan uyg‘ongan holatlardan biri orasidagi energiya $\hbar\omega$ ga teng bo‘ladi.

Yadro E_2 uyg‘ongan holatdan asosiy holatga o‘tganda (E_1) γ nurlar.

$$h\omega_{nur} = W_f = W - W_{ya} < W, \quad W = E_2 - E_1 \qquad (22.6)$$

bu yerda W_{ya} – yadro olgan tepkili energiya. Aksincha, yutilishida esa

$$W_f = h\omega_{yutil} = W + W_{ya} > W \qquad (22.7)$$

Yutilish va nurlanish chiziqlarida chastotalar bir-biriga nisbatan

$$\omega_{yutil} - \omega_{nur} = \Delta\omega \qquad (22.8)$$

ga siljigan bo‘ladi.

Energiya $\hbar\Delta\omega = 2W_{ya} - \gamma$ kvant nurlanish va yutilishda yadroga beradigan umumiy tepki energiyasidir.

Yadroga berilgan W_{ya} tepki energiya foton impulsi P_f bo‘yicha aniqlanadi, bunda yutilish va nurlanish vaqtida yadro tepki impulsini $P_f = P_{ya}$ ni olamiz:

$$W_{ya} = \frac{P_{ya}^{12}}{2M_{ya}} = \frac{P_f}{2M_{ya}} = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{1}{2M_{ya}} . \qquad (22.9)$$

Shu sababdan alohida yadro uchun rezonans yutilish hodisasi kuzatilmaydi.

Kristall panjaradagi yadrolarda γ - nurlarini yutilishi yoki nurlanishida yadroga beradigan tepki energiya keskin kamayadi, chunki bu holda yadro olgan impuls va tepkili energiya bitta yadroga emas, butun kristall panjaraga beriladi. Kristallning massasi yadro massasidan katta, yutilishda va nurlanishda yo‘qoluvchi energiya W_{ya} juda kichik bo‘ladi. Bunday holda γ - fotonlarning rezonans yutilishi va nurlanishi kuzatiladi, bu rezonans ma’lum chastota ω ga mos keladi. Buning kengligi tabiiy kenglikka mosdir.

γ - nurlarini (tepkili) energiya yo‘qotmasdan rezonans nurlanishiga (yutilishiga) ***Myossbauer effekti*** deyiladi.

1958 yilda Germaniyalik yosh fizik R.Myossbauer bayon etilgan muammoni hal qilish yo‘lini ishlab chiqdi. γ - nurlanish chiqarayotgan yadroning «tepki»sini kamaytirish uchun nihoyat past haroratlardan foydalandi. Manba va nishon 88K haroratgacha sovutildi. Bunday past

haroratlarda kristalldagi yadrolarning issiqlik tebranishlari shu qadar kamayib ketadiki, kristall parchasi faqat mustahkam yagona sistemadek harakatlanishi mumkin, xolos. Bunday kristall tarkibida biror yadro γ-nurlanish chiqarganda «tepki»ni shu yadroning o‘zi emas, balki yaxlit kristall parchasi oladi.

Natijada nishonga tushayotgan γ- nurlanish energiyasi yadroni uyg‘otishga yetarli bo‘ladi. Shuning uchun Myossbauer amalga oshirgan tajribalarda γ- nurlanishning rezonans yutilishi kuzatiladi.

Savollar

1. Kristall jismlar qanday tuzilishga ega va ularni necha turi mavjudligini ayting?
2. Kristall panjaraning qanday zarralardan tuzilganligiga qarab panjaralar nechta asosiy guruhga bo‘lingan, ular qaysilar?
3. Kristallarda qanday nuqsonlar uchraydi?
4. Past va yuqori temperaturalarda kristallarning issiqlik sig‘imi qanday bo‘ladi?
5. Fonon deganda nimani tushunasiz? Fononning fotonga o‘xshashlik xususiyatlarini gapiring.
6. Fonon gaziga Boze-Eynshteyn statistikasini qo‘llash tufayli Debay kristall panjaraning issiqlik sig‘imi uchun nimaga erishdi?
7. Myossbauer effekti mohiyatini izohlang.

Masalalar

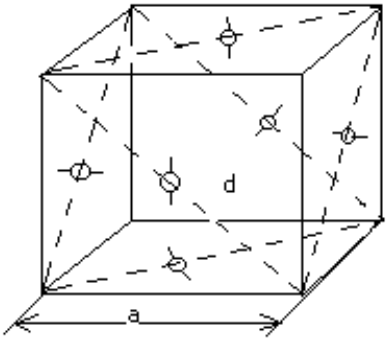
82-masala. Kalsiy kristallining panjara parametri ***a*** va eng yaqin qo‘shni atomlar orasidagi masofa d aniqlansin (panjara qirrasi markazlashtirilgan kubsimon singoniya). Kalsiy kristallining zichligi $\rho = 1{,}55 \cdot 10^3 kg/m^3$.

Berilgan: $\dfrac{\rho = 1{,}55 \cdot 10^3 kg/m^3}{a \sim ? \quad d \sim ?}$

Yechish. Kubsimon panjaraning ***a*** parametri eng sodda katakchaning hajmi bilan $V = \boldsymbol{a}^3$ munosabatda bog‘langan.

Boshqa tomondan, eng sodda katakchaning hajmi molyar hajmning bir mol kristalldagi eng sodda katakchalar soniga nisbatiga teng: V uchun keltirilgan ifodalarning o‘ng tomonlarini tenglashtirib, quyidagini topamiz:

$$a^3 = V_m / Z_m \qquad (1)$$



22.8-rasm

$$d=\frac{a}{\sqrt{2}}$$

Kalsiyning molyar hajmi $V_m = \frac{M}{\rho}$ bunda ρ – Kalsiyning zichligi, M – uning molyar massasi. Bir moldagi eng sodda katakchalar soni

$$Z_m = N_A / n ,$$

bunda n – bitta katakchaga to‘g‘ri keluvchi atomlar soni.

V_m va Z_m lar uchun keltirilgan formulalarni (1) formulaga qo‘yib quyidagini olamiz

$$a^3 = nM /(\rho N_{A)}$$

Bundan

$$a = \sqrt[3]{nM /(\rho N_A)} \qquad (2)$$

N=4 ligini hisobga olib n, M, ρ va N_A kattaliklarning qiymatlarini

(2) formulaga qo‘yib, hisoblab topamiz:

$$\boldsymbol{a} = 556 \text{ pm.}$$

Eng yaqin qo‘shni atomlar orasidagi d masofa 22.8 -rasmda ko‘rinib turgan sodda geometrik mulohazalardan topiladi.

$$d = a / \sqrt{2}$$

Bu ifodaga ***a*** ning oldin topilgan qiymatini qo‘ysak,

$$d=393 \text{ pm.}$$

83-masala. $t_0=0^0$S da rux tayoqchasining uzunligi ℓ_{01}=200 mm, mis tayoqchasining uzunligi esa ℓ_{02}= 201 mm. Qanday t temperaturada tayoqchalar bir xil uzunlikda bo‘ladi? Rux tayoqcha va mis tayoqchaning chiziqli kengayish koeffitsientlari mos ravishda

Berilgan: $\alpha_1 = 2{,}9 \cdot 10^{-5} grad^{-1}$ *va* $\alpha_2 = 1{,}7 \cdot 10^{-5} grad^{-1}$

$$\underline{t_0 = 0^0 C;\ l_{01} = 200mm;\ l_{02} = 201mm}$$

$$t \sim ?$$

Yechish: $\ell = \ell_0 (1+\alpha t)$ formulaga muvofiq t – temperatura uchun quyidagi tenglikni yoza olamiz: $\ell_{01}(1+\alpha_1 t) = \ell_{02}(1+\alpha_2 t)$ u holda

$$t = \frac{\ell_{02} - \ell_{01}}{\alpha_1 \ell_{01} - \alpha_2 \ell_{02}} = \frac{(\mathbf{201 - 200})^{\mathbf{10^5}}}{(\mathbf{2{,}9 \cdot 200 - 1{,}7 \cdot 201})} = \mathbf{420}\ ^{\mathbf{0}}C$$

84-masala. V=0,5l suvda m=2g osh tuzi eritilgan. Bu eritma uchun $t=17^0$S temperaturadagi bosim R ni toping, tuz molekulalarining dissotsiatsiya darajasini 75% deb oling.

$$V = 0{,}5l = 0{,}5 \cdot 10^{-3} m^3,\ m = 2g = 2 \cdot 10^{-3} kg$$

Berilgan: $\underline{t = 17^0 C = 290K}$

$$P \sim ?$$

Yechish. Vant-Goff qonuniga muvofiq, disotsiatsiyalanmagan eritma uchun

$$P = \frac{CRT}{M}$$

bu yerda $C = \frac{m}{V}$ eritmaning konsentratsiyasi, T – uning absolyut temperaturasi, M – erigan modda kilomolining massasi (*NaCl* uchun M=23 kg/kmol+35 kg/kmol=58 kg/kmol) R – universal gaz doimiysi.

Molekulalarning dissotsiatsiyasi eritmada zarralar sonining ko‘payishiga va bosimning proporsional ravishda ortishiga olib keladi. Shuning uchun dissotsiatsiyani hisobga olgan holda shunday yozish mumkin:

$$P = \frac{mRT}{VM} \cdot 1{,}75 = \frac{0{,}002 \cdot 8{,}32 \cdot 10^2 \cdot 290 \cdot 1{,}75}{5 \cdot 10^{-4} \cdot 58} =$$

$$= 2{,}9 \cdot 10^5 N/m^2 \approx 3atm.$$

Mustaqil yechish uchun masalalar

249. Quydagi hollarda $V=1m^3$ hajmli kristalldagi eng sodda katakchalar soni aniqlansin: 1) seziy xlorid (hajmida markazlashtirilgan kubsimon

singoniyali panjara); 2) mis (karrasi markazlashtirilgan kubsimon singoniyali panjara); 3) zich joylashgan gesogonal tuzilishga ega kobolt.

[1) $n_1=1{,}44\cdot10^{28}$; 2) $n_2=2{,}1\cdot10^{28}$; 3) $n_3=4{,}54\cdot10^{28}$]

250. Agar panjara qirrasi markazlashtirilgan kubsimon singoniyali ekanligi ma'lum bo'lsa, neon kristallining (20Kda) zichligi ρ topilsin. Shu haroratda panjara doimiysi a =0,452 nm

($\rho=1{,}46\cdot10^3 kg/m^3$)

251. Agar eng yaqin qo'shni atomlari orasidagi d masofa 0,304 nm ga teng bo'lsa, kristallning nisbiy atom massasi aniqlansin. Panjara hajmi markazlashtirilgan kubsimon singoniyali. Kristallning zichligi ρ $=534 kg/m^3$

(Δm=69,5 (litiy))

252. Zich joylashgan geksotsional tuzilishga ega bo'lgan magniy kristalli panjarasining doimiylari a va c lar aniqlansin. Magniy kristallining zichligi $\rho=1{,}74\cdot10^3 kg/m^3$.

(a=0,320 nm; c=0,521nm)

253. [110] va [111] kristallografik ko'rsatkichlar bilan berilgan kristallning kubsimon panjarasidagi ikkita yo'nalishlar orasidagi φ burchak hisoblansin.

($\varphi=35^0 5$)

254. Tekislik kubsimon panjaraning [100], [010], [001] tugunlari orqali o'tadi. Bu tekislik uchun Miller ko'rsatkichlari yozilsin.

(111)

255. Oddiy kubsimon panjaraning tekisliklar tizimi (111) ko'rsatkichlar bilan berilgan. Agar panjara doimiysi a =0,3 nm bo'lsa, qo'shni tekisliklar orasidagi d masofa aniqlansin.

(d=0,173 nm)

256. Kubsimon panjaradagi ikkita tekislik (010) va (011) Miller ko'rsatkichlari bilan berilgan. Tekisliklar orasidagi φ burchak aniqlansin.

($\varphi=70^0 26'$)

257. Kubsimon panjarada [111] to'g'ri chiziq va (111) tekislik orasidagi φ burchak aniqlansin.

($\varphi=\pi/2$)

7. YADRO FIZIKASI VA ELEMENTAR ZARRACHALAR

XXIII - BOB. YADRO FIZIKASI ELEMENTLARI

23.1 - §. Atom yadrosining tarkibi. Yadroning massa va zaryad soni

1919 yilda Rezerford azot yadrosini alfa zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolari ajralib chiqishini kuzatgan. Rezerford bu zarralarni ***proton*** (grekcha «birinchi» degan so‘zdan olingan) deb atadi. 1932 yilda Rezerfordning shogirdi Chedvik yadro tarkibiga kiruvchi yana bir zarra – ***neytronni*** aniqladi. 1932 yilda Chedvik kashfiyotidan keyin sovet fizigi D.D. Ivanenko va nemis fizigi V. Geyzenberglar bir-biridan mustaqil ravishda ***atom yadrosi protonlar va neytronlardan tashkil topgan*** degan fikrni ilgari surdilar. Shu tariqa atom yadrosining proton va neytronli modeli yaratildi. Proton va neytronni yagona nom bilan ***nuklon*** deb ataladi.

Proton musbat zaryadga ega bo‘lib, elektron zaryadiga teng, ya’ni $q_r=+l=+1{,}60219\cdot10^{-19}Kl.$, uning tinchlikdagi massasi $m_r=1{,}67265\cdot10^{-27}$ *kg.* Atom va yadro fizikasida ***massaning atom birligi (m.a.b.)*** kattaligidan keng foydalaniladi. 1 m.a.b. uglerod 12 atomi massasining 1/12 ulushiga, ya’ni $1{,}66057\cdot10^{-27}$ k*g* ga teng. Natijada $m_r=1{,}00727$ *m.a.b.* ga teng bo‘ladi. Neytron esa elektroneytral zarra bo‘lib, uning tinchlikdagi massasi $m_n=1{,}67495\cdot10^{-27}kg=1{,}008665$ *m.a.b.* ga teng.

Massa va energiyaning ekvivalentli qonuni ($W=mc^2$)ga asoslanib, massa *J* larda, yoxud *eV* larda ($1J=6{,}2419\cdot10^{18}$ *eV*) ham ifodalanadi. Demak,

$$m_p = 1{,}5033\cdot10^{-10}\,J = 938{,}28\ MeV$$
$$m_n = 1{,}5054\cdot10^{-10}\,J = 939{,}57\ MeV \qquad (23.1)$$

Neytron va protonlar xususiy magnit momentlarga ham ega:

$$\mu_n = -1{,}91\,\mu_{ya}$$
$$\mu_p = +2{,}79\,\mu_{ya} \qquad (23.2)$$

Bu ifodadagi μ_{ya}***- yadroviy magneton*** deb ataladi; μ_{ya} ***– yadroviy zarralarning magnit momentlarini*** o‘lchash uchun qo‘llaniladigan kattalikdir. Agar Bor magnetonidagi elektron massasi m_e o‘rniga proton massasi m_r ni qo‘ysak,

$$\mu_{ya} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5{,}0508 \cdot 10^{-27}\, A \cdot м^2 \qquad (23.3)$$

yadroviy magneton ifodasini hosil qilamiz.

D.I. Mendeleyev davriy sismtemasidagi elementlarning tartib nomeri Z shu element atomi yadrosining zaryadini aniqlaydi, ya'ni $q_{ya}=+Ze$.

Yadro tarkibidagi barcha protonlar soni Z va barcha neytronlar soni N ning yig'indisi, yadrodagi nuklonlar sonini ifodalaydi.

$$Z + N = A \qquad (23.4)$$

yadroning massa soni deb ataladi.

Kimyoviy elementlarning atom yadrolarini ${}_ZX^A$ simvol bilan belgilash qabul qilingan, bunda X element simvoli, A – massa soni, Z – atom tartib nomeri. Masalan, ${}_2He^4$ geliy atom yadrosini, ${}_8O^{16}$ kislorod atom yadrosini bildiradi va shu kabilar.

Yadroda protonlar soni bir xil, ammo neytronlar soni har xil atomlar ***izotoplar*** deyiladi. Masalan, vodorodning uchta izotopi mavjud. ${}_1H^1$ (protiy), ${}_1H_1^2$ (deyteriy) va ${}_1H_2^3$ (tritiy), bu yerda kimyoviy simvolning pastki o'ng tomoniga neytronlar soni ham yoziladi.

Ya.I. Frenkel nazariyasiga ko'ra atom yadrosini ***suyuqlik tomchisiga*** o'xshatish mumkin. Suyuqlik tomchisidagi molekulalar o'zaro molekulyar tutinish kuchlari bilan bog'langani singari yadroni tashkil qiluvchi nuklonlar ham o'zaro alohida tortilish kuchlari – ***yadro kuchlari*** bilan bog'langan. Ko'pgina elementlar atom yadrolarining barqarorligi yadro kuchlarining nihoyatda ulkan ekanligini ko'rsatadi.

Yadro kuchlari faqat juda kichik masofalardagina (10^{-13} *sm* tartibida) namoyon bo'ladi. Nuklonlar orasidagi masofa biroz ortganda yadro kuchlari nolgacha kamayadi va kulon kuchlari protonlarni ajratib yuboradi (yadroni parchalaydi). Yadro kuchlari gravitatsion va elektr kuchlari bo'lmay, alohida turdagi kuchlardir. Ularning tabiati va xossalari hali to'liq o'rganilmagan. Hozirgi vaqtda haqiqatga eng yaqin deb yadro kuchlarining ***mezon nazariyasini*** hisoblashadi; bu nazariyaga muvofiq nuklonlar bir-biri bilan alohida elementar zarralar – ***mezonlar***ni almashish yo'li bilan o'zaro ta'sirlashadi.

Bir xil sondagi protonlar va neytronlardan tashkil topgan yengil kimyoviy elementlarning yadrolari, ayniqsa, barqaror bo'ladi. Yadrolari ko'p sonli nuklonlardan tashkil topgan eng og'ir kimyoviy elementlarda (davriy sistemada qo'rg'oshindan keyin joylashgan) yadro kuchlari yadroning barqarorligini ta'minlay olmaydi. Bunday yadrolar o'z-

o‘zidan parchalanib ancha yengil elementlarning yadrolariga aylanadi. Bu hodisa tabiiy ***radioaktivlik*** deb ataladi.

23.2 - §. Radioaktivlik

Tabiiy radioaktivlikni 1896 yilda fransuz fizigi Bekkeral kashf qildi. Uni fikricha, uran tuzining o‘z-o‘zidan chiqargan nurlari noshaffof moddalar qatlamidan o‘ta oladigan, gazlarni ionlashtira oladigan, fotoplastinkani qoraytiradigan xususiyatlari bordir. P.Kyuri hamda M.Kyuri Skladovskaya va boshqalar tomonidan keyinchalik o‘tkazilgan tadqiqotlar ko‘rsatadiki, tabiiy radioaktivlik faqat uran tuzlarigagina xos bo‘lib qolmay, balki og‘ir kimyoviy elementlarning ko‘pchiligiga, jumladan, aktiniy, toriy, poloniy va radiyga ham xosdir. Poloniy va radiyni 1898 yilda Per va Mariya Kyurilar kashf etgan. Bu elementlarning hammasini ***radioaktiv elementlar***, ularning chiqarayotgan nurlarini – ***radioaktiv nurlar*** deb ataladi. Radioaktiv nurlanishga ***alfa-nurlar, beta nurlar va gamma-nurlar*** deb atalgan uch xil nur kiradi.

1. Alfa-nurlar elektr va magnit maydonlarida og‘adi; bu nurlar geliy $_2Ne^4$ atomi yadrolari oqimidan iborat. Har bir α - zarracha ikkita elementar musbat zaryad $+2e$ ga ega va massa soni 4 ga teng. α - zarrachalar $14000 \div 20000$ *km/s* tezlikka ega bo‘lib, $4 \div 9$ *MeV* kinetik energiyaga ega bo‘ladilar. α - zarracha o‘z energiyasini atomlarni ionlashga sarflab to‘xtaydi; bunda u moddada mavjud bo‘lgan erkin elektronlardan ikkitasini o‘ziga qo‘shib oladi va geliy atomiga aylanadi.

α - zarrachani havoda o‘tgan yo‘li *3-9 sm* ni tashkil qiladi, ularning ionlashtiirish qobiliyati esa 100000-250000 juft ionga teng. Shunday qilib, α - zarrachaning ionlashtrish qobiliyati yuqori, lekin o‘tuvchanlik qobiliyati uncha katta emas.

α - zarracha qalinligi *0,06 mm* bo‘lgan alyuminiy qatlamida yoki qalinligi *0,12 mm* bo‘lgan biologik to‘qima qalinligidagi qatlamda butunlay yutiladi.

2. Beta-nurlar elektr va magnit maydonlarida og‘adi; ular ***tez elektronlar*** oqimidan iborat bo‘lib, β-zarrachalar deb ataladi. β-zarrachaning o‘rtacha tezligi *160000 km/s* ga teng.

β-nurlanish α-nurlanishdan farq qilib, ***tutash energetik spektrga*** ega. β-zarracha havoda 40 m gacha, alyuminiyda – 2 sm gacha, biologik to‘qimada – 6 sm gacha yuguradi.

3. Gamma-nurlar – chastotasi juda katta -10^{20} *Hz*, to‘lqin uzunligi esa juda qisqa -10^{-12} *m* bo‘lgan fotonlar oqimidan iborat. γ-fotonlar energiyasi *1MeV* chamasida bo‘ladi.

γ-nurlar eng qattiq elektromagnit nurlar bo‘lib, ko‘p jihatdan rentgent nurlariga o‘xshaydi ular elektr va magnit maydonida og‘maydi, yorug‘lik tezligi bilan tarqaladi, kristalldan o‘tishida difraksiya ro‘y beradi.

γ-nurlarning ionlashtirish qobiliyati katta emas, u havoda 100 juft ionga ega yo‘lni bosadi.

γ-nurlar eng o‘tuvchi nurlardir. Eng qattiq γ-nurlar qalinligi *5 sm* bo‘lgan qo‘rg‘oshin qatlamidan yoki qalinligi bir necha yuz metr bo‘lgan havo qatlamidan o‘tadi; kishi tanasidan bemalol o‘tib ketadi.

β-yemirilishida radioaktiv element davriy sistemada massa sonini o‘zgartirmasdan o‘ngga bir nomerga siljiydi:

$$ {}_{z}X^{A} \rightarrow {}_{z+1}X^{A} + \beta^{-} \qquad (23.5) $$

Masalan, $ {}_{83}Bi^{210} \rightarrow {}_{84}P_{O}^{210} + \beta^{-} $

α-yemirilishida radioaktiv element davriy sistemasida massa sonini 4 ga kamaytirib, chapga ikki raqamga siljiydi:

$$ {}_{z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-2}X^{A-4} + {}_{2}He^{4} \qquad (23.6) $$

Masalan,

$$ {}_{84}P_{O}^{210} \rightarrow {}_{82}Pв^{206} + {}_{2}He^{4} $$

Radioaktiv yemirilish radioaktiv element atomlarining asta-sekin kamayishiga olib keladi. *dt* vaqt ichida yemiriladigan atomlar soni *dN*, vaqtga va radioaktiv element atomlarining umumiy soni *N* ga proporsionaldir:

$$ dN = -\lambda N dt, \qquad (23.7) $$

bunda λ - berilgan elementning ***yemirilish doimiysi*** deb ataladigan proporsionallik koeffitsienti. Minus ishorasi vaqt o‘tishi bilan radioaktiv element atomlar sonining kamayishini ko‘rsatadi. (23.7) dan

$$ \lambda = -\frac{dN}{Ndt} $$

kelib chiqadi, ya’ni yemirilish doimiysi vaqt birligidagi atomlar sonining nisbiy kamayishiga teng.

(23.7) tenglikning $t=0$ dan t gacha vaqt oralig‘ida integrallab, quyidagini olamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \qquad (23.8)$$

(23.8) munosabatni ***radioaktiv yemirilish qonuni*** deb ataladi. (23.8) ifodadagi N_o – boshlang‘ich (ya’ni $t=0$) vaqtdagi radioaktiv moddada mavjud bo‘lgan yadrolar soni, N – biror t –vaqtdan so‘ng yemirilmay qolgan yadrolar soni, ***λ esa yemirilish doimiysi deb ataluvchi*** kattalik, ko‘pincha λ o‘rniga ***yarim yemirilish davri ($T_{1/2}$)*** deb ataladigan kattalikdan foydalaniladi: λ va $T_{1/2}$ lar orasida quyidagicha bog‘lanish bor:

$$T_{1/2} = \frac{0{,}693}{\lambda}. \qquad (23.9)$$

radioaktiv izotoplarning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ shunday vaqt oralig‘iki, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi yemiriladi. $T_{1/2}$ ning qiymatlari turli radioaktiv yadrolar uchun turlicha, masalan, sekundning ulushidan million yillargacha bo‘lishi mumkin. $T_{1/2}$ ning qiymati tashqi sharoitlarga (harorat, bosim, magnit yoki elektr maydonlarining ta’siriga) va radioaktiv yadrolarni qanday kimyoviy birikmalar tarkibida ekanligiga bog‘liq emas.

Radioaktiv manbalar aktivligi birlik vaqtda sodir bo‘ladigan yemirilishlar sonini ifodalaydi. Uning ***SI dagi birligi bekkerel (Bk) 1 sekundda 1 yemirilish sodir bo‘ladigan radioaktiv manbaning aktivligi 1 Bekkerel bo‘ladi.***

23.3 - §. Yadroviy reaksiyalar

Ikki yadro yoki yadro va zarra bir-biri bilan 10^{-15} m lar chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta’siri tufayli o‘zaro intensiv ta’sirlashadi, natijada yadroviy o‘zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayonlarni ***yadroviy reaksiya*** deb ataladi, yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:

$$X + a \to Y + в \quad \text{yoki} \quad X(a;в)Y \qquad (23.10)$$

bunda X – boshlang‘ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, $в$ - yadroviy reaksiyada ajralib chiquvchi zarra, U – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va $в$ zarralar – neytron, proton, alfa-zarra, gamma – kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo‘lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiya Rezerford tomonidan azotni α-zarralar bilan bombardimon qilish jarayonida kislorod va proton hosil qilib, amalga oshirilgan, ya'ni

$$_7N^{14}+_2He^4\rightarrow_8O^{17}+_1H^1 \qquad (23.11)$$

yoki ixchamroq $N^{14}(\alpha,r)O^{17}$ (23.11a)

ko'rinishda ifodalash mumkin.

Barcha yadro reaksiyalarida biror elementar zarracha (masalan, γ-foton) chiqadi. Ko'pchilik yadro reaksiyalarining mahsulotlari ham radioaktivdir, ular ***sun'iy radioaktiv izotoplari*** deb ataladi. Sun'iy radioaktivlik hodisasini 1934 yilda fransuz fiziklari ***Frederik*** va ***Iren Jolio Kyurilar*** kashf qilishgan.

Fosfor $_{15}P^{31}$ ning neytronlarni qo'shib olish reaksiyasi radioaktiv izotoplarni olishga misol bo'ladi. Unday qo'shib olishda γ-foton chiqadi va fosforning radioaktiv izotopi $_{15}P^{32}$ hosil bo'ladi:

$$_{15}P^{31}\rightarrow n\rightarrow_{15}P^{32}+\gamma \qquad (23.12)$$

Fosfor izotopining yarim yemirilish davri $T_{1/2}=14{,}3$ kunga teng, β-zarralarni chiqarish bilan boradigan izotop yadrosining yemirilishi $_{16}S^{32}$ oltingugurtni barqaror izotopining hosil bo'lishiga olib keladi:

$$_{15}P^{32}\rightarrow_{16}S^{32}+\beta^- \qquad (23.13)$$

.

Yadroviy reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishini ko'raylik.

1. Yadroviy reaksiyaga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.
2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning to'liq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, ya'ni reaksiyada hosil bo'lgan zarralar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi (23.1-jadval).

23.1-jadval

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$H^{14}+\alpha\rightarrow O^{17}+P$	7+2=8+1	14+4=17+1
$H^2+H^2\rightarrow He^3+n$	1+1=2+0	2+2=3+1
$Li^7+P\rightarrow Be^7+n$	3+1=4+0	7+1=7+1
$S^{32}+n\rightarrow P^{32}+P$	16+0=15+1	32+1=32+1
$Be^9+\gamma\rightarrow 2He^4+n$	4+0=2·2+0	9+0=2·4+1

3.Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalari (23.10) ga asosan m_x va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarnikini esa m_u va m_v deb belgilaylik. Ularning kinetik energiyalarini mos ravishda T_x, T_a, T_u, T_v deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to‘liq energiyalarning yig‘indisi reaksiyada vujudga kelgan zarralar to‘liq energiyalarning yig‘indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz

$$m_x c^2 + T_x + m_a c^2 + T_a = m_y c^2 + T_y + m_b c^2 + T_b .$$

Mos hadlarni guruhlasak, bu ifoda quyidagi

$$\left[\left(m_x + m_a\right) - \left(m_y + m_b\right)\right]c^2 = \left(T_y + T_b\right) - \left(T_x + T_a\right)$$

ko‘rinishga keladi.

Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiyani ***reaksiya energiyasi*** deb ataladi, ya’ni

$$Q = \left[\left(m_x + m_a\right) - \left(m_y + m_b\right)\right]c^2 = \left(T_y + T_b\right) - \left(T_x + T_a\right) . \quad (23.14)$$

Agar $Q>0$ bo‘lsa, zarralar kinetik energiyasining ortishi kuzatiladi. U holda (T_x+T_a) ning har qanday qiymatida ham ***ekzoenergetik reaksiya*** amalga oshadi.

Agar $Q<0$ bo‘lsa, ***endoenergetik reaksiya*** sodir bo‘ladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayuvi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari yetarlicha katta bo‘lishi, ya’ni $(T_x+T_a)=|Q|+(T_u+T_v)$ shart bajarilishi kerak.

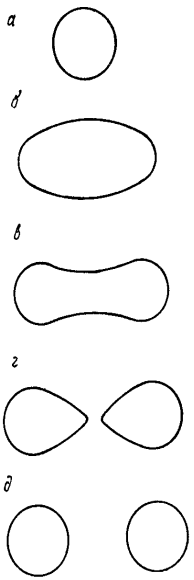
23.4 §. Yadrolarning bo‘linishi

Faqat uyg‘ongan yadrogina ikki qismga bo‘linishi yoki parchalanishi mumkin. Yadroni uyg‘otish uchun, masalan, uni α-zarralar yoki protonlar bilan bombardimon qilish usuli bilan unga yetarlicha energiya sarflash kerak bo‘ladi. Avval qayt qilinganidek, yadrolarni parchalashning eng yaxshi effektiv quroli neytronlardir, chunki ular elektr jihatdan neytral bo‘lgani uchun yadro tomonidan elektrostatik itarish kuchiga duch kelmaydi.

XX asrning 40 yillariga kelib, bir qancha olimlar (E.Fermi, I.Jolio – Kyuri, P.Savich, O.Gan, Shtrasman, O.Frish, L.Maytner) ning tajribalari va nazariy izlanishlari tufayli, neytronlar bilan bombardimon

qilingan uran yadrosining bo‘linish reaksiyasi kashf qilindi. Yadroning tomchi modeliga asoslanib, bu reaksiyani quyidagicha izohlash mumkin.

Neytron n ni o‘ziga qo‘shgan uran yadrosi U uyg‘ongan bo‘lib qoladi va deformatsiyalanadi (23.1-rasm). Agar uyg‘onish unchalik katta bo‘lmasa, u vaqtda yadro γ fotonlar yoki neytron chiqarish yo‘li bilan ortiqcha energiyadan qutilib, turg‘un holatga qaytadi. Bunda tomchining shakli sharsimondan ellipsoidsimonga, undan yana sharsimonga qaytadi. Agar uyg‘onish energiyasi yetarlicha katta bo‘lsa, u vaqtda yadroda ikkiga bo‘linayotgan suyuqlik tomchisining ikki qismi orasidagi cho‘zilishga o‘xshash uzunchoq shakl (23.1,v-rasmga q.) paydo bo‘ladi. Cho‘zilayotgan yadroning juda ingichka qismida ta’sir qilayotgan yadro kuchlari endilikda yadroning bir xil ishorali zaryadlangan qismlarining kulon itarishish kuchlariga qarshi tura olmaydi. Natijada cho‘zilgan yadro uziladi va qarama-qarshi tomonga katta tezlik bilan uchib ketadigan ikkita «parchaga» yemiriladi. Bundan tashqari bo‘linish vaqtida yadrodan ***oniy neytronlar*** deb ataladigan 2-3 ta neytron ajralib chiqadi. Oniy neytronlarning ko‘pchiligi *1-2 MeV* energiyaga ega. Energiyasi *1,5 MeV*dan katta bo‘lgan neytronlar ***tez neytronlar***, energiyasi *1,5 MeV* dan oz neytronlar ***sekin neytronlar*** deb ataladi. Energiyasi juda kichik neytronlar ***issiqlik neytronlari*** deyiladi.



23.1-rasm

Bo‘lingan yadroning parchalari radioaktiv bo‘ladi: ular γ-fotonlar, β-zarralar va neytronlar chiqaradi; bu neytronlarni oniy neytronlardan farqlash maqsadida ***kechikkan neytronlar*** deb ataladi.

Barcha og‘ir elementlarning yadrolari neytronlar ta’sirida ikki qismga bo‘linish qobiliyatiga ega. Amaliy jihatdan eng muhim bo‘linuvchi materiallar uran ${}_{92}U^{238}$, aktino uran ${}_{92}U^{235}$, uranning sun’iy ${}_{92}U^{233}$ izotopi va plutoniy ${}_{94}Ru^{239}$ dir. ${}_{92}U^{235}$, ${}_{92}U^{233}$ va ${}_{94}Ru^{239}$ yadrolar tez, shuningdek, sekin (jumladan, issiqlik) neytronlar ta’sirida bo‘linadi, ${}_{92}U^{238}$ yadrosi esa faqatgina tez neytronlar ta’sirida bo‘linadi. Uran ${}_{92}U^{235}$ ning uchta neytron chiqarib, kripton va bariy izotoplariga yemirilishi ehtimolligi ko‘proqdir:

$$ {}_{92}U^{235} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{36}Kr^{93} + {}_{56}Ba^{140} + 3n . \qquad (23.15)$$

Keyingi tekshirishlar uran yadrosi neytronlar bilan bombardimon qilinganda 80 xil bo‘laklar hosil bo‘lishini ko‘rsatdi. Shu bilan birga massalari nisbati 2:3 bo‘lgan bo‘laklarga bo‘linish eng ehtimolli ekani ma’lum bo‘ldi.

Uran yadrosining mumkin bo‘lgan bo‘linish reaksiyalaridan yana biri quyidagi sxema bo‘yicha o‘tadi.

$$_{92}U^{235}+_{0}n^{1}\rightarrow_{92}U^{236}\rightarrow_{58}Ce^{140}+_{40}Zr^{94}+6\beta+2_{0}n^{1} \quad (23.16)$$

Shuningdek

$$_{92}U^{235}+_{0}n^{1}\rightarrow_{54}Xe^{139}+_{38}Sr^{95}+2_{0}n^{1}, \quad (23.17)$$

bu yerda *Se* – seriy, *Zr*-sirkoniy, *Xe*-ksenon, *Sr*-stronsiylar davriy sistema elementlarining o‘rta qismiga to‘g‘ri keladi.

Neytronlar ta’sirida bo‘linish bilan bir qatorda, garchi juda oz darajada bo‘lsada, og‘ir yadrolar ***o‘z-o‘zidan bo‘linishi*** ham mumkin; masalan, 1 g uranda bir soatda hammasi bo‘lib taxminan 20 tacha o‘z-o‘zidan yemirilish yuz beradi. Bu hodisani 1940 yilda sovet fiziklari K.A.Petrjak va G.N.Flerov kashf qilganlar.

Uran yadrosining bo‘linishida, taxminan, *208 MeV* energiya ajraladi, bu energiyaning deyarli 80 %i parchalarning kinetik energiyasi ko‘rinishida ajraladi; qolgan 20%i esa parchalarning radioaktiv nurlanish energiyasiga va oniy neytronlarning kinetik energiyasiga to‘g‘ri keladi.

Yadroning bo‘linishida sarf qilingan neytronlarning energiyasi *7-10 MeV* dan oshmaydi. Buni yadrolarni bo‘linishida ajralib chiqqan energiya bilan solishtirsak, yadrosi bo‘linadigan materiallar juda katta energiya manbai bo‘lib xizmat qilishi ko‘rinadi. Masalan: *1 kg* uran – 235 da bo‘lgan barcha yadrolarning bo‘linishida ajralib chiqqan energiya, taxminan, $2{,}3\cdot10^{7}$ *kvt·soat* ga teng. Buncha energiya miqdori *2000000 kg* benzin yoki *2500000 kg* tosh ko‘mir yonganda ajralishini ko‘rsatish mumkin. Shuning uchun xalq xo‘jaligida ***«yadro yoqilg‘isidan»*** foydalanish maqsadga muvofiqdir.

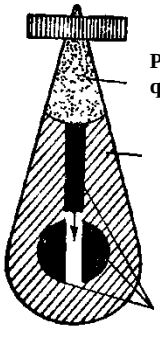
23.5 - § Zanjir reaksiya. Reaktorlar

Yadroning bo‘linish energiyasidan foydalanish imkoniyatini amalga oshirish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so‘ng o‘z-o‘zidan davom eta olsin, ya’ni reaksiya zanjir xarakteriga ega bo‘lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga, masalan, og‘ir Uran – 235 yadroning bo‘linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro

bo‘linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o‘z navbatida yangi yadrolarning bo‘linishiga sabab bo‘ladi. Natijada 6-9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar o‘z navbatida yana boshqa yadrolarni bo‘linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Bunday reaksiya bo‘linishning ***zanjir reaksiyasi*** deb yuritiladi. Uran – 235 bo‘linishining zanjiriy reaksiyasi nazariyasini 1938 yilda Ya.B.Zeldovich va Yu.B.Xaritonlar ishlab chiqishgan.

Uranning har bir yadrosining bo‘linishida 2-3 ta neytron paydo bo‘lishiga qaramasdan, ularning hammasi ham boshqa yadrolarning bo‘linishiga sabab bo‘lavermaydi. Neytronlarning bir qismini yadro yoqilg‘isida bo‘ladigan bo‘linmaydigan aralashma yadrolari o‘ziga qo‘shib olish mumkin, neytronlarning yana bir boshqa qismi yoqilg‘i matarial hajmi sirtidan uning boshqa yadrolari bilan to‘qnashmay chiqib ketishi mumkin. Shuning uchun uran yadrolar bo‘linishining zanjiriy reaksiyasi hamma vaqt ham sodir bo‘lavermaydi. Zanjir reaksiya yuz berishi uchun birinchidan $_{92}U^{235}$ izotopning bo‘lagi yetarli katta bo‘lishi kerak. Uran bo‘lagining o‘lchamlari yetarli katta bo‘lganda bo‘linish reaksiyasi davomida ajraluvchi neytronlarning ko‘p qismi uran bo‘lagining chekkasiga yetguncha reaksiyaga kirishib ulguradi. Uran bo‘lagining neytronlari ham zanjir reaksiyaning amalga oshishiga yordam beradi. Umuman, zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi ***ko‘payish koeffitsienti K ning*** qiymati bilan xarakterlanadi. Ko‘payish koefitsienti – biror avlod bo‘linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo‘linishida hosil bo‘lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K>1$ bo‘lsa, zanjir reaksiyasi rivojlanadi. $K<1$ da reaksiya so‘nadi. $K=1$ bo‘lganda reaksiya bir me’yorda davom etadi. Zanjir reaksiyada uran yoki plutoniyning izotoplaridan foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99, 282 % $_{92}U^{238}$ izotop, 0,7121 % $_{92}U^{235}$ izotop va 0,06 % $_{92}U^{234}$ izotop bor. Tez neytronlar ta’sirida bu izotoplarning barchasi bo‘linadi, sekin neytronlar esa faqat $_{92}U^{235}$ izotopining bo‘linishiga sabab bo‘la oladi. Energiyasi *1 MeV* dan kichik neytronlar U^{238} yadrosi tomonidan ham tutilishi mumkin va U^{239} hosil bo‘ladi. Lekin U^{239} izotop β-yemirilish natijasida Nr^{239} ga, u esa Ru^{239} ga aylanadi, ya’ni:

$$_{92}U^{238} + n \rightarrow {}_{92}U^{239} \xrightarrow{\beta-} {}_{93}Np^{239} \xrightarrow{\beta-} {}_{94}Pu^{239}. \qquad (23.18)$$

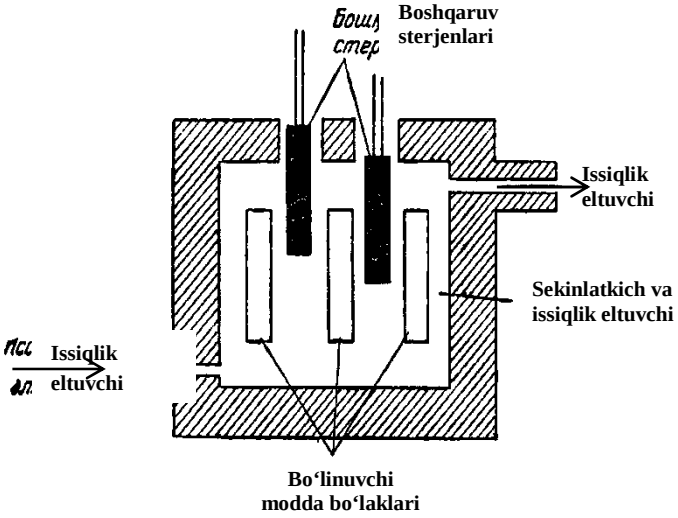


23.2 – rasm.

Pu^{239} ham, huddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta’sirida bo‘linadi. Demak, U^{235} yoki Pu^{239} yadrolaridan foydalanib, zanjir reaksiyani amalga oshirish mumkin. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan chiqib ketishini kamaytirish lozim. Shuning uchun aktiv zona hajmini kattalashtirib borilsa, uning biror qiymatida zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun yetarli sharoit yaratilgan bo‘ladi. Bunday hajmdagi bo‘linuvchi moddaning massasini ***kritik massa*** (m_{kr}) deb ataladi. Masalan, sof U^{235} dan tashkil topgan bo‘linuvchi modda uchun $m_{kr} \approx 9\ kg$ bo‘lishi kerak.

$m > m_{kr}$ shart bajarilganda $K > 1$ bo‘lsa, zanjir reaksiya boshqarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo‘ladi. Atom bombaning tuzilishi sxematik tarzda 23.2-rasmda tasvirlangan. Unda bo‘linuvchi modda ikki yoki ko‘proq bo‘laklar tarzida tayyorlanadi. Bu bo‘lakchalarning umumiy massasi kritik massasidan katta, lekin har bo‘lakchaning massasi kritik massadan kichik. Shuning uchun har bir bo‘lakning o‘zida bo‘linish zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Bombaga joylashtirilgan oddiy portlovchi qurilma portlaganda mazkur bo‘laklar qo‘shilib, zanjir reaksiyani amalga oshishiga sharoit yaratiladi. Bo‘linish reaksiyasini boshlab berish uchun kerak bo‘ladigan birinchi neytronlar esa bo‘linuvchi modda ichida doimo «adashib» yurgan bo‘ladi. Masalan, massasi 1 kg bo‘lgan uranda spontan bo‘linish tufayli sekundiga taxminan 20 neytron vujudga keladi. Bundan tashqari, kosmik nurlar ta’sirida ham doimo turli zarralar qatori neytronlar ham vujudga kelib turadi. Atom bomba portlaganda juda qisqa vaqt ichida nihoyatda katta energiya ajralib chiqqanligi uchun portlash zonasida harorat bir necha million gradusga yetadi. Bunday issiqlik ta’sirida portlash zonasidagi modda bug‘ga aylanadi. O‘ta qizigan sharsimon gaz tez kengayishi natijasida juda kuchli zarb to‘lqini vujudga kelib o‘z yo‘lidagi ob’yektlarni yemiradi va kuydirib tashlaydi.

Boshqariladigan bo‘linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo‘llaniladigan qurilmani ***yadroviy reaktor*** deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko‘payish koeffitsienti K ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo‘lishi kerak.

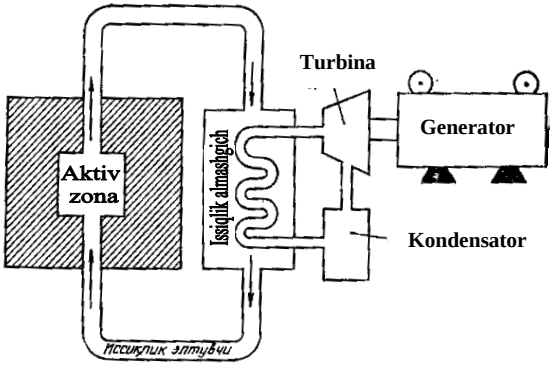


23.3 – rasm.

U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktorning quvvati orta boshlaydi. Kerakli quvvatga erishilganda K ning qiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo‘lishi kerak. Bu holda zanjir reaksiya o‘zgarmas tezlik bilan davom etadi, natijada reaktor ***statsionar rejimda*** ishlay boshlaydi.

Endi biz hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiqlik neytronlar ta’sirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz. Reaktorning asosiy elementi – bo‘linuvchi moddadir. Zamonaviy reaktorlarda bo‘linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalanamiz. Issiqlik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Shuning uchun bo‘linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlashtirish yo‘li bilan issiqlik neytornlarga aylantiriladi. Sekinlatkichlar sifatida grafit yoki og‘ir suv (D_2O) dan, ba’zan esa oddiy suv (N_2O) dan ham foydalaniladi. 23.3-rasmda reaktor aktiv zonasining soddalashtirilgan sxemasi sekinlatkich modda bilan to‘ldirilgan. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo‘linuvchi modda bo‘laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o‘zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar (masalan, bor yoki kadmiy)dan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko‘proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo‘li bilan K ning qiymatini o‘zgartirishga erishiladi.

Yadroviy energiyadan foydalanishga asoslangan qurilmalarning asosiy qismi yadroviy reaktorlardir. Misol tariqasida atom elektr stansiya (*AES*) ning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Zanjir bo‘linish reaksiyasida ajralayotgan energiya aktiv zonani aylanib yuradigan (23.4-rasm q.) issiqlik eltuvchiga o‘tadi. Issiqlik eltuvchi bu energiyani issiqlik almashgichda suvga beradi, natijada suv bug‘ga aylanadi. Bug‘ esa o‘z navbatida generatorning trubinasini harakatga keltiradi. Trubinadan o‘tgan bug‘ kondensorda suvga aylanib, yana issiqlik almashgichga boradi. Shu tarzda yadroviy energiya elektr energiyaga aylantiriladi.



23.4 – rasm.

23.6-§. Termoyadroviy reaksiyalar. Yulduzlar energiyasi

Amerikalik fizik X.Beje 1939 yili Quyosh va yulduzlar energiyasining manbalaridan biri ular tarkibiga kiruvchi vodoroddan geliy hosil bo‘lishi degan gipotezani ilgari surdi, bu reaksiya soddalashtirilgan holda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$_1H^1 +_1H^1 +_1H^1 +_1H^1 \rightarrow_2 He^4 + 2_0e^1 + 2h\nu \quad (23.19)$$

bu reaksiyada ajraluvchi energiya $\Delta E \approx 26 Mev$ ga teng bo‘ladi.

Oldingi 23.4-§ da uran –235 yadrosining bo‘linish reaksiyasida $\Delta E \approx 208 Mev$ energiya ajralishi mumkinligini ko‘rib o‘tgan edik. Uran yadrosi uchun har bir nuklonga to‘g‘ri kelgan energiya $E_1 = \frac{208}{235} = 0{,}9 Mev$; geliy yadrosi uchun esa $E_2 = \frac{26}{4} \approx 6{,}5 \ Mev$.

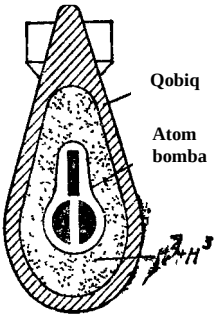
Demak, yengil yadrolar sintezida har bir nuklonga to‘g‘ri kelgan energiya og‘ir yadrodagiga qaraganda qorayib 7 barobar katta ekan. Shunday qilib, energetika nuqtai nazaridan yuqoridagi har bir nuklonga to‘g‘ri kelgan energiyalarni solishtirishda, shu narsa ma’lum bo‘ldiki, yengil yadrolar sintezi reaksiyasi, og‘ir yadrolarning bo‘linish reaksiyasiga qaraganda ko‘proq energiya olish imkoniyatini berar ekan.

Ravshanki, ikki yadroning bir yadroga birlashishi uchun ular o‘zaro itarishish kuchlarini yengib, bir-biriga 10^{-15} *m* tartibdagi masofagacha yaqinlashishi lozim. Demak, birlashayotgan yadrolar kulon itarishish kuchlariga qarshi ish bajara olishi uchun yetarlicha katta kinetik energiyaga ega bo‘lishlari kerak, bu sintez reaksiyasini amalga oshirishning zaruriy shartidir.

Vodorod yadrolarining 10^{-15} *m* masofagacha yaqinlashuvi, faqat bir necha yuz million gradus haroratgacha qizitilgan vodorod plazmasidagina bo‘lishi mumkin. Bunday haroratda yadrolarning kinetik energiyasi ular orasidagi elektrostatik itarishish kuchlarini yengishga yetarli bo‘ladi. Bunday reaksiyalar ***termoyadro reaksiyalari*** deb yuritiladi.

Birinchi termoyadro reaksiyasi vodorod bombasida amalga oshirilgan. Unda vodorodning ${}_1N^2$(deyteriy) va ${}_1N^3$(tritiy) izotoplaridan geliy yadrosining sintezi amalga oshirilgan:

$$ {}_1H^2 + {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^4 + {}_0n^1 + \Delta E \qquad (23.20) $$



23.5 – rasm.

Vodorod bombasi suyultirilgan deyteriy bilan tritiy aralashmasi to‘ldirilgan massiv germetik yopilgan idishdan iborat. Idishning ichki qismi yuqorisiga uncha katta bo‘lmagan atom bombasi joylashtiriladi, u portlaganda deyteriy bilan tritiy aralashmasi bir onda o‘nlarcha million graduslargacha qiziydi. Shu tufayli shiddatli termoyadro reaksiyasi vujudga kelib, bu reaksiya vodorod bombasining portlashi bilan tugallanadi. Vodorod bombasining portlash kuchi atom bombasining portlash kuchidan o‘n marta kattadir. Agar vodorod bombaning devorlariga U^{238} izotop (ya’ni tabiiy uran, chunki uning 99 % ${}_{92}U^{238}$ dir) bilan qoplansa, termoyadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan tez neytronlar U^{238} yadrolarining bo‘linishiga

sababchi bo‘ladi. Buning natijasida bombaning portlash quvvati yanada ortadi (23.5-rasm).

Vodorod bombasidagi termoyadro reaksiyasini boshqarib bo‘lmaydi. Boshqaruvchi termoyadro reaksiyasini amalga oshirish uchun $10^8 K$ tartibidagi haroratni hosil qilish va uni ushlab turish kerak. Bundan tashqari, olingan gaz plazmasini berilgan hajmda ushlab turish zarur, chunki plazmaning idish devorlariga tegishi uning sovishiga olib keladi.

Optimal yechimlarni topish yo‘lidagi fiziklarning uzoq muddatli izlanishlaridan ko‘p sonli qiyinchiliklarni yengish borasidagi kurashishlardan so‘ng eng istiqbolli yo‘nalishlar aniqlanadi. Hozirda bu muammoni hal qilishni ikki yo‘nalishi belgilandi: termoyadro reaksiyasini «tokamak» tipidagi qurilmalarda tinch yadro «alangansi» shaklida va yadro yonilg‘isi kichik «tabletka»larining «mikroportlashlari» ko‘rinishida amalga oshirish .

Birinchi marta sobiq SSSR da yaratilgan «Tokamak – 10» tipidagi qurilmada plazmani qizitish uchun kuchli elektr razryadidan, uni ushlab turish uchun esa, magnit maydonidan foydalaniladi. «Tokamak»da plazma toroidal kamerada hosil qilinadi. Kamera past bosimli deyteriy ($_1N^2$) bilan to‘ldirilgan. Toroidal kamera impuls transformatorning ikkinchi o‘rami bo‘ladi, uning birlamchi o‘rami juda katta sig‘imli kondensatorlar batareyasiga ulanadi. Kondensatorlar batareyasi transformatorning birlamchi o‘rami orqali zaryadsizlanganda toroidal kamerada uyurmaviy elektr maydon yuzaga keladi, u ishchi gazni ionlashtiradi va unda kuchli tok impulsini hosil qiladi. Elektr toki ishchi gazni qattiq qizdiradi. Bir necha o‘n million kelvingacha haroratli plazma hosil bo‘ladi.

Bundan tashqari, toroidal kamerada hosil qilingan elektr toki ikkinchi muhim funksiyani bajaradi: uning magnit maydoni elektron va ionlarni plazma ustunida ushlab turadi va bu bilan ularning kamera devorlariga to‘g‘ridan-to‘g‘ri tegishiga to‘sqinlik qiladi. Plazma shnurining egilishlarga va boshqa mumkin bo‘lgan shakl o‘zgarishlarga nisbatan turg‘un bo‘lishi uchun «tokamak»da induksiya chiziqlari plazmadagi tok yo‘nalishiga parallel bo‘lgan kuchli magnit maydon hosil qilinadi. Bu stabilizatsiyalovchi toroidal magnit maydonni toroidal kameraning tashqarisidan o‘ralgan o‘ramlar hosil qiladi. «Tokamak»da yuqori haroratli plazma *0,06 s* gacha ushlab turiladi, bundan bir oz kam vaqt davomida toroidal kamerada geliy sintezi termoyadro reaksiyasi amalga oshadi.

Hozirgi vaqtda xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo‘yicha izlanishlar ham olib borilmoqda.

Shu kunda dunyoning 16 mamlakatida 100 dan ortiq atom elektrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiy elektr quvvati $4 \cdot 10^7$ kVt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Chunki dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70 % i neft va gaz yoqish hisobiga olinadi. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zapaslari uzog‘i bilan 50 yilga yetadi. Ko‘mir yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzog‘i bilan 500 yil davomida qondirib turish mumkin. Bu muammoni hal qilishda yadroviy energetikaga, ayniqsa, kelgusida termoyadro reaksiyasiga muhim rol ajratilgan.

Savollar

1. Atom yadrosi modelini Rezerford tomonidan kashf qilingandan keyin, yadro tarkibi protonlar va neytronlardan tashkil topganini birinchilar qatorida kimlar aniqladi? Nuklon deganda nimani tushunasiz?
2. Yadroning massa soni qanday aniqlanadi va u nimalardan tashkil topgan?
3. Izotoplar deganda nimani tushunasiz? Izotoplarga misollar keltiring.
4. Yadro kuchlari zarralarni qanday kuchlar bilan bog‘laydi?
5. Radioaktivlik hodisasi nima? U kim tomonidan kashf etilgan?
6. Radioaktiv α, β va γ - nurlarning tabiati va xossalari qanday?
7. Radioaktiv yemirilishning α va β - siljish qoidalarini tushuntiring.
8. Radioaktiv elementning yarim yemirilish davri va o‘rtacha yashash vaqti qanday?
9. Qanday jarayonlar yadro reaksiyalari deyiladi?
10. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlarini aniq bajarilishini tasdiqlovchi misollar keltiring.
11. Uran-235 izotopining bo‘linish reaksiyasini yozing va tushuntirib bering. Bu reaksiyada ajraluvchi energiyaning kattaligini aniqlang.
12. Yadro reaktorining tuzilishi va ishlash prinsipini tushuntiring.
13. Qanday yadro reaksiyasiga termoyadro reaksiyasi deyiladi? Bunday reaksiyaga misol keltiring.

Masalalar

85-masala. ${}^{7}_{3}Li$ yadrosining massa defekti va bog‘lanish energiyasi hisoblansin.

Berilgan: $\dfrac{{}^{7}_{3}Li}{\Delta m \sim ?\, W \sim ?}$

Yechish. Yadro massasi har doim shu yadroni tashkil etuvchi erkin protonlar va neytronlar massasining yig‘indisidan kichik. Yadroning massa defekti Δm shu yadroni tashkil etuvchi nuklonlar (proton va neytronlar) massasining yig‘indisidan yadro massasini ayirmasiga teng, ya’ni

$$\Delta m = Zm_0 + (A - Z)m_n - m_{ya} \ , \qquad (1)$$

bunda Z – atom nomeri (zaryad soni yoki yadrodagi protonlar soni); A-massa soni (yadrodagi nuklonlar soni); m_r,m_n,m_{ya} – proton, neytron va yadro massalari.

(1) formulani neytral atom massasi m_a orqali ifodalaymiz. Neytral atom massasi yadro massasi va atomdagi elektronlar massasining yig‘indisiga teng

$$m_a = m_{ya} + Zm_e .$$

Bundan

$$m_{ya} = m_a - m_e \ , \qquad (2)$$

(2) ifodani (1) ga qo‘ysak:

$$\Delta m = Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - m_a \ . \qquad (3)$$

Massalar son qiymatini jadvallardan olib (3) ifodaga qo‘yib:

$\Delta m = [3 \cdot 1{,}00783 + (7-3)1 \cdot 00867 - 701601]m.a.b = 0{,}04216 m.a.b$.

Massa va energiyaning proporsionallik qonunidan

$$W = \Delta m c^2 \qquad (4)$$

$c^2 = 9 \cdot 10^{16}\ m^2/s^2$, boshqa birliklar sistemasida c^2=931 MeV/m.a.b.

$W = 931 \Delta m(MeV)$ 5 yoki $W = 931 \cdot 0{,}0421 MeV = 39{,}2\, MeV$.

86-masala. α - zarracha bor yadrosi ${}^{10}_{5}B$ bilan to‘qnashishi tufayli yadroviy reaksiya amalga oshdi va natijada ikkita yangi yadro vujudga keldi. Agar birinchi yadro vodorod atomining yadrosi ${}^{1}_{1}H$ bo‘lsa ikkinchi yadroning massa soni va tartib nomeri aniqlansin. Yadroviy reaksiya yozilsin va bu reaksiyada ajralib chiqqan energiya topilsin.

Berilgan: $\dfrac{\alpha;\ {}^{10}_{5}B;\ {}^{1}_{1}H}{W \sim ?}$

Yechish. Noma'lum yadroni X simvoli bilan belgilaymiz. α - zarracha bu geliy yadrosi ${}^{4}_{2}He$ bo'lganligi uchun yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:

$$ {}^{4}_{2}He + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{A}_{z}\mathrm{X} $$

Noma'lum yadrodagi nuklon sonini saqlanish qonunidan aniqlaymiz, ya'ni 4+10=1+A, bundan A=13. Zaryad saqlanish qonunidan 2+5=1+Z, bundan Z=6. Demak, noma'lum yadro bu uglerod atom yadrosining izotopiga ${}^{13}_{6}C$ mos keladi.

Endi yadro reaksiyasini to'liq yozish mumkin:

$$ {}^{4}_{2}He + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{13}_{6}C . $$

Reaksiya energiyasi (W) quyidagi formuladan topiladi:

$$ W = 931[(m_{He} + m_e) - (m_H + m_c)] $$

Bu yerda birinchi qavs ichida reaksiya boshlanmasdan oldingi yadro massalari, ikkinchi qavs ichida reaksiyadan keyingi yadro massalari ko'rsatilgan. Hisoblash uchun bu formulada yadro massalari o'rniga neytral atomlar massalari olinadi. Buni sababini quyidagicha tushuntirish mumkin.

Neytral atom elektron qobig'laridagi elektronlar soni shu atomning zaryad soni *Z* ga teng. Reaksiyadan oldingi zaryadlar soni yig'indisi reaksiyadan keyingi zaryadlar soni yig'indisiga teng. Shu sababli geliy va bor atomlaridagi elektronlar soni reaksiyadan keyingi hosil bo'lgan uglerod va vodorod atomlaridagi elektronlar soniga teng. Shu sababli elektronlar massasining ayirmasi o'zaro kompensatsiyalanadi (nulga teng) va formuladan faqat yadrolar massasining ayirmasi qoladi. Atomlar massasini (jadvalga qarang) formulaga qo'yib:

W=931(4.00260+10,0129)-(1,00873-13,00335) MeV=4,06 MeV.

87-masala. Massasi m=0,2 mkg bo'lgan radioaktiv magniyning ${}^{12}_{7}Mg$ boshlang'ich aktivligi A_0 aniqlansin, t=6 soat vaqt o'tgandan keyin aktivlik qanday bo'ladi? Magniyning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ ma'lum deb olinsin.

Berilgan: $T_{1/2} = 10\,\mathrm{min} = 600s$

$$\underline{m = 0{,}2mkg = 0{,}2 \cdot 10^{-9} kg, \quad t = 6soat = 6 \cdot 3600s.}$$
$$A \sim ?$$

Yechish. Izotopning aktivligi A radioaktiv yemirilish tezligini xarakterlaydi, y,"dt" vaqt ichida yemirilgan yadrolar soni "dN" bilan o‘lchanadi, ya’ni

$$A = -dN/dt . \quad (1)$$

Manfiy "-" ishora radioaktiv yadrolar soni N vaqt o‘tishi bilan kamayishini bildiradi.

"dN/dt" ni aniqlash uchun radioaktiv yemirilish qonunidan foydalanimiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} . \quad (2)$$

Bunda N-"t" vaqt momentidagi radioaktiv izotopdagi yadrolar soni: N_0 – boshlang‘ich vaqtidagi (t=0) radioaktiv yadrolar soni: λ - radioaktiv yemirilish doimiysi.

(2) ifodani vaqt bo‘yicha differensiallasak:

$$dN / dt = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

(1) va (3) formuladan: Izotopning boshlang‘ich vaqtidagi (t=0) aktivligi:

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

yoki

$$A_0 = \lambda N_0 . \quad (5)$$

Radioaktiv yemirish doimiysi λ yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ bilan o‘zaro quyidagicha bog‘langan:

$$\lambda = (\ln 2) / T_{1/2} \quad (6)$$

Radioaktiv yadrolar soni N_0 Avagadro doimiysi N_A va ν izotop miqdorining ko‘paytmasiga teng:

$$N_0 = \nu N_A = \frac{m}{M} N_A \quad (7)$$

Bunda m – izotop massasi: M – molyar massa.

(6) va (7) ifodalardan foydalansak (5) va (4) formulalar quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$A_0 = \frac{m}{M} \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_A \quad (8)$$

$$A = \frac{m}{M} \cdot \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_A e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} \quad (9)$$

Hisoblashlarni bajaramiz:

$T_{1/2}$ = 10 min = 600 s.
ln2=0,692; t=6 soat=$2,16 \cdot 10^4$s

$$A_0 = \frac{0,2 \cdot 10^{-9} 0,693}{27 \cdot 10^{-3} 600} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} Бк = 5,13 \cdot 10^{12} Бк = 5,13 T Бк$$

$$A = \frac{0,2 \cdot 10^{-9} 0,693}{27 \cdot 10^{-3} 600} 6,02 \cdot 10^{23} e^{-\frac{0,693}{600} 2,6 \cdot 10^4} Бк = 81,3 Бк$$

88-masala. Uran $^{235}_{92}U$ da ishlaydigan va quvvati R=500000 kVt bo‘lgan atom elektr stansiyasining foydali ish koeffitsienti η_1=20%. Toshko‘mirda ishlaydigan xuddi shunday quvvatli issiqlik elektr stansiyasining foydali ish koeffitsienti η_2=75%.

Atom elektr stansiyasi yoqilg‘isining yillik sarfi massasi m_1 va issiqlik elektr stansiyasi yoqilg‘isining yillik sarfi massasi m_2 aniqlansin; $^{235}_{92}U$ yadrosi bo‘linishining har bir aktida W_1=200 MeV energiya ajraladi, Toshko‘mirning issiqlik berish qobiliyati $W_2=2,93 \cdot 10^7$J/kg.

Berilgan

$$P = 500000 kVt; \eta_1 = 20\%; \eta_2 = 75\%;$$
$$W_1 = 200 MeV; W_2 = 2,93 \cdot 10^7 J/kg$$
$$m_1 \sim ?, \quad m_2 \sim ?$$

Yechish. Ushbu belgilashlarni kiritamiz:
$\Delta m - ^{235}_{92}U$ atomi massasi, n – elektr stansiyasining bir yil ishlashida parchalanadigan uran atomlari soni.
U vaqtda

$$\Delta m = \frac{A}{N} \quad (1)$$

Bunda A=235 kg/kmol’ - $^{235}_{92}U$ kilomolining massasi va N – Avagadro soni. Shunday yozish mumkin:

$$m_1 = n \cdot \Delta m = n \frac{A}{N} \quad (2)$$

t=**1** yil vaqtda parchalanadigan uranning barcha atomlari ajratadigan energiya nw_1 ga teng. Bu energiyaning foydali ishga sarf bo‘luvchi, ya’ni atom elektr stansiyasining foydali quvvati R ni hosil qiluvchi qismi

$$W_1 = nw_1 \eta_1 \quad (3)$$

Ikkinchi tomondan

$$W_1 = Pt \quad (4)$$

Bu tengliklarni o‘ng tomonlarini o‘zaro tenglashtirib, ushbuni topamiz:

$$n = \frac{Pt}{w_1 \eta_1} \quad (5)$$

(5) ifodani (2) ga qo‘yib, quyidagini olamiz:

$$m_1 = \frac{PtA}{w_1 \eta_1 N} = \frac{5 \cdot 10^8 (365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60) 235}{(2 \cdot 10^8 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{19}) \cdot 0{,}2 \; 6{,}02 \cdot 10^{23}} = 961 kg$$

Issiqlik elektr stansiyasida **1** yilda yoqiladigan toshko‘mirdan ajraladigan energiya $m_2 w_2$ ga teng. Bu energiyaning foydali ishni bajarishga ketadigan qismi

$$W_2 = m_2 w_2 \eta_2 = Pt$$

bundan $$m_2 = \frac{Pt}{w_2 \eta_2} = \frac{5 \cdot 10^8 \cdot 3{,}15 \cdot 10^7}{2{,}93 \cdot 10^7 \cdot 0{,}75} = 7{,}17 \cdot 10^8 \; kg$$

Shunday qilib, $\frac{m_2}{m_1} = \frac{7{,}17 \cdot 10^8}{961} = 7{,}46 \cdot 10^5$ nisbatdan yadro yoqilg‘ining sarfi massasiga ko‘ra toshko‘mirga qaraganda qariyib million marta kichik ekan.

Mustaqil yechish uchun masalalar

258. Poloniy $^{210}_{84}Po$ yadrosi alfa yemirilishining energiyasi W aniqlansin.

(W=5,41MeV)

259. Uglerod $^{14}_{6}C$ yadrosi manfiy zaryadlangan β-zarra va antineytrino chiqaradi. Yadro beta yemirilishining to‘liq energiyasi W aniqlansin.

(W=0,156MeV)

260. Pozitron va neytrino chiqargan uglerod yadrosi $^{10}_{6}C$ ning yemirilish energiyasi W aniqlansin.

(W=2,6 MeV)

261. Agar ^{14}N yadro uchun E_1 bog‘lanish energiyasi 104,66 MeV, ^{14}C yadro uchun 105,29 MeVga teng bo‘lsa, ^{14}N (n,p) ^{16}C yadro

reaksiyasining energiyasi W topilsin.

(W=0,63 MeV)

262. $^{3}He\,(d,p)\,^{4}He$ yadro reyaksiyasida W=18,34 MeV energiya ajraladi. Geliy ^{3}He izotopining nisbiy atom massasi A_r aniqlansin. Qolgan atomlarning massalari jadvaldan olinsin.

(A_r =3,01604)

263. Atrof muhitning $t=27^0C$ haroratda issiqlik neytronining kinetik energiyasi W_k va tezligi υ aniqlansin.

($W_k=6{,}22\cdot10^{-23}$J; υ=2,70 nm/s)

264.m=1g massali uran -235 da bo‘lgan barcha yadrolarning bo‘linishi natijasida ajraladigan E energiya aniqlansin.

(E=82GJ)

265. Uran 235 ning bitta yadrosining bo‘linishda W=200 MeV energiya ajraladi. Ajralgan energiya uran -235 yadrosi tinchlikdagi energiyasining qancha qismini tashkil qiladi?

(0,00091)

266. Yadro reaktorining issiqlik quvvati P=1Vt bo‘lishi uchun t=1s vaqtda uran -235 ning qancha yadrosi parchalanishi kerak?

(n=3,1·10)

267. Agar elektrostansiyaning FIK η=16 % bo‘lsa, bir sutkada m=0,1kg uran-235 sarflaydigan atom elektrostansiyasining elektr quvvati P topilsin.

(P=15MVt)

XXIV BOB. ELEMENTAR ZARRALAR

24.1-§. Kosmik nurlar

Yer yuziga kosmosdan kelayotgan nurlarni ***kosmik nurlari*** deb nomlanadi. Bu nurlarni birlamchi va ikkilamchi nurlar tarzida o‘rganamiz.

Birlamchi kosmik nurlarga Yer atmosferasiga olam fazodan juda katta tezlikda uchib keladigan atom yadrolari oqimi (asosan, protonlar va α-zarralar) kiradi. Bu yadrolarning havo tarkibiga kiruvchi atomlar yadrolari bilan to‘qnashishidan yangi yadrolar va turli elementar zarralar hosil bo‘ladi; ularning oqimlari ***ikkilamchi kosmik nurlar*** deyiladi. Birlamchi kosmik nurlarning ancha miqdori atmosferada yutiladi, shuning uchun Yer yuziga, asosan, ular vujudga keltirgan ikkilamchi kosmik nurlar yetib keladi.

Kosmik nurlarni 1912 yilda nemis fiziklari V.Gess, Gokkel va Gyunkellar kashf qilishdi. Bu nurlarning kelib chiqishi sabablari haligacha aniqlangan emas, bu to‘g‘rida faqat qator gipotezalar mavjud. Ular orasida haqiqatga yaqinrog‘i V.L.Ginzberg va I.S. Sheklovskiylarning gipotezasi bo‘lib, unda kosmik nurlar o‘ta yangi yulduzlarning chaqnashida generatsiya qilinadi deb faraz qilinadi.

Birlamchi kosmik nurlar zarralarning o‘rtacha kinetik energiyasi taxminan 10^4 *MeV*, ayrim zarralar 10^{12} *MeV* chamasida energiyaga ega bo‘ladi. Bunday zarralarning modda bilan to‘qnashishida, asosan, yangi yadro reaksiyalari vujudga keladi.

Ikkilamchi nurlanish ikki komponentdan iborat: birinchisi yumshoq komponenta, u *8-10 sm* qalinlikdagi qo‘rg‘oshinda yutiladi, ular elektron pozitron juftlari jalasidan iborat. Ikkinchisi qattiq komponent *10 sm* bo‘lgan qo‘rg‘oshindan bemalol o‘tib keta oladi, qattiq komponenta mezonlar oqimidan iborat. Mezonlar kosmik nurlar qattiq komponentasining jism bilan ta’sirlashuvini o‘rganish tufayli kashf qilindi. Mezonlar massasi elektron massasidan 200 marta kattadir. Musbat va manfiy mezonlar mavjud bo‘lib, ular mos ravishda μ^+ va μ^- harflar bilan belgilanadi. Myumezon zamonaviy massa qiymati $m_\mu \approx 207\, m_e$ ga teng. Myumezonlar $\tau \approx 2\cdot 10^{-6}$ *s* davr ichida

$$\mu^+ \to e^+ \nu + \tilde{\nu} \quad \text{ва} \quad \mu^- \to e^- + \nu + \tilde{\nu}$$

sxema bo‘yicha yemiriladi.

Kosmik nurlarni o‘rganish jarayonida yana bir necha elementar zarralar kashf etildi.

24.2-§. Elementar zarralar

Hozirgi vaqtda barqaror bo‘lgan va o‘rtacha yashash vaqti $10^{-17}s$ dan kam bo‘lmagan 35 ta elementar zarra mavjud. Bulardan tashqari o‘rtacha yashash vaqti $10^{-22} \div 10^{-23}s$ bo‘lgan ***rezonanslar*** deb ataladigan 100 dan ortiq zarralar ham mavjud.

Barcha elementar zarralar tinch holatdagi massasi, elektr zaryadi, o‘rtacha yashash vaqti va boshqa ba’zi fizik kattaliklari bilan xarakterlanadi.

Elementar zarralarni ularning tinch holatdagi m_0 massalariga ko‘ra quyidagi 4 guruhga ajratish mumkin:

1. Fotonlar ($m_0=0$);
2. Leptonlar yoki yengil zarralar ($0<m_0<m_e$);
3. Mezonlar yoki o‘rta og‘irlikdagi zarralar ($m_e<m_0<m_r$);
4. Barionlar yoki og‘ir zarralar ($m_r<m_o<m_d$);

bu yerda m_e, m_r *va* m_d lar mos ravishda elektron, proton va deytron (og‘ir vodorod yadrosi) ning tinch holatdagi massalari. Barionlar o‘z navbatida yana nuklonlar va giperonlarga bo‘linadi.

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, pinol-mezon va etamezon dan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlandi. Antizarrani belgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga chiziqcha qo‘yiladi. 24.1-jadvalda zarralar va ularning antizarralari keltirilgan.

24.1 – jadval.

Zarralar nomi	Belgisi		Tinchlikdagi massa, MeV	Yashash doimiyligi, s
	zarra	antizarra		
Foton	γ		0	Barqaror
	Leptonlar			
elektron	e^-	e^+	0,511	Barqaror
Myumezon	μ^-	μ^+	106	$2\cdot10^{-6}$
neytrino	ν	$\tilde{\nu}$	0	Barqaror
	Mezonlar			
Pi-mezon	π^+	π^-	140	$2{,}6\cdot10^{-8}$

Pi-nol-mezon	π^0		135	$0{,}8\cdot10^{-16}$
Ka-mezon	k^+	k^-	491	$1{,}2\cdot10^{-8}$
Ka-nol-mezon	K^0	$\bar{\kappa}^0$	498	10^{-10}-10^{-8}
eta-mezon	η		549	$2{,}4\cdot10^{-10}$
	Barionlar			
proton	ρ	$\bar{\rho}$	938,2	Barqaror
neytron	N	$\tilde{N}$	939,6	$0{,}9\cdot10^{3}$
lyambda-giperon	λ	$\bar{\lambda}$	1116	$2{,}5\cdot10^{-11}$
sigma-plyus-giperon	Σ^+	$\overline{\Sigma}^+$	1180	$0{,}8\cdot10^{-19}$
sigma-nol-giperon	Σ^0	$\overline{\Sigma}_0$	1192	$<10^{-11}$
sigma-minus-giperon	Σ^-	$\overline{\Sigma}^-$	1197	$1{,}5\cdot10^{-10}$
ksi-nol-giperon	Ξ^0	$\overline{\Xi}^0$	1315	$3\cdot10^{-10}$
ksi-minus-giperon	Ξ^-	$\overline{\Xi}^-$	1321	$1{,}7\cdot10^{-10}$
omega-minus-giperon	Ω^-	$\overline{\Omega}^-$	1672	$1{,}3\cdot10^{-10}$

24.1-jadvaldan ko‘rinadiki, barcha zarralar to‘rt guruhga joylashtirilgan. Birinchi guruhga o‘zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan elektromagnit magnit kvanti – foton kiradi.

Elementar zarralardan faqat uchtasi – elektron, proton va neytronlar asosiydir; atomlar va bizni o‘rab olgan butun moddiy olam shu zarrachalardan tuzilgan. Elementar zarraning zaryadi *+1e*, *-1e* ga yoki 0 ga teng; ikki va undan ortiq zaryadli zarralar yo‘q. Elementar zarralarning ko‘pchiligi barqaror emas va ularning ko‘pchiligini yashash vaqti nihoyatda qisqadir.

Har bir zarraga (foton va pinol-mezondan tashqari) antizarra mos keladi. Zarra va anti zarraning massasi, elektr zaryadining miqdori bir xil, ammo zaryad ishorasi qarama-qarshidir. Zarra va antizarraga elektron va pozitron (antielektron), proton va antiproton, myu-plyus-mezon va myu-minus-mezon lar misol bo‘ladi va hokazo.

Zarra antizarra bilan to‘qnashganda boshqa elementar zarralarga aylanadi, bunda ularning ikkalasi ham avvalgi holdagi mavjudligini yo‘qotadi. Bu jarayon ***juftlar annigilyatsiyasi*** deb yuritiladi.

Juftlar annigilyatsiyasiga proton va antiprotonning pinol-mezonga ($P + \overline{P} \rightarrow 2\pi^0$) aylanishi, elektron va pozitronning fotonlarga ($e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$) aylanishi misol bo‘ladi.

Annigilyatsiyaga teskari jarayon ham uchraydi, bunday jarayonlar natijasida zarralar va ularga mos antizarralar paydo bo‘ladi. Bu jarayon ***juftlarning hosil bo‘lishi*** deb ataladi. Juftlarning hosil bo‘lishiga fotonning elektron va pozitronga aylanishi misol bo‘la oladi.

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ .$$

Shunday qilib, bir-biriga aylana olish elementar zarralarning eng xarakterli belgisidir. Elementar zarralar bo‘linmaydi, lekin ular bir-biriga aylanish xususiyatiga ega.

Savollar

1. Elementar zarrachalarning hosil bo‘lish sabablarini va elementar zarralar fizikasi nimalarni o‘rganishini tushuntiring.
2. Barcha elementar zarralarning xarakterli xususiyati, ularning bir-biriga aylanishidan iborat ekanini tushuntiring.
3. Barcha barqaror elementar zarralarni sanab bering va juftlar annigilyatsiyasi nima ekanligini tushuntiring.
4. Tarixda kuchli o‘zaro ta’sirlanuvchi zarralarning Kvark nazariyasi yaratilishini va bu nazariyani tasdiqlovchi eksperimental tadqiqotlarni gapiring.

Masalalar

89-masala. Proton va neytronlar nechtadan kvarkni o‘z ichiga oladi, ular qaysilar?

Berilgan: U kvark, zaryadi + $\frac{2}{3}$e

d kvark, zaryadi - $\frac{1}{3}$e

R~? n~?

Yechish. 1) Proton uchta kvarklardan – ikkita U kvark (har birining zaryadi+$\frac{2}{3}$ e bo‘lgan) va bitta d kvark (-$\frac{1}{3}$ e zaryadli)dan iborat ekanligi eksperimental tekshirishdan o‘tdi. Tajriba natijalarini sinchiklab tahlil qilinganda, elektr zaryadli proton ichida uch nuqtada bo‘lishini va mos

holda $+\frac{2}{3}$ e, $+\frac{2}{3}$ e va $-\frac{1}{3}$ e ga tengligini ko‘rsatdi.

2) Kvark nazariyasiga ko‘ra neytron ham uchta kvarkdan tuzilgan: bitta U kvark ($q_u=\frac{2}{3}$ e) va ikkita d kvark ($q_d=-\frac{1}{3}$ e). Shuning uchun u elektr jihatdan neytral.

Mustaqil yechish uchun masalalar

268. ε=MeV energiyali foton og‘ir yadro maydonida elektron-pozitron juftiga aylanadi. Zarralarning kinetik energiyalari bir xil deb qabul qilinib, har bir zarraning kinetik energiyasi W_k aniqlansin.

(W_k=0,99 MeV)

269. Bir xil W_k =0.24 MeV ga teng kinetik energiyali elektron va pozitron to‘qnashishda ikkita bir xil fotonga aylanadi. Fotonning energiyasi ε va unga mos keluvchi to‘lqin uzunligi λ aniqlansin.

$$\left(\varepsilon = 0{,}75MeV; \quad \lambda = 0{,}65Pm\right)$$

270. Neytron Π-mezon (Π^0) yemirilib ikkita bir xil fotonga aylanadi. Fotonning energiyasi ε aniqlansin. Mezonning kinetik energiyasi va impulsi hisobga olinsin.

$$\left(\varepsilon = 67{,}6MeV\right)$$

271. Kosmik nurlardagi mezonning kinetik energiyasi $W_k=7M_0c^2$ bunda M_0-mezonning tinch holatdagi massasi. Bu mezonning xususiy yashash vaqti laboratoriya bilan bog‘liq koordinatalar sistemasi hisob boshi qilib hisoblangan yashash vaqtidan necha marta kichik bo‘ladi?

(3 marta)

ASOSIY QONUNLAR VA FORMULALAR

I. Mexanikaning fizik asoslari		
T.r.	Formula nomi	Formula
1.1.	O‘rtacha tezlik Oniy tezlik	$\upsilon_{o'zt} = \frac{\Delta r}{\Delta t}$ $\upsilon_{o.t.} = \frac{dr}{dt}$
1.2.	To‘g‘ri chiziqli tekis harakatning yo‘l tenglamasi	$S = \upsilon t$
1.3.	To‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakatning yo‘l tenglamasi	$S = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}$
1.4.	O‘rtacha tezlanish Oniy tezlanish Tezlik	$a_{o'zt} = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t}$ $a_{o.t.} = \frac{d\upsilon}{dt}$ $\upsilon = \upsilon_0 + at$
1.5.	Normal tezlanish Tangensial tezlanish	$a_n = \frac{\upsilon^2}{R}$ $a_t = \frac{d\upsilon}{dt}$
1.6.	To‘liq tezlanish	$a = a_t + a_н$, $a = \sqrt{a_t^2 + a_н^2}$
1.7.	Erkin tushayotgan jism yo‘l tenglamasi	$H = \upsilon_0 t \pm \frac{gt^2}{2}$
1.8.	Erkin tushayotgan jism tezlanishi	g=9,81m/s^2
1.9.	Aylana bo‘ylab harakat, burchak tezlik	$\omega = \frac{d\varphi}{dt}$

1.10.	Burchak tezlanish	$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$
1.11.	Aylana bo‘ylab tekis o‘zgaruvchan harakat	$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon t$, $\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$
1.12.	Aylanma harakatdagi chiziqli va burchakli kattaliklar orasidagi o‘zaro bog‘lanishlar	$S = R\varphi;\ \upsilon = R\omega$ $a_t = R\varepsilon;\ a_н = \omega^2 R$
1.13.	Impuls (harakat miqdori)	$P = m\upsilon$
1.14.	Nyutonning ikkinchi qonuni	$F = ma = \frac{dp}{dt}$
1.15.	Impulsning saqlanish qonuni (yopiq sistema uchun)	$P = \sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i = const$
1.16.	S masofada o‘zgaruvchan kuch ta’sirida bajarilgan ish	$A = \int_5 F \cdot \cos\alpha dS$
1.17.	Quvvat	$N = \frac{dA}{dt}$
1.18.	Kinetik energiya	$W_к = \frac{m\upsilon^2}{2}$
1.19.	Potensial energiya	$W_p = mgh$
1.20.	Elastik deformatsiyaning potensial energiyasi	$W_p = \frac{\kappa x^2}{2}$
1.21.	Yopiq sistemaning to‘liq energiyasi	$W = W_к + W_p$
1.22.	Yopiq sistemaning mexanik energiyasining saqlanish qonuni	$W_к + W_p = const$
1.23.	Aylanma harakat qilayotgan qattiq jism inersiya momenti	$I = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2$

1.24.	Shteyner teoremasi	$I = I_c + ma^2$
1.25.	Aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi	$W_к = \frac{I_2\omega^2}{2}$
1.26.	Kuch momenti	$M = I\mathcal{E} = \frac{dL}{dt}$
1.27.	Impuls momentining saqlanish qonuni	$L = I\omega = const$
1.28.	Butun olam tortishish qonuni	$F = G\frac{mM}{R^2}$
1.29.	Og‘irlik kuchi	$P = mg$
1.30.	Uzluksizlik tenglamasi	$S\upsilon = const$
1.31.	Bernulli tenglamasi	$\frac{\rho\upsilon^2}{2} + \rho gh + P = const$
1.32.	Relyativistik vaqt o‘tishining sekinlashishi	$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}$
1.33.	Relyativistik uzunlikning Lorens qisqarishi	$\ell = \ell_0\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}$
1.34.	Relyativistik tezliklarning qo‘shish qonuni	$\upsilon = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1+\frac{\upsilon_0\upsilon'}{c^2}}; \upsilon' = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{1-\frac{\upsilon_0\upsilon}{c^2}}$
1.35.	Relyativistik massa	$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}$
1.36.	Relyativistik impuls	$P = m\upsilon = \frac{m_0\upsilon}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}$
1.37.	Energiya va massaning o‘zaro bog‘lanish qonuni	$W = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}$
1.38.	Relyativistik zarraning to‘liq energiyasi va impulsi orasidagi bog‘lanish ifodasi	$W = \sqrt{m_0^2c^4 + P^2c^2}$

II. Statistik fizika va termodinamika asoslari		
2.1.	Boyl-Mariott qonuni	$T=const,\ PV=const$
2.2.	Gey-Lyussak qonuni	$V=V_0(1+\alpha t),\ P=const$
2.3.	Sharl qonuni	$P=P_0(1+\alpha t),\ V=const$
2.4.	Delton qonuni	$P=P_1+P_2+\cdots\cdots+P_n$
2.5.	Ixtiyoriy gaz massasi uchun Klapeyron-Mendeleyev tenglamasi	$PV=\frac{m}{\mu}RT=\nu RT$
2.6.	Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi	$P=\frac{1}{3}nm_м<\upsilon_{o'rkv}^2>$
2.7.	Molekulaning o‘rtacha kvadratik tezligi	$<\upsilon_{o'rkv}^2>=\sqrt{\frac{3KT}{m_n}}=\sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$
2.8.	Molekulaning o‘rtacha arifmetik tezligi	$<\upsilon_a>=\sqrt{\frac{8KT}{\pi m_n}}=\sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$
2.9.	Molekulaning eng katta ehtimol tezligi	$\upsilon_e=\sqrt{\frac{2KT}{m_n}}=\sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$
2.10.	Barometrik formula	$p=p_0e^{\frac{\mu gh}{RT}}$
2.11.	Molekulalarning erkin chopish yo‘li o‘rtacha uzunligi	$<\ell>=\frac{<\upsilon>}{<z>}=\frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2n}$
2.12.	Molekulalarning 1s davomida o‘rtacha to‘qnashishlar soni	$<z>=\sqrt{2}\pi d^2n<\upsilon>$
2.13.	Furening issiqlik o‘tkazuvchanlik qonuni	$Q=-\lambda\frac{dT}{dx}st$
2.14.	Fikning diffuziya qonuni	$M=-D\frac{dp}{dx}st$
2.15.	Ichki ishqalanish uchun Nyuton qonuni	$F=-\eta\frac{d\upsilon}{dx}S$
2.16.	Molekulalarning o‘rtacha kinetik energiyasi	$<W_k>=\frac{1}{2}KT$

2.17.	Ixtiyoriy ideal gaz massasi uchun ichki energiya	$U = \nu \frac{i}{2} RT = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT$
2.18.	Termodinamikaning birinchi qonuni	$dQ = dU + dA$
2.19.	O‘zgarmas hajmdagi gazning molyar issiqlik sig‘imi	$C_v = \frac{i}{2} R$
2.20.	O‘zgarmas bosimdag gazning molyar issiqlik sig‘imi	$C_p = \frac{i-2}{2} R$
2.21.	Hajm o‘zgarganda gazning bajargan ishi	$dA = pdv$
2.22.	Izobarik kengayishda gazning bajargan ishi	$A = P(V_2 - V_1) = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1)$
2.23.	Izotermik kengayishda gazning bajargan ishi	$A = Q = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$
2.24.	Adiabatik jarayon tenglamasi, Puasson tenglamasi	$PV^{\gamma} = const; TV^{\gamma-1} = const;$ $TP^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = const$
2.25.	Adiabatik kengayishda gazning bajargan ishi	$A = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = \frac{p_1 v_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$
2.26.	Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (FIK)	$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q} < 1$
2.27.	Karno siklining FIK	$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$
2.28.	Molyar real gaz uchun Vander-Vaals tenglamasi	$\left(P + \frac{a}{V_M^2} \right) (V_M - b) = RT$

III. Elektro va magnetizm		
3.1.	Kulon qonuni	$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}$
3.2.	Elektr maydonning kuchlanganligi	$E = \frac{F}{q}$
3.3.	Elektr maydon kuchlanganligi vektorining ixtiyoriy berk S sirt orqali oqimi	$\Phi = \oint_S E_n dS$
3.4.	Elektr maydonlarning supperpozitsiya prinsipi	$E = E_1 + E_2 + \cdots + E_n = \sum_{i=1}^{n} E_i$
3.5.	Elektrostatik maydon potensiali	$\varphi = \frac{W_n}{q'};\ \varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} = \frac{A_\infty}{q}$
3.6.	Elektrostatik maydon potensiali bilan maydon kuchlanganligi orasidagi bog‘lanish	$E = -grad\varphi;\quad E = -\frac{d\varphi}{dr}$
3.7.	Qutblanish vektori	$P = \frac{\sum_i P_i}{V}$
3.8.	P va E vektorlari orasidagi bog‘lanish	$P = \chi\varepsilon_0 E; P = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E$
3.9.	Elektr maydon induksiya vektori (elektr siljish vektori)	$D = \varepsilon_0 \varepsilon E$
3.10.	Dielektrikdagi elektr maydon uchun Gauss teoremasi	$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i$
3.11.	Yakkalangan o‘tkazgichning elektr sig‘imi	$C=q\varphi$

3.12.	Yakkalangan zaryadlangan o‘tkazgich energiyasi	$W_э = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C}$
3.13.	Elektrostatik maydon energiyasining zichligi	$w = \frac{W_e}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}$
3.14.	Tok kuchi	$I = \frac{dq}{dt}$
3.15.	Tok zichligi	$j = \frac{I}{S}$
3.16.	Elektr yurituvchi kuch (EYuK)	$E = \frac{A_T}{q}$
3.17.	Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni	$I = \frac{U}{R}$
3.18.	Om qonuning differensial ko‘rinishi	$j = \sigma E$
3.19.	Tokning quvvati	$N = \frac{dA}{dt} = IU = I^2R = \frac{U^2}{R}$
3.20.	Joul-Lens qonuni	$dQ = IUdt = I^2Rdt = \frac{U^2}{R}dt$
3.21.	Joul-Lens qonuni-ning differensial ko‘rinishi	$w = jE = \sigma E^2$
3.22.	Zanjirning bir jinsli bo‘lmagan qismi uchun Om qonuni	$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$
3.23.	Kirxgor qoidalari	$I \sum_{i=1}^{n} I_i = o;\ II \sum_{i=1}^{n} I_i R_i = \sum_{i=1}^{n} E_i$
3.24.	Tokli ramkaning magnit momenti	$P_m = ISn$

3.25.	Magnit maydonida tokli ramkaning ta'sir etuvchi aylantiruvchi momenti	$M = [P_m B]$
3.26.	Magnit induksiya vektori bilan magnit maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanish ifodasi	$B = \mu\mu_0 H$
3.27.	Tokli o'tkazgich elementi uchun Bio-Savar-Laplas qonuni	$dB = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{I[d\ell, r]}{r^3}$ ёки $dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\ell Sin\alpha}{r^2}$
3.28.	To'g'ri tokning magnit induksiya vektori	$B = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2\ell}{R}$
3.29.	Amper qonuni	$dF_A = I[d\ell, B]$ ёки $dF_A = IBd\ell Sin\alpha$
3.30.	Lorens kuchi	$F_e = q[uB]$
3.31.	G'altak ichidagi magnit maydonining induksiyasi	$B = \mu_0 \frac{nI}{\ell}$
3.32.	Toroid ichidagi magnit maydonining induksiyasi	$B = \mu_0 \frac{nI}{2\pi r}$
3.33.	Magnit maydonida tokli o'tkazgichni ko'chirishda bajarilgan ish	$dA = Id\Phi$
3.34.	Faradey qonuni	$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$
3.35.	O'zinduksiya EYuK	$\varepsilon_{o'z} = -L\frac{dI}{dt}$
3.36.	n-ta o'ramli cheksiz uzun g'altakning induktivligi	$L = \mu_0\mu\frac{n^2 S}{\ell}$

3.37.	Magnit maydon energiyasi	$W_m = \frac{LI^2}{2}$
3.38.	Magnit maydon energiyasining zichligi	$w = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}$
3.39.	Magnitlanish vektori	$j = \frac{\sum \Delta P_{at}}{V}$
3.40.	J va N orasidagi bog‘lanish	$j = \chi H$
3.41.	Sirkulyatsiya vektorining teoremasi haqida	$\oint_\ell H d\ell = 0$
3.42.	Siljish toki zichligi	$j_{silj} = \frac{\partial D}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t}$
3.43.	Maksvellning integral ko‘rinishdagi va differensial ko‘rinishidagi tenglamalari	$\oint_\ell E_\ell d\ell = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_n ds;\ \oint D_n ds = \int_V q dv;$ $\oint_\ell H_\ell d\ell = -\int_S \left(j_{o'tk} + \frac{\partial D}{\partial t}\right)_n ds;\ \oint B_n ds = 0.$ $rotE = -\frac{\partial B}{\partial t};\ divD = \rho;$ $rotH = j_{o'tk} + \frac{\partial D}{\partial t};\ divB = 0$
IV. Tebranishlar va to‘lqinlar		
4.1.	Garmonik tebranma harakat tenglamasi	$x = ASin(\omega_0 t + \alpha)$ ёки $x = ACos(\omega_0 t + \alpha);$ $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$
4.2.	Erkin garmonik tebranishining differensial tenglamasi	$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0$
4.3.	Fizik mayatnikning tebranish davri	$T = 2\pi\sqrt{J/(mgh)} = 2\pi\sqrt{\ell_к/g}$

4.4.	Matematik mayatnikning tebranish davri	$T = 2\pi\sqrt{\ell/g}$
4.5.	Tomson formulasi	$T = 2\pi\sqrt{LC}$
4.6.	Erkin so‘nuvchi tebranishi differensial tenglamasi	$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$
4.7.	So‘nishning logarifmik dekrementi	$\lambda = \ln\frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T$
4.8.	Majburiy tebranishining differensial tenglamasi	$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0 x = F_0/m\cos\omega t$
4.9.	Yassi sinusoidal to‘lqin tenglamasi	$\xi(x,t) = A\cos(\omega t - \kappa r)$
4.10.	Fazaviy tezlik	$U = \frac{dx}{dt}$
4.11.	Sferik sinusoidal to‘lqin tenglamasi	$\xi(r,t) = \frac{A_0}{r}\cos(\omega t - \kappa r + \varphi_0)$
4.12.	To‘lqin tenglamasi	$\Delta\xi = \frac{1}{U^2}\frac{\partial^2\xi}{dt^2}$
4.13.	Gruxaviy tezlik	$U = \frac{d\omega}{d\kappa}$
4.14.	Turg‘un to‘lqin tenglamasi	$\xi = 2A\cos\frac{2\pi x}{\lambda}\cos\omega t$
4.15.	Muhitda elektromagnit to‘lqinlarining tarqalish tezligi	$\upsilon = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$
V. Optika. Yorug‘likning to‘lqin tabiati.		
5.1.	Interferensiya maksimum sharti	$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m = 0,1,2,....)$
5.2.	Interferensiya minimum sharti	$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0,1,2,....)$

5.3.	Bitta tirqishdan difraksiya maksimumlar sharti	$dSin\varphi = \pm(2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 1,2,3,....)$
5.4.	Bitta tirqishdan difraksiya minimumlar sharti	$dSin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} \quad (m = 1,2,3,....)$
5.5.	Difraksion panjarada asosiy maksimumlar sharti	$dSin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 0,1,2,....)$
5.6.	Difraksion panjarada qo‘shimcha minimumlar sharti	$dSin\varphi = \pm\frac{m\lambda}{N} \quad (m = 1,2,....,N-1,N+1,.....)$
5.7.	Vulf-Bregglar formulasi	$2dSin\theta = m\lambda \quad (m = 1,2,3,....)$
5.8.	Qutblanish darajasi	$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$
5.9.	Malyus qonuni	$I = I_0 \cos^2 \alpha$
5.10.	Bryuster qonuni	$tgi = n_{21}$
5.11.	Issiqlik nurlanish uchun Kirxgof qonuni	$E_{\lambda,T} = \frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}}$
5.12.	Stefan-Bolsman qonuni	$E_T = \sigma T^4$
5.13.	Vinning siljish qonuni	$\lambda_m = \frac{b}{T}$
5.14.	Reley-Jins formulasi	$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi C\kappa T}{\lambda^4}$
5.15.	Plank formulasi	$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda\kappa T}} - 1}$
5.16.	Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi	$h\nu = A_r + \frac{m\upsilon_{\max}^2}{2}$
5.17.	Sirt yuzasiga normal tushayotgan	$P = w(1+\rho)$

	yorug‘lik bosimi	

VI. Atom molekula va qattiq jismlar kvant fizikasi		
6.1.	Umumlashgan Balmer formulasi	$\omega = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$
6.2.	Birinchi Bor postuloti	$m\upsilon r_n = n\hbar \quad (n = 1,2,3,....)$
6.3.	Ikkinchi Bor postuloti	$h\nu = W_2 - W_1$
6.4.	De-Broyl to‘qin uzunligi	$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{m\upsilon}$
6.5.	*d*v hajm elementida zarrachalarning bo‘lish ehtimolligi	$dW = \lvert\psi\rvert^2 dV$
6.6.	Normallash ehtimollik sharti	$\int_{-\infty}^{+\infty} \lvert\psi\rvert^2 dV = 1$
6.7.	Shredingerning umumiy tenglamasi	$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) + U\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$
6.8.	Shredingerning turg‘un holat uchun vaqt ishtirok etmagan tenglamasi	$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\psi = 0$
6.9.	Boze-Eynshteyn taqsimoti	$< N_w >= \frac{1}{e^{(W_i - \mu)/KT} - 1}$
6.10.	Fermi-Dirak taqsimoti	$< N_w >= \frac{1}{e^{(W_i - W_\phi)/KT} + 1}$

ILOVA
Asosiy fizik kattaliklar

2 - jadval

№	Fizik kattaliklar	Son qiymatlari
1	Tortishish (gravitatsiya) doimiysi	$G = 6{,}67 \cdot 10^{-4}\ Nm^3 / kg^2$
2	Avigadro soni	$N_A = 6{,}02\ 10^{26}\ k\ mol^{-1}$
3	1 kmol ideal gazning hajmi	$V_m = 22{,}4\ m^3$
4	Universal gaz doimiysi	$R = 8{,}31 \cdot 10^3\ J/Kmol.K$
5	Bolsman doimiysi	$K = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ J/K$
6	Faradey doimiysi	$F = 9{,}65 \cdot 10^4\ Kl / Kmol$
7	Stefan – Bolsman doimiysi	$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ Bt/(m^2\ K^4)$
8	Plank doimiysi	$h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}\ J.s$
9	Elektron zaryadi	$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ Kl$
10	Elektronning massasi	$m_e = 9{,}4 \cdot 10^{-31}\ kg = 5{,}49 \cdot 10^{-4}$ m.a.b
11	Protonning massasi	$m_p = 1{,}672 \cdot 10^{-27}\ kg = 1{,}00759$ m.a.b
12	Neytronning massasi	$m_n = 1{,}675 \cdot 10^{-27}\ kg = 1{,}00899$ m.a.b
13	Yorug‘likning vakuumda tarqalish tezligi	$C = 3{,}00 \cdot 10^8\ m/s$
14	Elektronning solishtirma zaryadi	$e/m = 1{,}76 \cdot 10^{11}\ Kl/kg$
15	Ridberg doimiysi	$R = 3{,}29 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$
16	Birinchi Bor orbitasining radiusi	$r_b = 5{,}29 \cdot 10^{-11} m$
17	Kompton to‘lqin uzunligi	$\lambda_k = 2{,}43 \cdot 10^{-12}\ m$
18	Bor magnetoni	$\mu_b = 9{,}27 \cdot 10^{-24}\ J/Tl$
19	Vodorod atomining ionlanish energiyasi	$E_H = 2{,}16 \cdot 10^{-18}\ J$
20	Atom massa birligi	$1a.m.b = 1{,}66 \cdot 10^{-27}\ kg$
21	Yadro magnetoni	$\mu_{ya} = 5{,}05 \cdot 10^{-27}\ J/Tl$
22	Vin doimiysi	$b = 2{,}898 \cdot 10^{-3}\ m \cdot K$

Ba’zi astronomik kattaliklar

2 – jadval

№	Astronomik kattaliklar	Son qiymatlari
1	Yerning o‘rtacha radiusi	$R = 6{,}37 \cdot 10^6$ m
2	Yerning o‘rtacha zichligi	$\rho = 5500$ kg/m^3
3	Yerning massasi	$M = 5{,}96 \cdot 10^{-24}$ kg
4	Quyoshning radiusi	$R_q = 6{,}95 \cdot 10^8$ m
5	Quyoshning massasi	$M_q = 1{,}97 \cdot 10^{-30}$ kg
6	Oyning radiusi	$R_{oy} = 1{,}74 \cdot 10^6$ m
7	Oyning massasi	$M_{oy} = 7{,}3 \cdot 10^{-22}$ kg
8	Oy va Yer markazlari orasidagi o‘rtacha masofa	$S_1 = 3{,}84 \cdot 10^8$ m
9	Yer va Quyosh markazlari orasidagi o‘rtacha masofa	$S_2 = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ m
10	Oyning Yer atrofida aylanish davri	t = 27 sutka 7 soat 43 minut
11	Quyoshning o‘rtacha zichligi	$\rho_q = 1{,}4 \cdot 10^3$ kg/m^3
12	Yerning ekvatorial diometri	$D = 1{,}27 \cdot 10^7$m
13	Yerning orbitadagi tezligi	$\upsilon = 29{,}27$ km/s
14	Quyoshga tomon Yerning tezlanishi	$\alpha = 0{,}59$ sm/s^2
15	Oyda tush paytidagi temperatura	$t_T = +120^0$ C
16	Oyda yarim kechadagi temperatura	$t_T = -150^0$ C
17	Quyoshning markazidagi zichligi	$\rho_q = 1{,}5 \cdot 10^5$ kg/m^3
18	Bosimi	$\rho_q = 2 \cdot 10^{18}$ Pa
19	Temperaturasi	$T_q = 1{,}5 \cdot 10^7$ K

Qattiq jisimlarning, suyuqliklar va gazlarning zichliklari (10^3 kg/m^3)

3 – jadval

№	Qattiq jismlar		Suyuqliklar va gazlar	
1	Alyuminniy	2,70	Suv (sof 4^0S da)	1,00
2	Temir (cho‘yan, po‘lat)	7,87	Glitserin	1,26
3	Vismut	9,80	Kerosin	0,8
4	Volfram	19,3	Moy (zaytun moyi, moylash uchun	0,9
5	Oltin	19,3	Kanakunjut moyi	0,96
6	Osh tuzi	2,20	Simob	13,6
7	Jez	8,55	Uglerod sulfit	1,26
8	Maganes	7,40	Spirt	0,8
9	Mis	8,93	Benzol	0,88
10	Muz	0,9	Efir	0 ,7
11	Nikel	8,80	Azot	$1{,}25 \cdot 10^{-3}$
12	Platina	21,4	Argon	$1{,}78 \cdot 10^{-3}$
13	Qo‘rg‘oshin	11,3	Vodorod	$0{,}09 \cdot 10^{-3}$
14	Kumush	10,5	Havo	$1{,}29 \cdot 10^{-3}$
15	Rux	7,0	Gelit	$0{,}18 \cdot 10^{-3}$
16	O‘ran	18,7	Kislorod	$1{,}43 \cdot 10^{-3}$

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. «Kurs fiziki», M.: 1989 g..
2. Kl. E.Suors «Neobiknovennaya fizika obiknovennix yavleniy» M.: 1986 g..
3. G. Lindner «Fizika v kosmose», M.: 1966 g..
4. M.Ya. Kuprin «Fizika v selskom xozyaystve» M.: «Prosveshenie», 1985 g..
5. I.V. Savelev «Umumiy fizika kursi» Toshkent, «O‘qituvchi» 1973,1979, 1987 I - III tomlar.
6. T.I. Trofimova M.: «Visshaya shkola» 1985 g..
7. O. Axmadjonov «Fizika kursi» Toshkent «O‘qituvchi» I – tom, 1985; II – tom, 1988; III – tom 1989 y..
8. O‘.K. Nazarov, H.Z. Ikramova va K.A. Tursunmetov «Umumiy fizika kursi». Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent: «O‘zbekiston» 1992 y., 279 bet.
9. A.S. No‘monxo‘jaev «Fizika kursi» I qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:»O‘qituvchi» 1992y., 208 bet.
10. X.M. Abduvoxidov, T.T.Turg‘unov, M.I. Turg‘unova «Amaliy fizika» I qism. Toshkent: «O‘qituvchi» - 1996 y., 296 bet.
11. M. Ismoilov, P.Xabibullaev, M. Xaliulin «Fizika kursi», Toshkent: «O‘zbekiston» 2000 , 470 bet.
12. R.I. Grabovskiy. «Kurs fiziki» M.: «Visshaya shkola», 1974, 552 bet.
13. A.S. Shubin.»Kurs fiziki», M:, «Visshaya shkola», 1976, 479 bet.
14. P.A. Rimkevich «Kurs fiziki», M: «Visshaya shkola»,1975, 463 bet.
15. A.S. Safarov «Umumiy fizika kursi» - elektromagnetizm va to‘lqinlar» Toshkent, «O‘qituvchi» 1992 ,II – qism.
16. A.O‘. Raximov, B.O.Otaqulov «Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi», Toshkent «O‘qituvchi» I – II qism 1985 yil.

MUNDARIJA

SO‘Z BOSHI 5
Darslikni ikkinchi nashriga muallifning so‘z boshi 6
KIRISH 8
1.MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI 12
1 BOB. KINEMATIKA ASOSLARI 13
1.1-§. Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta kinematikasi. 13
1.2 - §. Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli harakati. 15
1.3-§. Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati. Tangensial va normal tezlanishlar 18
1.4-§. Moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab harakati 19
II-BOB. DINAMIKANING ASOSIY QONUNLARI 27
2.1-§. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va kuch. 27
2.2-§. Nyutonning ikkinchi qonuni 28
2.3-§. Nyutonning uchinchi qonuni 29
2.4-§. Impuls va uning saqlanishi qonuni 30
2.5-§. Moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi harakati……..32
2.6-§. Massasi o‘zgaruvchi jismning harakat tenglamasi 34
III BOB. QATTIQ JISM MEXANIKASI 40
3.1- . Kuch momenti va impuls momenti 40
3.2- . Qattiq jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti. Shteyner teoremasi 41
3.3- . Aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. 43
3.4- . Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni 44
3.5- . Impuls momenti va uning saqlanish qonuni. 45
IV BOB. ISH, QUVVAT, ENERGIYA 51
4.1- . Ish va quvvat 51
4.2- . Energiya. Energiyaning saqlanish qonuni. 53
4.3- . Absolyut elastik va noelastik urilishlar 56
4.4- . Uzluksizlik va Bernulli tenglamasi 58
V BOB. NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI……..68
5.1- . Galileyning nisbiylik prinsipi. 68
5.2- . Nisbiylik prinsipining postulatlari. 69
5.3- . Lorens almashtirishlari. 70
5.4- . Relyativistik dinamikaning asosiy qonuni 73
5.5- . Massa, energiya va impuls orasidagi bog‘lanish 74

5.6- . Klassik mexanikaning qo‘llanish chegaralari..... 75
2. STATISTIK FIZIKA VA TERMODINAMIKA. VI BOB. MAKROSKOPIK HOLATLAR. 81
6.1- . Fizik hodisalarni tekshirishda dinamik, statistik va termodinamik usullar. 81
6.2. . Makroskopik sistema parametrlari..... 82
6.3- . Issiqlik harakati 84
6.4- . Ideal gazning holat tenglamasi. 85
6.5- . Ideal gaz molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.. 87
6.6-§. Gaz molekulalarining tezliklari va energiyalari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni 89
6.7-§. Bolsman taqsimot qonuni..... 90
VII BOB. TERMODINAMIKA ASOSLARI 101
7.1-§ Ichki energniya..... 101
7.2-§. Issiqlik miqdori. Issiqlik sig‘imi 102
7.3-§.Termodinamikaning birinchi bosh qonuni va uni gaz izojarayonlariga tadbig‘i..... 104
7.4-§.Issiqlik sig‘imining klassik nazariyasi va uning chegaralanganligi..... .108
7.5. Qaytar va qaytmas jarayonlar. 110
7.6-§. Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni 111
7.7-§. Karno sikli va uning foydali ish koeffitsienti..... 113
VIII BOB. REAL GAZLAR 120
8.1-§. Molekulalar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlari..... 120
8.2-§. Van-der-Vaals tenglamasi..... 121
8.3-§. Real gazning ichki energiyasi. Joul-Tomson effekti..... 123
8.4-§. Gazlarni suyultirish..... 125
3. ELEKTR VA MAGNETIZM. IX -bob. ELEKTROSTATIKA.....131
9.1- . Kulon qonuni..... 131
9.2- . Elektr maydon va uning kuchlanganligi..... 132
9.3- . Kuchlanganlik chiziqlari. Gauss teoremasi 133
9.4- . Elektrostatik maydon kuchlarining ishi. Potensial 136
X - BOB. ELEKTR MAYDONIDA O‘TKAZGICHLAR.....145
10.1-§. O‘tkazgichda zaryadlarning taqsimlanishi. 145
10.2-§. O‘tkazgichning elektr sig‘imi. Kondensatorlar 146
10.3- . Elektrostatik maydon energiyasi 148
XI-BOB. O‘ZGARMAS ELEKTR TOKI.....154

11.1- . Elektr tokining mavjudlik sharti va uning asosiy xossalari 154
11.2- . Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish 155
11.3- . Om qonuni. O‘tkazgichning qarshiligi 157
11.4- . Zanjirning bir jinsli bo‘lmagan qismi uchun Om qonuni159
11.5- . Joul - Lens qonuni. 160
11.6-§. Kirxgof qoidalari 161
11.7-§. Gazlarda elektr toki 163
11.8-§. Plazma 166
XII BOB. MAGNIT MAYDON 173
12.1-§. Magnit maydon va uning xarakteristikasi 173
12.2-§. Bio-Savar-Laplas qonuni..... 176
12.3-§. Magnit maydondagi tokli o‘tkazgichga ta’sir qiluvchi kuch. Amper kuchi 177
12.4-§. Lorens kuchi 178
12.5-§. Zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakati. Siklotron 179
XIII-BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA 186
13.1-§. Elektromagnit induksiya hodisasi..... 186
13.2-§. O‘zinduksiya va o‘zaro induksiya 189
13.3-§. Magnit maydon energiyasi 190
13.4-§ Moddalarning magnit xossalari. 192
13.5-§ Elektromagnit maydon uchun. Maksvell tenglamalari... 195
4. TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR. XIV BOB. MEXANIK VA ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR HAMDA TO‘LQINLAR 206
14.1-§. Mexanik garmonik tebranishlar tenglamasi 206
14.2-§. Elektromagnit garmonik tebranishlar..... 208
14.3-§. Mayatniklar 210
14.4-§. Bir xil yo‘nalishdagi tebranishlarni qo‘shish 214
14.5-§. O‘zaro perpendikulyar tebranishlarni qo‘shish 215
14.6-§.Garmonik tebranishlar energiyasi..... 216
14.7-§. So‘nuvchi va majburiy tebranishlar. Rezonans 218
14.8 - §. To‘lqin jarayonlar. Yassi sinusoidal to‘lqin 221
14.9 - §. Fazaviy va guruhviy tezliklar 223
14.10-§. To‘lqinlar interferensiyasi. Turg‘un to‘lqinlar 225
14.11-§. Elektromagnit to‘lqinlar. Umov vektori 227
5. OPTIKA. YORUG‘LIKNING TO‘LQIN VA KVANT TABIATI. XV BOB. YORUG‘LIKNING TO‘LQIN TABIATI.....239
15.1-§. Yorug‘likning interferensiyasi…...……239

15.2-§. Yupqa qatlamlardagi yorug‘lik interferensiyasi 244
15.3-§. Yorug‘lik interferensiyasining qo‘llanishi 245
15.4-§. Interferometrlar 246
15.5-§.Yorug‘lik difrakmasiyasi. Gyuygens – Frenel prinsipi .. 247
15.6-§. Frenel zonalari. Fraungofer difraksiyasi. Difraksion panjara 248
15.7-§. Rentgen nurlari difraksiyasi 250
15.8-§. Golografiya..... 251
XVI BOB. YORUG‘LIKNING ELEKTROMAGNIT TABIATI.....261
16.1-§. Yorug‘lik dispersiyasi 261
16.2-§. Dispersiyaning elektron nazariyasi..... 262
16.3-§. Yorug‘likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug‘lik 265
16.4-§. Yorug‘likning qaytishida va sinishida qutblanishi 267
16.5- §. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallning optik o‘qi 267
16.6-§. Qutblovchi prizmalar. Malyus qonuni..... 268
16.7-§. Yorug‘likning sochilishi..... 269
16.8-§. Nochiziqiy optika elementlari 270
XVII BOB. YORUG‘LIKNING KVANT TABIATI 280
17.1-§.Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jism nurlanishidagi qonuniyatlar 280
17.2-§. Fotoeffekt va uning qonunlari. 286
6.ATOM, MOLEKULA VA QATTIQ JISMLAR KVANT FIZIKASI.
XVIIIBOB. ATOM TUZILISHINING BOR NAZARIYASI.....296
18.1-§. Atomning Rezerford modeli..... 296
18.2-§. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar..... 299
18.3-§. Bor postulatlari 300
18.4-§. D.Frank va G.Gers tajribasi..... 302
18.5-§. Bor nazariyasiga ko‘ra vodorod atomi spektri 303
XIX BOB. KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI.....311
19.1-§. De – Broyl gipotezasi. Elektronlar difraksiyasi..... 311
19.2-§. Geyzenbergning noaniqliklar munosabati..... 312
19.3-§. To‘lqin funksiya va uning statistik ma’nosi – Shredinger tenglamasi 314
19.4-§. Kvant mexanikasida garmonik ossillyator 321
XX BOB. ATOM VA MOLEKULALAR FIZIKASI.....330
20.1 - §. Vodorod atomining kvant nazariyasi..... 330
20.2 - §. Shtern va Gerlax tajribasi.Elektronning spini 333
20.3 - §. Pauli prinsipi..... 335
20.4 - §. D. I. Mendeleyev elementlar davriy sistemasi 337

20.5 - §. Molekulalar. Molekulalar kimyoviy bog‘lanishining fizik tabiati 341
XXI BOB. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI. 350
21.1- §. Kvant tizimining statistik tavsifi 350
21.2- §. Metallardagi elektronlarning kvant statistikasi 353
21.3- §. Metallar elektr o‘tkazuvchanligining kvant nazariyasi 355
21.4-§. Yarim o‘tkazgichlar fizikasi 356
21.5-§. O‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi 361
21.6-§. Majburiy nurlanish. Optik kvant generatorlari (lazerlar)362
XXII BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI 370
22.1-§. Kristallarning tuzilishi 370
22.2-§. Kristallardagi nuqsonlar 373
22.3-§. Fononlar. Kristallarning issiqlik sig‘imi..... 375
22.4-§. Myossbauer effekti 377
7. YADRO FIZIKASI VA ELEMENTAR ZARRACHALAR. XXIII BOB.
YADRO FIZIKASI ELEMENTLARI 383
23.1-§. Atom yadrosining tarkibi. Yadroning massa va zaryad soni…… ….383
23.2-§. Radioaktivlik 385
23.3-§. Yadroviy reaksiyalar 387
23.4 §. Yadrolarning bo‘linishi..... 389
23.5-§. Zanjir reaksiya. Reaktorlar 391
23.6-§. Termoyadroviy reaksiyalar. Yulduzlar energiyasi 395
XXIV BOB. ELEMENTAR ZARRALAR 405
24.1-§. Kosmik nurlar..... 405
24.2-§. Elementar zarralar 406
Asosiy qonunlar va formulalar……410

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие ……...……..5
Предисловие автора ко второму изданию ……...……..6
Введение…….. ..8

1. Физические основы механики…...…….……12
Глава 1. Основы кинематики……...……..13
§ 1.1. Системы отсчёта. Кинематика материальной точки…… ..13
§ 1.2. Прямолинейное движение материальной точки……..15
§ 1.3. Криволинейное движение материальной точки Тангенциальное и нормальное ускорения……..……..……..18
§ 1.4. Вращательное движение материальной точки…….……19

Глава 2. Основные законы динамики……...…27
§ 2.1. Первый закон Ньютона. Масса и сила……..27
§ 2.2. Второй закон Ньютона…… 28
§ 2.3. Третий закон Ньютона……...……29
§ 2.4. Импульс. Закон сохранения импульса……..…30
§ 2.5. Движение центра массы системы материальной точки……..…32
§ 2.6. Уравнение движения тела переменной массы……..…34
Глава 3. Механика твёрдого тела……..…40
§ 3.1. Момент силы и момент инерции……..….40
§ 3.2. Момент инерции относительно оси вращения твёрдых тел.
Теорема Штейнера……..….41
§ 3.3. Кинетическая энергия вращающегося твёрдого тела……..….43
§ 3.4. Основной закон динамики вращательного движения……..…44
§ 3.5. Момент импульса. Закон сохранения момента импульса..……45
Глава 4. Работа, мощность, энергия……..51
§ 4.1. Работа и мощность……..51
§ 4.2. Энергия. Закон сохранения энергии……..…53
§ 4.3. Абсолютно упругие и неупругие удары тел……56
§ 4.4. Уравнение непрерывности, уравнение Бернулли……58
Глава 5. Элементы теории относительности……68
§ 5.1. Принцип относительности Галилея…….……..…68
§ 5.2. Постулаты принципа относительности…….69
§ 5.3. Преобразования Лоренца……..70
§ 5.4. Основной закон релятивитской динамики……..73
§ 5.5. Взаимосвязи между массой, энергией и импульсом тела……...74
§ 5.6. Граница применимости классической механики……75
2. Статистическая физика и термодинамика.Глава 6. Макроскопические состояния……81
§ 6.1. Динамические, статистические и термодинамические методы исследования физических процессов……..81
§ 6.2. Параметры макроскопических систем……..…82
§ 6.3. Тепловое движение……..…84
§ 6.4. Уравнение состояния идеального газа……..…85
§ 6.5. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов…….……..……87
§ 6.6. Закон Максвелла для распределения молекул идеального газа по скоростям и энергиям……...89
§ 6.7. Закон распределения Больцмана……...…90
Глава 7. Основы термодинамики…….…….101
§ 7.1. Внутренняя энергия……..101
§ 7.2. Количество теплоты. Теплоёмкость……...……..102
§ 7.3. Первый закон термодинамики и его применение к изопроцессам в газах…….……104
§ 7.4. Классическая теория теплоёмкости и границы его применения…..108

§ 7.5. Обратимые и необратимые процессы……110
§ 7.6. Второй закон термодинамики……..111
§ 7.7. Цикл Карно и его коэффициент полезного действия……113
Глава 8. Реальные газы……120
§ 8.1. Силы межмолекулярного взаимодействия……120
§ 8.2. Уравнение Ван-дер-Ваальса……121
§ 8.3. Внутренняя энергия реального газа. Эффект Джоуля-Томсона…...123
§ 8.4. Сжижение газов…..……..125
3. **Электричество и магнетизм.** Глава 9. Электростатика.……131
§ 9.1. Закон Кулона……...131
§ 9.2. Электрическое поле и его напряженность. ……132
§ 9.3. Силовые линии. Теорема Гаусса……133
§ 9.4. Работа электростатических сил. Потенциал……...…136
Глава 10. Проводники в электрическом поле……145
§ 10.1. Распределение зарядов на проводнике……..…145
§ 10.2. Электроёмкость проводников. Конденсаторы……..…146
§10.3. Энергия электростатического поля…..……..…148
Глава 11. Постоянный электрический ток. ……..…..…154
§ 11.1. Условие существования электрического тока и его основные свойства…….……...……...……154
§ 11.2. Электродвижущая сила и напряжение. ……155
§ 11.3. Закон Ома. Сопротивление проводников……..157
§ 11.4. Закон Ома для неоднородного участка цепи……159
§ 11.5. Закон Джоуля-Ленца……..160
§ 11.6. Правила Кирхгофа…….……161
§ 11.7. Электрические токи в газах……..…….163
§ 11.8. Плазма. ……..……...166
Глава 12. Магнитное поле. ……...…...…173
§ 12.1. Магнитное поле и его характеристики…….173
§ 12.2. Закон Био-Савара-Лапласа……...…….176
§ 12.3. Действие магнитного поля на проводник с током Сила Ампера.177
§ 12.4. Сила Лорентца. ……..……...…178
§ 12.5. Движение заряженных частиц в магнитном поле. Циклотрон…..179
Глава 13. Электромагнитная индукция.…….……186
§ 13.1. Явление электромагнитной индукции……...…186
§ 13.2. Самоиндукция и взаимная индукция. ……...…189
§ 13.3. Энергия магнитного поля. ……..…190
§ 13.4. Магнитные свойства веществ. ……...…192
§ 13.5. Уравнение Максвелла для электромагнитного поля……..….195
4. Колебания и волны. Глава 14. Механические и электромагнитные колебания и волны……..206
§ 14.1. Уравнение механического, гармонического колебания……..…206
§ 14.2. Электромагнитные гармонические колебания……208
§ 14.3. Маятники. ……..…..…210

§ 14.4. Сложение гармонических колебаний одного направления……214
§ 14.5. Сложение взаимно перпендикулярных колебаний……..…215
§ 14.6. Энергия гармонического колебания……..…216
§ 14.7. Затухающие и вынужденные колебаний. Резонанс……..…218
§ 14.8. Волновые процессы. Плоская синусондальная волна……..…221
§ 14.9. Фазовая и групповая скорости. ……..……223
§ 14.10.Интерференция волн. Стоячие волны……..……225
§ 14.11.Электромагнитые волны. Вектор Умова…….……227
5. Оптика. Волновая и квантовая природа света. Глава 15. Волновая природа света. ……239
§ 15.1. Интерференция света. ……..…….239
§ 15.2. Интерференция света в тонких плёнках……..…244
§ 15.3. Применение интерференции света……...…245
§ 15.4. Интерферометры. ……..…246
§ 15.5. Дифракция света. Принцип Гюйгенса–Френеля……..…247
§ 15.6. Зоны Френеля. Дифракция Фраунгофера. Дифракционная решётка……...…….……248
§ 15.7. Дифракция рентгенского излучения…….……250
§ 15.8. Голография..…….……...251
Глава 16. Электромагнитная природа света…….…..261
§ 16.1. Дисперсия света. …….……261
§ 16.2. Электронная теория дисперсии света……...……..262
§ 16.3. Поляризации света. Естественный и поляризованный свет……...265
§ 16.4. Поляризация света при отражении и преломлении…….267
§ 16.5. Двойное лучепреломление. Оптические оси кристалла……..…267
§ 16.6. Поляризационные призмы. Закон Малюса……...268
§ 16.7. Рассеяние света. ……...…269
§ 16.8. Элементы нелинейной оптики……...…270
Глава 17. Квантовая природа света…….……280
§ 17.1. Тепловое излучение. Законы излучения абсолютного черного тела……...……280
§ 17.2. Виды фотоэлектрического эффекта. Законы фотоэффекта……286
6. Квантовая физика атомов, молекул и твёрдых тел. Глава 18. Строение атома по теории Бора……296
§ 18.1. Модел атома Резерфорда…….…….296
§ 18.2. Законы излучения спектра атома водорода…….…299
§ 18.3. Постулаты Бора. …….……300
§ 18.4. Опыт Д.Франка и Г.Герца. ……...…..302
§ 18.5. Спектр атома водорода по теории Бора……303
Глава 19. Элементы квантовой механики…….…..…311
§ 19.1. Гипотеза де-Бройля. Дифракция электронов……...…311
§ 19.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга……..….312
§ 19.3. Волновая функция и её статистический смысл. Уравнение Шредингера... …….……314

§ 19.4. Линейный гармонический осциллятор в квантовой механике…..321
Глава 20. Физика атомов и молекул……..…..…330
§ 20.1. Квантовая теория атома водорода……..…...330
§ 20.2. Опыт Штерна и Герлаха. Спин электрона……333
§ 20.3. Принцип Паули. ……..……..…..…335
§ 20.4. Периодическая система элементов Д.И.Менделеева……..337
§ 20.5. Молекулы. Физическая природа химических связей молекул..…341
Глава 21. Элементы квантовой статистики……...……350
§ 21.1. Статистическая характеристика квантовой системы……..…350
§ 21.2. Квантовая статистика электронов в металле……..……353
§ 21.3. Квантовая теория электропроводности металлов……355
§ 21.4. Физика полупроводников……...……356
§ 21.5. Сверхпроводимость. ……..……..…361
§ 21.6. Вынужденные излучения. Оптические квантовые генераторы (лазеры)… ……..……..…362
Глава 22. Элементы физики твёрдого тела……370
§ 22.1. Строение кристаллов. ……370
§ 22.2. Дефекты в кристаллах……..…..…373
§ 22.3. Фононы. Теплоёмкости кристаллов. ……..…..…375
§ 22.4. Эффект Мессбауэра. ……..……377
7. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Глава 23. Элементы ядерной физики. ……..……..…….383
§ 23.1. Состав атомного ядра. Массовое и зарядовые числа……..……383
§ 23.2. Радиоактивность. Радиоактивное излучение……..….385
§ 23.3. Ядерные реакции. ……...387
§ 23.4. Реакция деления ядра. ……389
§ 23.5. Цепная реакция. Реакторы……..…391
§ 23.6. Термоядерные реакции. Энергии звёзд……..…395
Глава 24. Элементарные частицы. ……..……405
§ 24.1. Космическое излучение. ……405
§ 24.2. Элементарные частицы. ……..……406
Основные формулы и законы……...……410

TABLE OF CONTENTS

The foreword ……..…… 5
The foreword of the author to the second edition …….. 6
Introduction ……8
1. Physical bases of the mechanics …..……..…12
Chapter 1. Bases of kinematics ……..…..……..13
§ 1.1. Systems of readout. Kinematics of a material point ……..13
§ 1.2. Rectilinear movement of a material point ……15
§ 1.3. Curvilinear movement of a material point. Tangential and normal

acceleration ……..……..……..18
§ 1.4. Rotary movement of a material point ……..……19
Chapter 2. Organic laws of dynamics ……27
§ 2.1. The first law of Newton. Weight and force ……..27
§ 2.2. The second law of Newton ……..……...28
§ 2.3. The third law of Newton ……..…29
§ 2.4. A pulse. The law of preservation of a pulse ……30
§ 2.5. Movement of the centre of weight of system of a material point .32
§ 2.6. The equation of movement of a body of variable weight ……..…34
Chapter 3. The mechanics of a firm body ……...40
§ 3.1. The moment of force and the moment of inertia … … … … ….. 40
§ 3.2. The moment of inertia concerning an axis of rotation of firm body.
Theorem of the Steiner … … … … … … … … … … … … … … … 41
§ 3.3. Kinetic energy of a rotating of firm body … … … … ……. 43
§ 3.4. The organic law of dynamics of rotary movement … … … … … 44
§ 3.5. The moment of a pulse. The law of preservation of the moment of a pulse … … … … … … … …. … … …. … … …. … … ….. … 45
Chapter 4. Work, capacity, energy … … … … … … … …. … 51
§ 4.1. Work and capacity … … … … … … … … … … … … … … ….. 51
§ 4.2. Energy. The law of conservation of energy … … … … … …. … 53
§ 4.3. Absolutely elastic and not elastic impacts of bodies … … …. … 56
§ 4.4. The equation of a continuity, equation Bernulli … … … … … … 58
Chapter 5. Elements of the theory of a relativity … … … … …68
§ 5.1. A principle of a Galilee relativity … … … … … … … … … … … 68
§ 5.2. Postulates of a relativity of a principle … … … … … … … … … 69
§ 5.3. Transformations of Lorents … … … … … … … … … … ……. …70
§ 5.4. The organic law of relativistic dynamics … … … … … … … … ..73
§ 5.5. Interrelations between weight, energy and a pulse of a body …. 74
§ 5.6. Border of applicability of the classical mechanics … … … … …. 75
2. Statistical physics and thermodynamics. Chapter 6. Macroscopical conditions … … … … … … … ……81
§ 6.1. Dynamic, statistical and thermodynamic methods esearches of physical processes … … … … … … … … … … … … …… … … ….. 81
§ 6.2. Parameters of macroscopical systems … … … … … … … …… 82
§ 6.3. Thermal movement … … … … … … … … … … … … … … … … .84
§ 6.4. The equation of a condition of ideal gas … … … … … …… …85
§ 6.5. The basic equation molecular-the kinetic theory Ideal gases……87
§ 6.6. Law Maxvell for distribution of molecules of ideal gas on speeds and energy … … … … … … … … … … … … … … … ……89
§ 6.7. The law of Bolsman distribution … … … … … … … … … … … 90
Chapter 7. Bases of thermodynamics … … … … … … …. 101
§ 7.1. Internal energy … … … … … … … … … … … … … … … … …. 101

§ 7.2. Quantity of heat. A thermal capacity … … … … … … … …. …102
§ 7.3. The first law of thermodynamics and its application to izoprocesses In gases … … … … … … … … … … … … … … … .. …104
§ 7.4. The classical theory of a thermal capacity and border of its application … … … … … … … … …… … … ….. … … …… … … 108
§ 7.5. Convertible and irreversible processes … … … … … … … … …110
§ 7.6. The second law of thermodynamics … … … … … … … … ….. 111
§ 7.7. Cycle Karno and its efficiency … … … … … … … … … … …. … 113
Chapter 8. Real gases ……..…… … … … … … ……. …… 120
§ 8.1. Forces of intermolecular interaction … … … … … … … … … …. 120
§ 8.2. The equation Van - der - Vaals … … … … … … … … … … … …121
§ 8.3. Internal energy of real gas. Effect of the Joule - Thomson … …123
§ 8.4. Decrease of gases …. … … … … … … … … … … … … … … … …125
3. An electricity and magnetism. Chapter 9. An electrostatics…… 131
§ 9.1. The Law of the Kulon … … … … … … … … … … … … … … … 131
§ 9.2. An electric field and its intensity. … … … … … … … … … …. .132
§ 9.3. Force lines. Theorem of the Gauss … … … … … … ……. …133
§ 9.4. Work of electrostatic forces. Potential … … … … … ……..136
Chapter 10. Conductors in an electric field … … … … … … 145
§ 10.1. Distribution of charges to a conductor … … … … … … … … 145
§ 10.2. Electro capacity of conductors. Condensers … … … … … … 146
§10.3. Energy of an electrostatic field …. … … … … … … … … …. …148
Chapter 11. A constant electric current. … … … … … … … 154
§ 11.1. A condition of existence of an electric current and it basic properties … … … … … … … … … … … … … … ……. … … … …. …..154
§ 11.2. Electro impetus force and a pressure … … … … … … … …. 155
§ 11.3. The law of the Ohm. Resistance of conductors … … … … … 157
§ 11.4. The law of the Ohm for a non-uniform site of a circuit … …… 159
§ 11.5. The law of the Joule - Lents … … … … … … … … …… …160
§ 11.6. The Rules of Kirhgof … … … … … … … … … … … … … … …161
§ 11.7. Electric currents in gases … … … … … … … … … … … … …. 163
§ 11.8. Plasma. … … … … … … … … … … … … … … … … … … …. 166
Chapter 12. A magnetic field. … … … … … … …… … … …173
§ 12.1. A magnetic field and its characteristics … … … … … … … …173
§ 12.2. The Law of Bio – Savar – Laplas … … … … … … … … …… 176
§ 12.3. Action of a magnetic field on a conductor with a current. Force of the Ampere … …. … … … … … … … …. …. … …… … … … …… … 177
§ 12.4. The Force of Lorents … … … … … … … … … … … … …… … 178
§ 12.5. Movement of the charged particles in a magnetic field. A cyclotron … … … … …. … … ……. … … … …. …. … …… … … … 179
Chapter 13. An electromagnetic induction. … … … … … … 186
§ 13.1. The phenomenon of an electromagnetic induction …… … … 186
§ 13.2. A self-induction and a mutual induction. … … … … …… … …189
§ 13.3. Energy of a magnetic field. … … … … … … … … … … … … …190

§ 13.4. Magnetic properties of substances. … … … … … … … … … … 192
§ 13.5. Equation Maksvell for an electromagnetic field … … … … … 195
4. Fluctuations and waves. Chapter 14. Mechanical and electromagnetic fluctuations and waves … … … … … … ……206
§ 14.1. The equation of mechanical, harmonious fluctuation … … … 206
§ 14.2. Electromagnetic harmonious fluctuations … … … … … … …208
§ 14.3. Pendula. … … … … … … … … … … … … … … … … … … … 210
§ 14.4. Addition of harmonious fluctuations of one direction …… …214
§ 14.5. Addition of mutually perpendicular fluctuations … … … … … 215
§ 14.6. Energy of harmonious fluctuation … … … … … …… … …216
§ 14.7. Fading and compelled fluctuations. A resonance …… … …218
§ 14.8. Wave processes. Flat sinusoid wave … … … …… …. …221
§ 14.9. Phase and group speeds. … … … … … … … … … … … … 223
§ 14.10. An interference of waves. Standing waves … … … … … … 225
§ 14.11. Electromagnetic waves. The Vector of Umov … … … … … 227
5. Optics. A wave and quantum nature of light. Chapter 15. A wave nature of light. … … … … … … … … … … ……239
§ 15.1. An interference of light. … … … … … … … … … … … … … 239
§ 15.2. An interference of light in thin film … … … … … …… … …244
§ 15.3. Application of an interference of light … … … … … …… …245
§ 15.4. Interferometers. … … … … … … … … … … … … …… … …246
§ 15.5. Diffraction of light. Principle Gyugens - Frunelya … … …… …247
§ 15.6. Zones of Frenelya. Diffraction of Fraungofer. Diffraction a lattice… … … … … … … ……. … … … … … … ……. … … … …. 248
§ 15.7. Diffraction x-ray radiations … … … … … … … … … … … … 250
§ 15.8. Holography. … … … … … … … … … … … … … … … … …. 251
Chapter 16. An electromagnetic nature of light … … …… … 261
§ 16.1. A dispersion of light. … … … … … … … … … … … … … … 261
§ 16.2. The electronic theory of a dispersion of light … … … … … … 262
§ 16.3. Polarization of light. Natural and polarized light … … … … … 265
§ 16.4. Polarization of light at reflection and refraction …… …… 267
§ 16.5. Double refraction. Optical axes of a crystal … … … … …… ...267
§ 16.6. Polarizing prisms. The Law of Malyus … … … …… … ……268
§ 16.7. Dispersion of light. … … … … … … … … … … …… … … …269
§ 16.8. Elements of nonlinear optics … … … … … …… … …270
Chapter 17. A quantum nature of light … … … … … …… 280
§ 17.1. Thermal radiation. Laws of radiation of an absolute black body ……280
§ 17.2. Kinds of photo-electric effect. Laws of a photo effect … … … 286
6. Quantum physics of atoms, molecules and firm bodies. Chapter18. A structure of atom under the theory of the pine Forest… 296
§ 18.1. Model of atom Rezerfard … … … … … … … …… … … …296
§ 18.2. Laws of radiation of a spectrum of atom of hydrogen … … … 299
§ 18.3. Postulates of the pine Forest. … … … … … … … …… … … 300

§ 18.4. D.Franka's experience and G.Gertsa. … … … … … … … … … 302
§ 18.5. A spectrum of atom of hydrogen under the theory of the pine Forest … … … … … … … … … … … … … …. … … … … … … … … .303
Chapter 19. Elements of the quantum mechanics … … … … 311
§ 19.1. A hypothesis de-Broyl. Diffraction electrons … … … … … … … 311
§ 19.2. A parity in determinacy Heisenberg … … … … … … …… … 312
§ 19.3. Wave function and its statistical sense. Equation of Shredinger…… ……..314
§ 19.4. Linear harmonious oscillator in the quantum mechanics … … 321
Chapter 20. Physics of atoms and molecules … … … … … 330
§ 20.1. The quantum theory of atom of hydrogen … … … …… … … 330
§ 20.2. Experience of Shtern and Gerlah. Backs electron … … … … 333
§ 20.3. Principle of Pauli. … … … … … … … … … … … … … … … … … 335
§ 20.4. Periodic system of elements of D.I.Mendeleeva … … … …… 337
§ 20.5. Molecules. A physical nature of chemical communications(connections) of molecules.. … … … … … … … … … 341
Chapter 21. Elements of quantum statistics … … … … …… 350
§ 21.1. The statistical characteristic of quantum system … … …….. 350
§ 21.2. Quantum statistics electrons in metal … … … … … …….. …353
§ 21.3. The quantum theory conductance metals … … … … … …… 355
§ 21.4. Physics of semiconductors … … … … … … … … … … … …… 356
§ 21.5. Superconductivity. … … … … … … … … … … … … … …….. … 361
§ 21.6. The compelled radiations. Optical quantum generators …. … 362
Chapter 22. Elements of physics of a firm body … …….. …370
§ 22.1. A structure of crystals. … … … … … … … … … … … …….. …370
§ 22.2. Defects in crystals … … … … … … … … … … … … … … …… 373
§ 22.3. Phonons. Thermal capacities of crystals. … … …… …375
§ 22.4. Effect Messbauera. … … … … … … … … … … …… … … ……377
7. Physics of a nuclear nucleus and elementary particles. Chapter 23. Elements of nuclear physics. … … … … … … … … … …….. … …383
§ 23.1. Structure of a atomic nucleus. Mass and charging numbers...383.
§ 23.2. A radio-activity. Radioactive radiation … … … … … … … … 385
§ 23.3. Nuclear reactions. … … … … … … … … … … … … … … … … …387
§ 23.4. Reaction of nuclear fission. … … … … … … … … … …….. 389
§ 23.5. Chain reaction. Reactors … … … … … … … … …….. … …391
§ 23.6. Thermonuclear reactions. Energy of stars … … … … …… … 395
Chapter 24. Elementary particles. … … … … … … … … … 405
§ 24.1. Space radiation. … … … … … … … … … … … … … …….. …405
§ 24.2. Elementary particles. … … … … … … … … … … … … … … …406
Generall laws and formulas……410

O‘quv – uslubiy nashr.

Nomanjon Akramovich Sultanov

FIZIKA KURSI

Oliy o‘quv yurtlarining talabalari uchun darslik

Muharrir: K.Amonov
Texnik muharrir: D.A.Mamajonova
Maket tayyorlovchi:
Musahhih:

Terishga berildi. 27.02.2011. Bosishga ruxsat etildi.

Bichimi 60/84. 1/16. Hajmi 24,875 b.t.
Ofset usulida chop etildi. Adadi…….. Nusxa, Buyurtma №
Bahosi shartnoma asosida

FarPI “Taxririyat-noshirlik» bo‘limi. Farg‘ona-712028. Farg‘ona ko‘chasi, 86-uy. Ma’muriy bino.