

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

**ABU RAYHON BERUNIY NOMIDAGI TOSHKENT DAVLAT
TEXNIKA UNIVERSITETI**

**«MEXANIKA, MOLEKULYAR FIZIKA VA ELEKTROSTATIKA»
BO'LIMIDAN**

MA'RUZALAR MATNI TO'PLAMI.

TOSHKENT - 2013

Tuzuvchilar: J.B.Yusupov, Sh.M.Kamolxo'jaev, A.G.Gaibov

Ushbu ma'ruzalar matni to'plami ToshDTUning neft va gaz, geologiya va kon ishi fakultetlarida texnika yo'nalishi bo'yicha bakalavrlar tayyorlash uchun fizika fanining namunaviy dasturiga ko'ra o'qilgan ma'ruzalar asosida qayta tuzilgan.

SO'Z BOSHI

Yuqori texnologiyalar rivojlangan hozirgi zamonda samarali faoliyat ko'rsata oladigan, har tomonlama etuk mutaxassis kadrlarni tarbiyalash va tayyorlash Oliy o'quv yurtlari oldida turgan birinchi galdagi muhim vazifa hisoblanadi.

Bu vazifani bajarishda ta'limning texnik bazasini mukammallashtirish bilan birgalikda talabalarni o'quv qo'llanmalari bilan o'z vaqtida ta'minlash katta ahamiyatga ega.

Mualliflar tomonidan taqdim qilinayotgan ushbu qo'llanma "Mexanika va molekulyar fizika" bo'limlaridan o'qiladigan ma'ruzalar matnlarining majmuasi bo'lib, fizika fanidan qabul qilingan namunaviy dastur asosida tuzilgan va bakalavr bosqichidagi talabalar uchun mo'ljallangan.

Har bir ma'ruza bayonida mavzularning izchil, batafsil va ravon yoritilishiga, asosiy fizik tushunchalar, kattaliklarni ta'riflashga, fizik hodisa va jarayonlarni o'zaro aloqadorlikda berilishiga, matematik apparatlardan me'yorida foydalanishga harakat qilindi. Ma'lum mavzuni yoritishda turli tuman uslubiy yondashishlar mavjud bo'lib, ularning eng samaradorlarini tanlash va matnlarni ravon bayon qilish murakkab va muallifdan katta mahorat talab qiladigan masaladir.

SHu nuqtai nazardan ushbu to'plam ayrim kamchiliklardan holi emas. Mavjud kamchilik va tanqidiy mulohazalarni mualliflar xolisona va mamnuniyat bilan qabul qiladilar.

1-ma'ruza
FIZIKA FANIGA KIRISH VA KINEMATIKA ASOSLARI

Reja

Mexanikada fizik modellar. Skalyar va vektor fizik kattaliklar va ular ustida matematik amallar. Radius-vektor, ko'chish, yo'l va traektoriya tushunchalari. Sanoq sistemi va kinematik tenglamalar. Ilgarilama harakatda tezlik va tezlanish. Egri chiziqli harakatda burchak tezlik va burchak tezlanish; normal va tangentsial tezlanishlar

Tayanch iboralar: fizik modellar, moddiy nuqta, absolyut qattiq jism, uzluksiz muhit, sanoq sistema, traektoriya, ko'chish, tezlik va tezlanish, normal va tangentsial tezlanish.

Kirish

Fizika fani tabiiy fanlar jumlasiga kirib, materiyaning ya'ni moddalar, maydonlarning umumiy xossalarini va uning harakat formalari, umumiy qonuniyatlarini o'rganadi.

Fizika tabiiy hodisalar haqidagi umumiy qonunlarni ochib beradi, va bu qonunlar o'z navbatida boshqa fanlar hamda texnika sohasida amaliy jihatdan foydalaniladi. Fizika fani texnika rivojlanishi bilan chambarchas bog'langandir. Fizika fanining rivojlanishi texnika taraqqiyotida katta o'rin tutadi. Texnika sohasidagi amaliy masalalarni echish o'z navbatida fizika fani oldiga ko'plab muammolarni qo'yib uning rivojiga turtki bo'lib xizmat qilmoqda.

Tabiiy fanlar orasidagi uzviy bog'lanish va fanlar rivojini fizika qonunlarini u yoki bu sohalarida qo'llaydigan maxsus yangi fanlarning paydo bo'lishiga olib keladi.

Masalan fiziximiya-ximiyaviy jarayonlarni fizik usullar yordamida o'rganadi.

Astrofizika – osmon jismlari va koinotda sodir bo'ladigan fizikaviy hodisa va jarayonlarni o'rganadi, Geofizika – er qat'ida yuz beradigan fizik jarayonlarni o'rganadi.

Biofizika – tirik organizmlarda yuz beradigan fizik jarayonlarni o'rganadi va h.k. Bu fanlar va fizikaning aloqadorligi o'zaro bo'lib, fizika o'zining rivojlanishida boshqa tabiiy fanlarga tayansa, boshqa fanlar fizika fani yangi yutuqlaridan foydalanadi.

Fizik nazariyalarining rivojida matematikaning roli katta.

Nazariy masalalarni echishda fizika matematik apparatlardan foydalanadi va matematika fani oldiga yangi muammolarni qo'yadi. Bu muammolarni hal qilmasdan turib, mavjud fizik qonuniyatlarni tushuntirib va oldindan aytib berib bo'lmaydi.

Fizika fani oldida quyidagi vazifalar turadi:

- 1) Tabiat hodisalarini o'rganish va bu hodisalar bo'ysunadigan qonunlarni topish.
- 2) Oldindan o'rganilgan va yangi kashf qilingan hodisalar o'rtasida "sabab-oqibat" aloqadorligini o'rnatish.
- 3) Olingan bilimlarni tabiatga faol ta'sir qilishda foydalanish. Bu vazifalarni hal qilishda fizik tadqiqotlarning quyidagi usullari mavjud: a) kuzatish: hodisalarni tabiiy sharoitda o'rganish; b) tajriba (eksperiment) hodisalarni laboratoriya sharoitida o'rganish; v) gipotezalarni, yangi hodisalarni tushuntirib berish uchun qilingan ilmiy farazlarni yaratish. Agar gipoteza eksperimentda olingan faktlarga qarama-qarshi bo'lmasa u nazariyaga aylanadi.

Fizika tarixining asosiy etap(bosqich)lari.

Hozirgi zamon tabiiy fanlari rivojining dastlabki bosqichlarini qadimgi Gretsiya bilan bog'laydilar. Qadimgi grek olimlari Pifagor, Evklid, Aristotel, Arximed, Ptolemey, Platon, Fales, Demokrit va boshqalar matematika, geografiya, biologiya fanlari bilan birgalikda mexanika va fizika fanlari rivojiga ham katta hissa qo'shganlar.

Tabiiy fanlar taraqqiyotiga o'rta Osiyolik buyuk alloma olimlarning ham hissasi katta.

Masalan: Xorazmda tug'ilib irod qilgan Abu Abdullo Muhammad ibn Muso al Xorazmiyning (780-880) matematika sohasidagi, Muhammad ibn Axmad Beruniyning fizika, geografiya,

astronomiya sohasidagi ishlarini keltirish mumkin. Beruniy metallarning va boshqa moddalarning zichliklarini o'zi yaratgan "konik asbob" yordamida kichik xatoliklar bilan aniqlashga muvaffaq bo'ldi. U suvning zichligini uning tarkibidagi aralashmalarga va temperaturaga bog'liq ekanligini ham bilgan. Beruniy aniq astronomik va geografik o'lchamlarni ham amalga oshirgan. Hindistonga safari paytida u Er radiusini aniqlash usulini yaratdi. Uning olgan natijasi 1081,66 farsax yoki 6490 km ga teng. U oy tutilishi paytida oy rangining o'zgarishini, Quyosh tutilishida Quyosh toji hodisalarini kuzatdi. Erning Quyosh atrofida aylanishi haqidagi fikrini aytdi. Ulug'bek (1394-1449) tomonidan observatoriya qurilishi, yulduzlarning aniq katalogini va planetalarning harakat jadvalini tuzishi ilmiy tadqiqotlarning "og'irlik markazi" jirta Osiyoga ko'chganligidan dalolat beradi. jirta asrlarga kelib tabiiy fanlar sohasidagi ishlar Evropada rivojlana boshladi.

N.Kopernik, D.Bruno (1548-1600). I.Kepler (1571-1630), G.Galiley (1564-1642), Torichelli (1608-1647), D.Boyl (1627-1691), Mariott (1620-1694), X.Gyuygens (1629-1695), I.Nyuton (1642-1727) kabi olimlarning xizmatlari bizga maktab fizika kursidan yaxshi tanish. XIX asrga kelib fizika fani taraqqiyotiga X.F.Gauss (1777-1855), T.YUng, Malyus, Frenel, Fizo, Volta, Amper, G.Om, Faradey, Lents, Veber, Karno, Mayer, Kirxgof, Tomson, Dalston, Gey-Lyussak, Boltsman, Mendelev, Umov, Gerts, Stoletov, Lebedev, Maykelson, Lorents va boshqa olimlarning ishlari katta hissa qo'shdi.

XX asrga kelib fanda juda katta evolyutsion o'zgarishlar yuz berdi. Masalan A. Eynshteyn tomonidan nisbiylik nazariyasining yaratilishi, radioaktivlikning kashf qilinishi, atomni o'rganish sohasidagi Rezerford va N. Borlarning ishlari, Kvant mexanikasining yuzaga kelishi va x.k.lar shular jumlasidandir.

Fizika fanining hozirgi bosqichdagi rivoji juda katta ko'lamda bo'lib ilmiy-texnika sohasining tez rivojlanishiga olib keldi.

Insonning koinotga chiqishi, ulkan tezlatchiklarning qurilishi, mikroelektronikaning so'ngi yutuqlari, zamonaviy kompyuterlarning yaratilishi va boshqalar ko'plab yangi tabiiy hodisalarni tadqiq qilish va qonuniyatlarni ochib berish imkonini yaratdi.

Fizik modellar

Ko'pgina fizik masalalarni hal qilishda ayrim soddalashtirishlardan foydalaniladi.

Masalan, jismlarning mexanik harakatini o'rganishda material yoki moddiy nuqta tushunchasi kiritiladi. Agar jismning o'lchami uning harakati qaralayotgan masofaga qaraganda e'tiborga olinmas darajada kichik bo'lsa bu jismni moddiy nuqta deb qarash mumkin. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar to'plami deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismni xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemi) deb tasavvur qilish mumkin. Har jismning o'zini bir sharoitda moddiy nuqta deb qarasa, ikkinchi bir sharoitda moddiy nuqta deb aytish mumkin bo'lmaydi.

Absolyut (mutloq) qattiq jism deb ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa uning harakati davomida o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Tabiatda mutloq qattiq jismning o'zi mavjud emas.

Ma'lumki har qanday qattiq jism tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanadi, ya'ni geometrik o'lchamlari, shakli biror darajada o'zgaradi. Lekin qo'yilgan masalaning mohiyatiga qarab ko'p hollarda deformatsiya tufayli bo'ladigan o'zgarishlarni xisobga olmasa ham bo'ladi. Mutloq qattiq jism xar qanday makroskopik jism kabi bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimidan iborat deb tasavvur qilinadi.

Suyuqliklar, gazlar va deformatsiyalanadigan jismlarning harakatini hamda muvozanatini o'rganishda uzluksiz muhit tushunchasi qo'llaniladi. Ma'lumki, har qanday moddiy jism atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, diskret tizimiga ega. Lekin masalani soddalashtirish maqsadida moddani uzluksiz yaxlit muhit deb qarab, uning atom va molekulalardan tuzilganligi e'tiborga olinmaydi.

Mexanika bo'limi predmeti

Fizikaning mexanika bo'limida jismlarning harakat va muvozanat qonunlari o'rganiladi. Materiyaning har qanday o'zgarishi harakatdir. Mexanik harakat deyilganda jismlarning bir-biriga nisbatan ko'chishi yoki o'zaro vaziyatlarining o'zgarishi tushuniladi.

Mexanika asosan ikki bo'limga: kinematika va dinamikaga bo'linadi. Kinematikada harakatni uni yuzaga keltiruvchi sabablarni hisobga olmagan holda o'rganiladi. Dinamikada esa jismlar harakatini o'rganish mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablarga bog'lab olib boriladi, ya'ni dinamika jismlarning o'zaro ta'siri natijasida ularning tinch holatining yoki harakatining o'zgarishini o'rganadigan mexanikaning bir bo'limidir.

Fizikaning mexanika bo'limi o'zining hozirgi taraqqiyot bosqichida Nbyuton (klassik) mexanikasini, relyativistik mexanikani va kvant mexanikasini o'z ichiga oladi. Klassik mexanika makroskopik jismlarning yorug'lik tezligidan juda kichik $v \ll c$ tezliklar bilan qiladigan harakatini o'rganish bilan shug'ullanadi.

Katta tezliklarda, ya'ni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakat qiladigan jismlar va jumladan mikrozarralarning harakat qonunlarini relyativistik mexanikada o'rganiladi. Relyativistik mexanika Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan bo'lib, klassik mexanikaga nisbatan umumlashgan bo'limdir. U klassik (Nbyuton) mexanikasining qonun va qoidalarini inkor qilmaydi, balki uning o'qllanish chegaralarini belgilab beradi. Xususan kichik tezliklarda, ya'ni $v \ll c$ relyativistik mexanika qonunlarini aks ettiruvchi ifodalar klassik mexanika ifodalariga aylanadi.

Ma'lumki, makroskopik jismlar mikrozarralardan – atomlar va molekulalardan, ular esa o'z navbavtida, elektron, proton, neytron kabi zarralardan tashkil topgan. Hozirgi paytga kelib ma'lum bo'lgan mikrozarralar soni oshib ketdi. Mikrozarralarning xususiyatlarini va harakatlarini o'rganish shuni ko'rsatdiki, bular uchun Nbyuton mexanikasining qonunlarini tatbiq qilib bo'lmas ekan, ya'ni bu qonunlarning o'qllanish sohasi chegaralangan ekan. Masalan, klassik mexanikada jismlar yoki mikrozarralarning harakatini izohlashda ularning fazodagi vaziyati vaqtga bog'liq holda muayyan koordinatalar va tezliklar orqali ifodalanadi, ya'ni jismlarning harakati uning aniq traektoriyasi orqali beriladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, masalan elektronlarning atomdagi yoki kristall panjaradagi harakati ancha murakkab tabiatga ega bo'lib, traektoriya haqidagi tushuncha bu holda aniq ma'noga ega emas ekan. Bundan tashqari Nbyuton mexanikasi bir qancha fizikaviy hodisalarni – ferromagnitizm, o'ta oquvchanlik yoki o'tkazuvchanlik va boshqa hodisalarni tushuntira olmadi. Bu muammolarni hal qilish bo'yicha ilmiy tadqiqotlar va tajribalar natijasida fizikada yangi yo'nalish – kvant mexanikasi va u bilan birga yangi tasavvurlar paydo bo'ldi.

Skalyar va vektor fizik kattaliklar. Vektor ustida matematik amallar.

Fazo va vaqt

Fazo va vaqt koinotning fizikaviy manzarasini yaratishda hal qiluvchi, tarixiy, rivojlanib kelayotgan tushunchalardir. Nbyutonning bu haqdagi ta'limoti quyidagicha: *hech qanday jarayondan bog'liq bo'lmagan mutloq (absolyut) fazo va mutloq vaqt mavjuddir; fazo - abadiy mavjud bo'ladigan chegarasiz (cheksiz katta), qo'zg'almas bo'shliq bo'lib, bu bo'shliqda materiya har xil shaklda bo'ladi; fazo bir jinsli bo'lib, hamma yo'nalishlarda xususiyatlari bir xildir; bu bo'shliqning (fazoning) xususiyatlari unda moddalarning qanday taqsimlanishiga hamda qanday harakatlanishiga bog'liq bo'lmaydi va vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.* Bunday O'zgarmas fazoda moddalarning taqsimlanishi va ularning harakatini butun olam tortishish qonuni belgilaydi.

Nbyutonning nuqtai nazarida vaqt mutloq bo'lib, tashqi muhitga va jism harakatiga bog'liq bo'lmagan holda bir tekis o'tadi.

XX asr boshlarida A.Eynshteyn nisbiylikning umumiy nazariyasini yaratdi. Bu nazariyadan koinotning haqiqiy fazosi noevklid fazo ekanligi kelib chiqadi. Mazkur nazariyaga muvofiq, *fazoning geometrik xossalari hamda vaqtning o'tishi tezligi materiyaning fazoda taqsimlanishiga va uning harakatiga bog'liq bo'ladi.*

Nisbiylikning umumiy nazariyasi Nbyutonning fazo va vaqt haqidagi ta'limoti notug'ri degan xulosaga olib kelmaydi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, Nbyutonning ta'limoti faqat astronomik ko'lamlarda olingan fazoning kichik sohalarida va o'sha o'lchovlarga nisbatan qisqa vaqt oraliqlari uchun to'g'ridir. Katta ko'lamlarda metagalaktika ko'lamidagi ($=10^{26}$ m) masofalar bilan bog'liq hodisalarda, shuningdek kuchli gravitatsion maydonlar mavjud bo'lgan joylarda Nbyuton qonunlaridan chetlanishlar sodir bo'ladi. SHuni aytish kerakki, koinotning ayrim uncha katta bo'lmagan sohalarida kuchli gravitatsion maydonlar mavjud bo'lsa, bu sohalarida fazoning egrilanishi va vaqt o'tishi tezligining o'zgarishi sezilarli darajada namoyon bo'ladi.

Mazkur nazariyaga ko'ra vaqt oraliqlari va kesma uzunliklari nisbiy bo'lib, ular qanday sanoq tizimlarida o'lchanayotganligiga bog'liq, ya'ni biror sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan jismning (kesmaning) uzunligi harakatdagi sanoq tizimidagi uzunligidan farq qiladi.

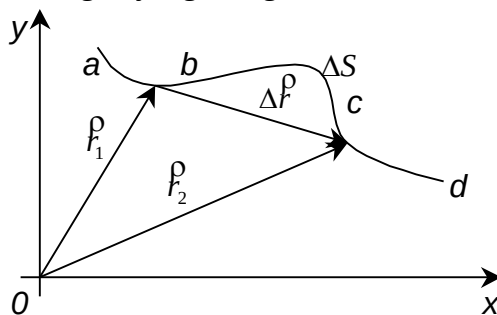
Harakatning kinematik tavsifi.

Harakatning kinematik tavsifi deganda istalgan vaqtda jismning fazodagi vaziyatini boshqa biror jismga nisbatan aniqlash tushiniladi. Jism xarakatini ifodalash zarur bo'lgan yana bir tushuncha – *vaqt*dir. Vaqtни o'lchash uchun qo'llaniladigan asbob – soat sifatida har kanday davriy jarayondan foydalanish mumkin. Erning sutkalik yoki yillik xarakati, mayatnikning tebranma xarakati ham vaqtни o'lchashda keng qo'llaniladi. SHunday qilib, jismning fazodagi vaziyatini belgilash uchun foydalaniladigan koordinatalar sistemasini va vaqtни qayd qilishda qo'llaniladigan asbob – soat birgalikda *sanoq sistemasi* deb ataladi

Moddiy nuqtaning harakat davomida fazoda chizgan chizig'i ("qoldirgan izi") uning traektoriyasi deyiladi. Masalan poezdning traektoriyasi relslardir. Traektoriyaning uzunligi moddiy nuqta bosib o'tgan yo'lga tengdir. Traektoriyaning shakliga qarab moddiy nuqta harakati to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin.

Traektoriyaning b nuqtasida uning vaziyati $\vec{r}_1$ radius vektor orqali ifodalanadi. Biror t vaqtdan so'ng u s nuqtada bo'ladi va bu nuqtada uning vaziyati $\vec{r}_2$ radius-vektor bilan aniqlanadi. Traektoriyaning «bc» qismida moddiy nuqta bosib O'tgan yo'l ΔS ga teng $\vec{r}_1$ va $\vec{r}_2$ radius-vektorlarning ayirmasi, ya'ni b va s nuqtalarni birlashtiruvchi, b nuqtadan s nuqta tomon yo'nalgan $\Delta \vec{r}$ vektor ko'chish deyiladi. ($\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$). Ko'chish vektori ($\Delta \vec{r}$) moddiy nuqtaning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlarini hamda u qaysi yo'nalishda harakat qilayotganini ifodalaydi.

To'g'ri chiziqli harakatda ko'chish vektori traektoriya bilan bir xil bo'ladi va ko'chish vektorining moduli ($|\Delta \vec{r}|$) moddiy nuqta bosib o'tgan yo'lga teng bo'ladi.



Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati.

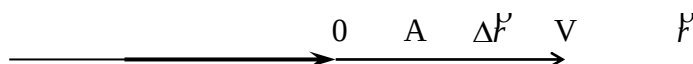
Moddiy nuqta teng vaqtlar oralig'ida teng masofalarni bosib o'tsa, bunday harakat tekis harakat deyiladi. Quyida faqat to'g'ri chiziqli tekis harakat haqida mulohaza yuritamiz. Moddiy nuqtaning harakati qanday jadallik bilan sodir bo'layotganligini tavsiflash uchun tezlik degan tushuncha kiritiladi. Tezlik - son jihatdan vaqt birligi davomida bosib o'tilgan yo'lga teng bo'lgan kattalikdir. Moddiy nuqta Δt vaqt oralig'ida ΔS yo'lni bosib o'tsa tekis harakatdagi tezlik son jihatdan quyidagicha teng bo'ladi:

$$v = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (1)$$

Biror t vaqt davomida moddiy nuqta tekis harakat qilib S yo'lni bosib o'tsa, tezlik quyidagicha ifodalanadi.

$$v = \frac{S}{t} \quad (2)$$

Moddiy nuqtaning qanday tezlik bilan harakat qilishini bilishdan tashqari, u sanoq tizimiga nisbatan qaysi yo'nalishda ketayotganini ham bilish zarur. Demak, tezlik yo'nalishga xam ega bo'lgan kattalikdir, ya'ni u vektor kattalikdir. Harakat to'g'ri chiziqli bo'lganligi tufayli moddiy nuqta $\vec{r}$ radius-vektor bo'ylab harakat qilayapti, deb qarash mumkin.



Sanoq boshini 0 nuqtada olamiz. Aytaylik, kuzatishning dastlabki paytida moddiy nuqta A nuqtada bo'lsin va Δt vaqt davomida u tekis harakat qilib V nuqtaga kelsin. Son jihatdan AV kesmaga teng bo'lgan va A dan V ga tomon yo'nalgan $\Delta \vec{r}$ vektor ko'chishni ifodalaydi. U holda moddiy nuqtaning tekis harakatdagi tezligi quyidagicha teng bo'ladi.

$$v = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (3)$$

Agar moddiy nuqtaning harakati davomida uning tezligi o'zgarib tursa o'rtacha tezlik degan tushuncha kiritiladi.

Masalan: poezd bir shahardan ikkinchi shaharga borishda yo'lni bir qismini 20 m/s, ikkinchi qismini 30 m/s, uchinchi qismini esa 25 m/s tezlik bilan bosib o'tgan bo'lsa, uning o'rtacha tezligi son jihatdan ikki shahar orasidagi masofaning shu masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqtga nisbatiga teng bo'ladi. SHunday qilib, o'rtacha tezlik deb ko'chish vektori $\Delta \vec{r}$ ning shu ko'chish sodir bo'lishi uchun ketgan vaqtga nisbati bilan ifodalanadigan vektor kattalikka aytiladi:

$$v_y = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (4)$$

Bu ifoda Δt ning har qanday qiymati uchun ($t=0$ bo'lgan holdan tashqari) to'g'ridir. Bu to'g'ri chiziqli harakatda (4) formuladagi $\Delta \vec{F}$ ko'chish son jihatdan bosib O'tilgan yo'lga tengdir. SHuning uchun bu ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$v_y = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad \text{yoki} \quad v_y = \frac{S}{t}$$

Moddiy nuqtaning tezligi o'zgarib tursa, odatda oniy tezlik degan tushuncha kiritiladi. *Oniy tezlik vaqt oralig'i cheksiz kichik olinganda o'rtacha tezlikning muayyan t paytidagi qiymatiga teng bo'ladi*, ya'ni oniy tezlik Δt nolga intilganda (4) ifoda intiladigan quyidagi limitga teng.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{F}}{\Delta t} = \frac{d\vec{F}}{dt} = \vec{v} \quad (5)$$

bu erda $\vec{v}$ radius-vektor $\vec{F}$ dan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli xosila belgisining qisqacha yozilishidir. Demak, *moddiy nuqtaning oniy tezligi (muayyan paytdagi tezligi) radius-vektordan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng*. $\vec{v}$ vektorning yo'nalishi $\vec{F}$ ning yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (5) formula keng qamrovli ma'noga ega bo'lib, u egri chiziqli harakat uchun ham qo'llaniladi. SHuning uchun uni oniy tezlik yoki haqiqiy tezlik deb ham ataladi.

To'g'ri chiziqli harakatda $d\vec{F}$ vektorning moduli bosib o'tilgan yo'lga teng bo'lganligi tufayli (5) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$v = \frac{dS}{dt} = \dot{S} \quad (6)$$

ya'ni tezlikning moduli yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi darajali hosilaga tengdir.

Tezlanish. Harakat davomida tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarib tursa, bunday harakat notekis harakat bo'ladi. Notekis harakat tezlanish degan fizikaviy kattalik bilan tavsiflanadi.

Tezlanish deb, tezlikning birlik vaqt davomida o'zgarishini ko'rsatuvchi vektor kattalikka aytiladi. Agar Δt vaqt davomida moddiy nuqtaning tezligi $\Delta \vec{v}$ ga O'zgarsa yuqorida keltirilgan mulohazalarga ko'ra, muayyan paytdagi tezlanish

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

tarzda ifodalanadi. $\vec{v} = d\vec{F}/dt$ ekanligini hisobga olsak, oxirgi tenglik quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{F}}{dt^2} = \ddot{\vec{F}}$$

ya'ni tezlanish vektori tezlik vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki ko'chishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekan.

Oxirgi ikki formuladan ko'rinib turibdiki, SI tizimida tezlanish metr taqsim sekund kvadrat (m/s^2) larda o'lchanadi.

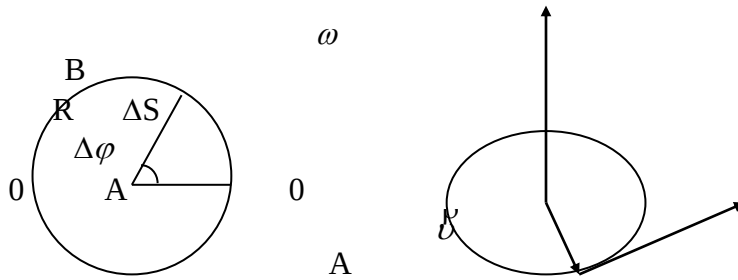
Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

Burchak tezlik va burchak tezlanish.

Moddiy nuqta radiusi R bo'lgan aylana bo'ylab harakat qilayotgan bo'lsin. Uning harakatini tavsiflash uchun burchak tezlik va burchak tezlanish degan tushunchalar kiritiladi. O'zining aylanma harakatida moddiy nuqta Δt vaqt davomida A nuqtadan V nuqtaga ko'chsa, u o'z traektoriyasi bo'ylab ΔS masofani ($AV=\Delta S$) bosib O'tadi; SHu vaqt oralig'ida aylananing (OA) radiusi $\Delta \phi$ burchakka buriladi.

Quyidagi

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (7)$$



kattalik Δt vaqt oralig'idagi o'rtacha burchak tezlik deyiladi. Umuman, *burchak tezlik deb burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi:*

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi} \quad (8)$$

$d\dot{\varphi}$ $\dot{\omega}$ vektor bilan bir tomonga yo'nalgan bo'lib, ularning yo'nalishi parma qoidasi bo'yicha aniqlanadi: *parmani moddiy nuqtaning aylanish yo'nalishida burasak, uning ilgarilanma harakat yo'nalishi $\dot{\omega}$ vektorning yo'nalishini ko'rsatadi.* SHuni aytish kerakki, elementar burchak $d\dot{\varphi}$ vektor kattalik bo'lib, muayyan φ burchak esa skalyar kattalikdir. $d\dot{\varphi}$ burchakni burchak ko'chish deb ham yuritiladi. *Burchak tezlik vektori ($\dot{\omega}$) ning yo'nalishi shartli ravishda aniqlangani uchun bu vektorni psevdovektor deyiladi.* Agar burchak tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa ($\omega = \text{const}$) aylanish tekis aylanish deyiladi va bu harakat aylanish davri (T) hamda aylanish chastotasi (ν) bilan belgilanadi. Aylanish davri - moddiy nuqtaning aylana bo'ylab to'la bir marta aylanishi uchun ketgan vaqtdir. To'la aylanishda (ya'ni $\Delta t = T$ bo'lganda) moddiy nuqta O nuqta atrofida $\varphi = 2\pi$ radian (360°) burchakka buriladi. SHunday qilib, to'la aylanishda (7) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (9)$$

Tekis aylanishda ω kattalik aylanishning doiraviy (yoki tsiklik) chastotasi deyiladi. Birlik vaqt davomidagi aylanishlar soniga aylanish chastotasi (ν) deyiladi, ya'ni

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

Bundan ko'rinadiki, aylanishning doiraviy chastotasi bilan aylanish chastotasi quyidagi bog'lanishga ega:

$$\omega = 2\pi\nu \quad (10)$$

Tekis aylanishda muayyan t vaqt oralig'ida moddiy nuqta aniq biror φ burchakka burilsa, bu burchak (7) ga asosan quyidagicha ifodalanadi.

$$\varphi = \omega t \quad (11)$$

Burilish burchagi $\Delta\varphi$ radianlarda o'lchanganligi uchun burchak tezlik (7) ga asosan radian taqsim sekund (rad/s)larda o'lchanadi. Aylanish chastotasi ν esa bir taqsim sekund (1/s) larda o'lchanadi.

Moddiy nuqtaning ma'lum vaqt oralig'ida o'z traektoriyasi (aylananing yoyi) bo'ylab o'tgan yo'li egrilik radiusi va burilish burchagi bilan ifodalanadi, ya'ni $\Delta S = R\Delta\varphi$ bo'ladi. ΔS masofani moddiy nuqta Δt vaqt davomida o'tgan bo'lsa, uning chiziqli tezligining moduli

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \Delta \varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \omega R \quad (12)$$

Demak, aylana bo'ylab tekis harakatda chiziqli tezlik aylananing radiusiga mutanosib (proportional) ekan. Chiziqli tezlik vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi quyidagicha aniqlanadi: Δt vaqt oralig'ini cheksiz kichik qilib olsak. A nuqta V nuqtaga cheksiz yaqinlashadi va aylana bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning ko'chish vektori ($\Delta \vec{r}$) bu nuqtalarga o'tkazilgan urinma bilan ustma-ust tushadi. Demak, chiziqli tezlik ($v = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$) ning yo'nalishi traektoriya (aylana)ga urinma ravishda harakat tomonga yo'nalgan. (12) formula vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\rho = |\omega \vec{R}| \quad (13)$$

ya'ni aylanma harakatdagi chiziqli tezlik burchak tezlik vektori bilan radius-vektor $\vec{R}$ ning vektor ko'paytmasiga tengdir.

Vaqt o'tishi bilan ω ning qiymati o'zgarib borsa (notekis harakat), bu o'zgarish burchak tezlanish degan vektor kattalik bilan ifodalanadi:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \ddot{\varphi} \quad (14)$$

Bu ifodani (8) ga asosan quyidagicha yozish mumkin

$$\varepsilon = \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \quad (15)$$

ya'ni burchak tezlanish burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli xosilaga yoki burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng.

Chiziqli tezlanish chiziqli tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli xosilaga teng bo'lgani uchun (13) va (15) ga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = R \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = R \varepsilon$$

Demak, chiziqli tezlanish ($\varepsilon = \text{const}$ bo'lganda) aylanish radiusiga mutanosib kattalikdir.

Aylana bo'ylab sodir bo'layotgan tekis tezlanuvchan harakatda Δt vaqt davomida moddiy nuqta φ burchakka buriladi va bu burchak quyidagicha ifodalanadi:

$$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu erda ω_0 - boshlang'ich burchak tezlik.

Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish Markazga intilma va urinma tezlanishlar

Moddiy nuqtaning traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lsa, bu harakat egri chiziqli deyiladi. Egri chiziqli harakatda tezlik vektorining moduli o'zgarishi bilan bir qatorda uning yo'nalishi ham o'zgaradi.

Faraz qilaylik, moddiy nuqta egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakat qilib, Δt vaqt davomida ΔS masofani o'tib, M nuqtadan N kelsin va shu vaqt oralig'ida uning tezligi v_1 dan v_2 ga o'zgargan bo'lsin. Δt vaqt davomida tezlikning son qiymati va yo'nalishi bo'yicha o'zgarishini aniqlab olish

uchun quyidagicha ish ko'ramiz: $\vec{v}_1$ vektorni o'ziga parallel ravishda M nuqtaga ko'chiramiz va $\vec{v}_1$ hamda $\vec{v}_2$ vektorlarning uchlarini $\Delta \vec{v}$ vektor bilan tutashtiramiz.

Vektorlarni ayirish qoidasiga asosan $\Delta \vec{v}$ vektor $\vec{v}_2$ va $\vec{v}_1$ vektorlarning ayirmasidan iborat. Uning yo'nalishi harakat yo'nalishi bilan mos emas. Uni traektoriyaga urinmalar ($\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ yo'nalishlar bo'yicha) va unga tik (normal)

yo'nalishlarga mos keluvchi ikkita tashkil etuvchilarga ajratamiz.

Vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan $\Delta \vec{v}$ vektor $\Delta \vec{v}_\tau$ va $\Delta \vec{v}_n$ vektorlarning yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \vec{v}_n \quad (16)$$

YUqoridagi rasmdan ko'rinib turibdiki, $\Delta \vec{v}$ vektorning $\Delta \vec{v}_\tau$ tashkil etuvchisi Δt vaqt davomida tezlikning son qiymatining o'zgarishini ko'rsatadi. Ma'lumki, vaqt birligi ichida tezlikning o'zgarishi tezlanishni ifodalaydi. Tezlikning son qiymatining birlik vaqt davomida o'zgarishi urinma (tangentsial) tezlanish deyiladi va a_τ bilan belgilanadi. Uni Δt nolga intilgan hol uchun quyidagicha aniqlaymiz:

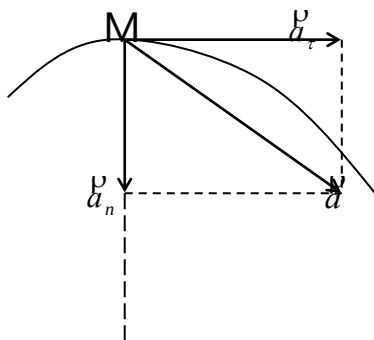
$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_\tau}{\Delta t} = \frac{dv_\tau}{dt} \quad (17)$$

Δt nolga intilganda uning yo'nalishi $\Delta \vec{v}_1$ vektorning M nuqtadagi yo'nalishiga mos keladi.

(16) formuladagi $\Delta \vec{v}$ vektorning ikkinchi tashkil etuvchisi $\Delta \vec{v}_n$ ning limiti $a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t}$ markazga intilma tezlanish deyiladi va u

$$a_n = \frac{v^2}{R} \quad (18)$$

bu erda



tarzda ham ifodalanadi. YUqorida aytilgandek, bu tezlanish egri chiziqli harakatda vaqt birligi ichida tezlik vektorining yo'nalish bo'yicha o'zgarishini ifodalaydi. Demak, markazga intilma tezlanish son jihatdan chiziqli tezlikning kvadratiga mutanosib va traektoriyaning egrilik radiusiga teskari mutanosibdir.

To'liq tezlanish (16) formulaga asosan urinma va markazga intilma tezlanishlar vektor yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (19)$$

$$a^2 = a_\tau^2 + a_n^2 \quad (20)$$

ya'ni, to'la tezlanish modulining kvadrati urinma va markazga intilma tezlanishlar modullari kvadratlarning yig'indisiga teng bo'ladi.

Sinov savollari

1. Fizika fanining ilmiy texnik taraqqiyotidagi roli nimadan iborat?
2. Fizika fani taraqqiyotining muhim bosqichlarini aytib bering.

3. Tabiiy fanlar rivojiga hissa qo'shgan O'rta Osiyolik olimlarning qanday ishlarini bilasiz?
4. Klassik va kvant mexanikasining qo'llanish chegaralarini aytib bering.
5. Relyativistik mexanika nimani o'rganadi?
6. Fizik modellashtirish nima va unga misollar keltiring.
7. Ilgarilanma harakatni xarakterlovchi qanday fizik kattaliklarni bilasiz?
8. Moddiy nuqta harakatida bosib o'tilgan yo'l va ko'chish nima bilan farq qiladi?
9. Jism harakatining tezligi va tezlanishi nima va qanday birliklarda o'lchanadi?
10. Notekis harakatda jism tezligi qanday bo'ladi? Oniy tezlik nima?
11. Egri chiziqli harakatda tezlanish qanday bo'ladi?
12. Aylanma harakatni xarakterlovchi kinematik kattaliklarni aytib bering.
13. Burchak tezlik va burchak tezlanishga ta'rif bering va ifodalarini yozing.

Adabiyotlar:

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 8-12.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 12-32 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 11-33.
4. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 8-16.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 13-19 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie leksii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 142-159.

Moddiy nuqta dinamikasi**Reja**

Nyuton qonunlari. Kuch, massa va impuls tushunchalari. Mexanik sistemalar va ularni turlari

Tayanch iboralar: kuch, massa, impuls, erkin jism, kuchli, elektromagnit, zaif va gravitatsion o'zaro ta'sirlar

Mexanikaning dinamika bo'limida jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bog'lab o'rganiladi. Dinamikaning vazifasi asosan ikki qismdan iborat:

1. Jism harakati ma'lum bo'lsa unga ta'sir etuvchi kuchni aniqlash.
2. Jismga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lgan taqdirda harakat qonunini aniqlash.

Moddiy nuqtaning berilgan vaqtdagi holati uning radius vektori $\vec{r}$ va tezligi $\vec{v}$ bilan, ya'ni uning x, y, z , koordinatalari hamda koordinata o'qlari bo'yicha tezlikning proektsiyalari v_x, v_y, v_z bilan to'la aniqlanadi. N moddiy nuqtadan iborat tizimning berilgan vaqtdagi holati tizimdagi moddiy nuqtalarning radius - vektorlari $\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots, \vec{r}_N$ va ularning tezliklari $\vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N$ bilan ifodalanadi. Demak, har bir moddiy nuqta fazoda 3 tadan erkinlik darajasiga ega bo'lganligi uchun N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning harakatini aniqlovchi kattaliklar $6N$ ga teng bo'ladi.

Kuch. Massa. Impuls

Jismlarning o'zaro ta'siri natijasida ularning harakati o'zgaradi, natijada ular tezlanish bilan harakat kiladilar. Jismlarga beriladigan tezlanishning sababchisi kuchdir.

Kuch-jismni deformatsiyalovchi hamda unga tezlanish beruvchi sababdir.

Tashqi kuch ta'sirida jismlarni harakatga keltirmoqchi bo'lganimizda ularning ko'rsatgan "qarshiligi" va bir xil ta'sirida ularning olgan har xil tezlanishlari har bir jismning o'ziga xos xususiyati bilan aniqlanadi. Jismlarning bu xususiyatini inertlik deyiladi. Jism inertligining o'lchovi massa deb ataladi. Demak, jismning massasi naqadar katta bo'lsa, uning inertligi ham shu qadar oshadi. Massa jismning eng asosiy hossalardan biridir.

Tajribalarning ko'rsatishicha shakllari bir xil, massalari esa m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta'sir etsak, ular olgan tezlanishlar (a_1 va a_2) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya'ni

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (1)$$

Tajribalarning ko'rsatishicha, massa additiv kattalikdir, ya'ni jism massasi uning ayrim bo'laklari massalarining yig'indisiga teng. Mexanik tizimning massasi tizimning tarkibiga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig'indisiga teng.

Harakatdagi jism massasi bilan tezligining ko'paytmasi jismning impulsi deyiladi:

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (2)$$

Jism impulsi – tezlik vektori yo'nalishidagi vektor kattalikdir, n ta moddiy nuqta (yoki n ta jism) dan iborat mexanik tizimni olib qarasak, uning impulsi undagi moddiy nuqtalar impulslarining vektor yig'indisiga teng.

$$\vec{P} = \sum \vec{p}_i = \sum m_i \cdot \vec{v}_i \quad (3)$$

bunda $\vec{p}_i, m_i$ va $\vec{v}_i$ lar tizimga kiruvchi i -nchi moddiy nuqtaning mos ravishda impulsi, massasi va tezligidir.

Impul'sni ifodalovchi (2) va (3) formulalar «sekin» harakatlar uchun tug'ridir. «Sekin» harakat deganda jismning tezligi (v) yorug'likning vakuumdagi tezligi ($c=3 \cdot 10^8$ m/s)ga nisbatan juda kichik ($v \ll c$) tezlik bilan sodir bo'layotgan harakatni tushunamiz.

Newtonning birinchi qonuni. Inertsial sanoq tizimlari.

Dinamikaning asosini Newtonning uchta qonuni tashkil etadi. Newtonning birinchi qonuni quyidagicha tariflanadi: *jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, u tinch holatda bo'ladi yoki o'zining to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.*

To'g'ri chiziqli tekis harakatdagi jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa u tezlanishsiz harakat qiladi, ya'ni jism o'z inertsiasini bilan to'g'ri chiziqli tekis harakatini abadiy davom ettiradi. SHuning uchun Newtonning birinchi qonuni inertsia qonuni deyiladi.

Jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa uni erkin jism deyiladi.

Newtonning birinchi qonunida to'g'ri chiziqli tekis (tezlanishsiz) harakatni ko'zda tutilgani tufayli bu qonun barcha sanoq tizimlarida bajarilavermaydi. *Newtonning birinchi qonunini qanoatlantiradigan sanoq tizimlari inertsial sanoq tizimlari deyiladi.* Boshqacha qilib aytganda, inertsial sanoq tizim deb, shunday sanoq tizimga aytiladiki, unda erkin jism tinch holatda bo'ladi yoki o'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi.

O'z-o'zidan ravshanki, agar biror inertsial tizimni tanlab olgan bo'lsak, u holatda unga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan boshqa sanoq tizimlari ham inertsial sanoq tizimi bo'ladi.

Newtonning ikkinchi qonuni. Jismning harakat tenglamasi

Newtonning ikkinchi qonuni dinamikaning asosiy qonuni hisoblanadi va quyidagicha ta'riflanadi: *tashqi kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi shu kuchga mutanosib (proportsional) va uning massasiga teskari mutanosibdir, ya'ni:*

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (4)$$

Bu ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (5)$$

Tezlanish vektori ($\vec{a}$) ta'sir etuvchi kuch ($\vec{F}$) yo'nalishi tomonga yo'nalgan. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, massasi m bo'lgan jismning olgan tezlanishi ta'sir etuvchi kuchga mutanosibdir.

Bir vaqtning o'zida jismga bir necha kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsa, natijaviy kuch ta'sir etuvchi barcha kuchlarning vektor yig'indisi sifatida aniqlanadi (masalan, og'irlik kuchi ta'sirida qiya tekislik bo'ylab harakat qilayotgan jismga ta'sir etuvchi natijaviy kuch og'irlik kuchining qiya tekislik bo'ylab tashkil etuvchi bilan ishqalanish kuchining vektor yig'indisiga teng bo'ladi):

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i \quad (6)$$

(6) ifoda kuchlarni qo'shish (superpozitsiya) qoidasining mazmunini ifodalaydi. Bu qoida quyidagichadir: *jismga qo'yilgan kuchlardan har birining ta'siri jismning tinch holatda yoki harakatda ekanligiga, unga ta'sir etuvchi boshqa kuchlarning soni va tabiatiga bog'liq emas.* Bu qoida kuchlar ta'sirining mustaqilligi qonuni deb ham yuritiladi.

Agar $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ ekanligini e'tiborga olsak, Newtonning ikkinchi qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (7)$$

Jismning massasi o'zgarmas kattalik bo'lgani uchun uni differentsial ishorasi ostiga kiritamiz va $m\vec{v}$ jism impul'sining ifodasi ekanini nazarda tutib (7) ni quyidagicha yozamiz.

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (8)$$

Bu ifoda Nyuton ikkinchi qonunining asosiy ko'rinishlaridan biri bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *jism impulsining o'zgarish tezligi ta'sir etuvchi kuchga teng va u bilan bir xil yo'nalishiga ega. Boshqacha aytganda, jism impulsining vaqt bo'yicha hosilasi unga ta'sir etayotgan kuchga teng.*

Massasi m bo'lgan jismga bir vaqtning o'zida bir necha $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n)$ kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, uning olgan tezlanishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{a} = \sum_i \vec{a}_i = \sum_i \frac{\vec{F}_i}{m} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (9)$$

bu erda $\vec{F}$ - jismga ta'sir etayotgan barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bo'lib, u parallelogramm qoidasi bo'yicha aniqlanadi. SHu narsaga alohida e'tibor berish kerakki, (4), (5), (6) va (8) formulalarda keltirilgan $\vec{F}$ kuch amalda jismga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisini aks ettiradi, mazkur formulalardagi tezlik va tezlanishlar esa inertsial sanoq tizimiga nisbatan aniqlanadi.

Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalovchi (8) formula (hamda unga teng ma'noli bo'lgan 7 formula) jismning harakat tenglamasi deyiladi.

Nyutonning uchinchi qonuni

Nyutonning uchinchi qonuni uning birinchi va ikkinchi qonunlari singari tajriba natijalariga asoslangan bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *ikki jismning o'zaro ta'sirlashish kuchlarni son jihatdan o'zaro teng va yo'nalishi bo'yicha qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan.* Bu qonunlarning analitik ifodasi quyidagicha yoziladi:

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

Bu erda $\vec{F}_{12}$ va $\vec{F}_{21}$ kuchlar ikkita alohida-alohida jismlarga qo'yilgandir; xususan $\vec{F}_{12}$ ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga ta'sir etuvchi kuch, $\vec{F}_{21}$ esa birinchi jism tomonidan ikkinchi jismga ta'sir etuvchi kuch bo'lib, bu kuchni odatda aks ta'sir kuchi deyiladi.

Bu ifodadagi manfiy ishora kuchlarning qarama-qarshi tomonga yo'nalishini aks ettiradi. SHu narsani alohida ta'kidlash lozimki, kuchlarni ta'sir va aks ta'sir kuchlariga shartli ravishda ajratiladi, aslida esa ikkala kuchning tabiati bir xil bo'lib, ular o'zaro ta'sir kuchlaridir.

O'zaro ta'sir kuchlari har bir muayyan holda turli fizik tabiatga ega bo'lishi mumkin: jismlar bir-biriga bevosita tekkanda yoki ular to'qnashganda yuz beradigan o'zaro ta'sir kuchlari (kontakt kuchlari); gravitatsiya maydoniga kiritilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar; elektr maydoniga kiritilgan zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar; magnit maydoniga kiritilgan tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchlar va xokazo.

Tabiatdagi o'zaro ta'sir turlari.

Tabiatda yuz beradigan har bir hodisa va jarayonlar asosida 4 xil o'zaro ta'sir yotadi. Bularga kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlar kiradi. Har bir o'zaro ta'sir o'ziga hos xususiyatlariga ega bo'lib ta'sir vaqti va doimiysi bilan xarakterlanadi.

Kuchli o'zaro ta'sir "subatom" zarralar orasida (adronlar-proton, neytron, pi mezonlar va boshqalar) juda qisqa masofalarda (10^{-13} sm) va vaqt davomida (10^{-23} sek) yuz beradi.

Ikkita zarralarning kuchli o'zaro ta'siri natijasida ko'plab yangi zarralar paydo bo'ladi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralar va kvantlar orasida yuz beradi. jzaro ta'sir vaqti (10^{-11} ÷ 10^{-20}) sek ga teng. Kuchsiz o'zaro ta'sir asosan zarralarning emirilishida kuzatiladi. Neytronning protonga, *Pi* mezonlarning myu mezonlarga emirilishi va

boshqalar kuchsiz o'zaro ta'sir natijasida yuz beradi. jzaro ta'sir vaqti 10^{-10} sekdan bir necha o'n minutlar oralig'ida bo'ladi. Har bir o'zaro ta'sir maydon "kvantlar"i deb ataladigan zarrachalar va kvantlar vositasida yuz beradi. Kuchli o'zaro ta'sir "kvanti" "glyuonlar", elektromagnit o'zaro ta'sir kvanti "γ-kvantlar", kuchsiz o'zaro ta'sir kvanti Z^0 va $W^\pm$ "bozonlar", gravitatsion o'zaro ta'sir "gravitonlar" deb ataladigan kvantlar vositasida yuz beradi.

YUqorida sanab o'tilgan o'zaro ta'sirlar orasida eng kuchsizi gravitatsion o'zaro ta'siridir. Bu ta'sir vaqti va masofasi juda katta bo'lib har qanday massaga ega bo'lgan jismlar va ularni tashkil qilgan zarrachalar orasida yuz beradi.

Gravatatsion o'zaro ta'sir qonunini birinchi bo'lib Nbyuton kashf qilgan va fanga "Butun olam tortishish qonuni" nomi bilan kirgan. Bu qonunga asosan *massalari m_1 va m_2 bo'lgan har qanday jismlar r masofadan turib massalarning ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaning kvadratiga teskari propartsional kuch bilan o'zaro ta'sirlashadilar*, ya'ni:

$$F = \gamma m_1 m_2 / r^2$$

Proportsionallik koeffitsienti $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2/\text{kg}^2$ gravitatsion doymisi deyiladi.

Klassik mexanikaning qo'llanish chegarasi.

Klassik mexanika yoki Nbyuton mexanikasining qo'llanilishining 2-chegarasi mavjud. Birinchidan, Nbyuton mexanikasi yorug'lik tezligidan juda kichik tezliklar bilan harakat qiluvchi jismlar uchun qo'llanilishi mumkin. YOrug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanadigan jism (zarra)larning harakat qonunlarini relyativistik mexanika o'rganadi.

Ikkinchidan, Nbyuton mexanikasini mikrozarralar harakati uchun qo'llab bo'lmaydi. Nbyuton mexanikasida harakatdagi jismning istalgan paytdagi holati uning aniq koordinatalari (x, y, z) va tezligi (v_x, v_y, v_z) yoki impulsini (P_x, P_y, P_z) orkali aniklanadi. Harakatdagi jismning istalgan paytdagi koordinatalari va tezligi aniqlangan bo'lsa, uning fazodagi traektoriyasi ham ma'lum bo'ladi.

Kvant mexanikasi tasavvurlariga ko'ra harakatdagi mikrozarralarning holatini uning koordinatalari va tezliklarining aniq qiymatlari orqali aniqlab bo'lmaydi; *ixtiyoriy olingan biror paytda harakatdagi mikrozarralarning koordinatasi qancha kichik xatolik bilan aniqlansa, uning impulsini aniqlashdagi xatolik Δp shuncha katta bo'ladi*. Bu xatoliklar orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$\Delta x \Delta p \leq h \text{ yoki } \Delta x m \Delta v_x \leq h$$

Bu munosabatlarga Geyzenbergning noaniqlik munosabati deyiladi.

Bu munosabatlarga asosan mikrozarralar koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq o'lchab bo'lmaydi. Aniqlashdagi xatolik ($\Delta p, \Delta x$) lar o'lchash metodikasida yo'l quyiladigan xatoliklarga bog'liq bo'lmasdan, zarralarning to'lqin xususiyatiga ega ekanligidan kelib chiqadi. Xulosa qilib aytganda mikrozarralarning harakati Nbyuton mexanikasidagi "moddiy nuqta" harakati tushunchasiga nisbatan ancha murakkab bo'lib, undagi "traektoriya bo'ylab harakat" tushunchasini mikrozarralarga hamma vaqt ham tadbqiq qilib bo'lmaydi.

Sinov savollar

1. Kuch nima va u qanday birliklarda o'lchanadi?
2. Jism impuls nima va u qanday birliklarda o'lchanadi?
3. Nbyutonning birinchi qonunini ta'riflab bering.
4. Qanday sanoq sistemani inertsiyal deyiladi.
5. Nima uchun Er bilan bog'langan sanoq sistema noinertsiyal?
6. Kuchlarning mustaqillik printsiipi nimadan iborat.
7. Nbyutonning ikkinchi qonuniga ta'rif bering.
8. Ilgarlanma xarakat dinamikasining asosiy tenglamasi ifodasini yozing.
9. Nbyutonning uchinchi qonunini ta'riflang.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 15-17.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 38-42 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 34-36, 44-51.
4. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 17-26.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 23-30 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 160-168.
7. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom VII. str. 233-259.

3-ma'ruza
TABIATDA KUCHLAR VA ULARNING XUSUSIYATLARI
Reja

Deformatsiya va uning turlari. Mexanik kuchlanish. Guk qonuni. YUng moduli, elastiklik va ishqalanish kuchlari. Butun olam tortishish qonuni. Og'irlik kuchi. Gravitatsion maydon va uning kuchlanganligi.

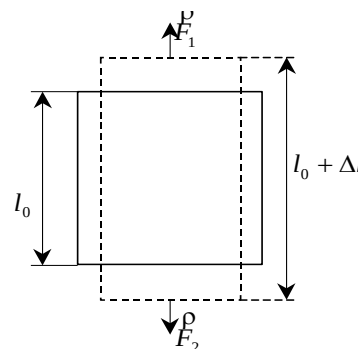
Tayanch iboralar: deformatsiya, mexanik kuchlanish,absolyut va nisbiy deformatsiya, gravitatsion maydon,

Elastiklik kuchlari. Guk qonuni

Tabiatda mutloq qattiq jismlar yo'q va har qanday real qattiq jismlar biror tashqi kuch ta'sirida o'z shakli va o'lchamlarini o'zgartiradilar ya'ni deformatsiyalanadilar.

Agar tashqi kuch ta'siri yo'qolganda jism o'z shakli va o'lchamlarini qayta tiklasa deformatsiya elastik deformatsiya deyiladi, aks holda deformatsiya plastik yoki qoldiq deformatsiya deyiladi.

Uzunligi l va ko'ndalang kesimi S bo'lgan va uchlariga F_1 va F_2 kuchlar qo'yilgan sterjenni ko'raylik. Bu kuchlar o'zaro teng bo'lib ularning ta'sirida sterjenning uzunligi Δl ga o'zgarsin. CHo'zilishda Δl ishorasi musbat, siqilishda esa manfiy bo'ladi.



Birlik ko'ndalang kesim yuzasiga ta'sir qiluvchi kuchga mexanik kuchlanish deyiladi, ya'ni:

$$\sigma = F/S \quad \dots (1).$$

Agar kuch normal yo'nalishda qo'yilgan bo'lsa kuchlanish normal kuchlanish, agar yuzaga urinma yo'nalishida qo'yilsa tangentsial kuchlanish deyiladi.

Jism deformatsiyasining miqdor jixatdan xarakterlovchi kattalik nisbiy deformatsiya hisoblanadi. Sterjen uzunligining nisbiy uzayishi:

$$\varepsilon = \Delta l / l_0 \quad \dots (2)$$

Ingiliz fizigi R.Guk nisbiy uzayish ε va kuchlanish σ bir-biriga to'g'ri proporsional ekanligini tajribada aniqladi:

$$\sigma = E\varepsilon \quad \dots (3)$$

Proporsionallik koeffitsienti E -YUng moduli deyiladi. (3) dan ko'rinadiki, YUng moduli nisbiy uzayishi birga teng bo'lgandagi kuchlanish bilan aniqlanadi. (1), (2) va (3) larga asosan

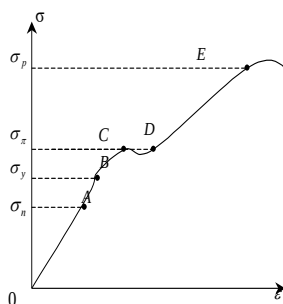
$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES} \text{ yoki } F = \frac{ES}{l_0} \Delta l = k\Delta l$$

ya'ni $F = k\Delta l \quad \dots (4)$ bu erda k - elastiklik koeffitsienti.

Jism deformatsiyalanganda uni o'z holatiga qaytaradigan ichki kuch- elastiklik kuchi paydo bo'ladi. Elastiklik chegarasida jism deformatsiyalanganda $F = -F_{el}$ u holda

$$F_{el} = -k\Delta l \quad \dots (5)$$

Bunga Guk qonunining boshqacha ko'rinishi ham deyiladi.



Qattiq jismlar deformatsiyasi fakat ma'lum chegaradagina Guk qonuniga buysunadi. Deformatsiya va kuchlanish orasidagi bog'lanishni kuchlanish diagrammasi ko'rinishida tasvirlanadi.

Diagrammadan ko'rinadiki, Guk tomonidan aniqlangan $\sigma(\varepsilon)$ -chiziqli bog'lanish qisqa interval chegarasida bajariladi (OA) Bu chegaraga proporsionallik chegarasi (σ_n) deyiladi.

Kuchlanish oshishi bilan, elastiklik chegarasi (σ_u) gacha elastiklik saqlanadi va qoldiq deformatsiya hosil bo'lmaydi (AV).

Oquvchanlik chegarasi (σ_T) gacha koldik deformatsiya paydo bo'ladi (VS).

Oquvchanlik chegarasi (σ_T) dan boshlab deformatsiya kuchlanishdan bog'liq bo'lmay oshadi (SD). Bu sohaga oquvchanlik sohasi deyiladi.

Har bir qattiq jism uchun mustahkamlik chegarasi (σ_R) mavjud bo'lib kuchlanishning bu qiymatidan boshlab jism uzilib (buzilib) ketadi.

Ishqalanish kuchlari

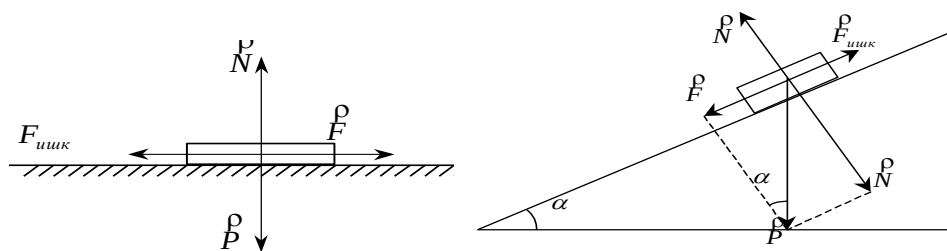
Tajribadan ma'lumki bir jism boshqa bir jism yuzasida sirpanib harakatlanayotgan bo'lsa va bu jismga boshqa jismlar ta'sir qilmayotgan bo'lsa harakatdagi jism vaqt o'tishi bilan to'xtaydi. Bunga sabab bir-biriga sirpanayotgan jismlar orasida yuzaga keladigan ishqalanish kuchidir. Ishqalanish kuchlari sirpanayotgan jismlarning nisbiy tezliklariga bog'liq. Ishqalanish kuchlari tabiati xar-xil bo'lib, ularning ta'siri natijasida jism mexanik energiyasi ichki energiyaga aylanadi.

Tashqi (quruq) va ichki (suyuq yoki qovushqoq) ishqalanish kuchlari mavjud. Bir-biriga tegib sirpanayotgan jismlar orasida paydo bo'ladigan ishqalanish kuchi tashqi ishqalanish kuchi bo'ladi. Bir-biriga tegib turgan jismlar tinch turganlarida tinchlikdagi ishqalanish kuchlari ta'sir qiladi. Harakatdagi jismlar orasida esa sirpanish, dumalanish va boshqa ishqalanishlar yuzaga keladi.

Tashqi ishqalanish kuchlari sirpanayotgan jismlarning bir-biriga tegib turadigan yuzalarining "g'adir-budurligi" tufayli yuzaga keladi. YUzalar silliq bo'lsa ishqalanish molekulalarning o'zaro tortishish kuchlari tufayli yuzaga keladi.

Biror tekislikda F-kuch ta'sirida sirpanayotgan jismni harakatini qaraylik. $F \geq F_{ishq}$ bo'lgan holdagina jism harakatga keladi.

Frantsuz fiziklari G.Amonton (1663-1705) va SH.Kulon (1736-1806) tajriba yo'li bilan quyidagi qonunni topdilar: *sirpanish ishqalanish kuchi (F_{ishk}), bir jismning ikkinchi jismga ta'sirini belgilovchi normal bosim kuchi (N) ga proporsional (mutanosib)dir*, ya'ni: $F_{tr} = kN$. Bu erda k- sirpanish ishqalanish koeffitsienti bo'lib, jismlar yuzalarining xususiyatlaridan bog'liqdir.



Agar jism qiyalik burchagi α bo'lgan qiya tekislikda turgan bo'lsa, u xolda og'irlik kuchining tangentsial tashkil etuvchisi F ishqalanish kuchiga teng yoki katta ($F \geq F_{ishq}$) bo'lsa harakatga keladi.

CHegaraviy hol uchun $F = F_{ishq}$ yoki rasmga asosan $P \sin \alpha = kN = kP \cos \alpha$. Bundan $k = \tan \alpha$.

Silliq yuzalar uchun molekulalararo o'zaro tortish kuchlarining roli namoyon bo'la boshlaydi. SHuning uchun B.V. Deryagin tomonidan sirpanish ishqalanish uchun quyidagi qonun taklif etilgan:

$$F_{ishq} = k_h(N + Sp_0)$$

Bu erda p_0 molekulalar orasidagi tortish kuchi tufayli yuzaga keladigan va ular orasidagi masofa oshganda keskin kamayadigan qo'shimcha bosim, S- jismlarning bir-biriga tegib turadigan qismlarining yuzasi.

k_x - haqiqiy ishqalanishkoeffitsienti.

Gravitatsion maydon. Jismlarning o'zaro tortishishini ifodalovchi qonun Nbyuton tomonidan aniqlangan bo'lib, u *butun olam tortishish qonuni*, ba'zan *gravitatsiya qonuni* deb yuritiladi: *ixtiyoriy ikki nuqta ular joylashgan muxitdan qat'iy nazar massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional, va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan F_{12} va F_{21} kuchlar bilan tortishadi*, ya'ni:

$$F_{21} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{r_{21}}{r} \quad (6)$$

bunda F_{12} – birinchi moddiy nuqtaning ikkinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi, γ – gravitatsion doimiy, m_1 va m_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi moddiy nuqtalarning massalari, r – moddiy nuqtalar orasidagi masofa.

Gravitatsion doimiyning qiymati massalari 1 kg dan bo'lgan ikki moddiy nuqta orasidagi masofa 1 m bo'lganda ular orasida o'zaro tortishish kuchining miqdoriga teng. Gravitatsion doimiyning qiymati quyidagicha

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

Gravitatsion kuchlar ta'siri seziladigan fazo soxasi esa *gravitatsion maydon*, yoxud tortishish maydoni deb ataladi.

Gravitatsion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi sifatida maydonning muayyan nuqtasiga kiritilgan birlik massali «sinov jism» ga ta'sir etadigan kuch bilan xarakterlanuvchi kattalik qabul qilinadi va uni g bilan belgilanadi:

$$g = \frac{F_c}{m_c} = -\gamma \frac{m}{r^2} \frac{1}{r}.$$

Erning tortishish maydoni. Er deb ataluvchi sayyoramiz ellipsoid shaklida bo'lib uning ekvatorial va qutb radiuslari $\sim 21,4$ km ga farq qiladi. Lekin unchalik katta aniqlik talab qilinmaydigan hisoblarda bu farqni e'toborga olmasa ham bo'ladi. SHuning uchun Erning o'rtacha radiusi $R_{Er} = 6371$ km va massasi $m_{Er} = 5,978 \cdot 10^{24}$ kg bo'lgan sharsimon jism deb qabul qilinadi. Erning tortishish maydoni kuchlanganligining miqdori

$$|g| = \gamma \frac{m_{Ep}}{R_{Ep}^2} \quad (7)$$

Er sirtidan uzoqlashilgan sari G ning qiymati kamayib boradi. Er sirtidan h balandlikdagi nuqtalarda uning qiymati

$$|g_h| = \gamma \frac{m_{Ep}}{(R_{Ep} + h)^2}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Erning tortishish maydonida o'z xoliga qo'yib yuborilgan jism g tezlanish bilan tekis tezlanuvchan xarakat qilib Er tomon tusha boshlaydi. Mazkur xarakatni *erkin tushish*, g – tezlanishni esa *erkin tushish tezlanishi* deb ataladi va qiymati $9,7805 \text{ m/s}^2$ dan (ekvator) $9,8222 \text{ m/s}^2$ gacha (kutblarda) intervalda o'zgaradi.

Og'irlik kuchidan tashqari jismning og'irligi degan kattalik ham kiritilgan. Jismning og'irligi deganda Erning tortish kuchi natijasida uning tayanchga yoki osmaga ko'rsatadigan ta'sir kuchiga aytiladi. Jism og'irligining son qiymati $p' = m(g \pm a)$ formuladan topiladi. Agar jism tayanch bilan birgalikda tortishish (gravitatsion)

tezlanishi yuqoriga yo'nalgan

maydonda vertikal xarakati davomida a – bo'lsa «+» ishora olinadi, agar

tezlanish pastga yo'nalgan bo'lsa «-» ishora olinadi. Demak, jismning og'irligi son qiymati jihatidan og'irlik kuchidan farq qilishi mumkin ekan. $p' > p$ bo'lgan holatni «yuklanish» (peregruzka) holati deyiladi. $p' = 0$ holatni vaznsizlik holati deyiladi. Agar jism tinch turgan bo'lsa $p' = p = mg$ bo'ladi.

Sinov savollari.

1. Ilgarilanma va aylanma xarakatdagi inertsia kuchlarini aytib bering.
2. Tabiatda qanday kuchlarni bilasiz?
3. Tabiatdagi o'zaro ta'sir turlarini sanab bering.
4. Og'irlik kuchi va jism og'irligiga ta'rif bering.
5. Qanday kuchga elastiklik kuchi deyiladi?
6. Guk qonunini ta'riflang
7. Ishqalanish kuchi nimalarga bog'liq bo'ladi.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 13-17.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 38-50 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 34-43.
4. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 17-26.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 30-36 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 178-180.
7. CH. Kittel', U. Nayt, M. Ruzerman. Berklevskiy kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Moskva. «Nauka», 1983 g. str. 88-92; 94-100.

Impuls va uning saqlanish qonuni. Mexanik ish, quvvat va energiya: kinetik va potentsial. Mexanikada energiyaning saqlanish qonuni
Tayanch iboralar: impuls,energiya,kinetik va potentsial energiya,mexanik ish,quvvat,inertsiya markazi,

Impulsning saqlanish qonuni jismlar tizimi uchun muxim ahamiyat kasb etadi. Jismlar tizimi yoki soddagina "tizim" deganda o'zaro ta'sirlashuvchi bir nechta jismlar to'plamini tushunamiz. Tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa, bunday tizim berk tizim deyiladi. Quyosh tizimi juda katta aniqlik bilan berk tizim bo'la oladi. Biz yashab turgan tabiiy sharoitlarda esa berk tizim mavjud emas, chunki Er sirtidagi har qanday tizimga uch bo'lmaganda Erning tortish kuchi ta'sir etadi. Lekin tizimdagi jismlarning ta'sir kuchlariga nisbatan tashqi kuchlar hisobga olinmasa yoki hisobga olinmaslik darajasida kichik bo'lsa, bunday tizimni berk tizim deb qarash mumkin.

Tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlarini **ichki kuchlar** deyiladi. Tizim uchun impulsning saqlanish qonuni Nyutonning ikkinchi hamda uchinchi qonunlariga asoslangan va bu haqdagi mulohazalar inertial sanoq tizimiga nisbatan olib boriladi. Dastlab n ta jismli berk tizimni olib qaraylik. Tizim berk bo'lganligi tufayli unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng, ya'ni tizimda faqat ichki kuchlarga mavjud. Tizimdagi n ta jismning har birining impulsini $P_1, P_2, \dots, P_n$ deb belgilasak, tizim impulsini

tarzida ifodalanadi, bu orada $\vec{P}_i = m_i \vec{v}_i$ – jismning impulsi. Berk tizimdagi har bir jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozamiz:

$$\frac{d}{dt}(m_n \varrho_n) = F_{n1}^\varrho + \dots + F_{n,n-1}^\varrho \quad ,$$

bunda $\vec{F}_{12}$ - birinchi jismga ikkinchi jism tomonidan ta'sir etuvchi kuch; $\vec{F}_{21}$ - ikkinchi jismga birinchi jism tomonidan ta'sir etuvchi kuch va hakozi. Ravshanki, tizimdagi hamma jicmlar o'zaro ta'sirlashadilar.

Umumiy holda (1) ifodani

tarzida yozamiz, bu formulaning o'ng tomoni tizimdagi ichki kuchlarning vektor yig'indisini aks ettiradi. Tizimdagi biror jismning shu tizimdagi boshqa bir jism bilan o'zaro ta'siri Nyutonning uchinchi qonuniga bo'ysunadi:

$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, $\vec{F}_{13} = -\vec{F}_{31}$, $\vec{F}_{23} = -\vec{F}_{32}$ va hakozo. Umumian olganda i - jism j - jismga $\vec{F}_{ij}$ kuch bilan ta'sir etsa, j - jism ham i - jismga $\vec{F}_{ji}$ kuch bilan ta'sir etadi:

Binobarin, (2) tenglikning o'ng tomonida ifodalangan ichki kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng:

$$\sum_i \vec{F}_{iR} = 0 \quad (i \neq R, \quad i, \quad R = 1, 2, \dots, n). \quad (3)$$

Demak, berk tizim uchun

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = 0$$

Ifoda hosil bo'ladi. Bu ifodadan:

$$\vec{p} = \sum_i m_i \vec{v}_i = \text{const}. \quad (4)$$

degan xulosaga kelamiz. (4) ifoda berk tizim uchun impulsning saqlanish qonuni ifodalaydi: *berk tizimning impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi*. Boshqacha aytganda berk tizim ayrim jismlarning impulslari vaqt o'tishi bilan o'zgarsada, uning impulsi o'zgarmay qoladi. Bu erda zikr etilgan o'zgarishlar shunday sodir bo'ladiki, masalan, tizimdagi biror jismning impulsi kamaysa, shu tizimdagi boshqa jismning impulsi shuncha oshadi.

Tizimga tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsa, u berk tizim bo'la olmaydi va bunday tizim uchun impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. Bunday tizim uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \sum_i \vec{F}_{iR} + \vec{F}_T \quad (i = R_i = 1, 2, \dots, n),$$

Bu erda $\sum_i \vec{F}_{iR}$ - ichki kuchlarning vektor yig'indisi; $\vec{F}_T$ - tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi. (3) ga asosan ichki kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng ekanligini e'tiborga olsak, bu tenglik quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \vec{F}_T \quad (5)$$

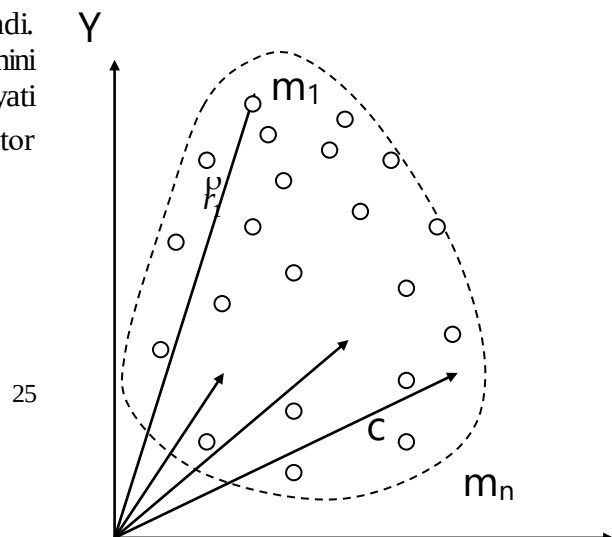
Bu tenglama mexanik tizim impulsining o'zgarish qonunini ifodalaydi; tizim impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga teng.

Inertsia markazi va uning saqlanish qonuni

Ko'p hollarda bir necha jismdan iborat mexanik tizimning harakat qonunlarini o'rganish bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bunday tizimning harakat qonunlarini o'rganishda mazkur tizim tarkibidagi jismlarning unda qanday taqsimlanganligini yoki bu jismlar bir-biriga nisbatan tizimda qanday joylashganligini bilish zaruriyati tug'iladi. SHu munosabat bilan inertsia markazi degan tushuncha kiritiladi.

Inertsia markazi va og'irlik markazi degan tushunchalar orasida quyidagi farq borilagini esdan chiqarmaslik kerak: og'irlik markazi - bir jinsli og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchunгина ma'noga ega; inertsia maydoni esa hech qanday maydon bilan bog'liq emas va ixtiyoriy mexanik tizim uchun o'rinlidir. Og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchun inertsia markazi va og'irlik markazi bir-biri bilan mos tushadi, ya'ni bir nuqtada joylashgan bo'ladi. Inertsia markazi massaning taqsimlanishini tasvirlovchi geometrik nuqta bo'lib, uning vaziyati koordinatalar boshiga nisbatan $\vec{r}_c$ radius - vektor bilan quyidagicha aniqlanadi.

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n},$$



$$\rho_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i \rho_i, \quad (6)$$

ya'ni bu erda m_i – tizimga mansub i – jism-ning massasi; ρ_i – koordinatalar boshi 0 ga nisbatan i -jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor: $m = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ - tizimning umumiy massasi

Inertsia markazining saqlanish qonuni. Massaning additivligi.

Faraz qilaylik, n ta jismdan iborat tizim fazoda harakatlanayotgan bo'lsin. Tizim inertsia markazini aniqlovchi radius-vektor ρ_c dan vaqt bo'yicha olingan xosila inertsia markazining tezligini ifodalaydi:

$$\dot{\rho}_c = \frac{d\rho_c}{dt} \quad (7)$$

(6) formulani (7) qo'yib, inertsia markazining tezligi uchun

$$\dot{\rho}_c = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{m} \sum_i m_i \rho_i \right) = \frac{1}{m} \sum_i m_i \frac{d\rho_i}{dt} = \frac{1}{m} \sum_i m_i \dot{\rho}_i = \frac{1}{m} \sum_i \dot{p}_i \quad (8)$$

ga ega bo'lamiz: bu erda $\dot{\rho}_i$ va $\dot{p}_i$ mos ravishda i - jismning tezligi va impuls; ravshanki

$$\dot{p} = \sum_i \dot{p}_i = \sum_i m_i \dot{\rho}_i \quad (9)$$

tizimni to'la impuls bo'lib, ko'pincha $\dot{p}$ - inertsia markazining impuls ham deyiladi; m - tizimning umumiy massasi, ya'ni

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_i m_i \quad (10)$$

Endi (9) ni ko'zda tutib, (8) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\dot{\rho}_c = \frac{\dot{p}}{m} \text{ yoki } \dot{p} = m \dot{\rho}_c \quad (11)$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan tizimning to'la impulsidan vaqt bo'yicha olingan xosila shu tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisiga teng:

$$\frac{d\dot{p}}{dt} = m \frac{d\dot{\rho}_c}{dt} = m a_c = F_T, \quad (12)$$

Bu erda $\dot{a}_c$ – inertsia markazining tezlanishi F_T – tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisi. Berk tizimda unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar mavjud emas, yoki tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng. $F_T = 0$. U holda oxirgi tenglikdan inertsia markazining tezlanishi

$$\dot{a}_c = \frac{d\dot{\rho}_c}{dt} = 0 \text{ bo'ladi.}$$

Bundan $\dot{\rho}_c = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inertsia markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va u quyidagicha ta'riflanadi:

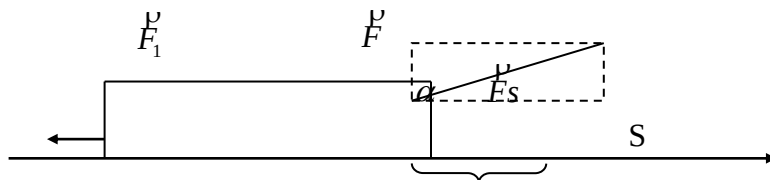
Berk tizimning inertsia markazi to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo'ladi.

Tizim impulsning saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi.

(11) ifodadan ko'rinib turibdiki, tizim impuls bilan uning inertsia markazi tezligi orasidagi bog'lanish shakl jihatidan bitta jismning impuls bilan tezligi orasida bog'lanishning o'zginasidir. SHu bilan birga, bu ifodadagi mutanosiblik koeffitsientining o'rnida turgan m kattalik tizim tarkibiga kiruvchi ayrim jismlar massalarining yig'indisi degan ma'noga ega.

SHunday qilib, *massaning additivlik qonuni* quyidagicha ifodalanadi: *tizimning massasi uning tarkibidagi ayrim jismlar massalarining yig'indisiga teng*. Masalan, yo'lda ketayotgan vagonni yo'lovchilari bilan bilan birga bir tizim deb qarash, uning umumiy massasi, ravshanki, uning ichidagi ayrim yo'lovchilar massalari va vagonning O'zining ayrim qismlari massalarining yig'indisiga teng.

Mexanikada bajarilgan ish va quvvat. Energiya. Energiyaning saqlanish qonuni.



Bajarilgan ish jism bosib o'tilgan yo'l va unga ta'sir etuvchi tashqi kuchga mutanosibdir. Doimiy $\vec{F}$ kuch ta'sirida jism to'g'ri chiziqli harakat qilib qandaydir S masofani bosib o'tsa, bu kuchning bajarilgan ishi

$$A = F_s \cos \alpha \quad (13)$$

bo'ladi: bu erda α - kuch ta'sir yo'nalishi bilan harakat yo'nalishi orasidagi burchak, $F \cos \alpha = F_s$ - jismga ta'sir etuvchi kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasi ekanligini nazarda tutib, yuqoridagi formulani quyidagicha yozamiz.

$$A = F_s S \quad (14)$$

(13) formuladagi F kuch jismga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisidir. Jismga uning harakatiga qarshilik ko'rsatuvchi ishqalanish kuchi f ham ta'sir etadi va $\vec{f}$ ning yo'nalishi xamma vaqt $\vec{F}_s$ ning yo'nalishiga qarama-qarshidir (bu erda $\vec{F}_s$ vektor kattalik bo'lib, u $\vec{F}$ kuchning harakat yo'nalishidagi tashkil etuvchisidir. 1) $\alpha < \pi/2$ ($\cos \alpha > 0$) bo'lsa bajarilgan ish musbat bo'ladi: 2) $\alpha > \pi/2$ ($\cos \alpha < 0$) bo'lsa, bajarilgan ish manfiydir.

Umuman, jismga ta'sir etuvchi kuch o'zgarib turishi va uning harakat traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lishi mumkin. U holda traektoriyani xayolan cheksiz kichik elementar bo'laklarga shunday bo'lamizki, bu bo'lakcha oralig'ida jismga ta'sir etuvchi kuchni o'zgarmas deb xisoblash mumkin bo'lsin. Binobarin, elementar ko'chishda bajarilgan elementar ishini jismga ta'sir etuvchi kuchning elementar ko'chishga skalyar ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin, ya'ni

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{S}) = F_s dS \quad (15)$$

Ish birligi qilib bir birlikka teng kuch ta'sirida jismning birlik masofaga ko'chirishda bajarilgan ish qabul qilingan. *Xalqaro birliklar tizimi (SI) da ish birligi qilib bir Nyuton kuch ta'siridagi yo'nalishda jismning 1 metr masofaga ko'chirishda bajarilgan ish qabul qilingan va bu birlik Joulb (J) deyiladi.*

$$1J = 1N \cdot 1M$$

Vaqt birligi davomida bajarilgan ishga quvvat deyiladi. Agar dt vaqt davomida dA ish bajarilsa, quvvat

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (16)$$

tarzda ifodalanadi, ya'ni quvvat bajarilgan ishdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. (14) tenglikni (16) ifodaga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{d}{dt}(F_s dS) = F_s \frac{dS}{dt} = F_s \cdot v$$

ya'ni berilgan F_s kuch ta'sirida jism katta tezlik bilan harakat qilishi uchun mexanizmning quvvati ham katta bo'lishi kerak.

Quvvat birligi sifatida SI da vatt (Vt) qabul qilingan: 1 Vatt - 1 sekund davomida 1 joule ish bajaradigan qurilmaning yoki mexanizmning quvvatidir:

$$1\text{BT} = \frac{1\text{Ж}}{1\text{с}}$$

Ish bajarish qobiliyati energiya demakdir.

Kinetik energiya.

Harakatdagi jismning mexanik energiyasi kinetik energiyadir. Umuman energiya jismning ish bajarish qobiliyati ekanligini nazarda tutsak, kinetik energiyaga quyidagicha ta'rif berish mumkin: *kinetik energiya deb harakatlanayotgan jismning ish bajarish qobiliyatiga aytiladi.*

$$E_K = \frac{mv^2}{2} \quad (17)$$

Demak, v tezlik bilan harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi uning massasi bilan tezligi kvadrati ko'paytmasining yarmiga teng, ya'ni massasi m bo'lgan jism v tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, uning kinetik energiyasi $mv^2/2$ ga teng bo'lgan manfiy ish bajarishi lozim va aksincha, massasi m bo'lgan tinch turgan jismni v tezlik bilan harakatga keltirish uchun tashqi kuchlar $mv^2/2$ ga teng bo'lgan musbat ish bajarish lozim bo'ladi.

Kuch ta'sir etgunga qadar jism qandaydir v tezlik bilan harakatlanayotir va tashqi kuch ta'sirida uning tezligi v_1 dan v_2 ga qadar oshadi, deb faraz qilaylik. Bu kuchning bajarilgan ishi jism kinetik energiyasining o'zgarishiga teng bo'ladi.

$$A = E_{K2} - E_{K1} = \int_{v_1}^{v_2} mvdv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (18)$$

v tezlik bilan harakatlanayotgan jism impulsining moduli mv ekanligini nazarda tutib, uning kinetik energiyasi ko'pincha quyidagicha ifodalanadi:

$$E_K = \frac{p^2}{2m} \quad (19)$$

SHu paytgacha biz harakatlanayotgan bitta jismning kinetik energiyasi haqida mulohaza yuritdik. Endi n ta jismning (n ta moddiy nuqtadan iborat) tizimni olib qaraylik. Undagi i -jismning massasi va tezligi mos ravishda m_i va v_i bulsa, tizimning kinetik energiyasi:

$$E_K = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}$$

tarzda ifodalanadi, ya'ni tizimning kinetik energiyasi uni tashkil etgan jismlar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng.

Konservativ va nokonservativ kuchlar.

Fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga jismni ko'chirishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan yo'lining shakliga bog'liq bo'lmay, balki jismning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlarigagina bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar konservativ yoki potentsial kuchlar deb ataladi. Jismga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi, siqilgan yoki cho'zilgan purjining qayshqoqlik (elastiklik) kuchi, zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi elektrostatik kuchlar konservativ kuchlarga misol bo'ladi.

Boshqa hamma kuchlar nokonservativ kuchlar deyiladi. Ishqalanish kuchlari, muxitning jism harakatiga qarishilik kuchlari nokonservativ kuchlarga kiradi. Nokonservativ kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan o'tilgan bog'liq bo'lib, mazkur yo'l qanchalik uzun bo'lsa, bajarilgan ish ham shunchalik katta bo'ladi.

Konservativ kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan yo'lining shakliga bog'liq bo'lmay, balki jismning faqat dastlabki va keyingi vaziyatigagina bog'liq bo'lganligidan bu kuchlarning har qanday berk yo'l (kontur) bo'yicha bajargan ishi 0 ga teng.

Potentsial energiya

Potentsial energiya – jismlarning yoki ularning ayrim qismlarini o'zaro ta'sir energiyasi bo'lib, bu energiya ularning bir-biriga nisbatan joylashuviga bog'liq. SHuning uchun potentsial energiyani qiyamati jism (yoki tizim) ni bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o'tishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bilan o'lchanadi. Ikkinchi tomondan, kuch maydonida joylashgan jismlarga muayyan konservativ kuch ta'sir etadi: mazkur kuchning belgilangan sharoitda ish bajarishi qobiliyati ularning potentsial energiyasining o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Boshqacha aytganda, kuch maydonida joylashgan jism muayyan potentsial energiyaga ega bo'ladi.

Potentsial energiya – jismlarning yoki tizim qismlarining o'zaro ta'siri bilan bog'liq energiya bo'lib, bu energiya ta'sirlashuvchi jismlar yoki tizim qismlari orasidagi masofaga bog'liqdir. SHuning uchun jismning yoki tizimning potentsial energiyasi faqat uning koordinatalarning funktsiyasidir va bu funktsiya $E_n(x,y,z)$ tarzida ifodalanadi. Potentsial energiyaga ega bulgan jism o'zining dastlabki vaziyatiga qaytganda konservativ kuchlar aynan uning potentsial energiyasiga teng bo'lgan ish bajaradi. Demak, konservativ kuchlarning ishi jism yoki tizim potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$dA = -dE_n$$

Og'irlik kuchi maydonidagi jismning potentsial energiyasi, ya'ni Er sirtidan h balandlikda turgan jismning potentsial energiyasi

$$E_n = mgh. \text{ formula bilan ifodalanadi.}$$

CHo'zilgan yoki siqilgan prujinanining potentsial energiyasi esa =uyidagicha topiladi:

$$E_n = \frac{1}{2} kx^2$$

Ikki jismlarning o'zaro ta'sir energiyasi. Xar bir jism o'zining atrofida gravitatsiya maydonini xosil qiladi, Jismning potentsial energiyasi uning boshqa jismlar bilan mazkur maydon orqali o'zaro ta'sir energiyasidir. Gravitatsiya maydoniga joylashtirilgan jismning potentsial energiyasi uchun quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$E_n = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r}$$

manfiy ishora totishish kuchlari maydonidagi jismning o'zaro ta'sir potentsial energiyasini ifodalaydi.

Potentsial energiya va kuch orasidagi bog'lanish.

Jismlarning o'zaro ta'siri bir tomondan kuch orqali, ikkinchi tomondan potentsial energiya orqali ifodalanadi. SHu boisdan potentsial maydondagi jismning potentsial energiyasi bilan mazkur maydon tomonidan unga ta'sir etuvchi kuch orasidagi muayyan bog'lanish mavjud bo'lishi kerak

Potentsial maydonda jismni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda konservativ kuchlarning bajarilgan ishi jism potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$A_{12} = E_{n1} - E_{n2} = -\Delta E_n$$

bunda E_{n1} va E_{n2} mos ravishda potentsial maydondan birinchi va ikkinchi nuqtalardagi jismning potentsial energiyalari. U holda jismning dS ga ko'chirishda konservativ kuchlarning bajarilgan ishi:

$$\vec{F}d\vec{S} = -dE_n \quad (19)$$

bo'ladi. Bu erdagi manfiy ishora bajarilgan ish potentsial energiyani dS yo'nalishida kamayishi hisobiga bo'layotganini bildiradi. Jismga ta'sir etuvchi kuchning ko'chish yo'nalishiga proektsiyasining F_s deb belgilasak (1) tenglikni chap tomoni quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F} d\vec{S} = F_s dS \cos \alpha = F_s dS.$$

SHunday qilib, (1) tenglikni quyidagicha yozish mumkin:

$$F_s dS = -dE_n.$$

Bu tenglikdan kuchning ko'chish yo'nalishiga proektsiyasi uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$F_s = -\frac{\partial E_n}{\partial S} \quad (20)$$

bunda $\partial/\partial S$ belgisi $\vec{S}$ yo'nalishi bo'yicha olinayotgan xususiy xosilani ifodalaydi. Potentsial energiya (E_n) jism vaziyatining funktsiyasi bo'lganligi tufayli (20) munosabat fazodagi ixtiyoriy yo'nalish uchun, masalan Dekart koordinata o'klarining X, Y, Z yo'nalishlari uchun ham o'rinlidir:

$$F_x = -\frac{\partial E_n}{\partial x}; \quad F_y = -\frac{\partial E_n}{\partial y}; \quad F_z = -\frac{\partial E_n}{\partial z} \quad (21)$$

SHuni esda tutish kerakki, (20) va (21) formulalardagi F_x, F_y, F_z kuchlar potentsial maydonda jismga ta'sir konservativ kuchlarning mos yo'nalishlardagi proektsiyalarini ifodalaydi. $\vec{F}$ vektor uchun X, Y, Z o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilari orqali:

$$\vec{F} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k} \quad (22)$$

tarzda ifodalanishini e'tiborga olsak, (21) ga asosan (22) tenglik quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial E_n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_n}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (23)$$

Qavs ichidagi ifoda $\text{grad } E_n$ deb belgilanadi.

$$\frac{\partial E_n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_n}{\partial z} \vec{k} = \text{grad } E_n \quad (24)$$

va E_n ning gradienti deb o'qiladi. SHunga ko'ra (23) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F} = -\text{grad } E_n \quad (25)$$

Mexanik energiyani saqlash qonuni

Jism (moddiy nuqta) konservativ kuchlar maydonida joylashgan bo'lsin, ya'ni jismga konservativ kuchlardan boshqa kuchlar ta'sir qilmayotgan bo'lsin. Konservativ kuchlarning elementar $d\vec{r}$ ko'chishda bajargan ishi jism potentsial energiyasining kamayishiga teng:

$$dA = -dE_n.$$

Ikkinchi tomondan, jismning $d\vec{r}$ masofaga ko'chishida konservativ kuchlarning bajargan ishi uning kinetik energiyasining ortishiga teng.

$$dA = dE_k. \quad \text{Bu ikki tenglikdan}$$

$$dE_k = -dE_n \text{ yoki } d(E_k + E_n) = 0 \quad (26)$$

ni xosil qilamiz. Oxirgi ifodadagi kinetik va potentsial energiyalarning yig'indisi $E = E_k + E_n$ jismning to'la energiyasi deyiladi; (26) dan

$$E = E_k + E_n = \text{const} \quad (27)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu formula bitta jism uchun energiyani saqlash qonuni ifodalaydi: konservativ kuchlar maydonida harakatlanayotgan jismlarning tula mexanik energiyasi o'zgarmaydi. Bu qonundan shu xulosa kelib chikadiki, konservativ kuchlar maydonida kinetik energiya potentsial energiyaga aylanishi mumkin, lekin jismning to'la energiyasi o'zgarmaydi, ya'ni konservativ kuchlarning ta'sirida jismning potentsial energiyasi qanchaga kamaysa, uning kinetik energiyasi shunchaga ortadi va aksincha.

Endi bir-birlari bilan konservativ kuchlar (ichki kuchlar) orkali uzaro ta'sirlanuvchi n ta jism (moddiy nuqta) dan iborat tizimni olib qaraylik va mazkur tizim tashqi konservativ kuchlar, masalan, gravitatsiya maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar ta'sirida bûlsin. Bu kuchlar ta'sirida tizimning vaziyati va undagi jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishi o'zgaradi. Natijada mazkur kuchlar tizim ustida muayyan ish bajaradi.

Tashqi konservativ kuchlarning bajargan elementar ishi tashqi kuch maydonidagi tizim potentsial energiyasining kamayishi xisobiga buladi:

$$dA' = -dE_n$$

O'zaro ta'sir tufayli vujudga keladigan ichki kuchlarning bajargan elementar ishi (dA'') jismlarning o'zaro ta'sir potentsial energiyasining kamayishi ($-dE''$)

ga teng:

$$dA'' = -dE''_n$$

barcha kuchlarning bajargan elementar ishi tizimidagi jismlarning kinetik energiyalarining ortishi (dE_k) ga sarf bûladi, ya'ni:

$$dA' + dA'' = dE_k \quad (28)$$

Tizimning kinetik energiyasi uning tarkibidagi jismlarning kinetik energiyalarining yûindisiga teng.

$$E_k = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}$$

yuqorida keltirilgan (28) tenglamaning chap tomonidagi elementar ishlarni ularga tegishli energiya bilan almashtiramiz:

$$-dE'_n - dE''_n = dE_k$$

Bu tenglik ni quyidagicha yozamiz:

$$d(E_k + E'_n + E''_n) = 0 \quad (29)$$

Tizimning tûla mexanik energiyasi uning kinetik va potentsial energiyalarining yûindisiga teng.

$$E = E_k + E'_n + E''_n$$

(29) tenglikdan

$$E = E_k + E'_n + E''_n = \text{const} \quad (30)$$

ekanligi kelib chiqadi va u tizim mexanik energiyasining saqlanish qonunini ifodalaydi; faqat tashqi va ichki konservativ kuchlarning ta'sirida bûlgan jismlar tizimining tûla energiyasi O'zgarmay qoladi.

Agar jismlar tizimi berk bûlsa, ya'ni unga tashqi konservativ kuchlar ta'sir etmasa, tizim tûla energiyasining saqlanish qonuni

$$E_k + E''_n = \text{const}$$

tarzda ifodalanadi va quyidagicha ta'riflanadi: *konservativ kuchlar vositasida ûzaro ta'sirlashuvchi jismlardan iborat bûlgan berk tizimning tûla mexanik energiyasi O'zgarmay =oladi.*

SHuni xam ta'kidlash lozimki, tizimga nokonservativ kuchlar ûam ta'sir =ilayotgan bûlsa, u ûolda uning tûla mexanik energiyasi sa=lanmaydi.

Mutloq qayishqoq to'qnashuv

Mutloq qayishqoq sharlarning markaziy to'qnashuvlarini o'O'rganish bilan chegaralanamiz. Bu holda sharlarning v_1 va v_2 tezliklari ularning markazlarini tutashtiruvchi to'g'ri chizik bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. SHuning uchun bunday to'qnashuvlar markaziy to'qnashuv deyiladi. Massalari m_1 va m_2 , tezliklari mos ravishda v_1 va v_2 bo'lgan sharlar, mutloq qayishqoq to'qnashsin; ularning to'qnashuvidan keyingi tezliklarini mos ravishda u_1 va u_2 bilan

belgilaylik. Mutloq qayishqoq to'qnashuvda tizim (to'qnashuvchi sharlar) impulsining va energiyaning saqlanish qonunlari bajariladi. YUqoridagi belgilashlarga ko'ra bu qonunlarni quyidagicha yozamiz:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2; \quad (31)$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2} \quad (32)$$

To'qnashuvlar markaziy bo'lganligi tufayli tezlik vektorlari sharlarning markazlaridan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'lib yo'nalgan. SHuning uchun (31) tenglikning skalyar ko'rinishida yozamiz (qarama-qarshi yunalishlar uchun mazkur tezliklarning ishoralarigina o'zgaradi) (31) va (32) ifodalarni mos ravishda

$$m_1(v_1 - u_1) = m_2(u_2 - v_2) \quad (33)$$

$$m_1(v_1^2 - u_1^2) = m_2(u_2^2 - v_2^2) \quad (34)$$

ko'rinishida yozish mumkin va nihoyat oxirgi formulani

$$m_1(v_1 - u_1)(v_1 + u_1) = m_2(u_2 - v_2)(u_2 + v_2)$$

shaklda yozib, uning (33) tenglikka nisbatini olsak:

$$v_1 + u_1 = u_2 + v_2 \quad (35)$$

kelib chiqadi. SHarlar to'qnashgandan keyin ular erishgan tezliklar (u_1 va u_2) ni aniqlaylik. Buning uchun (35) ifodani m_2 ko'paytiramiz:

$$m_2 v_1 + m_2 u_1 = m_2 u_2 + m_2 v_2;$$

Bu olingan natijani (33) dan ayirsak, birinchi sharning to'qnashuvdan keyingi tezligi

$$u_1 = \frac{2m_2 v_2 + (m_1 - m_2)v_1}{m_1 + m_2} \quad (36)$$

bo'ladi. Xuddi shuningdek, (35) ifodani m_1 ga ko'paytirib, ko'paytmani (33) dan ayirsak, ikkinchi sharning to'qnashuvdan keyingi tezligi uchun

$$u_2 = \frac{2m_1 v_1 + (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2} \quad (37)$$

ga ega bo'lamiz. Ko'rinish turibdiki, u_1 va u_2 lar uchun topilgan ifodalarning bir-biridan farqi m va v kattaliklaridagi indekslar (1 va 2) o'rinlarining almashinishidan iborat.

Mutloq noqayishqoq to'qnashuv

YUqorida ko'rib O'tilganidek, mutloq qayishqoq to'qnashuvda to'qnashuvchi jismlar kinetik energiyasining bir qism yoki hammasi ichki energiyaga (issiklikqa) aylanadi. Mazkur jarayonda bir jismning ichki energiyasi ikkinchi jismning ichki energiyasiga aylanishi xam mumkin. Kinetik energiyaning qancha qismi ichki energiyaga aylanishi to'qnashuvchi jismlarning O'ziga xos xususiyatlariga bog'liq. Mutloq noqayishqoq to'qnashuv natijasida to'qnashuvchi ikkala jism birlashib, bitta jism kabi harakatlanadi. Massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlarning to'qnashuviga qadar tezliklari v_1 va v_2 bo'lsa, ikkita jismdan iborat bu tizim to'qnashuvdan keyin $m_1 + m_2$ massali bitta jism kabi u tezlik bilan harakat kiladi. Mazkur tizim uchun impulsning saklanish qonuni, ravshanki, quyidagicha yoziladi:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2) u$$

Bu tengliklardan tizimning to'qnashuvdan keyingi tezligi

$$\vec{u} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}$$

ekanligi kelib chikadi.

Sinov savollari.

1. Impulsning saqlanish qonunini ta'riflang.
2. Inertsia markazi va uning saqlanish qonunini ta'riflang.
3. Mexanik ishga ta'rif bering va ifodasini yozib bering.
4. Energiya deb qanday kattalikka aytiladi? Mexanik energiyaning qanday turlarini bilasiz?
5. Ish va energiya tushunchalari bir-biridan qanday farq qiladi.
6. Kuch va potentsial energiya o'zaro qanday bog'langan.
7. Kinetik va potentsial energiyalarga ta'rif bering.
8. Og'irlik kuchi maydonidagi jismning va deformatsiyalangan prujinaning potentsial energiyalari uchun ifodalarni yozib bering.
9. To'liq mexanik energiyaning saqlanish qonunini ta'riflang va isbotlang.
10. Qanday o'zaro ta'sirlarga mutloq qayishqoq va qayishqoq bo'lmagan o'zaro ta'sirlar deyiladi?
11. Mutloq qayishqoq va qayishqoq bo'lmagan to'qnashishlar uchun energiya va impulsning saqlanish qonuni va ularning birgalikdagi echimlarini keltiring.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 19-27.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 92-111 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 56-81.
4. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 28-36.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 38-65 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 233-259.
7. CH. Kittel, U. Nayt, M. Ruzerman. Berklevskiy kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Moskva. «Nauka», 1983 g. str. 148-190.

5-ma'ruza

QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

Reja

Moddiy nuqta va qattiq jismning inertsia momenti. SHteyner teoremasi. Kuch momenti. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi. Impuls

momenti va uning saqlanish qonuni. Aylanma harakat qilayotgan jism energiyasi. Inertsial sanoq sistemasi. Inertiya kuchlari

Tayanch iboralar: inertiya momenti, kuch momenti, impuls momenti, inertiya kuchlari

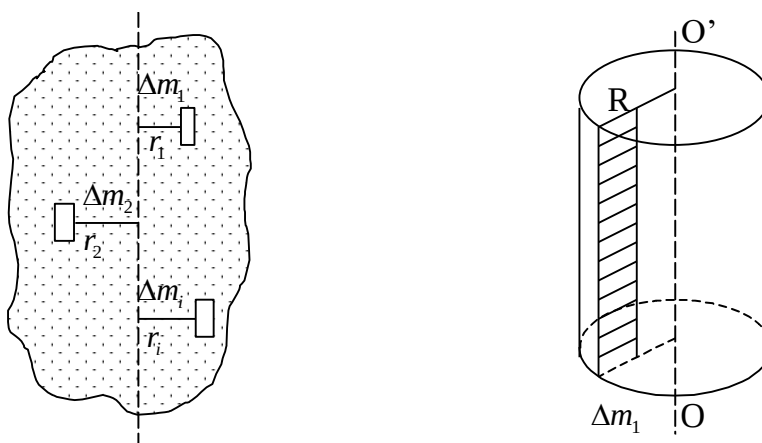
Moddiy nuqta va qattiq jismning inertiya momenti

Yuqorida biz burchak tezlik, burchak tezlanish degan kattaliklar bilan tanishdik. Qattiq jismning aylanma harakatini o'rganishda yuqoridagi kattaliklar bilan bir qatorda inertiya momenti degan kattalikdan ham foydalaniladi. Bu kattalik haqida muayyan tasavvur hosil qilish uchun OO^1 o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismni olib qaraylik. Uni fikran massalari Δm_i bo'lgan n ta juda mayda bo'lakchalarga bo'lib, har bir mayda (element) bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng kiska masofani r_i bilan belgilaylik. Mayda bo'lakcha massasini undan aylanish o'qigacha bo'lgan eng qisqa masofa kvadratiga ko'paytmasi uning shu o'qqa nisbatan inertiya momenti deyiladi, ya'ni:

$$I_i = \Delta m_i r_i^2 \quad (1)$$

Aylanish o'qiga nisbatan qattiq jismning inertiya momenti (I) deb, barcha kichik massalarning shu o'qqa nisbatan inertiya momentlarining yig'indisiga aytiladi:

$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2 \quad (2)$$



Ta'rifdan ko'rinadiki, jismning inertiya momenti aylanish o'qiga nisbatan aniqlanadi. Bu borada shu narsani ta'kidlash lozimki, har qanday jism tinch holatda yoki aylanma harakatda bo'lishiga bog'liq bo'lmagan holda uning ixtiyoriy o'qqa nisbatan inertiya momenti mavjud. Bu erda jismning inertiya momentini massasiga qiyos qilish mumkin. Jism harakatda yoki tinch holatda bo'lishidan qat'iy nazar, uning massasi (inertligi) mavjuddir.

Aksariyat hollarda jismning massasi uning hajmi bo'ylab bir tekis taqsimlangan (jism bir jinsli) bo'ladi. SHuning uchun jismning inertiya momentini uning zichligi orqali ifodalash mumkin. Ma'lumki bir jinsli jismning zichligi $\rho = \frac{m}{V}$ (V -massasi m bo'lgan jismning hajmi) tarzda ifodalanadi. SHu munosabat bilan jism inertiya momentini ifodalovchi (2) yig'indisini integral bilan almashtirish mumkin:

$$I = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \sum_i r_i^2 \Delta m_i = \int_V r^2 dm \quad (3)$$

bunda integrallash jismning butun hajmidagi elementar massalar (dm) bo'yicha amalga oshiriladi. dm ga teng elementar massaning hajmi dV ekanligidan va zichlikning ta'rifidan $dm = \rho dV$ ni hosil qilamiz, natijada (3) quyidagi ko'riishni oladi:

$$I = \rho \int_V r^2 dV \quad (4)$$

Endi, ba'zi jismlarning inertsia momentilarini aks ettiruvchi ifodani topaylik. Radiusi R ga teng yupqa devorli (kovak) tsilindrning simmetriya o'qi (OO¹) ga nisbatan inertsia momentini topish uchun uning devorlarini OO¹ o'qqa parallel bo'lgan n ta ensiz bo'lakchalarga rasmda ko'rsatilgandek fikran bo'lib chiqamiz.

TSilindrning devori yupqa bo'lganligi tufayli har bir ensiz bo'lakcha OO¹ o'qqa bir xil masofada joylashgan deb hisoblash mumkin. i-bo'lakchanning massasini Δm_i deb belgilasak, uning OO¹ o'qqa nisbatan inertsia momenti:

$$I_i = \Delta m_i R^2$$

bo'ladi. Yupqa tsilindrning o'sha o'qqa nisbatan inertsia momenti esa quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \sum_i \Delta m_i R^2 = R^2 \sum_i \Delta m_i = m R^2 \quad (5)$$

bunda $\sum_i \Delta m_i = m$ - yupqa tsilindrning massasi. Endi radiusi R va balandligi h bo'lgan bir jinsli yaxlit tsilindrning simmetriya o'qiga nisbatan inertsia momenti ifodasini topaylik. Buning uchun tsilindrning radiusi r va devorining qalinligi dr bo'lgan ichma-ich joylashgan tsilindrlarga fikran bo'lib chiqamiz. Bunday tsilindrning hajmi:

$$dV = 2\pi r dr \bullet h$$

Oxirgi formulani (4) ga quyib va ichma-ich joylashgan tsilindrning radiuslari O dan r gacha o'zgarishini nazarda tutib quyidagini hosil qilamiz.

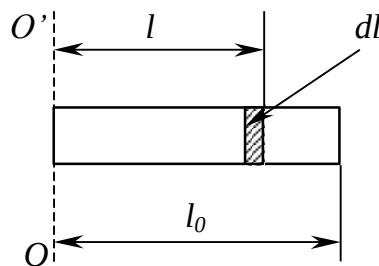
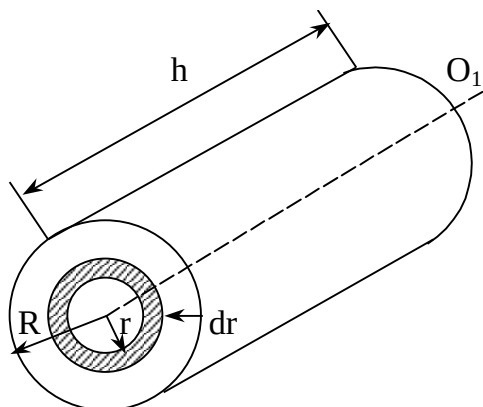
$$I = \rho \int_0^R r^2 2\pi r dr \bullet h = 2\pi \rho h \int_0^R r^3 dr = \frac{1}{2} \pi \rho h R^4$$

Bu formulaning o'ng tomonidagi $\pi R^2 h$ - yaxlit tsilindrning hajmi va $\pi R^2 h \rho = m$ uning massasi ekanligini e'tiborga olsak, bir jinsli yaxlit tsilindrning (shuningdek, bir jinsli diskning) simmetriya o'qiga nisbatan inertsia momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \frac{1}{2} m R^2 \quad (6)$$

Uzunligi l_0 va massasi m bo'lgan bir jinsli ingichka sterjenning bir uchidan unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momentini topish uchun kichik uzunlikdagi bo'lakchalarga to'g'ri keluvchi massasi m/l_0 bo'lganligi uchun dl uzunlikdagi bo'lakchanning massasi:

$$dm = \frac{m}{l_0} dl$$



bo'ladi, bu bo'lakchanning OO^1 o'qqa nisbatan inertsia momenti:

$$dI = l^2 dm = \frac{m}{l_0} l^2 dl$$

munosabat bilan ifodalanadi. Sterjenning OO^1 o'qqa nisbatan inertsia momentini topish uchun oxirgi formulani O dan l_0 gacha integrallaymiz:

$$I = \int dI = \frac{m}{l_0} \int_0^{l_0} l^2 dl = \frac{1}{3} ml_0^2 \quad (7)$$

SHu sterjenning o'rtasidan unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti:

$$I = \frac{1}{12} ml_0^2 \quad (8)$$

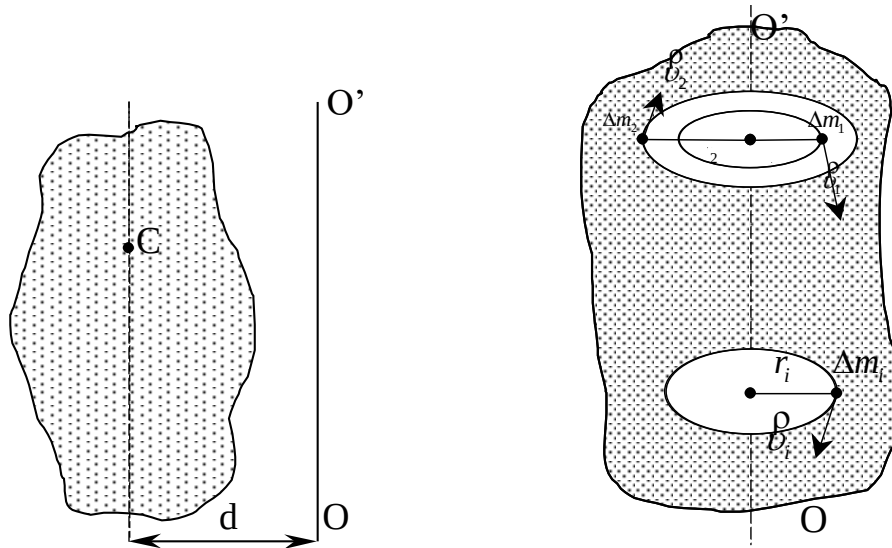
ekanligin hisoblash qiyin emas. SHuningdek, radiusi R va massasi m bo'lgan bir jinsli sharning uning markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti:

$$I = \frac{2}{5} mR^2 \quad (9)$$

formula bilan ifodalanadi.

Massa markazidan o'tmagan boshqa o'qqa nisbatan jismning inertsia momenti esa massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan aniqlangan inertsia momentidan farq qiladi, chunki o'qning vaziyati o'zgarishi bilan jism massasining o'qqa nisbatan joylashishi ham o'zgaradi. SHuning uchun jismning massa markazi orqali o'tmagan o'qqa nisbatan inertsia momentini aniqlashda SHteyner teoremasidan foydalaniladi: *ixtiyoriy o'qqa nisbatan jismning inertsia momenti (1) o'sha o'qqa parallel ravishda massa markazi orqali o'tuvchi o'qqa nisbatan aniqlangan inertsia momenti (I_0) va jism massasi (m) bilan o'qlar oralig'idagi masofa (d) kvadratining ko'paytmasi tarzida aniqlanadigan kattalik yig'indisiga teng:*

$$I = I_0 + md^2:$$



Kuch momenti.

Tinch turgan jismni aylanma harakatga keltiruvchi yoki uning aylanma harakatini o'zgartiruvchi tashqi ta'sirni tavsiflash uchun kuch momenti degan tushuncha kiritiladi. Kuch momenti biror nuqtaga nisbatan yoki biror aylanish o'qiga nisbatan aytiladi.

Qattiq jism moddiy nuqtalar tizimidan iborat bo'lganligidan kuch momenti tushunchasini dastlab moddiy nuqta misolida qarab chiqaylik. Massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning istalgan vaqtdagi vaziyati sanoq boshi sifatida qabul qilingan O nuqtaga nisbatan radius-vektor $\vec{r}$ bilan aniqlanayotgan bo'lsin. Moddiy nuqtaga qandaydir $\vec{F}$ kuch ta'sir etayotgan bo'lsa $\vec{r}$ radius-vektorning $\vec{F}$ kuchga vektor ko'paytmasi $\vec{r} \times \vec{F}$ kuchning O nuqtaga nisbatan momenti deyiladi.

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}] \quad (10)$$

Bunda $\vec{F}$ moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisidir. Kuch momenti $\vec{M}$ psevdovektor bo'lib, u $\vec{r}$ va $\vec{F}$ vektorlar yotgan tekislikka tik yo'nalgan, yo'nalishi esa o'ng vint qoidasi bilan aniqlanadi, ya'ni o'ng vintni $\vec{r}$ dan $\vec{F}$ ga qarab buraganda vintning ilgarihlama harakati $\vec{M}$ ning yo'nalishi bilan mos tushadi. Kuch momentining son qiymati, ravshanki:

$$M = Fr \sin \alpha = Fl \quad (11)$$

Bu erda α — $\vec{r}$ va $\vec{F}$ vektorlar orasidagi burchak $l = r \sin \alpha$ esa O nuqtadan $\vec{F}$ kuchning ta'sir chizig'iga tushirilgan tik chiziqning uzunligi (O nuqtadan $\vec{F}$ kuchning ta'sir chizig'igacha bo'lgan eng yaqin masofa) bo'lib, u kuch elkasi deyiladi. Z o'q $\vec{M}$ vektorning yo'nalishi bilan mos tushsa, u holda kuch momenti o'q yo'nalishidagi vektor tarzida ifodalanishi mumkin.

$$M_z = [\vec{r}, \vec{F}]_z \quad (12)$$

Endi n ta moddiy nuqtadan iborat tizimni olib qaraylik. Tizimdagi i moddiy nuqtaning O nuqtaga nisbatan vaziyatini $\vec{r}_i$ radius-vektor bilan va unga ta'sir qiluvchi $\vec{F}_i$ orqali belgilasak, O nuqtaga nisbatan mazkur kuchning momenti:

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i, \vec{F}_i] \quad (13)$$

tarzda ifodalanadi. O nuqtaga nisbatan moddiy nuqtalar tizimiga ta'sir etuvchi kuch momentini tavsiflashda barcha moddiy nuqtalarning O nuqtaga nisbatan bir butun (yaxlit) tarzda olib qaraladi (qattik jismni moddiy nuqtalar tizimi deb qarash mumkin.). O nuqtaga nisbatan moddiy nuqtalar

tizimiga ta'sir etuvchi kuch momenti deb har bir moddiy nuqtaga qo'yilgan kuch momentlarining vektor yig'indisiga aytiladi:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{F}_i] \quad (14)$$

bunda $\vec{F}_i$ – i moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchnigina ifodalaydi. SHu narsani alohida ta'kidlash lozimki, tizimidagi har bir moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchdan tashqari, moddiy nuqtalarning o'zaro ta'siri tufayli vujudga keluvchi kuchlar ham mavjud. Ma'lumki, bu kuchlar ichki kuchlar deyiladi. Ichki kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng bo'lganligi tufayli (14) ifodada faqat tashqi kuchlarga aks ettiriladi.

Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Biror qo'zg'almas o'q (aytaylik, Z o'q) atrofida o'zgarmas burchak tezlik (ω) bilan aylanma harakat qilayotgan qattiq jismni olib qaraylik va uni massalari Δm_i bo'lgan n ta mayda bo'laklarga fikran shunday bo'lib chiqaylikki, ularning har birini moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lsin. Har bir bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng yaqin masofani r_i bilan belgilasak qaralayotgan qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan impuls momentiga ko'ra

$$L_z = \sum_i L_{zi} = \sum_i \Delta m_i v_i r_i \quad (15)$$

tarzda ifodalanadi. Bunda v_i – massasi Δm_i bo'lgan bo'lakchanning chiziqli tezligi. qattiq jism biror o'q atrofida aylanayotganda massalari Δm_i bo'lgan uning har bir mayda bo'lakchasi (shuningdek, uning har bir nuqtasi) ning traektoriyasi aylanish o'qiga tik joylashgan tekisliklarda yotuvchi va radiuslari r_i bo'lgan aylanalardan iborat bo'ladi. Har bir bo'lakchanning chiziqli tezlik aylanishi radiusiga mutanosib, ya'ni $v_i = \omega r_i$. Bunga asosan (15) ni quyidagicha yozamiz ($\omega = \text{sonst}$): $L_z = \omega \sum \Delta m_i \cdot r_i^2$ shunga binoan $\sum \Delta m_i \cdot r_i^2$ jismning aylanish O'qiga nisbatan inertsia momentini ifodalaydi. Natijada, oxirgi tenglik

$$L_z = I\omega \quad (16)$$

ko'rinishga keladi.

Binobarin, qattiq jism impulsining qo'zg'almas o'qqa nisbatan momenti uning mazkur o'qqa nisbatan inertsia momenti bilan burchak tezlikning ko'paytmasiga teng.

Qattiq jismning Z o'q atrofida aylanma harakati tashqi kuchlar ta'sirida sodir bo'layotgan bo'lsa, mazkur kuchlarning natijaviy momenti $\vec{M} = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{F}_i]$ bo'ladi va o'sha o'qqa nisbatan momentlar tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d}{dt}(I\omega) = M_z \quad (17)$$

Jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti vaqtga bog'liq bo'lmagan kattalik bo'lganidan va $\frac{d\omega}{dt} = \varepsilon$ – burchak tezlanish ekanligini e'tiborga olsak, yuqoridagi ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$M_z = I\varepsilon \quad \text{Vektor ko'rinishida bu tenglik}$$

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon} \quad (18)$$

tarzda yoziladi ($\vec{M}$ va $\vec{\varepsilon}$ vektorlarning yo'nalishi bir xil). (18) formula qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi deyiladi. U ilgarilanma harakat qilayotgan moddiy nuqta dinamikasining asosiy tenglamasi $\vec{F} = m\vec{a}$ (Nyutonning 2

qonuni) ga o'xshashdir. Bunda massa vazifasini inertsia momenti, chiziqli tezlanish vazifasini burchak tezlanish, kuch vazifasini kuch momenti o'taydi.

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jismga tashqi kuchlar ta'sir kilmasa, ya'ni:

$$\sum_i \vec{F}_i = 0 \quad \text{va} \quad M_z = 0 \quad \text{bo'lsa} \quad (17) \quad \text{dan}$$

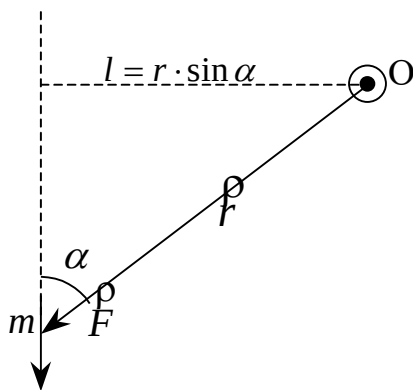
$$I\omega = \text{const} \quad (19)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu munosabat qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jism impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi.

Bu qonundan ko'rinadiki, jismning o'qqa nisbatan impuls momenti o'zgarmaganda ($I = \text{const}$) mazkur jism o'zgaras burchak tezlik bilan aylanma harakatda bo'ladi. Aylanish jarayonida biror sababga ko'ra jismning inertsia momenti o'zgarsa uning burchak tezligi ham o'zgaradi. (I ortsa, ω kamayadi va aksincha)

Impuls momentining saqlanish qonuni.

Impuls momenti.



Faraz qilaylik, massasi m bo'lgan harakatdagi moddiy nuqtaning ixtiyoriy paytdagi vaziyati O nuqtaga nisbatan aniqlanayotgan bo'lsin. Moddiy nuqtaning O nuqtaga nisbatan impuls momenti deb quyidagicha ifodalangan vektorga aytiladi:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{v}] \quad (20)$$

Bunda $\vec{r}$ sanoq boshi hisoblangan O nuqtadan moddiy nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor. (20) dan ko'rinib turibdiki, $\vec{L}$ ning yo'nalishi $\vec{r}$ va $\vec{p}$ vektorlarning vektor ko'paytmasi tarzda aniqlanadi, ya'ni impuls momenti vektori $\vec{r}$ va $\vec{p}$ vektorlardan yasalgan parallelogramm tekisligiga tik

ravishda O nuqtadan o'tgan bo'lib, uning yo'nalishi parma qoidasi bilan aniqlanadi. Impuls momentining son qiymati, ma'lumki:

$$L = rp \sin \alpha \quad (21)$$

Bu tenglikda $r \sin \alpha = l$ -moddiy nuqta impulsining O nuqtaga nisbatan elkasi deyiladi. Elka tushunchasini kiritib (2) ni

$$L = lp = mvl \quad (22)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Oxirgi ikki tenglikdan ko'rinadiki, impuls momenti moddiy nuqta harakati yo'nalishining va tezligining son qiymati o'zgarishi bilan o'zgaradi, agar moddiy nuqta to'g'ri chiziqli bo'ylab o'zgaras tezlik bilan harakatlanyotgan bo'lsa O nuqtaga nisbatan uning impuls momenti o'zgarmay qoladi.

Moddiy nuqtalar tizimining biror O nuqtaga nisbatan impuls momenti deb mazkur tizimdagi ayrim moddiy nuqtalarning o'sha O nuqtaga nisbatan impuls momentlarining vektor yig'indisiga aytiladi:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{p}_i] = \sum_i [\vec{r}_i, m\vec{v}_i] \quad (24)$$

bunda $\vec{r}_i$ -qaralayotgan O nuqtadan i moddiy nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor, $\vec{v}_i$ - O 'sha i - moddiy nuqtaning tezligi.

Faraz qilaylik, masjasi m va tezligi $\vec{v}$ bo'lgan moddiy nuqtaga sanoq boshi O ga nisbatan qandaydir $\vec{F}$ kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin. Natijada moddiy nuqtaning impuls va ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan uning impuls momenti o'zgarib boradi, ya'ni $\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}]$ vaqtning funktsiyasidir. Aytaylik, moddiy nuqtaning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor $d\vec{r}$ vaqt oralig'ida $d\vec{p}$ ga o'zgarsin:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r}, \vec{p}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{p} \right] + \left[\vec{r}, \frac{d\vec{p}}{dt} \right] \quad (25)$$

bunda $d\vec{r}/dt$ - moddiy nuqtaning t paytdagi tezligi ($d\vec{r}/dt = \vec{v}$); $d\vec{p}/dt$ esa Nyutonning II qonuniga ko'ra moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi. Bularni va $\vec{p} = m\vec{v}$ ekanligini nazarda tutib (1) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v}, m\vec{v}] + [\vec{r}, \vec{F}]$$

Bu tenglikning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi had ikkita kollinear vektorlarning vektor ko'paytmasi bo'lganligi sababli nolga teng, ikkinchi qo'shiluvchi had esa moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar O nuqtaga nisbatan momenti ($\vec{M}$) ni ifodalaydi. SHuning uchun yuqoridagi tenglik quyidagicha ko'rinishga keladi:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (26)$$

Bu ifoda moddiy nuqta uchun *momentlar tenglamasi* deyiladi. (26) dan ko'rinadiki, impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning O nuqtaga nisbatan momenti bilan aniqlanadi (momentlar tenglamasining Nyutonning ikkinchi qonuniga o'xshashligi ko'zga tashlanadi, moddiy nuqta impulsining vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir etayotgan barcha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga teng).

Moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining O nuqtaga nisbatan momenti nolga teng ($\vec{M} = 0$) bo'lsa (26) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad (27)$$

.....
O'zgaras kattalikning vaqt bo'yicha hosilasi nolga teng ekanligini nazarda tutsak, (27) dan:

$$\vec{L} = const \quad (28)$$

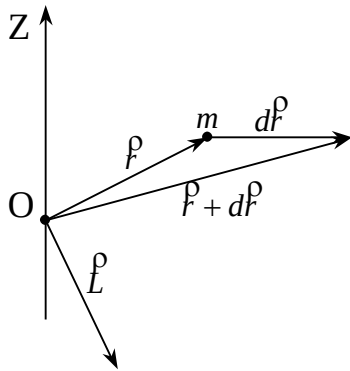
ekanligi kelib chiqadi. Bu natija moddiy nuqta impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi, moddiy nuqtaga ta'sir etayotgan kuchlarning teng ta'sir etuvchisining ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan momenti nolga teng bo'lsa moddiy nuqta impulsining shu nuqtaga nisbatan momenti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Moddiy nuqtaning impuls momenti ixtiyoriy O nuqtadan o'tuvchi biror o'qqa nisbatan aniqlanayotgan bo'lsa (2) tenglik quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z \quad (29)$$

bunda L_z va M_z - $\vec{L}$ va $\vec{M}$ vektorlarning mos ravishda Z o'qqa tushirilgan proektsiyalari. SHunday qilib o'qqa nisbatan impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar momentining mazkur o'qqa tushirilgan proektsiyasiga teng ekan.

.....



Endi moddiy nuqtalar tizimini olib qaraylik. Umuman, tizimdagi har bir moddiy nuqtaga tashqi va ichki kuchlar ta'sir etadi. Ichki kuchlar tizimidagi moddiy nuqtalarning o'zaro ta'sir kuchlaridan iborat bo'lganligi tufayli ularning vektor yig'indisi nolga teng va binobarin, ichki kuchlarning O nuqtaga nisbatan momenti ham nolga teng.

SHuning uchun tizimga ta'sir etuvchi kuchlar faqat tashqi kuchlardan iborat bo'ladi. Demak, n ta moddiy nuqtalar tizimi uchun (2) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d}{dt} \sum_i L_i = \sum_i M_i \quad (30)$$

bunda $\sum_i L_i = \sum_i [F_i, m v_i]$ -tizimning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momenti. (30) tenglik moddiy nuqtalar tizimi uchun momentlar tenglamasini ifodalaydi.

SHunday qilib, moddiy nuqtalar tizimning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila barcha tashqi kuchlarning shu nuqtaga nisbatan kuch momentlarining vektor yig'indisiga teng.

(30) ifodadagi barcha vektor kattaliklarning O nuqta orqali o'tuvchi Z O'qqa proektsiyasi olinsa, quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$\frac{d}{dt} \sum L_z = \sum M_z \quad (31)$$

ya'ni, tizimdagi moddiy nuqtalarning O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momentlarining algebraik yig'indisining vaqt bo'yicha o'zgarishi shu o'qqa nisbatan olingan kuch momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

Agar moddiy nuqtalar tizimi berk bo'lsa (tizimga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa), (30) ifodaning o'ng tomoni nolga teng bo'ladi, bundan:

$$\sum_i L_i = \text{const} \quad (32)$$

degan xulosaga kelamiz. (32) tenglik moddiy nuqtalar tizimi uchun impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi, moddiy nuqtalar berk tizimning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momenti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu natija moddiy nuqtalar berk tizimining O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momenti uchun ham o'rinlidir. Tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining biror o'qqa nisbatan momenti nolga teng bo'lsa, bu kuchlar tizimning shu o'qqa nisbatan impuls momentini o'zgartira olmaydi.

Aylanayotgan jismning kinetik energiyasi va bajargan ishi.

Qattiq jism qo'zg'almas o'q atrofida o'zgarmas burchak tezlik (ω) bilan aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Uni rasmda ko'rsatilgandek, n ta mayda bo'lakchalarga fikran bo'lib chiqaylik va i-burchakning massasini Δm_i bilan va mazkur bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng yaqin masofani r_i bilan belgilaylik. Burchakning har biri aylanish o'qiga tik joylashgan tekisliklarda yotuvchi aylanalar bo'lib v_i ga teng har xil chiziqli tezlik bilan harakat qiladi. CHiziqli

tezlik v_i bilan burchak tezlik ω orasidagi $v_i = \omega r_i$ munosabat mavjudligini va barcha bo'lakchalarning burchak tezligi bir xil ($\omega = \text{const}$) ekanligini e'tiborga olib, i-bo'lakchanning kinetik energiyasi:

$$E_{ki} = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i (\omega r_i)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \Delta m_i r_i^2$$

tarzda yozamiz. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ayrim bo'lakchalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng:

$$E_k = \sum_i E_{ki} = \frac{\omega^2}{2} \sum_i \Delta m_i r_i^2$$

bu erda $\sum_i \Delta m_i r_i^2$ -ma'lumki, jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momentini ifodalaydi.

SHunday qilib, o'q atrofida aylanayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2} \quad (32)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ($mv^2/2$) bilan taqqoslasak, bunda jism massasi o'rnida inertsia momenti, chiziqli tezlik o'rniga burchakli tezlik turganini ko'ramiz.

Jism bir vaqtning o'zida ham ilgarilanma, ham aylanma harakat qilishi mumkin. Jism aksariyat hollarda uning massa markazidan o'tgan o'q atrofida aylanadi. O'q esa o'z navbatida ilgarilanma harakat qiladi. Avtomobil g'ildiragining harakati, tsilindr shaklidagi jismning biror tekislik ustida dumalashi shular jumlasidandir. Bunday harakatning to'liq kinetik energiyasi ilgarilanma va aylanma harakat kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$E_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2},$$

bunda m-jismning massasi, v_s -massa markazining ilgarilanma harakatdagi tezligi.

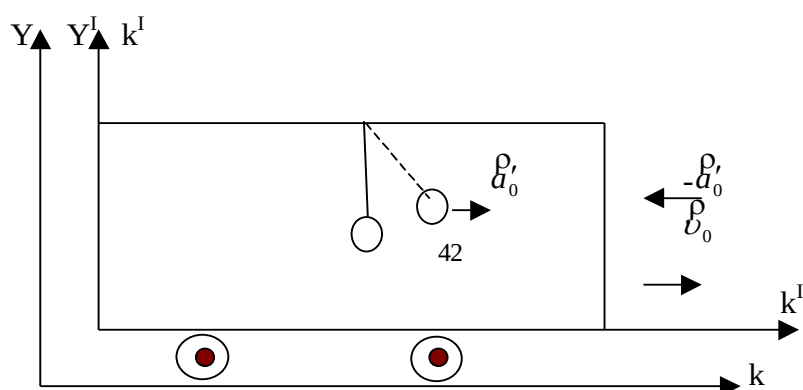
Jism muayyan φ burchakka burilganda bajarilgan to'liq ish esa $A = M\varphi$ bo'ladi. Bu formulani ilgarilanda harakatda tashqi kuchlar bajarilgan ish formulasi ($A = F_s dS$) bilan taqqoslasak, shu narsa ayon bo'ladiki, kuch vazifasini tashqi kuchlar momenti, chiziqli ko'chish vazifasini esa burchak ko'chish o'taydi.

Biz yuqorida jismning ilgarilanma va aylanma harakatini tafsiflovchi ifodalar orasidagi mos o'xshashliklar borligini ko'rdik.

Noinertsial sanoq tizimlari. Inertsia kuchlari.

Biror inertsial sanoq tizimiga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan tizim noinertsial sanoq tizimi deyiladi.

Inertsial sanoq tizimlarida jismning tezlanish bilan harakatlanishining sababchisi - unga ta'sir



etuvchi tashqi kuchdir, ya'ni bu sanoq tizimlarida jismga biror boshqa jism bevosita ta'sir etsagina u tezlanish bilan harakatlanadi. Noinertsial sanoq tizimlarida esa jismning tezlanishiga erishish tabiati boshqachadir: jismga boshqa biror jism bevosita ta'sir qilmagan holda ham mazkur sanoq tizimining harakat holatini o'zgartirish orqali jismga tezlanish berish mumkin.

Noinertsial sanoq sistemalari haqidagi tasavvurlarni oydinlashtirish maqsadida K va K' sanoq tizimlarini olib qaraylik. K sanoq tizimi er sirti bilan bog'langan bo'lib, u K' ga nisbatan tinch turgan bo'lsin, K' sanoq tizimini esa temir yo'l vagoni bilan bog'laylik. Massasi m bo'lgan metall sharcha ingichka ip bilan vagonning shipiga osilgan. Dastlab vagon K sistemasiga nisbatan o'zgarmas v_0 tezlik bilan rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsin.

SHarchaning holatini K va K' sanoq tizimlarida turgan ikki kuzatuvchi nigoxi bilan kuzataylik. Vagon to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganligi sababli K va K' sanoq tizimidagi kuzatuvchilarning fikri aynan bir xil bo'ladi: sharcha o'zining tinch holatini saqlayapti - u osilgan ip tik holda turibdi. Ravshanki, bu holda ikkala K va K' tizim inertsial sanoq tizimlari bo'lib xizmat qiladi.

Tekis harakatda bo'lgan vagon endi tezligini keskin o'zgartirsin; faraz qilaylik u tezligini keskin kamaytirsin. Vagonning bu paytdagi harakati tekis sekinlanuvchan harakat bo'lgani uchun u v_0 ga teskari yo'nalgan tezlanish $(-a'_0)$ bilan harakatlanadi. Binobarin, K' tizim endi noinertsial sanoq tizimi bo'lib qoladi. K va K' sanoq tizimlarida turib sharchaning holatini kuzatuvchilar endi ikki xil manzarani qayd etadilar. Vagondagi kuzatuvchilarning nuqtai nazaricha sharcha rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda a'_0 tezlanish bilan xarkataga keladi. Temir yo'l yonida turgan kuzatuvchiga sharcha o'zining tekis harakatini davom ettirayotgandek, vagon esa sharchaga nisbatan o'zining avvalgi tezligini o'zgartirib, orqada qolayotgan bo'lib tuyuladi. SHunday qilib, K va K' tizimlardagi ikki kuzatuvchiga aynan bir mexanik hodisa xar xil namoyon bo'ladi. Demak, noinertsial sanoq tizimida sharchaning tezlanish bilan harakatlanishi va bu tezlanish K' sanoq tizimining tezlanishiga son jihatdan teng bo'lib, yo'nalishi bo'yicha unga teskaridir:

$$a' = -a'_0.$$

Keltirilgan mulohazalardan biz shu xulosaga kalamizki, sharchaga boshqa jismlar ta'sir qilmayotgan bo'lsada, u K' sanoq tizimida qandaydir kuch ta'sirida a'_0 tezlanish bilan harakatga keladi. Bu kuch K' sanoq tizimining K sanoq tizimiga nisbatan tezlanuvchan ilgari lanma harakati tufayli vujudga keladi va bu «odatdagi» kuchlardan farq qiladi; bu kuch **inertsia kuchi** deyiladi.

Ilgari lanma harakat qilayotgan noinertsial sanoq tizimida inertsia kuchlari.

Bizga ma'lumki, jismlarning bir-biriga ta'siri tufayli vujudga keladigan kuchlar Nbyutonning ikkinchi qonuni bilan ifodalanadi va bu kuchlar inertsial sanoq tizimlariga nisbatan aniqlanadi. Noinertsial sanoq tizimlarida, umuman olganda, Nbyuton qonunlari bajarilmaydi, chunki boshqa jismga qo'yilgan aks ta'sir kuchi mavjud bo'lmaydi. Lekin jismlarning bir-biriga ta'sir kuchlari bilan bir qatorda inertsia kuchlarini xam o'zaro aks ettiruvchi ifodani Nbyutonning ikkinchi qonuni tarzida yozish mumkin. SHunday qilib, noinertsial sanoq tizimida Nbyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$ma' = F + F_{un}, \quad (33)$$

bu erda F - jismlarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri tufayli mazkur jismga ta'sir etuvchi "odatdagi" kuchlarning vektor yig'indisi; F_{un} - inertsia kuchlari; a' , - mazkur jimning F va F_{in} kuchlari ta'siri ta'sirida noinertsial sanoq tizimida erishgan tezlanishi. SHuni alohida ta'kidlash lozimki, inertsia kuchlari (F_{in}) noinertsial sanoq tizimining inertsial sanoq tizimiga nisbatan tezlanishi bilan aniqlanadi.

o'zaro ta'sir kuchlari (F) esa ikkala sanoq tizimida ham bir xildir, ya'ni

$$F = ma', \quad (34)$$

bu erda $\vec{a}$ -jismning inertsial sanoq tizimiga nisbatan tezlanishi bo'lib, mazkur jismga boshqa jismlarning bevosita ta'siri natijasidir. Noinertsial sanoq tizimida jismga ta'sir etuvchi inertsiya kuchi qo'yidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}_{in}^P = m\vec{a}_0^P. \quad (35)$$

Bu kuchni noinertsial sanoq tizimining tezlanishi orqali ifodalasak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vec{F}_{in}^P = -m\vec{a}_0^P.$$

Bu ifodadagi manfiy ishora inertsiya kuchi noinertsial sanoq tizimining tezlanish vektori yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga yo'nalganligini bildiradi.

(33) va (34) tengliklardan inertsiya kuchi uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\vec{F}_{in}^P = -m(\vec{a}' - \vec{a}).$$

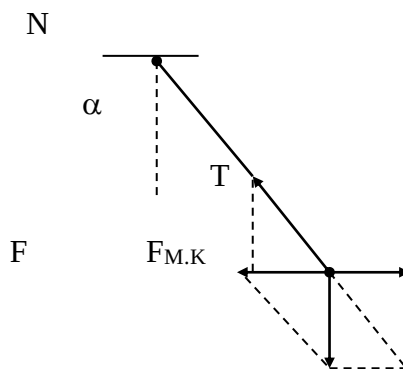
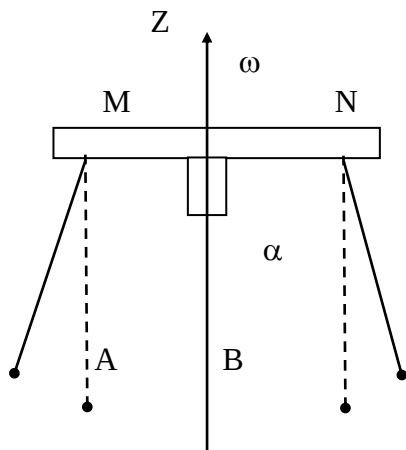
Agar noinertsial sanoq tizimida o'zaro bir-biri bilan ta'sirlashuvchi jismlar bo'lmasa yoki ta'sir etuvchi kuchlar o'zaro muvozanatlashsa ($\vec{F}=0$ va $\vec{a}=0$ bo'lsa) $\vec{a}'=\vec{a}_0^P$ bo'lishi ravshandir, u holda $\vec{a}_0^P = -\vec{a}_0^P$ tenglikka ega bo'lamiz, ya'ni qaralayotgan jismga boshqa jismlar bevosita ta'sir etmasa inertsiya kuchi (35) formula tarzida ifodalanadi.

Inertsiya kuchlarining quyidagi xususiyatlarini ta'kidlab O'tamiz:

1. Inertsiya kuchlari jismlarning o'zaro ta'siri natijasida emas, balki sanoq tizimining tezlanishli harakati natijasida vujudga keladi.
2. Inertsiya kuchlari har xil noinertsial sanoq tizimlarida har xildir, ya'ni boshqacha tezlanish bilan harakatlanayotgan tizimga o'tishda inertsiya kuchlari ham o'zgaradi. Inertsiya kuchlari bunday o'tishga nisbatan invariant emas.
3. Inertsiya kuchlari Nyutonning uchinchi qonuniga bo'ysunmaydi, ya'ni biror jismga inertsiya kuchi ta'sir qilayotgan bo'lsa, boshqa jismga qo'yilgan aks ta'sir kuchi mavjud bo'lmaydi.
4. Inertsiya kuchlari jismning massasiga mutanosib bo'lib, bu xususda ular gravitatsiya kuchlariga o'xshashdir.

Aylanuvchi sanoq tizimida inertsiya kuchi.Koriolis kuchi.

Har qanday aylanma harakatda markazga intilma tezlanish mavjud, shu sababli aylanma harakat bilan bog'langan sanoq tizimi noinertsialdir. Aylanuvchi sanoq tizimidagi inertsiya kuchlari haqida tasavvur hosil qilish uchun quyidagi qurilmani olib qaraylik.



a

b

$$\vec{p} = m\vec{g}$$

Tik o'qqa o'rnatilgan tayoqchani M va N nuqtalariga ingichka ip orqali A va V metall sharchalar rasmda ko'rsatilgandek osilgan. Tayoqcha tinch holatda bo'lganida sharchalar osilgan ip tik holatda buladi va har bir sharchaning og'irlik kuchi ipning taranglik kuchi bilan muvozanatlashadi. Endi tayoqchani unga tik yo'nalgan va uning o'rtasidan o'tuvchi Z o'qi atrofida biror ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiraylik. Tabiiyki, tayoqcha bilan sharchalar ham Z o'qi atrofida aylanma harakatga keladi va natijada sharchalar ular osilgan ip bilan biror burchakka og'adi. Aylanish jarayonida har bir sharcha radiusi R bo'lgan aylana bo'lib harakat qiladi.

Inertsial sanoq tizimida har bir sharcha R radiusli aylana bo'yicha harakatlanyapti va u Z o'qi atrofida

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R \quad (36)$$

ga teng, markazga intilma tezlanish bilan aylanyapti, binobarin, sharchaga

$$F = m\omega^2 R \quad (37)$$

bo'lgan markazga intilma kuch ta'sir etyapti. Ko'rinib turibdiki, bu kuch ipning taranglik kuchi $\vec{T}$ bilan sharchaning og'irlik kuchi $\vec{P}$ ning teng ta'sir etuvchisidir:

$$\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$$

Chetlanish burchagi $\vec{F}$ va $\vec{P}$ kuchlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$\tan \alpha = \frac{F}{P} = \frac{m\omega^2 R}{mg} = \frac{\omega^2 R}{g},$$

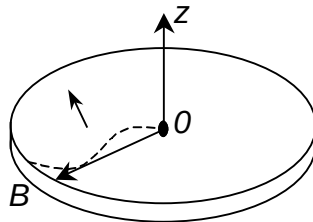
ya'ni sharchalarning og'ish burchagi tezligining va ularning aylanish radiusining ortishi bilan ortib boradi.

Aylanuvchi qurilma bilan bog'langan noinertsial sanoq tizimida sharchalarga qandaydir kuch ta'sir etayapti va bu kuch ta'sirida ular α burchakka chetlanayapti. Ta'sir etayotgan kuch aylanish o'qidan radius bo'ylab tashqariga yo'nalganligi tufayli u **markazdan qochma inertsia kuchi deyiladi**.

Markazdan qochma inertsia kuchi (F_{MK}) son jihatdan markazga intilma (F) kuchga teng bo'lib, yo'nalish jihatdan unga qarama-qarshidir.

$$F_{MK} = m\omega^2 R \quad (38).$$

Agar jism shu aylanayotgan tizimga nisbatan harakatlanayotgan bo'lsa, unga markazdan qochma inertsia kuchidan tashqari yana qo'shimcha kuch ta'sir etadi. Bu kuchga **Koriolis kuchi** yoki **Koriolis inertsia kuchi** deyiladi.



Koriolis kuchi bilan tanishish uchun quyidagi qurilmada tajriba o'tkazaylik: ufq tekisligida o'rnatilgan disk olaylik va u tik yo'nalishidagi Z o'qi atrofida aylana olsun. Dastlab disk tinch holatda bo'lsin, uning markazidan biror, sharchani $\vec{v}$ tezlik bilan OV radius bo'yicha yo'naltirsak, tabiiyki, u radial chiziq bo'ylab harakat qilib, V nuqtaga keladi. Endi diskni Z o'qi atrofida ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiramiz. U holda sharcha OS egri chiziq bo'ylab harakat qilib, V nuqtaga emas, balki S nuqtaga keladi, shu bilan birga u diskka nisbatan o'z tezligi yo'nalishi ham o'zgartiradi. Aylanayotgan disk bilan bog'langan noinertsial tizimda sharchaga $\vec{v}$ vektorga tik yo'nalishda qandaydir $\vec{F}_K$ kuch ta'sir etyapti.

Inertsial sanoq tizimida sharcha disk tinch turgan holdagi kabi to'g'ri chiziqli bo'ylab harakatlanayapti, disk esa sharchaning avvalgi traektoriyasiga nisbatan siljidi, degan natija kelib chiqadi.

Demak,
$$\vec{F}_k = 2m[\vec{\omega} \vec{\omega}] \quad (39)$$

Koriolis inertsia kuchining yo'nalishi $\vec{\omega}$ va $\vec{\omega}$ vektorining vektor ko'paytmasining yo'nalishi bilan aniqlanadi.

Sinov savollari.

1. Impuls momenti deb qanday fizik kattalikka aytiladi?
2. Impuls momentining saqlanish qonunini ta'riflang va isbotlang
3. Kuch momenti deb qanday kattalikka aytiladi?
4. Momentlar tenglamasi ifodasini yozing
5. Moddiy nuqtaning va jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti deb qanday kattalikka aytiladi?
6. SHeyner teoremasini ta'riflang va ifodasini yozing
7. Jism aylanma harakat kinetik energiyasi ifodasini yozing
8. Aylanma xarakat uchun dinamikaning asosiy tenglamasini keltirib chiqaring
9. Inertsia momentining aylanma xarakatdagi roli qanday?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 28-33.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 78-84; 161-172 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 84-92; 94-112.
4. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 39-47.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 71-92 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sands. Feynmanovskie lektzii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 327-338.
7. CH. Kittel, U. Nayt, M. Ruzerman. Berklevskiy kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Moskva. «Nauka», 1983 g. str. 190-196.

MEXANIK TEBRANISHLAR

Reja

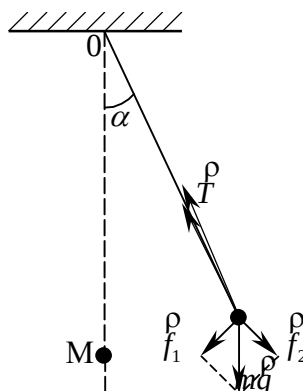
Garmonik tebranma harakat. Erkin, so'nuvchi va majburiy tebranishlar va ularning differentsial tenglamasi va echimi. Mexanikada garmonik ostsillyator. Garmonik tebranishlar energiyasi

Tayanch iboralar: tebranish, garmonik tebranish, chastota, davr, matematik va fizik mayatniklar, so'nishning logarifmik dekrementi, tizimning aslligi, rezonans chastota

Tebranma harakat haqida tushuncha

Vaqt o'tish bilan takrorlanib turadigan harakatlarga tebranma harakat deyiladi.

Tizimga ta'sir etuvchi kuchlarning tabiatiga ko'ra tebranma harakatlar erkin tebranishlarga,



majburiy tebranishlarga va avtotebranishlarga bo'linadi.

Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan tizimda tashqi kuchlar ta'sirisiz vujudga keladigan tebranishlar *erkin tebranishlar* deyiladi. Davriy ravishda o'zgaradigan kuchlar ta'sirida vujudga keladigan tebranishlar *majburiy tebranishlar* deyiladi.

Tabiatda ko'p uchraydigan tebranma harakatlar ichida *garmonik tebranishlar* deb ataluvchi tebranishlar muhim o'rinni egallaydi. Garmonik tebranishlar tebranma harakatlar ichida eng muhim bo'lishi bilan birga eng oddiysi hamdir.

Garmonik tebranishlar.

Tebranuvchi jism siljishning yoki biror fizik kattalikning vaqt bo'yicha o'zgarishi sinus va kosinus qonuni bo'yicha yuz beradigan tebranishlarga *garmonik tebranishlar* deyiladi.

Garmonik tebranma harakatining ta'rifiga ko'ra siljish qonuni yoki tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha), \quad (1)$$

bunda x -sharchaning muvozanat vaziyatidan siljishi, A -sharchaning muvozanat vaziyatidan eng katta siljish bo'lib, bu kattalik tebranish amplitudasi nomi bilan yuritiladi. ω_0 -doiraviy chastota; $\omega_0 t + \alpha$ esa garmonik tebranishning fazasi deyiladi va u kuzatilayotgan onda tebranuvchi jism yoki kattalik qanday vaziyatda va qaysi yo'nalishda ekanligini aniqlaydi; α -o'zgarmas kattalik bo'lib boshlang'ich faza deyiladi va u kuzatish boshlanishi oldidan muvozanat vaziyatiga nisbatan tebranishning yo'nalishi va vaziyatini aniqlaydi.

Vaqt birligi ichidagi tebranishlar soni tebranish chastotasi deyiladi va ν xarfi bilan belgilanadi. CHastota va to'la tebranish davri

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

munosabat bilan bog'langan; doiraviy chastota ω va oddiy chastota ν esa

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$

munosabat bilan o'zaro bog'langan. Oxirgi ikki formuladan ko'rinadiki, SI tizimida doiraviy chastota ω_0 jismning 2π sekund davomida necha marta to'la tebranishini ifodalovchi kattalikdir; chastota ν esa jismning 1 sekund davomida necha marta to'la tebranishini aks ettiradi. Doiraviy chastota burchak tezlik kabi radian taqsim sekundlarda o'lchanadi. Chastota ν ning o'lchov birligi gerts [Gts] deb yuritiladi.

(1) ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha_1) \quad (2)$$

bunda $\alpha_1 = \alpha - \frac{\pi}{2}$. (2) formula ham garmonik tebranma harakatining siljish qonunini ifodalaydi.

Garmonik tebranma harakat qiluvchi jismning tezligi va tezlanishi.

Garmonik tebranma harakat qilayotgan jismning siljishi sinuslar qonuni bo'yicha sodir bo'layotgan bo'lsin:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

Garmonik tebranuvchi moddiy nuqtaning istalgan paytdagi tezligi siljishdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng.

$$v = \frac{dx}{dt} = x = A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) = v_m \cos(\omega_0 t + \alpha). \quad (3)$$

bunda $A\omega_0 = v_m$ - tezlikning amplituda qiymati. Oxirgi tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$v = v_m \sin\left(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4)$$

(4) formuladan ko'rinadiki, *tebranuvchi moddiy nuqtaning tezligi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi.*

Tebranuvchi moddiy nuqtaning tezlanishi tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki siljishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli **hosilaga teng**:

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (5)$$

bunda $A\omega_0^2$ - tezlanishning amplituda qiymati (a_m) binobarin,

$$a = a_m \sin(\omega_0 t + \alpha + \pi) \quad (6)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu tenglikdan ko'rinadiki, tebranuvchi moddiy nuqta tezlanishning o'zgarishi ham chastotasi ω_0 bo'lgan garmonik tebranma harakat qonuni bo'yicha sodir bo'ladi.

Garmonik tebranuvchi moddiy nuqtaning tezlanishi siljishga nibatan faza bo'yicha π qadar oldinda ekanligi kelib chiqadi, ya'ni tezlanish va siljish qarama-qarshi faza bo'yicha o'zgaradi. (5) formula

$$a = -\omega_0^2 x \quad (7)$$

ko'rinishiga ega bo'ladi.

Garmonik tebranma harakatining differentsial tenglamasi.

Tebranma harakatning differentsial tenglamasi deyilganda tebranayotgan moddiy nuqtaning harakat tenglamasi tushuniladi. Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat tenglamasi istalgan paytda uning vaziyatini yoki holatini aniqlashga imkon beradi. Prujinali mayatnik misolida tebranayotgan moddiy nuqtaga tezlanish beruvchi kuch-prujinaning qayshqoqlik kuchidir:

$$F = -kx.$$

Bu kuch ta'sirida tebranuvchi moddiy nuqta

$$a = \frac{dx}{dt} = -A\omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

tezlanish oladi. U holda Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad \text{yoki} \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0$$

Oxirgi tenglamani

$$\frac{k}{m} x = 0$$

tarzda yozamiz va undagi $\frac{k}{m}$ nisbat musbat son bo'lganligi tufayli uni ω_0^2 orqali belgilaymiz:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2 \quad (8)$$

Natijada *garmonik tebranma harakatining* quyidagi *differentsial tenglamasiga* ega bo'lamiz:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (9)$$

Demak, prujinali mayatnikning harakat tenglamasi bir jinsli ikkinchi tartibli differentsial tenglama tarzida ifodalandi. (9) tenglama prujinali mayatnik misolida keltirib chiqarilgan bo'lsa ham, u barcha garmonik tebranishlar uchun o'rinlidir va uning echimi garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat qonunini ifodalaydi, (9) tenglamaning echimi

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (10)$$

yoki

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11)$$

ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin.

Garmonik tebranma harakatining asosiy xususiyatlaridan biri uning *davriyligidir*. YUqoridagi tenglamalardan prujinali mayatnikning *tebranish davri* uchun

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (12)$$

ifodani olamiz.

Matematik mayatnik

CHO'zilmaydigan vaznsiz ipdan va unga osilgan massasi m bo'lgan moddiy nuqtadan iborat tizimni matematik mayatnik deyiladi. Mayatnikni muvozanat vaziyatidan chiqarsak, ya'ni uni muvozanat vaziyatiga nisbatan φ burchakka og'dirsak, uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi kuch paydo bo'ladi. Bu kuch son jihatidan quyidagiga teng:

$$f_1 = mg \sin \varphi. \quad (13)$$

Bu kuch prujinaning qayishqoqlik kuchiga juda o'xshash. Chunki bu kuch ham, prujinaning qayishqoqlik kuchi ham tebranuvchi tizimni muvozanat vaziyatiga qaytarishga intiladi. SHu tufayli f_1 kuch qayishqoqlik kuchi bo'lmasa ham uni *kvaziqayishqoq kuch* deb yuritiladi.

Tizimni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi f_1 kuch ta'sirida massasi m bo'lgan sharcha a tezlanish oladi. Bu xususiy hol uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$m\ddot{\alpha} = -m\dot{g}\sin\varphi, \text{ bundan } \ddot{\alpha} = -\dot{g}\sin\varphi \quad (14)$$

Manfiy ishora $\dot{f}_1$ kuchning yo'nalish siljishga qarama-qarshi ekanligini bildiradi. Matematik mayatnik φ burchakka chetlanganda sharcha bosib o'tgan traektoriyani radiusi l bo'lgan aylananing yoyi bo'ylab harakatidagi burchak tezlanish chiziqli tezlanish bilan quyidagicha bog'langan:

$$a = \varepsilon l = \ddot{\alpha} l$$

bunda $\varepsilon = \ddot{\alpha}$ ekanligi e'tiborga olindi. Endi bu ifodani (14) qo'ysak, uni

$$\ddot{\alpha} l = -g \sin\varphi \text{ yoki } \ddot{\alpha} + g \sin\varphi = 0 \quad (15)$$

tarzda yozish mumkin. Mayatnikning kichik tebranishlari bilan chegaralanamiz: u holda $\sin\varphi \approx \varphi$ deb qabul qilish mumkin. SHunga ko'ra (3) ifodani quyidagicha yozamiz.

$$\ddot{\alpha} + g\varphi = 0 \quad \text{yoki} \quad \ddot{\alpha} + \frac{g}{l}\varphi = 0.$$

Oxirgi tenglamada

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \quad (16)$$

belgilashni kiritish muayyan fizik ma'noga ega. Natijada

$$\ddot{\alpha} + \omega_0^2\varphi = 0 \quad (17)$$

ko'rinishdagi differentsial tenglamaga ega bo'lamiz. (17) tenglamaning echimi:

$$\varphi = A\sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (18)$$

yoki

$$\varphi = A\cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (19)$$

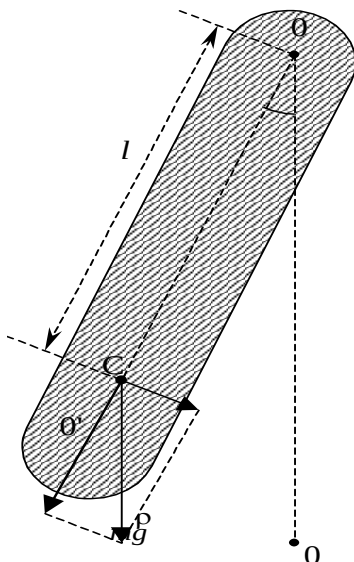
ekanligi tabiiy (bunda α – tebranishning boshlang'ich fazasi, A – chetlanish burchagining amplituda qiymati). (18) va (19) tenglamalar *garmonik harakat tenglamalaridir*. Demak, kichik tebranishlarda matematik mayatnik o'zining muvozanat vaziyati atrofida

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (20)$$

doiraviy chastota bilan tebranma harakat qiladi. Bu chastota matematik mayatnikning *xususiy tebranish chastotasi* deyiladi. Ikkinchi tomondan $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ ekanligi va (20) tenglikni nazarda tutsak, matematik mayatnikning to'la tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad (21)$$

bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, matematik mayatnikning to'la tebranish davri faqat uning uzunligiga hamda og'irlik kuchi ta'sirida jismning erkin tushish tezlanishiga bog'liq bo'lib, tebranuvchi jismning massasiga va tebranish amplitudasiga bog'lik emas.



Fizik mayatnik. Izoхronlik.

Fizik mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmaydigan o'q atrofida tebranma harakat qila oladigan qattiq jismga aytiladi. Mazkur o'q (O nuqtadan o'tgan o'q) *osilish o'qi* deyiladi. Bu o'q og'irlik markazi (S) dan l masofada joylashgan. Mayatnikni

muvozanat vaziyati (OO') dan biror burchakka, aytaylik chap tomonga og'dirsak og'irlik kuchining tashkil etuvchisi $\vec{P}_\tau$ uni muvozanat vaziyatiga qaytarishga intiladi. Mayatnik og'irlik markazidan o'tayotganda o'z inertsiasini ta'sirida harakatini davom ettirib o'ng tomonga og'adi va bu jarayon takrorlanadi, ya'ni u muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladi. Agar osilish o'qidagi ishqalanish kuchini hisobga olmasak, tebranish og'irlik kuchining $\vec{P}_\tau = -mg \sin \varphi$ tashkil etuvchisi tufayli sodir bo'ladi. Manfiy ishora kuchining chetlanish ($\varphi \sim \sin \varphi$)ga qarama-qarshi ekanligini bildiradi. $\vec{P}_\tau$ ning ta'sirida mayatnikni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi

$$M = -mgl \sin \varphi \quad (22)$$

ga teng kuch momenti vujudga keladi; bunda l -osilish o'qiga nisbatan $\vec{P}_\tau$ kuchining elkasi

Osilish o'qiga nisbatan jismning inertsia momentini I bilan belgilasak jismga quyilgan kuch momenti:

$$M = I\varepsilon = I\ddot{\varphi} = I\ddot{\varphi} \quad (23)$$

tarzda ifodalanadi. (22) va (23) tengliklardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$I\ddot{\varphi} = -mgl \sin \varphi \quad (24)$$

kichik tebranishlar uchun $\sin \varphi \approx \varphi$ deb qabul qilib (24) tenglikni

$$I\ddot{\varphi} + mgl\varphi = 0 \text{ yoki } \ddot{\varphi} + \frac{mgl}{I}\varphi = 0 \quad (25)$$

ko'rinishda yozamiz. Oxirgi ifodaga

$$\frac{mgl}{I} = \omega_0^2 \quad (26)$$

belgilash kiritamiz; bunda ω_0 -fizik mayatnikning *xususiy tebranish chastotasi* deyiladi. Shunda (25) tenglamani

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = 0 \quad (27)$$

ko'rinishda yozamiz. Bu tenglama garmonik tebranma harakatning differentsial tenglamasidir, chunki (27) da siljish o'rnida og'ish burchagi (φ) qatnashayapti. Ma'lumki uning echimi $\varphi = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$ yoki $\varphi = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$ ko'rinishga ega.. (26), (27) va oxirgi tengliklardan shunday xulosaga kelamizki, kichik tebranishlardan fizik mayatnik

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{I}} \quad (28)$$

xususiy chastota bilan o'zining muvozanat vaziyati atrofida garmonik tebranma harakat qiladi. Uning to'la tebranish davri, ravshanki

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (29)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulaga ko'ra fizik mayatnikning tebranish davri uchun massasi (m) ga bog'liqdek ko'rinadi; aslida esa u massaga emas, balki massaning mayatnikga taqsimlanishini ifodalovchi kattalik I/m ga bog'liq.

(29) tenglikni xuddi matematik mayatnikning tebranish davriga o'xshatib

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

ko'rinishda yozish mumkin, bundagi $L = \frac{I}{ml}$ -fizik mayatnikning *keltirilgan uzunligi* deyiladi va rasmda ko'rsatilgan OO' nuqtalar orasidagi uzunlikka teng. O' nuqta shunday xususiyatga egaki, agar fizik mayatnik osilgan O nuqtadagi o'qni OS chiziqning davomidagi O' nuqtaga ko'chirsak, uning tebranish davri o'zgarmaydi.

(29) ifodadan ko'rinadiki, kichik tebranishlarda fizik mayatnikning tebranish davri uning tebranish amplitudasiga bog'liq emas. Agar tebranish davri amplitudaga bog'liq bo'lmasa, bunday tebranishlar *izoxron tebranishlar* deyiladi.

Amplituda-vektor usuli. Bir yo'nalishdagi bir xil chastotali tebranishlarni qo'shish.

Garmonik tebranishlar ko'pincha chizma ravishda amplituda-vektor usuli bilan tasvirlanadi va bu usul *vektor diagramma usuli* deb ham ataladi. Bu usulning mohiyati quyidagidan iborat:

X o'qidagi ixtiyoriy O nuqtadan uzunligi tebranish amplitudasining son qiymatiga teng bo'lgan A vektorni shunday joylashtiramizki bu vektor OX o'qi bilan tebranishning boshlang'ich fazasi α ga teng burchak hosil qilsin. Agar A vektorni O nuqta atrofida soat miliga teskari yo'nalishda ω_0 burchak tezlik bilan aylanma harakatga kelsak, bu vektorning X o'qidagi proektsiyasi A va -A orasida o'zgaradi. t vaqtdan so'ng uning X O'qidagi proektsiyasi

$$X = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

bo'ladi, bu esa tebranuvchi moddiy nuqtaning t paytdagi siljishidir. SHunday kilib, ω_0 chastota bilan sodir bo'layotgan garmonik tebranishi X o'qidagi ixtiyoriy nuqta atrofida ω_0 burchak tezlik bilan aylanuvchi amplituda vektori (A) ning shu o'qdagi proektsiyasining vaqt bo'yicha o'zgarishi tarzida tasvirlash mumkin: bunda t=0 paytdagi A vektorining X o'q bilan tashkil qilgan burchagi tebranishning boshlang'ich fazasini ifodalaydi.

Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida ikki va undan ortiq tebranishlarda qatnashishi mumkin. Masalan, yurib ketayotgan vagonning shipiga prujinali mayatnikni osib va uni muvozanat vaziyatidan chiqarib qo'yib yuborsak, mayatnik vagonning shipiga nisbatan tik yo'nalishdagi xususiy tebranishlardan tashqari vagon bilan birgalikda tebranma harakatda qatnashadi, chunki vagonning o'zi ham temir yo'lining ulangan joylaridan o'tganda tik yo'nalishda tebranma harakatga keladi. SHunday qilib, Er bilan bog'liq sanoq tizimida prujinali mayatnik bir tomonga ufqqa nisbatan tik yo'nalgan ikkita tebranishda ishtirok etadi.

Moddiy nuqta bir xil yo'nalish bo'yicha bir xil chastota, lekin turlicha amplituda va boshlang'ich fazalar bilan sodir bo'layotgan ikki tebranishda qatnashayotgan bo'lsin. SHunga ko'ra bu ikki tebranish qonuniylari:

$$X_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1) \quad (30)$$

$$X_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (31)$$

tarzda ifodalanishi mumkin. Har ikki tebranma harakat bir yo'nalishda sodir bo'layotganligi tufayli natijaviy tebranish, ya'ni natijaviy siljish alohida siljishlarning yig'indisidan iborat ekanligini tasavvur etish qiyin emas. Qo'shiluvchi tebranishlarning chastotalari bir xil bo'lganligi tufayli T vaqt o'tgandan so'ng X_1 va X_2 siljishlar o'zlarining dastlabki qiymatlariga ega bo'ladi. SHuning uchun tebranishlarning algebraik yig'indisi (X) ham chastotasi ω_0 ga teng bo'lgan davriy tebranma harakatdan iborat bo'ladi, ya'ni :

$$X = X_1 + X_2 = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (32)$$

Natijaviy tebranishdagi X, A, α kattaliklarni topish uchun yuqorida bayon etilgan aylanuvchi amplituda-vektor usulini qo'llaymiz. Aning qiymatini topish uchun parallelogrammga kosinuslar teoremasini qo'llaymiz:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos [\pi - (\alpha_1 - \alpha_2)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos (\alpha_1 - \alpha_2) \quad (33)$$

Natijaviy vektorning boshlang'ich fazasini topamiz:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (34)$$

SHunday qilib, bir yo'nalishda sodir bo'layotgan bir xil chastotali ikkita garmonik tebranma harakatda bir vaqtning o'zida qatnashayotgan moddiy nuqtaning natijaviy tebranishi ham qo'shiluvchi tebranishlar yo'nalishidagi o'sha chastotali garmonik tebranishdan iborat.

O'zaro tik bo'lgan tebranishlarni qo'shish.

Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida o'zaro tik yo'nalishlardagi bir xil chastotali ikkita tebranishda qatnashishi mumkin. Bunday tebranish bilan tanishish maqsadida uzunligi l bo'lgan ingichka ipga osilgan metall sharchaning X va Y koordinata o'qlari bo'ylab tebranishni olib qaraylik. Bu holda har ikkala X va Y yo'nalishda ham matematikaviy mayatnikning o'zaro tik yo'nalishlardagi tebranishlar chastotasi uning uzunligi l bilan aniqlanadi. Matematikaviy mayatniklar o'zaro tik yo'nalishlardagi tebranishlarda bir vaqtning o'zida ishtirok etishni amalga oshirish uchun X koordinata o'qi yo'nalishida tebranib turgan sharchaga Y koordinata o'qi yo'nalishida boshlang'ich turtki bilan ta'sir etish kifoya.

SHarchaning natijaviy tebranishdagi traektoriyasini aniqlash X va Y koordinata o'qlari bo'yicha tebranishlarni qo'shish vositasida amalga oshiriladi.

Mazkur O'qlar bo'yicha garmonik tebranishlardagi siljish qonuniyatlarini quyidagicha yozamiz:

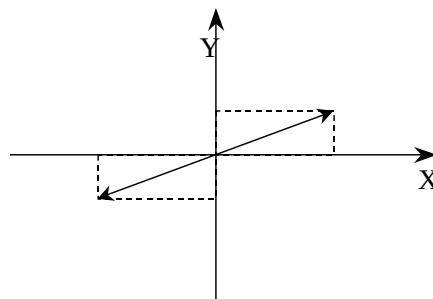
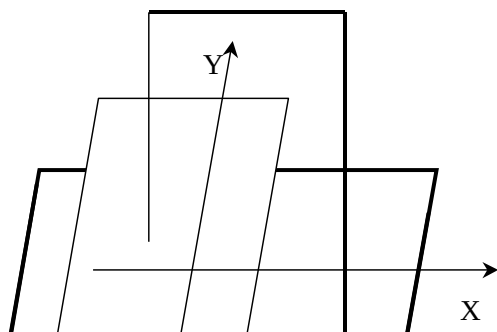
$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_1) \quad (35)$$

$$Y = A_2 \sin(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (36)$$

Umumiy holda sharchaning natijaviy traektoriyasi murakkab egri chiziqdan iborat bo'ladi. Bir necha xususiy hollarni qarab chiqaylik:

1. Tebranishlarning boshlang'ich fazalari o'zaro teng ($\alpha_1 = \alpha_2$). Bu holni amalga oshirish uchun X koordinata o'qi bo'ylab tebranayotgan sharchaga u o'zining muvozanat vaziyatidan o'tayotganda unga Y koordinata o'qi yo'nalishida boshlang'ich turtki berish lozim. SHarchaning natijaviy traektoriyasini aniqlash uchun (35) tenglikning (36) tenglikka nisbatini olamiz ($\alpha_1 = \alpha_2$):

$$\frac{X}{Y} = \frac{A_1}{A_2}, \quad \text{bundan} \quad Y = \frac{A_2}{A_1} X \quad (3)$$



ga ega bo'lamiz.

Bu esa to'g'ri chiziq tenglamasidir, ya'ni sharcha koordinata boshidan o'tuvchi ana shu to'g'ri chiziq bo'yicha tebranadi. Uning muvozanat vaziyatidan siljishi

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

munosabat bilan aniqlanadi. Bu formuladagi x va y lar o'rniga (35) va (36) ifodalarni qo'yib, sharchaning muvozanat vaziyatidan siljish konuniyatini topamiz.

$$r = \sqrt{A_1^2 + A_1^2} \sin \omega_0 t \quad (37)$$

(bunda $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ ekanligi nazarda tutildi) Oxirgi tenglikdan ko'riladiki sharcha o'z muvozanat vaziyati atrofida (37) formula bilan ifodalangan to'g'ri chiziq bo'ylab chastotasi ω_0 va amplitudasi $\sqrt{A_1^2 + A_1^2}$ bo'lgan garmonik tebranma harakat qiladi.

2. $\alpha_1 - \alpha_2 = \pi$ bo'lsin, bundan $\alpha_1 = \alpha_2 + \pi$ bo'ladi. U holda (35) tenglik quyidagicha yoziladi.

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2 + \pi) = -A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (38)$$

(36) tenglikning (38) tenglikka nisbatan olsak, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$Y = -\frac{A_2}{A_1} X \quad (39)$$

Bu holda sharchaning natijaviy tebranish traektoriyasi koordinata boshidan o'tuvchi (39) ifoda bilan berilgan to'g'ri chiziq bo'yicha garmonik tebranma harakatdan iborat bo'ladi.

3. $\alpha_1 - \alpha_2 = \pi/2$ bo'lsin, bu tenglikni $\alpha_1 = \alpha_2 + \pi/2$ ko'rinishda yozish mumkin. U holda (35) tenglik

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2 + \pi/2) = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (40)$$

ko'rinishga keladi. Endi (40) va (36) ifodalarni

$$\frac{X}{A_1} = \cos(\omega_0 t + \alpha_2), \quad \frac{Y}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \alpha_2)$$

tarzda yozamiz. Oxirgi ikki tenglikni kvadratga ko'tarib, so'ng ularni bir biriga qo'shsak, quyidagicha ifoda kelib chiqadi:

$$\frac{X^2}{A_1^2} + \frac{Y^2}{A_2^2} = 1 \quad (41)$$

bu esa ellips tenglamasidir.

So'nuvchi tebranishlar.

Hozirgacha biz o'zgarmas amplituda bilan sodir bo'ladigan, ya'ni faqat kvaziqayishqoq kuch ta'sirida sodir bo'ladigan tebranishlarni qaradik. Amalda har qanday tizimning tebranishi (agar tashqaridan energiya olib turmasa) so'nuvchan bo'ladi, tebranish amplitudasi vaqt o'tishi bilan uzluksiz kamayib boradi. Buning sababi shundaki, jismning tebranma harakatiga atrof muhit tomonidan qarshilik ko'rsatiladi va binobarin, tizim o'z energiyasini muhit qarshiligini engishga, tayanch va osmalardagi ishqalanishlarga uzluksiz ravishda sarflaydi. SHu boisdan tebranma harakat tenglamasini ifodalovchi Nyutonning ikkinchi qonunida kvaziqayishqoq kuch ($F = -kx$) bilan bir qatorda muhitning qarshilik kuchi ham lozim. Tajribalarning ko'rsatilishicha uncha katta bo'lmagan tezlik uchun muhitning qarshilik kuchi, shu jumladan ishqalanish kuchi ham, tezlikka to'g'ri mutanosib bo'lib, harakat yo'nalishiga nisbatan teskari tomonga yo'nalgan:

$$F_k = -rv = -r \frac{dx}{dt} = -rx;$$

bunda r – muhitning qarshilik koeffitsienti. So'nuvchi tebranishni ifodalovchi Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} \text{ yoki}$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0$$

Oxirgi tenglamaning har ikkala tomonini m ga bo'lamiz.

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0 \quad \text{Bu tenglama}$$

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\delta \quad (42)$$

belgilashni kiritsak, u quyidagicha ko'rinishga keladi.

$$2\delta x + \omega_0^2 x = 0 \quad (43)$$

bu ifodadagi ω_0 tizimning muhitning qarshiligi bo'lmagan holdagi xususiy tebranish chastotasi, δ -so'nish koeffitsenti. Muhitning qarshiligini o'zida aks ettiruvchi (43) tenglamaning echimi $\delta < \omega_0$ bo'lgan hol uchun quyidagicha:

$$x = A_0 e^{-\delta t} \cdot \sin(\omega t + \alpha) \quad (44)$$

bunda, A_0 – tebranishning boshlang'ich ($t=0$ bo'lganidagi) amplitudasi; $A_0 e^{-\delta t}$ ko'payma t paytdagi so'nuvchi tebranish amplitudasini ifodalaydi; ω – so'nuvchi tebranish chastotasi, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \quad (45)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, so'nuvchi tebranish chastotasi (ω) xususiy tebranish chastotasi (ω_0) dan kichik tenglikka binoan so'nuvchi tebranish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$$

so'nish ko'rsatkichli (koef) ortishi bilan tebranishlar davri ortadi (tebranishlar chastotasi kamayadi).

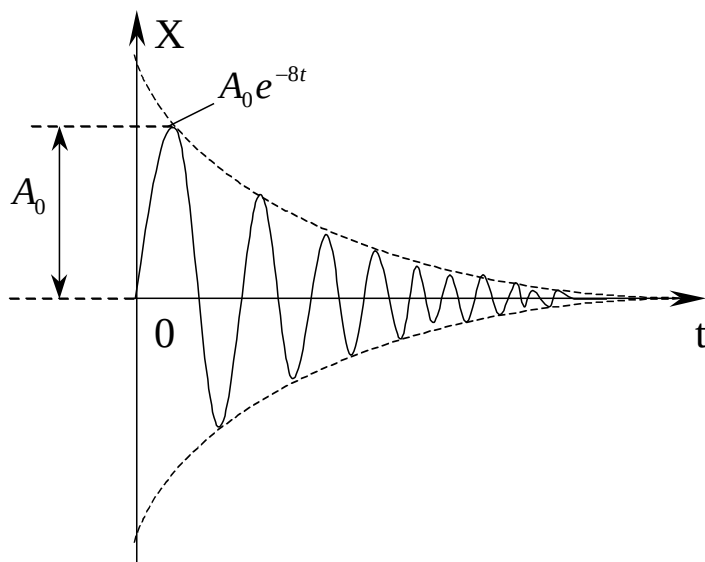
So'nuvchi tebranishda siljishning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi (44) formuladan va so'nuvchi tebranishlar amplitudasi vaqt o'tishi bilan

$$A = A_0 e^{-\delta t} \quad (5)$$

qonun (eksponentsial qonun) bo'yicha kamayib boradi. So'nuvchi tebranishda bir-biriga tebranish davri T ga farq qiluvchi ikkita ketma-ket amplitudalar nisbati:

$$\frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}} = e^{\delta T}$$

so'nish dekrementi deb ataladi, uning natural logarifmi esa so'nishning logarifmik dekrementi deyiladi va λ bilan belginadi.



$$\lambda = \ln \frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}} = \delta T \quad (47)$$

Bu kattalik so'nishning o'lchovi sifatida qo'llaniladi (47) tenglamadan ko'rinishicha, so'nish koeffitsenti δ bir davrga teng vaqtdagi so'nishni aks ettiradi. So'nishning o'lchovi bo'lgan λ qanday kattalik ekanini aniqlaylik. SHu maqsadda (5) ifodani

$$\frac{A_0}{A} = e^{\delta t}$$

ko'rinishda (47) ifodani esa $\delta = \lambda/T$

kurinishda yozsak, bu oxirgi ikki tenglamadan

$$\frac{A_0}{A} = e^{\frac{\lambda}{T} t} \quad (48)$$

ifodaga ega bo'lamiz; bunda A_0 – boshlang'ich amplituda, A esa t paytdagi amplituda so'nuvchi tebranishda amplituda $e=2,73$ marta kamayishi uchun ketgan $t=\tau$ vaqt davomida tizim N marta tebrangan bo'lsa:

$$N = \frac{t}{T} = \frac{\tau}{T} \text{ bo'ladi va (48) ifoda}$$

$\frac{A}{A_0} = e^{N\lambda}$ ko'rinishini oladi. SHartga ko'ra, $A_0/A = e$ bo'lganligi uchun $e^{N\lambda} = e$ va bunda $N\lambda=1$ yoki

$$\lambda = \frac{1}{N}$$

ekanligi kelib chiqadi. Oxirgi tenglikdan ko'rinadiki, so'nishning logarifmik dekrementi amplituda e marta kamayishi uchun ketgan vaqt ichida sodir bo'luvchi tebranishlar sonini aniqlovchi kattalikdir.

Tebranishning so'nishini boshqacha tavsiflash ham mumkin. Bu maqsadda ko'pincha tebranuvchi tizimning aslligi (Q) degan kattalikdan foydalaniladi.

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N$$

Bu formuladan ko'rinadiki, tebranuvchi tizimning aslligi Q son jihatdan tebranishlar amplituda e marta kamayishi uchun ketgan vaqt davomida tebranishlar soni π ga ko'paytmasiga teng. Boshqacha aytganda Q ning katta qiymatlariga λ ning kichik qiymatlari to'g'ri keladi.

Majburiy tebranishlar.

Davriy o'zgaruvchan tashqi kuch ta'sirida tizimda vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi.

Majburiy tebranishlarning erkin tebranishlardan farqi shundaki, majburiy tebranishlarning chastotasi tizimning o'z xususiyatidan kelib chiqmay, balki tashqi ta'sirning chastotasi bilan aniqlanadi. Quyida biz eng oddiy holni tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuch garmonik qonun bilan O'zgaradigan holni qarab chiqish bilan chegaralanamiz, ya'ni tashqi kuch ω chastota bilan

$$F = F_0 \cos \omega t$$

tarzda o'zgarishi, bunda F_0 — tashqi kuchning amplituda qiymati. Davriy ravishda o'zgarib turadigan bunday tashqi kuchni *majbur etuvchi kuch* deyiladi. Tinch turgan tizimga o'zgaruvchan tashqi kuch ta'sir qilsa, u o'zining muvozanat vaziyatidan asta-sekin qo'zg'ala boshlaydi. Mazkur jarayonda tashqaridan berilgan energiya qisman tizimning harakat energiyasini oshirishga sarflansa, qisman ishqalanish kuchini hamda muhitning qarshilik kuchini engishga sarflanadi. SHu bilan birga tebranishning amplitudasi orta boradi. Biror vaqtdan keyin tizim tomonidan ishqalanish kuchini hamda muhitning qarshilik kuchini engishga vaqt birligi ichida sarflanayotgan energiya tashqaridan uzatilayotgan energiyaga teng bo'lib qoladi. SHu paytdan boshlab tizimning tebranishi barkarorlashadi, ya'ni u o'zgarmas amplituda bilan tebrana boshlaydi. Barqaror holatga kelgan tebranishlarni qarab chiqaylik.

Majburiy tebranma harakat qilayotgan tizimga bir vaqtning o'zida kvaziqayishqoq kuch ($-kx$) va muhitning qarshilik kuchi ($-r \frac{dx}{dt}$) dan tashqari, tashqi kuch ($F = F_0 \cos \omega t$) ham ta'sir etadi. Binobarin, majburiy tebranishlar uchun Nьyutonning ikkinchi qonunini quydagicha yozishimiz mumkin:

$$m = \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

bu tenglamani quyidagicha ko'rinishda yozamiz.

$$\cancel{m} + 2\delta\omega + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t \quad (49)$$

Barqaror holatga kelgan majburiy tebranish ω chastota bilan sodir bo'lishini ko'zda tutsak tenglamani echilishi

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (50)$$

tarzda ifodalash maqsadga muvofik bo'ladi. (50) ifoda (49) tenglamaning echimi ekanligini tekshirib ko'ramiz. Buning uchun $\dot{x} = -\omega A \sin(\omega t + \alpha)$; $\ddot{x} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \alpha)$ ekanligini e'tiborga olib (50) ifodani va oxirgi ikki tenglikni (49) tenglamaga qo'yamiz. Natijada mazkur tenglama ayniyatga aylanadi va uning majburiy tebranish amplitudasi Ani aniqlaymiz:

$$-\omega^2 A \cos(\omega t + \alpha) - 2\delta\omega A \sin(\omega t + \alpha) + \omega_0^2 A \cos(\omega t + \alpha) = \frac{F_0}{m} \cos \omega t.$$

ma'lum trigonometrik formulalardan foydalanib (sinus va kosinuslarni yoyib chiqib) bu tenglamani quyidagicha ezish mumkin:

$$\begin{aligned} & -\omega^2 A (\cos \omega t \cos \alpha - \sin \omega t \sin \alpha) - 2\delta\omega A (\sin \omega t \cos \alpha + \cos \omega t \sin \alpha) + \\ & + \omega_0^2 A (\cos \omega t \cos \alpha - \sin \omega t \sin \alpha) = \frac{F_0}{m} \cos \omega t \end{aligned}$$

bu tenglama ayniyatga aylanishi uchun chap va o'ng tomonidagi $\cos \omega t$ va $\sin \omega t$ koeffitsientlar O'zaro teng bo'lishi kerak:

$$-\omega^2 A \cos \alpha = 2\delta\omega A \sin \alpha - \omega_0^2 A \cos \alpha + \frac{F_0}{m}$$

$$\omega^2 A \sin \alpha = 2\delta\omega A \cos \alpha + \omega_0^2 A \sin \alpha.$$

oxirgi ikki tenglamani

$$A(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \alpha - 2\delta\omega A \sin \alpha = \frac{F_0}{m} \quad (51)$$

$$A(\omega_0^2 - \omega^2) \sin \alpha + 2\delta\omega A \cos \alpha = 0 \quad (52)$$

ko'rinishda yozamiz. Endi ularni alohida-alohida kvadratga ko'tarib, so'ngra hadma-had qo'shsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2] = \frac{F_0^2}{m^2}$$

bundan tizimning majburiy tebranish amplitudasi

$$A = \frac{F}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}} \quad (53)$$

ekanligi kelib chiqadi. (52) tenglamadan esa majburiy tebranish fazasini aniqlaymiz:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (54)$$

(53) va (54) tengliklardan ko'rinadiki, majburiy tebranish amplitudasi va fazasi tashqi kuchning o'zgarish chastotasi (ω) ga bog'liq ravishda o'zgaradi ($\omega_0 = \text{const}$). Amplituda va faza tashqi kuchning o'zgarish chastotasiga qanday bog'liqligini qarab chiqaylik.

Amplituda eng katta qiymatga erishish uchun (53) ifodaning maxraji eng kichik qiymatga erishishi lozim. Maxraj eng kichik qiymatga erishishi uchun ildiz ostidagi ifodaning hosilasi nolga teng bo'lishi kerak:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\delta^2\omega = 0 \text{ yoki } -(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\delta^2 = 0$$

bundan:

$$\omega^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$$

Demak, tashqi kuchning chastotasi

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} \quad (55)$$

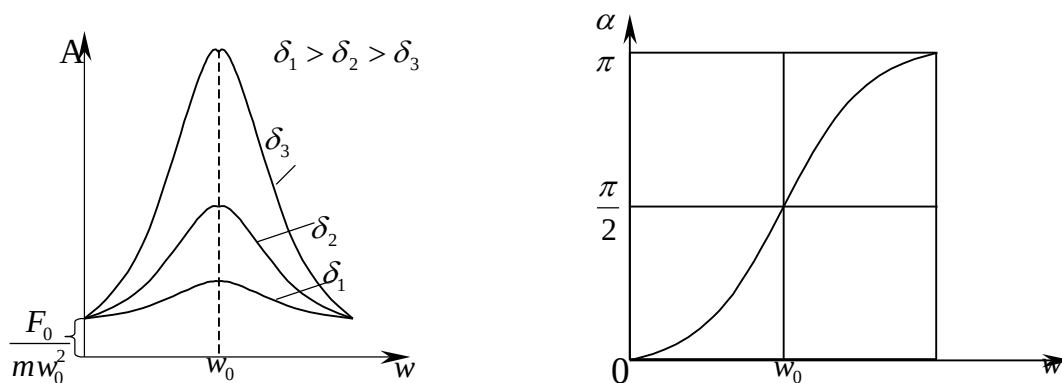
bo'lganda majburiy tebranish amplitudasi eng katta qiymatga erishadi. Bu hodisa **rezonans hodisasi** deyiladi va tashqi kuchning bu chastotasi **rezonans chastota** deyiladi.

Rezonans chastotada majburiy tebranish amplitudasi nimaga teng ekanligini aniqlaylik. SHu maqsadda (55) tenglikni (53) ga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \quad (56)$$

Ko'rinib turibdiki, δ kamaygan sari majburiy tebranish amplitudasi A_r oshib boradi. Xususiyl holda ya'ni so'nish bo'lmaganda ($\delta=0$ bo'lganda) rezonans chastota tizimning xususiyl tebranish chastotasiga teng bo'lishi va majburiy tebranish amplitudasi cheksiz katta qiymatga erishishi kerak. Tabiiyl sharoitlarda esa δ ning qiymati noldan farqli, binobarin A_r cheksiz katta bo'la olmaydi. δ ning qiymati noldan farqli bo'lganligi tufayli tashqi kuchning chastotasi tizimning xususiyl tebranish chastotasiga yaqinlashganda rezonans xodisasi sodir bo'ladi.

Binobarin rezonans xodisasi tashqi kuchning o'zgarish chastotasi tizimning xususiyl tebranish amplitudasining keskin oshishidan iborat ekan.



So'nish koeffitsienti har xil qiymatlarda majburiy tebranish amplitudasining tashqi kuch chastotasiga bog'liql egri chiziqlari bu egri chiziqlar *rezonans egri chiziqlari* deyiladi. Tashqi kuchning o'zgarish chastotasi nolga teng bo'lganda, ya'ni tizimga o'zgarmas kuch ta'sir qilganda, rezonans egri chiziqlari amplituda o'qini

$$A_0 = \frac{F_0}{m\omega^2} \quad (57)$$

qiymatda kesib o'tadi. Bu tizimga o'zgarmas kuch ($\omega=0$) ta'sir etib tursa, u o'zining muvozanat vaziyatidan (57) ifoda bilan aniqlanadigan masofaga chetlanib turadi degan ma'noni anglatadi.

Garmonik tebranma harakat energiyasi

Garmonik tebranma harakat qilayotgan tizim o'zining muvozanat vaziyatidan chetlanganda potentsial energiya uchun nol sath deb hisoblangan sathga nisbatan vaqt o'tishi bilan har xil balandlikka ko'tariladi, ya'ni tizimning potentsial energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Bu bilan bir qatorda uning kinetik energiyasi xam vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Tizim o'zining muvozanat vaziyatidan o'tayotganda, uning tezligi eng katta qiymatga erishadi va aksincha muvozanat vaziyatidan eng chetga og'ganda uning tezligi nolga teng bo'ladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra berk tizimning to'la energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi: tebranish jarayonida tizimning potentsial energiyasi kinetik energiyasiga va aksincha kinetik energiya potentsial energiyaga aylanib turadi. Jism o'zining muvozanat vaziyatidan eng katta chetlanganda uning to'la energiyasi faqat potentsial energiyadan, muvozanat vaziyatdan o'tayotganda esa uning to'la energiyasi faqat kinetik energiyadan iborat bo'ladi.

Muvozanat vaziyatidan x masofaga siljirilgan prujinali mayatnikning potentsial energiyasi:

$$E_n = \frac{kx^2}{2}.$$

$k = \omega_0^2 m$ va $x = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$ ekanligini e'tiborga olib yuqoridagi tenglikni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$E_n = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) \quad (58)$$

Mazkur tenglama tizim potentsial energiyasining vaqt o'tishi bilan o'zgarishini ifodalaydi.

Tezligi noldan farqli bo'lgan barcha vaziyatlarda massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning kinetik energiyasi ham noldan farqli, ya'ni

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$

Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning tezligi ham garmonik tarzda o'zgaradi. SHuning uchun (1) ifodani nazarda tutsak, tebranayotgan moddiy nuqtaning kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha) \quad (59)$$

ko'rinishda yoziladi.

(58) va (59) ifodalardan ko'rinadiki, moddiy nuqtaning potentsial va kinetik energiyalari vaqt o'tishi bilan 0 dan $\frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2$ gacha garmonik ravishda o'zgaradi.

Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning to'la energiyasi E uning potentsial va kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat:

$$E = E_n + E_k = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 [\sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \cos^2(\omega_0 t + \alpha)],$$

bunda o'rta qavs ichidagi ifoda ma'lumki 1 ga teng. SHunday qilib, garmonik tebranma harakatining to'la energiyasi

$$E = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 = \text{const} \quad (60)$$

vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Sinov savollari

1. Qanday jarayonlarga tebranishlar deyiladi.
2. Tebranishlarni qanday turlarini bilasiz.
3. Qanday tebranishlarga garmonik tebranishlar deyiladi?
4. Garmonik tebranishlarni xarakterlovchi fizik kattaliklar (tebranish davri, chastotasi, fazasi, amplitudasi)ga ta'rif bering.
5. Garmonik erkin tebranishlar differentsial tenglamasi qanday ko'rinishga ega?
6. Garmonik tebranayotgan jismning (kattalikning o'zgarish) tezligi va tezlanishi uchun ifodalarni yozing va tushuntirib bering.
7. Prujinali, matematik va fizik mayatniklarga ta'rif bering.
8. Prujinali, matematik va fizik mayatniklar tebranish davrlari qanday kattaliklarga bog'liq?
9. Garmonik tebranish sodir bo'layotgan sistemada energiya aylanishlarini tushuntirib bering.
10. Tebranishlarni qo'shishda amplituda-vektor usulidan qanday foydalaniladi?
11. O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shganda tebranayotgan nuqta traektoriyalari qanday bo'ladi?
12. Bir xil yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shganda natijaviy amplitudaning fazalar farqi bilan bog'liqligini tushuntiring.
13. Qanday tebranishlarga erkin so'nuvchi va majburiy tebranishlar deyiladi? Ularni tenglamalarini yozib bering.
14. So'nish koeffitsientining fizik ma'nosi nima? Logarifmik dekrementi va sistema aslligi nima?
15. Majburiy tebranishlar amplitudasi chastota bilan qanday bog'liq? Rezonans xodisasi tushuntiring.

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 203-207.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 189-203 betlar.
3. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 298-302.
4. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 359-368.

MEXANIK TO'LQINLAR

Reja

To'lqin jarayonlari. Bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlar. To'lqin tenglamasi. To'lqin uzunligi va soni. Fazaviy va guruhli tezliklar. To'lqin energiyasi. Turg'un to'lqinlar

Tayanch iboralar: to'lqin, elastik muxit, yassi yoki sferik to'lqin, to'lqin uzunligi, faza tezligi, turg'un to'lqin

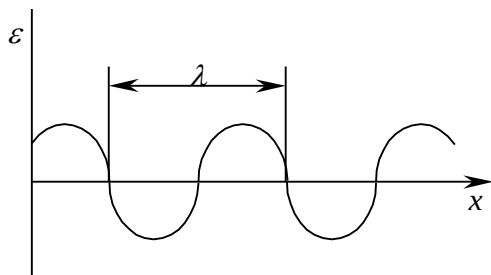
To'lqinlarning elastik muhitda tarqalishi.

Tebranishlarning elastik muxitda tarqalish jarayoni to'lqin deb ataladi.

To'lqin tarqalayotgan muhitning zarralari to'lqin bilan birga ko'chmaydi, ular faqat o'z muvozanat holatlari atrofida tebranib turadi xolos. Zarralarning tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab to'lqinlar bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlarga ajraladi. Bo'ylama to'lqinda muhitning zarralari, to'lqinlar tarqalayotgan yo'nalishi bo'ylab tebranadi. Ko'ndalang to'lqinda muhitning zarralari to'lqinlar tarqalayotgan yo'nalishga perpendikulyar yo'nalishda tebranadi. Mexanik ko'ndalang to'lqinlar faqat siljish qarshiligiga ega bo'lgan muhitda vujudga kelishi mumkin. SHuning uchun suyuq va gaz holatdagi muhitlarda faqat bo'ylama to'lqinlar vujudga kelishi mumkin. Qattiq muhitda ham bo'ylama ham, ko'ndalang to'lqinlar vujudga kelishi mumkin.

Bir xil fazada tebranayotgan o'zaro yaqin zarralar orasidagi masofa λ *to'lqin uzunligi* deyiladi. To'lqin uzunligi, ravshanki, to'lqining bir davr ichida tarqalgan masofasiga teng:

$$\lambda = vT$$



Bu munosabatda T ni $1/v$ bilan (v -tebranishlar chastotasi) almashtirsak, quyidagini topamiz.

$$\lambda v = v$$

To'lqin jarayon tebranish manbaidan tarqalib fazoning yangi-yangi qismlarini egallay boradi. Tebranishlar vaqtning t momentiga etib kelgan nuqtalarning geometrik o'rni *to'lqin fronti* deb ataladi. To'lqin fronti fazoning to'lqin jarayoni tarqalgan

qismidan tebranishlar hali yuzaga kelmagan qismini ajratib turuvchi sirtan iborat.

Bir xil fazoda tebranuvchi nuqtalarning geometrik o'rni *to'lqin sirti* deb ataladi. To'lqin sirtini fazoning to'lqin jarayoni bo'layotgan istalgan nuqtasi orqali o'tkazish mumkin. Demak, vaqtning har bir momentiga bitta to'lqin fronti mos kelsa, to'lqin sirlari cheksiz ko'p bo'lar ekan.

To'lqin sirlari istalgan shaklda bo'lishi mumkin. Eng sodda holda ular tekislik yoki sfera shaklida bo'ladi. Bu hollarda to'lqin mos ravishda *yassi yoki sferik to'lqin* deyiladi. YAssi to'lqinda to'lqin sirlari bir-biriga parallel tekisliklardan, sferik to'lqinda esa kontsentrik sferalardan iborat bo'ladi.

YAssi va sferik to'lqinlar tenglamalari.

Faraz qilaylik $x=0$ tekislikda yotuvchi nuqtalarning tebranishi quyidagi ko'rinishga ega bo'lsin:

$$\xi(0, t) = a \cos \omega t.$$

Nuqtalarning x ning ixtiyoriy qiymatiga tegishli tekislikdagi tebranishlarning ko'rinishini topaylik.

To'lqin $x=0$ tekislik bilan bu tekislik orasidagi yo'lni O 'tishi uchun $\tau = \frac{x}{v}$ vaqt kerak, bu erda v -to'lqinning tarqalish tezligi. Demak, x tekislikda yotuvchi zarralarning tebranishi $x=0$ tekislikda

yotgan zarralarning tebranishidan vaqt bo'yicha τ ga orqada qoladi, ya'ni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\xi(x, t) = a \cos \omega(t - \tau) = a \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right)$$

SHunday qilib, yassi to'lqin tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$\xi = a \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right)$$

$\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const.}$ deb faraz qilamiz va ifodani differentsiallab quyidagini topamiz:

$$dt - \frac{1}{v} dx = 0, \quad \text{bundan} \quad \frac{dx}{dt} = v$$

SHunday qilib, tenglamadagi to'lqining tarqalish tezligi v fazaning ko'chish tezligidan iborat ekan. SHu sababdan bu tezlik *faza tezligi* deb ataladi. Bundan to'lqinning tezligi musbat degan xulosa kelib chiqadi. Demak tenglama x ning ortish tomoniga qarab tarqaluvchi to'lqinni ifodalar ekan. Qarama-qarshi tomonga qarab tarqaluvchi to'lqin quyidagi ko'rinishga ega

$$\xi = a \cos \omega\left(t + \frac{x}{v}\right).$$

YAssi to'lqin tenglamasiga t va x ga nisbatan simmetrik ko'rinish berish mumkin. Buning uchun to'lqin soni deb ataluvchi k kattaligini kiritamiz

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

To'lqin soni k , aylanish (tsiklik) chastotasi ω va to'lqinning faza tezligi v orasida quyidagicha munosabat bor degan xulosa chiqadi.

$$v = \frac{\omega}{k}$$

Demak, sinusoidal to'lqinlarning faza tezligi ularning chastotasidan bog'liq bo'lar ekan. Bu hodisaga to'lqinlar dispersiyasi, bu hodisa kuzatilayotgan muhitni dispersiyalovchi muhit deb ataladi. Tenglamada v ni uning qiymati bilan almashtirib va qavs ichiga ω ni kiritib, yassi to'lqin uchun quyidagi tenglamani topamiz

$$\xi = a \cos(\omega t - kx).$$

Agar to'lqining barcha yo'nalishlar bo'ylab tarqalish tezligi bir xil bo'lsa, u holda nuqtaviy manba hosil qilayotgan to'lqin sferik bo'ladi. Faraz qilaylik, manbaning tebranishlari fazasi ωt ga teng bo'lsin. U vaqtda r radiusli to'lqin sirtida yotuvchi nuqtalar $\omega(t - r/v)$ faza bilan tebranadi (to'lqin r yo'lni o'tishi uchun $\tau = r/v$ vaqt kerak). Bu holda tebranishlar amplitudasi, hatto to'lqin energiyasi muhit tomonidan yutilmasa ham o'zgarishsiz qolmaydi, manbadan uzoqlashgan sari $1/r$ qonuniyat bilan kamaya boradi. Demak, sferik to'lqining tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'lar ekan:

$$\xi = \frac{a}{r} \cos \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)$$

Elastik to'lqin energiyasi.

YAssi elastik to'lqin tarqalayotgan muhitda shu qadar kichik elementar ΔV hajm ajratib olamizki bu hajm barcha nuqtalarida deformatsiyalar bilan harakat tezliklarini bir xil va mos

ravishda $\frac{d\xi}{dx}$ va $\frac{d\xi}{dt}$ larga teng deb olish mumkin bo'lsin. Biz ajratib olgan hajmi quyidagicha elastik deformatsiya potentsial energiyasiga ega bo'ladi:

$$\Delta E_p = \frac{E\varepsilon^2}{2} \Delta V = \frac{E}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V,$$

bu erda $\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ - nisbiy uzayish, E esa YUng moduli. YUng modulini ρv^2 (ρ - muhitning zichligi, v - to'liqinning faza tezligi) bilan ifodalash mumkin. U vaqtda ΔV hajmning potentsial energiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$\Delta E_p = \frac{\rho v^2}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V \quad (1)$$

qaralagan hajm shuningdek kinetik energiyaga ham ega bo'ladi:

$$\Delta E_k = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 \Delta V \quad (2)$$

$\rho \Delta V$ - hajm massasi, $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ - uning tezligi.

(1) va (2) ifodalarning yig'indisi to'la enegiyani beradi.

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right] \Delta V$$

ΔE energiyani u mujassamlashgan ΔV hajmga taqsimlasak, energiya zichligini topamiz:

$$u = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (3)$$

YAssi to'liqining tenglamasini t va x bo'yicha differentsiallasak:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} &= -\omega a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \\ \frac{\partial \xi}{\partial x} &= \frac{\omega}{v} a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \end{aligned}$$

Bu ifodalarni (3) formulaga qO'ysak, quyidagini topamiz:

$$u = \rho a^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = \rho a^2 \omega^2 \sin^2 (\omega t - kx) \quad (4)$$

Ko'ndalang to'liqining energiya zichligi uchun ham ana shunday ifoda kelib chiqadi.

(4) dan ko'rinib turibdiki, vaqtning har bir berilgan momentidagi energiya zichligi fazoning turli nuqtalarida turlicha ekan. Bir nuqtaning o'zida energiya zichligi vaqt bo'yicha sinus kvadrati qonuni bilan o'zgaradi. Sinus kvadratining o'rtacha qiymati yarmiga teng bo'lganligi uchun energiya zichligining muhitning har bir nuqtasidagi o'rtacha (vaqt bo'yicha) qiymati quyidagiga teng bo'ladi.

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 \quad (5)$$

To'liqin biror sirt orqali vaqt birligi ichida tashib o'tgan energiya miqdori sirt orqali o'tuvchi energiya oqimi deyiladi.

Fazoning turli nuqtalarida energiyaning oqimini xarakterlash uchun energiya oqimining zichligi degan kattalik kiritiladi. Bu kattalikning qiymati berilgan nuqtada energiya ko'chayotgan yo'nalishga perpendikulyar joylashgan birlik yuza orqali o'tuvchi energiya oqimiga teng.

To'lqin tarqalayotgan yo'nalishga perpendikulyar $\Delta S_{\perp}$ yuza orqali Δt vaqt ichida ΔE energiya oqib o'tadi, deb faraz qilaylik. U holda energiya oqimining zichligi j ta'rifga binoan quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = \frac{\Delta E}{\Delta S_{\perp} \Delta t} \quad (6)$$

$\frac{\Delta E}{\Delta t}$ kattalik $\Delta S_{\perp}$ sirt orqali O'tuvchi energiya oqimi $\Delta \Phi$ ekanligini hisobga olib, quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$j = \frac{\Delta \phi}{\Delta S_{\perp}}$$

$\Delta S_{\perp}$ yuz orqali Δt vaqt ichida asosi $\Delta S_{\perp}$ va balandligi $v \Delta t$ (v -to'lqining faza tezligi) bo'lgan tsilindr hajmi ichida energiya oqib o'tadi. Agar tsilindrning barcha nuqtalarida energiya zichligini bir xil deb hisoblash mumkin bo'lishi uchun uning o'lchamlari etarli darajada kichik ($\Delta S_{\perp}$ va Δt larning kichikligi hisobiga) bo'lsa, u vaqtda ΔE ni energiya zichligi u ni tsilindrning hajmiga ($u \Delta S_{\perp} v \Delta t$) ko'paytmasi sifatida ifodalash mumkin.

$$\Delta E = u \Delta S_{\perp} v \Delta t \quad (7)$$

Bu ΔE ning ifodasini (6) formulaga qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$j = uv \quad (8)$$

v faza tezligining yo'nalishi to'lqin tarqalishi yo'nalish bilan (energiyaning ko'chish yo'nalishi bilan ham) ustma-ust tushuvchi vektor deb qarab, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$j = uv \quad (9)$$

Energiya oqimi zichligi vektorini birinchi marta buyuk rus fiziki N.A.Umov kiritgan bo'lib, uni *Umov vektori* deb ataladi. (9) vektor u energiya zichligi kabi fazoning turli nuqtalarida turlicha bo'lib, fazoning berilgan nuqtasida esa sinus kvadrati qonuni bilan O'zgaradi. Uning O'rtacha qiymati (5) ni hisobga olganda quyidagiga teng:

$$j_{bipm} = \overline{uv} = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 v$$

Turg'un to'lqinlar.

Ikkita bir xil amplitudali biri-biriga qarab yo'nalgan yassi to'lqinlar o'zaro qo'shilganda juda muhim interferentsiya hodisasi kuzatiladi. Natijada yuzaga keluvchi tebranma jarayon turg'un to'lqin deyiladi. Ikkita o'zaro kogerent to'lqinlarning fazoning biror nuqtasida uchrashib bir-birlarini kuchaytirishi yoki susaytirishi hodisasiga to'lqin interferentsiyasi deyiladi. CHastotalari bir xil va vaqt o'tishi bilan fazalar farqi o'zgarmaydigan to'lqinlar o'zaro kogerent bo'ladilar.

Qarama-qarshi yo'nalishlarda tarqalayotgan ikkita yassi to'lqinning tenglamalarini yozaylik.

$$\xi_1 = a \cos(\omega t - kx)$$

$$\xi_2 = a \cos(\omega t + kx)$$

Bu ikkita tenglamani o'zaro qo'shib va natijani kosinuslar yig'indisi formulasiga asosan O'zgartirib quyidagini topamiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2a \cos kx \cos \omega t$$

To'lqin soni k ni uning $2\pi/\lambda$ qiymati bilan almashtirib ξ ning ifodasiga quyidagi ko'rinishni berish mumkin:

$$\xi = \left(2a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \cos \omega t \quad (10)$$

tenglama turg'un to'lqin tenglamasidir. Undan ko'rinib turibdiki, turg'un to'lqinning har bir nuqtasida uchrayotgan to'lqinlarning chastotasiga teng chastota bilan tebranishlari sodir bo'ladi va bu tebranishlarning amplitudasi x ga bog'lik ekan:

$$A = \left(2a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right)$$

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \Lambda) \quad (11)$$

tenglikni qanoatlantiruvchi nuqtalarda tebranishlar amplitudasi maksimal $2a$ qiymatga erishadi. Bu nuqtalar *turg'un to'lqinning do'ngliklari* deb ataladi. (11) shartdan do'ngliklarning koordinatalarining qiymatlari kelib chikadi.

$$X_{\text{dng}} = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \Lambda)$$

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (n = 0, 1, 2, \Lambda) \quad (12)$$

tenglikni qanoatlantiruvchi nuqtalarda tebranishlar amplitudasi nolga aylanadi. Bu nuqtalar turg'un to'lqinning tugunlari deyiladi. Muhitning teranishlar tugunida joylashgan nuqtalari tebranmaydi. Tugunlarning koordinatlari quyidagi qiymatlarga ega bo'ladi

$$X_{\text{tug}} = \pm \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \Lambda) \quad (13)$$

Sinov savollari.

1. To'lqin deb qanday hodisaga aytiladi?
2. To'lqinni xarakterlovchi kattaliklar (to'lqin uzunligi, soni, tezligi va boshqalar) ga ta'rif bering.
3. To'lqin fronti va sirti deb nimaga aytiladi?
4. YAssi va sferik to'lqinlar tenglamasini yozib va tushuntirib bering.
5. To'lqin dispersiyasi deb qanday hodisaga aytiladi?
6. To'lqin interferentsiyasi deb qanday hodisaga aytiladi?
7. YUguruvchi va turg'un to'lqinlarning asosiy farqlarini aytib bering.
8. Fazaviy va guruhli tezliklar deb nimaga aytiladi.
9. Turg'un to'lqinning do'nglik va tugun xosil bo'lish shartlarini yozing

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 224-233.
2. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki, Moskva, «Vysshaya shkola»YU 1989 g. str. 318-332.
3. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektzii po fizike. Moskva. «Mir», 1977 g. Tom III-IV. Str. 386-396.

NISBIYLIK NAZARIYASI ASOSLARI

Reja

Galiley va Lorents almashtirishlari va ulardan kelib chiqadigan xulosalar. Ikki hodisa orasidagi interval va uning inertsial sanoq sistemasiga nisbatan invariantligi. Tezliklarni qo'shish qonuni. Relyativistik dinamika elementlari

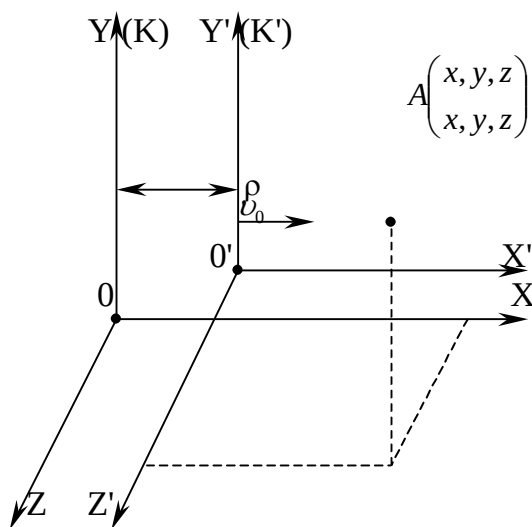
Tayanch oboralar: Galiley va Lorents almashtirishlari, invariantligi, nisbiylik printsipini, fazo, vaqt, relyativistik dinamika, relyativistik zarra

Mexanikada nisbiy harakat. Galiley almashtirishlari

Nyuton mexanikasi asosan «sekin» harakatlar ($v \leq c$) (s-yorug'likning bo'shliqdagi tezligi) mexanikasi. SHu tufayli harakatdagi jismlar o'lchamlari va bu harakatlar sodir bo'layotgan vaqt oralig'i mutloq hisoblanadi, ya'ni jismlarning o'lchamlari va vaqt oralig'i o'zgarmas bo'lib, harakat tezligiga bog'lik emas deb qaraladi.

Turli inertsial sanoq tizimlarida biror mexanik hodisaning qanday kechishini qarab chiqaylik. Masalan: biror jism (moddiy nuqta) harakatini ikkita inertsial K va K' Dekart koordinatalar tizimlarida olib qaraylik (ya'ni X, Y, Z va X', Y', Z' O'qlari bir-biriga mos ravishda parallel yo'nalgan bo'lib, faqat X va X' O'qlari ustma-ust tushgan bo'lsin)

Bu sanoq tizimlari birini, masalan, K tizimni shartli ravishda qo'zg'almas deb xisoblaylik; ikkinchi sanoq tizimi K' esa birinchisiga nisbatan OX yo'nalishda O'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsin



Bir inertsial tizimdan ikkinchisiga o'tganda moddiy nuqta koordinatalarining o'zgarishini aniqlaylik.

Ixtiyoriy t vaqtda harakatlanayotgan moddiy nuqta rasmda ko'rsatilgandek qandaydir A holatda bo'lsin; ayni paytda K' tizimning sanoq boshi (O' nuqta) K ning sanoq boshiga nisbatan $x = v_0 t$, $y = y'$, $z = z'$ koordinatalar bilan aniqlanuvchi nuqtada joylashgan bo'ladi (chunki $OO' = v_0 t$). Fazo va vaqt haqidagi Nyuton mexanikasi tasavvuriga ko'ra har ikkala tizimda ham vaqt bir holda kechadi, ya'ni $t = t'$ bo'ladi.

Rasmdan ko'rinishicha moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy t paytda K sistemadagi holati quyidagi munosabatlar bilan aniqlanadi:

$$x = x' + v_0 t, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t' \quad (1)$$

Xuddi shuningdek, moddiy nuqtaning ayni o'sha t paytda K' tizimdagi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$x' = x - v_0 t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t \quad (2)$$

(1) va (2) formulalar *Galiley almashtirishlari* deyiladi. Galiley almashtirishlari biror inertsial sanoq tizimida harakatlanayotgan moddiy nuqta koordinatalaridan boshqa inertsial sanoq tizimidagi koordinatariga o'tishga ($t = t'$ vaqt uchun) imkon beradi.

SHuni ta'kidlash lozimki, Galiley almashtirishlari uzunlik va vaqt oraliqlari mutloqligi (o'zgarmasligi) haqidagi Nyuton mexanikasi tasavvurlariga asoslanadi.

Galiley almashtirishlari harakatlanayotgan moddiy nuqtaning biror inertsial sanoq tizimidagi tezligi bilan boshqa inertsial tizimdagi tezligi orasidagi bog'lanishini topishga imkon beradi.

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}' + \mathcal{V}_0 \quad (3)$$

Bu tenglik Nbyuton mexanikasida tezliklarni qo'shish qonunini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: *moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligi (tezlik vektori) uning K' tizimidagi tezligi bilan K' tizimning K ga nisbatan tezligining vektor yig'indisiga teng.* Masalan, daryodagi kemanding qirg'oqqa nisbatan tezligi uning suvga nisbatan tezligi bilan suvning qirg'oqqa nisbatan tezliklarining vektor yig'indisiga teng.

Moddiy nuqtaning tezligidan vaqt bo'yicha olingan hosila uning tezlanishiga teng ekanligini nazarda tutib, (3) ni differentsiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d\mathcal{V}}{dt} = \frac{d\mathcal{V}'}{dt'} = \mathcal{A}, \text{ yoki} \\ \mathcal{A} = \mathcal{A}' \quad (4)$$

($v_0 = \text{const}$ bo'lgani uchun uning vaqt bo'yicha hosilasi nolga teng ekanligi o'z-o'zidan ravshandir): bu erda $\mathcal{A}$ - moddiy nuqtaning K tizimidagi tezlanishi, $\mathcal{A}'$ esa uning K' tizimidagi tezlanishini ifodalaydi. Demak, hamma jismlar har xil inertsial sanoq tizimlariga nisbatan bir xil tezlanish bilan harakat qilish ekanlar.

Nisbiylik printsiipi. Galiley almashtirishlarining invariantlari.

Tajribalar natijalarini umumlashtirib, Galiley quyidagi xulosaga keladi: inertsial sanok tizimida o'tkazilgan mexanik tajriba vositasi bilan mazkur sanoq tizimining tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi. Bu *Galileyning nisbiylik qoidasi* deyiladi. Masalan, kemanding ichidagi kishi kemanding tinch turganligini yoki uning to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganini aniqlay olmaydi.

Barcha inertsial sanok tizimlarida bir xil son qiymatiga ega bo'lgan kattaliklar invariant kattaliklar deyiladi («invariant» lotincha suz bo'lib «o'zgarmas» demakdir). YUqorida ko'rdikki, harakatdagi moddiy nuqtaning ikkita inertsial sanoq tizimi (K va K') dagi tezlanishi bir xil, ya'ni $\mathcal{A} = \mathcal{A}'$. Demak, moddiy nuqtaning tezlanishi Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Ma'lumki, fizik qonunlar har xil kattaliklarning miqdoriy munosabatlari tarzida ifoda qilinadi. YA'ni bu qonunlar matematik formulalar orqali yoziladi. *Bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda muayyan fizik qonuniyatni ifodalovchi tenglamaga tegishli kattaliklarning qiymatlari o'zgarsada, uning umumiy ko'rinishi o'zgarmasa, bunday tenglama qaralayotgan almashtirishlarga nisbatan invariant deyiladi.*

K va K' inertsial sanoq tizimlarida $\mathcal{A} = \mathcal{A}'$, $m = m'$ va $\mathcal{F} = \mathcal{F}'$ ekanligini e'tiborga olsak, Nbyuton qonunining mazkur sanoq tizimlaridagi ifodalari bir xil bo'lishini ko'ramiz: K tizimda $F = ma$ tenglik O'rinli bo'lsa K' tizimda

$$\mathcal{F}' = m\mathcal{A}'$$

tenglik o'rinli bo'ladi, ya'ni bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda Nbyutonni ikkinchi qonuni o'z ko'rinishini o'zgartirmas ekan.

Demak, dinamikaning asosiy qonuni Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

YUqorida aytilganlarni umumlashtirib, Galileyning nisbiylik printsiipini quyidagiga ta'riflash mumkin: *mexanika qonunlari barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xil ifodalanadi.*

Relyativistik dinamika elementlari. Maxsus nisbiylik nazariyasi va uning postulatlarlari.

Relyativistik mexanika asosini A. Eynshteyn tomonidan yaratilgan maxsus nisbiylik nazariyasi tashkil qiladi va u kuchsiz gravitatsiya maydonlari mavjud bo'lgan hollar uchun fazo va vaqt haqidagi fizik nazariya hisoblanadi. Bu nazariya Nbyuton fizikasining barcha tasavvurlarini qayta ko'rib chiqishni taqazo qiladi. CHunki Eynshteynning nisbiylik nazariyasida Nbyuton

mexanikasidan farqli o'laroq fazo va vaqt xossalari haqidagi tasavvur mazkur fazo va vaqt ichida sodir bo'layotgan tabiat hodisalari bilan uzviy bog'langandir. Maxsus nisbiylik nazariyasida fizik hodisalar qonuniyatlari faqatgina inertsial sanoq tizimlarida o'rganiladi. Bundan tashqari umumiy nisbiylik nazariyasi ham mavjud bo'lib, u gravitatsiya maydonlari haqidagi nazariyadir.

A. Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasi quyidagi ikkita postulatga (printsipga) asoslangan: 1) nisbiylik printsipi; 2) yorug'lik tezligining o'zgarmasligi printsipi.

Birinchi postulat faqat mexanik hodisalarga taalluqli bo'lgan Galileyning nisbiylik printsiplarini barcha fizik hodisalar uchun umumlashtirishdan iborat. Bu postulat quyidagicha ta'riflanadi: *har bir fizik hodisa barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xil sodir bo'ladi. Boshqacha aytganda, barcha tabiat qonunlari va ularni tavsiflovchi tenglamalar, bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda o'zgarmaydi, ya'ni mazkur qonunlar inertsial sanoq tizimlariga nisbatan invariantdir.*

YOrug'lik tezligini doimiyligi haqidagi ikkinchi postulat quyidagicha ta'riflanadi: *yorug'likning vakuumdagi tezligi yorug'lik manbaining harakatiga bog'liq emas va u barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xildir.*

YOrug'likning vakuumdagi tezligi tabiatdagi kuzatiladigan tezliklar ichida eng kattasidir. Har qanday jismlar o'zaro ta'sirining uzatilishi tezligi yorug'likni bushliqdagi tezligidan katta bo'lishi mumkin emas.

Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan bir sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda erug'likning tezligi $u=v+c$ ga teng bo'lishi kerak. Tezliklarni qo'shishning bu qonuni esa yorug'lik tezligini doimiylig printsipiga mutlaqo ziddir. Bu zidiyatni sababi Nbyuton mexanikasida alohida olib qaralgan fazo va vaqtni mutloq deb hisoblanganligidir.

Fazo va vaqtni mutloq deb hisoblanganda jismlar nisbiy tezligini yorug'lik tezligidan katta bo'la olmasligini tushuntirish aslo mumkin emas. SHu boisdan Nbyuton mexanikasidagi fazo va vaqt mutloqdir degan tasavvurlardan voz kechishga to'g'ri keladi.

SHunday qilib, bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda, fazo va vaqtni o'zgarishini Galiley almashtirishlari vositasida emas, balki boshqacha almashtirishlar vositasida tasvirlash zarurati kelib chiqdi. Bunday almashtirish tenglamalarini birinchi bo'lib gollandiyalik olim G. Lorents (1853-1928) keltirib chiqargan.

Lorents almashtirishlari.

Lorents almashtirishlarida bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda x, y, z , koordinatalar bilan bir qatorda vaqt ham o'zgaruvchan kattalik deb qaraladi, ya'ni bir inertsial sanoq tizimida fazo va vaqt x, y, z, t bilan ifodalansa ikkinchi inertsial sanoq tizimida bu kattaliklar x', y', z', t' qiymatlariga ega bo'ladi. Lorents almashtirishlarini keltirib chiqarish uchun, K va K' inertsial sanoq tizimlarini olamiz va bu tizimlarni X, Y, Z va X', Y', Z' o'qlarini bir-biriga mos ravishda parallel joylashtiramiz. K sanoq tizimini shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblaylik, K' esa K ga nisbatan x o'qi bo'ylab v tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin. Datslabki paytda (ya'ni $t=0$ va $t'=0$ bo'lganda) ikkala tizim koordinatalarini boshi ustma-ust tushadi ($x=x'=0$) deb faraz qilamiz. Fazoda biror nuqtani olaylik va bu nuqta K' sanoq tizimini boshida joylashgan bo'lsin. U xolda $t=t'=0$ bo'lganda, mazkur nuqtani koordinatasi $x'=0$ bo'lishi tabiiy. Bu hol uchun Lorents almashtirishlarini oshkor ko'rinishini topish haqidagi masala yuqorida zikr etilgan fazodagi O'sha nuqta uchun x, y, z, t kattaliklar bilan x', y', z', t' kattaliklar orasidagi bog'lanishlar formulalarini topish masalasiga keltiriladi. Fazo va vaqt bir jinsliliigi bu kattaliklar orasidagi bog'lanishlar chiziqli bog'lanishlar bo'lishlari kerakligini taqazo qiladi. SHu sababli K va K' inertsial sanoq tizimlarini mos ravishda X va X' koordinatalari uchun Galiley almashtirishlarini ifodalovchi

$$x = x' + vt'; \quad x' = x - vt$$

formulalar faqat mutanosiblik koeffitsienti γ bilan farq qiluvchi kuyidagi

$$x = \gamma(x' + vt'); \quad (5)$$

$$x' = \gamma(x - vt) \quad (6)$$

ifodalar bilan almashtirilishi lozim (K va K' tizimlar teng huquqli inertsial sanoq tizimlari bo'lganligi tufayli mutanosiblik koeffitsienti γ ikkala formula uchun bir xil qilib olingan).

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad (7)$$

bu erda $\beta=v/c$ belgilashni kiritdik. (7) ga asosan (5) va (6) tenglikni quyidagicha yozamiz

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad (8)$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (9)$$

Harakat faqat X va X' o'qlari yo'nalishida sodir bo'layotganligi tufayli bu yo'nalishga tik bo'lgan y, y', z, z' koordinatalar avvaliga o'zgarmay qolishini, ya'ni

$$y=y', \quad z=z' \quad (10)$$

munosabatlar bajarilishini tushishi qiyin emas.

Endi, K inertsial sanoq tizimidan K' tizimga o'tganda vaqt (t va t') uchun almashtirish formulalarini topaylik. Buning uchun (9) dagi X' uchun topilgan ifodani (8) formulaga qo'yamiz:

$$x = -\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left(\frac{x-v \cdot t}{\sqrt{1-\beta^2}} + v \cdot t' \right) = \frac{x-v \cdot t}{1-\beta^2} + \frac{v \cdot t'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Bu formulani $v \cdot t'$ ga nisbatan yozamiz.

$$vt' = x\sqrt{1-\beta^2} - \frac{x-vt}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ yoki}$$

$$t' = \frac{x}{v}\sqrt{1-\beta^2} - \frac{x-vt}{v\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{(1-v^2/c^2)x - x + vt}{v\sqrt{1-\beta^2}}$$

binobarin:

$$t' = \frac{t - (v/c^2) \cdot x}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (11)$$

(8)-(11)-formulalar bir-biriga nisbatan o'zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan tizimlar koordinatalarini o'zaro bog'laydi va ular Lorents almashtirishlari deyiladi. Koordinatalarni almashtirish formulalarida vaqt ishtirok etayapti, vaqtni almashtirish formulalarida vaqt ishtirok etayapti. Demak, Lorents almashtirishlarida fazo va vaqt bir-biri bilan uzviy bog'liq bo'lib, ularni alohida olib qarash ma'noga ega emas. Binobarin, nisbiylik nazariyasi bir-biri bilan uzviy bog'langan fazo va vaqt haqidagi nazariyadir.

Lorents almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar.

1) Bir vaqtlilikning nisbiyligi. Barcha inertsial sanoq tizimlari teng huquqli bo'lishiga qaramay, ularda sodir bo'layotgan voqealarni bir vaqtliligi va ketma-ketligi har xildir. K va K' inertsial sanoq tizimlarini olaylik va xuddi yuqoridagidek, K' sanoq tizimi K tizimga nisbatan X o'qi yo'nalishida o'zgarmas v tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. Tinch turgan K sanoq tizimini X₁ va X₂ nuqtalarida bir vaqtning o'zida ($t_1 = t_2, \Delta t = t_2 - t_1 = 0$) ikki voqea sodir bo'lsin: aytaylik, X₁ va X₂ nuqtalarida joylashgan ikkita miltiqdan bir vaqtda o'q otilsin.

Bu ikki voqea harakatdagi K' sanoq tizimini X'_1 va X'_2 nuqtalarida ayni bir vaqta yuz beradimi yoki vaqtning mos ravishda t'_1 va t'_2 paytlarida sodir bo'ladimi, degan savolga javob berish uchun Lorents almashtirishlaridan foydalanamiz. $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ekanligini nazarda tutib $x_1, x_2, x'_1, x'_2, t_1, t_2, t'_1$ va t'_2 lar uchun Lorents almashtirishlarini quyidagicha yozamiz.

$$\begin{aligned}x_1 &= \gamma(x'_1 + vt'_1), & x_2 &= \gamma(x'_2 + vt'_2); \\x'_1 &= \gamma(x_1 - vt_1), & x'_2 &= \gamma(x_2 - vt_2); \\t_1 &= \gamma\left(t'_1 - \frac{v}{c^2}x'_1\right), & t_2 &= \gamma\left(t'_2 + \frac{v}{c^2}x'_2\right); \\t'_1 &= \gamma\left(t_1 - \frac{v}{c^2}x_1\right), & t'_2 &= \gamma\left(t_2 - \frac{v}{c^2}x_2\right);\end{aligned}$$

Bu tengliklardan $\Delta x = x_2 - x_1, \Delta x' = x'_2 - x'_1, \Delta t = t_2 - t_1, \Delta t' = t'_2 - t'_1$ kattaliklar uchun Lorents almashtirishlarini

$$\Delta x = \gamma(\Delta x' + v\Delta t'); \quad (12)$$

$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t) \quad (13)$$

$$\Delta t = \gamma\left(\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'\right) \quad (14)$$

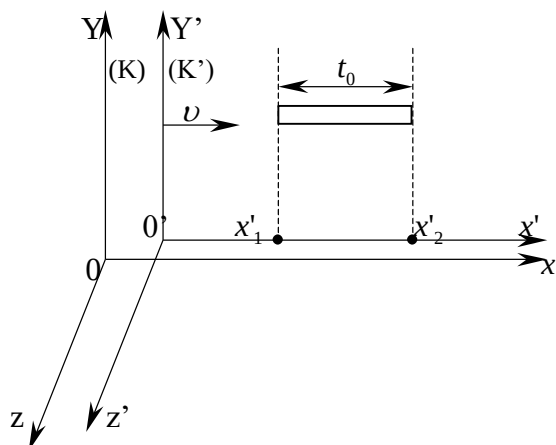
$$\Delta t' = \gamma\left(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x\right) \quad (15)$$

tarzda yozish mumkin: bu erda $\Delta t'$ -harakatlanayotgan K' sanoq tizimidagi kuzatuvchi nuqtai nazariga ikki voqeaning sodir bo'lish paytlari oralig'i. Mazkur $\Delta t'$ nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Tinch turgan K sanoq tizimida ikki voqea bir vaqtda amalga oshayotganligini (ya'ni $\Delta t = t_2 - t_1 = 0$ ekanligini) e'tiborga olsak, oxirgi (4) tenglikdan

$$\Delta t' = -\gamma \frac{v}{c^2} \Delta x \quad (16)$$

bo'ladi. Bu tenglikdan ko'rinib turibdiki, bir inertsial sanoq tizimining har xil nuqtalarida bir vaqtda ($t_1=t_2, \Delta t=0$) sodir bo'lgan ikki voqea boshqa, inertsial sanoq tizimida vaqtning har xil ($t'_1 \neq t'_2, \Delta t' \neq 0$) paytlarida sodir bo'lar ekan.

2) Harakatdagi jismning uzunligi. Lorents almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalaridan yana biri shundan iboratki, bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan turli inertsial sanoq tizimlarida jismning uzunligi turlicha bo'ladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, yuqorida ko'rib O'tilganidek ikkita K va K' sanoq tizimlarini olaylik. K' sanoq tizimida O'X' O'qiga parallel qilib biror sterjenni joylashtiraylik va K' tizimi sterjenn bilan birga K tizimga nisbatan rasmda ko'rsatilgan yo'nalishida



l_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin.

Ravshanki, sterjenn K' tizimga nisbatan tinch holatda bo'ladi va bu tizimda sterjenn uchlari koordinatalari x'_1 va x'_2 bo'lgani uchun uning K' tizimidagi uzunligi $l_0 = x'_2 - x'_1$ buladi.

Endi sterjennning K tizimdagi uzunligi nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Sterjenn bu tizimga nisbatan harakatlanayotganligi tufayli uning uchlarning koordinatalarini aynan bir $t=t_1=t_2$ vaqtda O'lchash lozim. K tizimda sterjenn

uchlarining koordinatalari x_1 va x_2 bo'lgani uchun uning bu tizimdagi uzunligi $l = x_2 - x_1$ bo'ladi l_0 va l uzunliklar orasidagi bog'lanishni topish maqsadida x'_1 va x'_2 lar uchun Lorents almashtirishlarini quyidagicha yozamiz:

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

bu ikki tenglikdan:

$$l_0 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ekanligi kelib chiqadi, ya'ni sterjenning K tizimga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan vaqtdagi uzunligi bilan tinch turgan tizimdagi uzunligi orasidagi bog'liqlik

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

munosabat bilan ifodalandi. Sterjenning u tinch turgan tizimdagi uzunligi (l_0) uning **xususiy uzunligi** deyiladi. Oxirgi formuladan ko'rinib turibdiki, sterjenning K tizimdagi uzunligi K' tizimdagiga nisbatan qisqa bo'lar ekan va jismning tezligi (v) qanchalik katta bo'lsa, uning uzunligi yuqoridagi ifodaga ko'ra shunchalik qisqarib borar ekan. Bu qisqarish Lorents qisqarish deb yuritiladi.

3) Vaqt oralig'ining nisbiyligi. Nyuton mexanikasining tasavvurlariga ko'ra vaqtning O'tishi barcha inertsial sanoq tizimlarida aynan bir xildir. Nisbiylik nazariyasiga ko'ra esa aynan bir voqeaning yoki jarayonning davom etish vaqti turli inertsial sanoq tizimlarida turlicha bo'ladi. Faraz qilaylik harakatlanayotgan K' tizim X' koordinatasi bilan aniqlanayotgan nuqtasida joylashgan biror jism bilan bog'liq jarayon t'_1 , paytda boshlanib t'_2 paytda tugallansin. Ravshanki, jarayon $\Delta\tau = t'_2 - t'_1$ vaqt davom etgan bo'ladi va mazkur $\Delta\tau$ vaqt oralig'i K' sanoq tizimida o'rnatilgan soat vositasida o'lchangan, ya'ni vaqtni o'lchaydigan asbob ham K' tizimning X' nuqtasida joylashgan jism bilan birga v tezlik bilan harakatlanayapti. SHuning uchun τ vaqt jismning **xususiy vaqti** deyiladi.

Endi mazkur jarayon sodir bo'lishiga ketgan vaqt oralig'ini qo'zg'almas deb hisoblangan K sanoq tizimida olaylik. Bu sanoq tizimidagi kuzatuvchi shu tizimdagi soatning ko'rsatishiga ko'ra jarayonning boshlanishi t_1 paytda, tugallanishi t_2 paytda bo'lganini qayd etadi. Jarayon K' tizimning x' koordinatasi bilan aniqlanadigan nuqtasida sodir bo'layotganligi sababli t_1, t'_1, t_2 va t'_2 kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalovchi Lorents almashtirishlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$t_1 = \frac{t'_1 + v/c^2 x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + v/c^2 x'}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

bu tenglikdan

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

kelib chiqadi. Oxirgi formuladan

$$\Delta\tau = \Delta t \cdot \sqrt{1 - \beta^2}$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, harakatdagi tizimda jarayonning davom etish vaqti tinch turgan tizimdagiga nisbatan $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ marta kam ekan (chunki $\sqrt{1 - \beta^2} < 1$); boshqacha aytganda, tinch

turgan sanoq tizimiga nisbatan harakatdagi tizimda vaqt sekin O'tadi. Bu hodisani *harakatdagi sanoq tizimlarida vaqt o'tishining sekinlashuvi* deyiladi. Demak, vaqt oralig'i ham nisbiydir.

Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish.

Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalardan biri shundan iboratki, K inertsial sanoq tizimiga nisbatan OX yo'nalishida v tezlik bilan tekis harakat qilayotgan K' inertsial sanoq tizimidagi jism (moddiy nuqta) shu tizimga nisbatan v' tezlik bilan harakatda bo'lsa, mazkur jismning K tizimda tezligi

$$u = v + v'$$

munosabat orqali ifodalanadi Lorents almashtirishlariga asoslangan relyativistik mexanikada yuqorida zikr etilgan tezliklar orasidagi bog'lanish boshqachadir. Bu bog'lanishni aniqlanish uchun moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligining X O'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi

$$u_x = \frac{dx}{dt} \quad (17)$$

ko'rinishida yozamiz. Mazkur tezlikning X' o'q yo'nalishi bo'yicha olingan tashkil etuvchisi

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'} \quad (18)$$

tarzda yoziladi. Lorents almashtirishlariga asosan dx va dt kattaliklarni dx' va dt' lar orqali yozsak, ular

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad (19)$$

$$dt = \frac{dt' + (v/c^2) dx'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (20)$$

ko'rinishini oladi. Endi (19) ning (20) ga nisbatan olsak u holda (17) ga asosan

$$u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v dt'}{dt' + (v/c^2) dx'} \quad (21)$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifodaning o'ng tomonining surat va maxrajini dt' ga bo'lsak hamda $dx'/dt' = u'_x$ ekanligini nazarda tutsak (21) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + u'_x \cdot v/c^2} \quad (22)$$

Agar moddiy nuqta X va X' o'qlariga parallel ravishda v' tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, uning K tizimdagi tezligi (u) ning qiymati u_x ga (u'_x) esa moddiy nuqtaning K' tizimdagi tezligi v' ga teng bo'ladi. U holda (22) quyidagi ko'rinishi oladi

$$u = \frac{v' + v}{1 + v'v/c^2} \quad (23)$$

(22) va (23) formulalar K' sanoq tizimidan K tizimga o'tishda u_x yoki v tezlikni topishga imkon beradi. Xuddi shuningdek, K sanoq tizimidan K' tizimga o'tishda u'_x tezlikni topish.

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - v \cdot u_x/c^2} \quad (24)$$

ifoda vositasida amalga oshiriladi. Yuqorida keltirilgan (22)-(24) formulalar tezliklarni qo'shishning relyativistik qoidasini ifodalaydi.

Relyativistik impuls

Ньютон механикасида $\vec{p} = m\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan va massasi m bo'lgan jism (zarra) larning impulsini $\vec{p} = m\vec{v}$ formula bilan ifodalanadi hamda jismlar o'tishidan iborat bo'lgan berk tizimning impulsini har bir alohida olingan inertsial sanoq tizimida vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu natija kichik tezliklar ($v \ll c$) uchun To'liq bo'lib, g'oyat katta tezliklar uchun, ayniqsa yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar sohasiga xos bo'lgan relyativistik mexanikada zarra impulsining ifodasi fazo va vaqtning uzviy bog'liqlik xususiyatlarini aks ettirishi lozim, ya'ni bu ifoda nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan xulosalarga asoslanishi kerak. SHu maqsadda klassik mexanikadagi impuls ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\vec{p} = m\vec{v} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (25)$$

bu erda, $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ massasi m bo'lgan zarraning qaralayotgan sanoq tizimidagi tezligi, $d\vec{r}$ -shu tizimda zarraning ko'chishi. (25) formula orqali ifodalagan zarra impulsining saqlanish qonuni Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lishi uchun undagi vaqt oralig'i dt o'rnida zarraning $d\vec{r}$ masofani bosib o'tishi uchun ketgan xususiy vaqt oralig'i $d\tau$ olinishi kerak, ya'ni (25) ifodani

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{d\tau}$$

tarzda, vaqt oralig'ini esa:

$$d\tau = dt \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (26)$$

tarzda yozamiz.

Bu ifodani (25) ga qo'ysak:

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{ga ega bo'lamiz.}$$

Bu formulada $d\vec{r}/dt = \vec{v}$ shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblangan sanoq tizimiga (K tizim)ga nisbatan zarraning tezligini ifodalanganligi tufayli bu tenglik

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (27)$$

ko'rinishini oladi. YUqorida aytilganidek, bu erda m -zarraning massasi bo'lib, u invariant kattalikdir. (3) munosabat zarraning relyativistik impulsini ifodalaydi va tajribalarning ko'rsatishicha, shu tarzda aniqlangan zarraning impulsini haqiqatdan ham barcha inertsial sanoq tizimida impulsining saqlanish qonuni qanoatlantiradi.

Relyativistik zarraning harakat tenglamasi

Ma'lumki, Nьyuton mexanikasida jismlarning harakat tenglamasi:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (28)$$

yoki

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (29)$$

tenglik bilan ifodalanadi; bu erda $\vec{F}$ -ta'sir etuvchi kuch, m va $\vec{v}$ -uning massasi hamda tezligi.

Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan xulosa shundan iboratki, (28) tenglamadagi $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}$

tezlanish invariant kattalikdir, binobarin, zarrachaga ta'sir etuvchi kuch ham invariant kattalikdir.

Nisbiylik nazariyasining birinchi postulatiga ko'ra tabiatning barcha qonunlari turli inertsial sanoq tizimlariga nisbatan invariant bo'lishi kerak. Boshqacha aytganda, fizik qonunlarning matematik ifodasi barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xil ko'rinishga ega bo'lishi lozim. Endi yuqorida keltirilgan (28) va (29) harakat tenglamalarini olib qaraylik. Kichik tezlik ($v \ll c$) larda bu ikki tenglama orasida mohiyatan farq yo'q, chunki ikkala tenglama ham faqat tezlik yoki tezlanishni o'lchashga keltiriladi. Lekin g'oyat katta tezliklarda zarraning tezligini deyarli o'zgarms va qiymati jihatidan tahminan yorug'lik tezligiga teng deb qarash mumkin; uning impulsisi esa tezlikka bog'liq bo'lgan va tajribada o'lchanadigan kattalik hisoblanadi. SHu mulohazalarga ko'ra relyativistik mexanikada zarraning harakat tenglamasini keltirib chiqarish uchun asos qilib (28) tenglik emas, balki (29) tenglik olinishi kerak, bundan tashqari (29) tenglikdagi zarraning impulsisi ($\vec{p}$) sifatida nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan xulosalarga asoslangan ifoda orqali aniqlanadigan relyativistik impuls olinishi lozim. SHunday qilib, zarraga ta'sir etayotgan kuch uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) \quad (30)$$

bu formula relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi bo'lib, *relyativistik zarraning harakat tenglamasini* ifodalaydi. Bu tenglama Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant tenglamadir.

Agar vaqt o'tishi bilan zarra impulsining o'zgarish qonuni ma'lum bo'lsa, zarraga ta'sir etuvchi kuchning o'zgarish qonunini relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi (30) dan aniqlash mumkin. Ikkinchi tomondan, boshlang'ich shartlar (zarraning boshlang'ich tezligi $\vec{v}_0$ va vaziyati $\vec{r}_0$) berilgan bo'lsa va zarraga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lsa, uning harakat tenglamasini topish mumkin.

Ko'rinib turibdiki, kichik tezliklarda ($v \ll c$ va $v^2/c^2 = 0$) relyativistik zarraning harakat tenglamasi Nyuton mexanikasidagi jismning harakat tenglamasi ko'rinishini oladi.

Ma'lumki, Nyuton mexanikasida zarraga (jismga) ta'sir etuvchi kuch invariant kattalikdir. Relyativistik mexanikada esa bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda kuchning qiymati va yo'nalishi o'zgaradi; bundan tashqari kuch yo'nalishi bilan tezlanish vektorining yo'nalishlari bir to'g'ri chiziqda yotmaydi. Bu natijalar relyativistik mexanikada kuch invariant kattalik emasligini ko'rsatadi. Lekin bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda almashtirish qoidalari kuch uchun o'ziga xos qonuniyatlar vositasida amalga oshiriladi.

Ish va kinetik energiya

Nyuton mexanikasida kuch $\vec{F}$ ning zarrani $d\vec{r}$ ga ko'chirishda bajargan elementar ishi:

$$dA = \vec{F} d\vec{r}$$

Zarraning ko'chishi $d\vec{r} = \vec{v} dt$ ekanligini hisobga olsak bu ish

$$dA = \vec{F} \vec{v} dt \quad (31)$$

bo'ladi. Zarra kinetik energiyasining relyativistik mexanikadagi ifodasini topish uchun relyativistik zarraning harakat tenglamasidan foydalanamiz.

$$dA = \vec{F} \vec{v} dt = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) dt.$$

F kuch dt vaqt davomida zarra ustida dA ish bajarsa, zarraning kinetik energiyasi dE_k ga O'zgaradi, ya'ni $\vec{F}$ kuchning bajargan ishi zarraning kinetik energiyasining O'zgarishiga teng bo'ladi:

$$dA = dE_k.$$

Binobarin:

$$dE_k = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) dt = \vec{v} d \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right).$$

Oxirgi tenglikning o'ng tomonidagi differentsial ishorasi ostidagi nisbat ikki funktsiyaning (ya'ni $m\vec{v}$ va $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ ning) ko'paytmasi ekanligini nazarda tutgan holda uni differentsiallaymiz. Differentsiallashni amalga oshirib,

$$\frac{mc^2}{2(1-v^2/c^2)^{3/2}} d\left(\frac{v^2}{c^2}\right) = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Demak,

$$dE_k = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right). \quad (32)$$

Bu formula (zarra kinetik energiyasining differentsiali) $\vec{F}$ kuch ta'sirida zarraning $d\vec{r}$ ga ko'chishida uning kinetik energiyasining o'zgarishini ifodalaydi. Binobarin, zarraning to'liq kinetik energiyasi (32) ni integrallash bilan aniqlanadi va bu tenglikni integrallash natijasida

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + const$$

ifodaga ega bo'lamiz. Integrallash doimiysi nimaga teng ekanligini topaylik. Kinetik energiya-harakat energiyasi bo'lganligi tufayli zarraning tezligi $v=0$ bo'lganda, ravshanki, $E_k=0$ bo'lishi kerak. Bu mulohazalardan integrallash doimiysi $const=-mc^2$ ekanligi kelib chiqadi va integrallash doimiysining bu qiymatini yuqoridagi formulaga qo'ysak, *relyativistik zarraning kinetik energiyasi* quyidagicha ifodalanadi:

$$E_k = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (33)$$

Zarraning (jismning) kinetik energiyasini ifodalovchi (33) munosabat keng qamrovli ma'noga ega bo'lib, kichik tezliklarda u kinetik energiyaning Nyuton mexanikasidagi shaklini oladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun (33) formuladagi $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ nisbatni Teylor qatoriga yoyamiz:

$$\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 + \frac{3}{8} \left(\frac{v}{c} \right)^4 + \dots$$

Kichik ($v \ll c$) tezliklarda v/s nisbatining to'rtinchi, oltinchi va hokazo darajalari 1 ga nisbatan juda kichik sonni tashkil etganliklari tufayli, ularni hisobga olmasdan, mazkur qatorning dastlabki ikki hadi bilan chegaralanamiz. U holda (3) formula Nyuton mexanikasidagi $E_k = mv^2/2$ shaklni oladi. Juda katta tezliklarda esa zarraning (jismning) kinetik energiyasi (33) formula bilan ifodalanadi.

To'liq energiya. Energiya bilan impuls orasidagi bog'lanish

Yuqorida biz relyativistik zarraning kinetik energiyasini:

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - mc^2 \quad (34)$$

tarzda ifodalagan edik; bu erda m -zarraning massasi, v -uning K sanoq tizimiga nisbatan tezligi. Ko'rinib turibdiki, zarraning kinetik energiyasi ikkita kattalikning ayirmasi shaklida ifoda qilinayapti, ya'ni bu tenglikni:

$$E_k = E - E_0 \text{ yoki } E = E_k + E_0 \quad (35)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Oxirgi tenglikda E_k -zarraning kinetik energiyasi bo'lganligi uchun E_0 -kattalik ham energiya ma'nosiga ega. Bu formulada E ikkita energiyaning yig'indisidan iborat bo'lib, u zarraning to'liq energiyasini ifodalaydi. (2) dagi belgilashlarga ko'ra zarraning to'liq energiyasi quyidagiga teng:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (36)$$

(34) va (35) tengliklardan

$$E_0 = mc^2 \quad (37)$$

ekanligi ko'rinib turibdi. Bu kattalikning fizik ma'nosini aniqlaylik: zarraning to'liq energiyasini ifodalovchi (36) tenglikdan shu xulosa kelib chiqadiki, agar zarra tinch holatda bo'lsa, (uning tezligi $v=0$ bo'lsa) $E=E_0=mc^2$ bo'ladi. SHuning uchun ham (37) formula bilan ifodalangan energiya tinch holatda jismning (zarraning) energiyasi deyiladi. Tinch holatdagi jismning energiyasi uning ichki energiyasini ifodalaydi. Ba'zan bu jismning xususiy energiyasi deb ham yuritiladi.

To'liq energiya E va impuls p zarraning tezligiga bog'liq kattaliklar bo'lganligi uchun bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda ularning qiymatlari o'zgaradi, ya'ni mazkur kattaliklar alohida-alohida olinganda ular Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant emas. Lekin E va p larning o'zaro bog'lanishini ifodalovchi kattalik invariant kattalik ekanligiga quyidagi mulohazalarga ko'ra ishonch hosil qilish mumkin. Zarraning mos ravishda to'liq energiyasi va impulsini ifodalovchi:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (a)$$

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (b)$$

tengliklardan
$$v = \frac{c^2}{E} p \quad (38)$$

ekanligi kelib chiqadi. Endi (a) tenglikni kvadratga ko'tarib, tezlik (v) o'rniga uning (38) dagi qiymatini qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = \text{inv} \quad (39)$$

Bu tenglikning o'ng tomonidagi zarraning massasi (m) va yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) invariant kattaliklardir. Bundan zarraning to'liq energiyasi (E) va impuls (p) ni bog'lovchi (39)

munosabat Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant kattalik ekanligi kelib chiqadi. Ko'pincha mazkur invariant kattalik quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 = \text{inv} \quad (40)$$

YUqoridagi tenglikning Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant ekanligi yana shundan ham ma'lum bo'ladiki, bu tenglik zarraning tezligiga bog'liq emas. Demak,

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2$$

kattalik bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda bir xil (ya'ni $m^2 c^2$) qiymatga ega.

Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant kattaliklar

Bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda fizik kattaliklarning qiymatlari o'zgaradi jismning koordinatalari, tezligi va vaqt oralig'i shular jumlasidandir. SHu bilan birga shunday kattaliklar ham borki, ularning qiymatlari bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi. Ma'lumki, bunday kattaliklar Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant (o'zgarmaydigan) kattaliklar deyiladi. Ular quyidagilardir:

1. YOrug'likning vakuumdagi tezligi (s) barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega.
2. Jismning (zarraning) massasi bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchiga o'tilganda o'zgarmaydi.
3. Jism qaysi sanoq tizimida tinch turgan bo'lsa, uning xususiy vaqti u bilan birga harakatlanayotgan (boshqa inertsial sanoq tizimiga nisbatan) soat vositasida o'lchanadi. SHu boisdan, jism harakatining jadalligini ifodalovchi vaqt oralig'i

$$\Delta\tau = \Delta t \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant kattalikdir; bu formulada Δt -harakatdagi jismga nisbatan shartli ravishda tinch holatda bo'lgan sanoq tizimida (K sanoq tizimida) o'lchangan vaqt oralig'i.

4. Voqealar oralig'i (interval)-relyativistik mexanikadagi asosiy invariantlardan hisoblanadi. Voqealar oralig'i (s) ning kvadrati K va K' sanoq tizimlarida quyidagicha ifodalanadi:

$$s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 = c^2 t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 = s'^2;$$

bu erda:

$$\Delta t = t_2 - t_1, \Delta x = x_2 - x_1, \Delta y = y_2 - y_1, \Delta z = z_2 - z_1,$$

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1, \Delta x' = x'_2 - x'_1, \Delta y' = y'_2 - y'_1, \Delta z' = z'_2 - z'_1;$$

ya'ni

$$s^2 = s'^2 = \text{inv}.$$

Binobarin, voqealar oralig'i va uning kvadrati bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi.

5. To'rt o'lchovli fazoda aniqlangan zarraning harakat tenglamasi

$$\overset{p}{f} = \frac{d}{dx}(\overset{p}{m}u)$$

invariant kattalik hisoblanadi. Bu erda $\overset{p}{f}$ va $\overset{p}{u}$ mos ravishda to'rt o'lchovli fazoda zarraga ta'sir etuvchi kuch hamda zarraning dunyoviy tezligi, dx -zarraning xususiy vaqt oralig'i.

6. Bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda zarraning to'liq energiyasi (E) va impul'si (r) o'zgaradi, lekin E va r ni o'z ichiga olgan:

$$E^2 - p^2 c^2$$

munosabat Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lib, barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega, chunki bu munosabatning qiymati zarra tezligi (v) ga bog'liq emas:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = \text{inv}$$

yoki

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 = \text{inv}.$$

7. Jismning tinch holatdagi energiyasi (ichki energiyasi)

$$E_0 = mc^2$$

barcha inertsial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega, chunki bu erda m va c kattaliklarning har biri alohida invariant kattalikdir.

Energiya va impuls uchun Lorents almashtirishlari

Bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda, yuqorida ko'rdikki, zarra to'liq energiyasi va uning impulsini o'zgaradi, ya'ni bu kattaliklarni bir-biridan ayrim holda olib qaralganda ular Lorents almashtirishlariga nisbatan invariant emas. SHu boisdan bir inertsial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda zarraning impulsini va energiyasi uchun Lorents almashtirishlari qanday ko'rinishga ega bo'lishini aniqlaylik. Impuls va to'liq energiya uchun mazkur almashtirishlar quyidagicha ifodalanadi:

$$p'_x = \frac{p_x - E v / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z, \quad E' = \frac{E - p_x v}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad (41)$$

bu erda v -harakatdagi K' sanoq tizimining K ga nisbatan tezligi, p'_x, p'_y, p'_z va E' mos ravishda impuls va energiyaning K' dagi qiymatlari. (41) formula K sanoq tizimidan K' ga O'tishda zarra impulsining proektsiyalari va uning energiyasi uchun Lorents almashtirishlarini ifodalaydi.

SHuningdek, K' sanoq tizimidan K ga O'tilganda (1) almashtirishlar quyidagi ko'rinishni oladi:

$$p_x = \frac{p'_x + E' v / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z, \quad E = \frac{E' + p'_x v}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (4)$$

O'zaro ta'sirlashuvchi zarralar berk tizimining to'liq impulsini va to'liq energiyasining saqlanish qonunlari biror inertsial sanoq tizimida bajarilsa, mazkur qonunlar boshqa inertsial sanoq tizimlarida ham bajarilar ekan.

Umuman olganda, impuls va energiyaning saqlanish qonunlari keng qamrovli mohiyatga ega bo'lib, bu qonunlar kichik ($v \ll c$) tezliklar uchun ham, relyativistik tezliklar ($v \approx c$) uchun ham o'rinlidir.

Massa bilan energiya orasidagi bog'lanish.

YUqorida biz tinch holatdagi jismning (xususiyl) energiyasini tarzda ifoda-

$$E_0 = mc^2$$

lagan edik. Bunda yorug'lik tezligi c ning bo'shliqdagi son qiymati jism massasiga nisbatan g'oyat katta bo'lganligi tufayli energiya son qiymatining ΔE_0 o'zgarishga massaning ozgina o'zgarishi mos keladi. Jism tinch holatdagi energiyasi boshqa turdagi energiyalarga aylanishi mumkin.

Newton mexanikasida massa jismning inertsia o'lchovi tarzida namoyon bo'lgan bo'lsa, relyativistik mexanikada jism massasi unda mavjud bo'lgan energiya miqdorining o'lchovi sifatida namoyon bo'ladi.

Agar biror jarayon tufayli jism massasi Δm ga kamaysa, bu jarayon natijasida

$$\Delta E_0 = c^2 \Delta m \quad (43)$$

energiya ajralib chiqadi va aksincha, jism energiyasi bu jarayonda ΔE_0 ga oshsa, uning massasi Δm ga oshadi-tinch holatdagi jism energiyasi va massasi bir-biriga mutanosib tarzda o'zgaradi. (43) formula orqali ifodalangan munosabat **massa va energiya o'zaro bog'lanish qonuni** deyiladi.

Bu qonunga asosan biror usul bilan jismning energiyasini ΔE_0 ga o'zgartirsak (uni qizdirib yoki sovutib, yoxud uning tezligini o'zgartirib) shu o'zgargan energiyaga mos ravishda uning massasi ham Δm ga o'zgaradi. Masalan, qizdirib unga ΔE_0 ga teng energiya berilsa, uning massasi $\Delta m = \Delta E / c^2$ qadar oshadi; agar yorug'lik chiqarish natijasida jismning energiyasi ΔE_0 qadar kamaysa, uning massasi $\Delta m = \Delta E_0 / c^2$ qadar kamayadi.

Sinov savollari.

1. Klassik mexanikada nisbiylik printsiplining mohiyati nimadan iborat?
2. Klassik mexanikada koordinatalar almashtirishi va tezliklarni qo'shish qoidasini aytib bering
3. Maxsus nisbiylik printsiplining postulatlarini ta'riflang
4. Relyativistik mexanikada koordinatalar uchun Lorents almashtirishlari ifodalarini yozing
5. Maxsus nisbiylik printsiptan jism o'lchovi va hodisalar davomiyligi uchun kelib chiqadigan natijalarni aytib bering
6. Tezliklarni relyativistik qo'shish qonuni nimadan iborat?
7. Qanday shart bajarilganda relyativistik tezliklarni qo'shish ifodasi klassik tezliklarni qo'shish ifodasiga aylanadi?
8. Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni tenglamasi qanday ko'rinishga ega?
9. Relyativistik mexanikada kinetik energiya ifodasi qanday ko'rinishga ega?
10. Qanday shart bajarilganda kinetik energiya relyativistik ifodasi klassik ifodaga o'tadi?
11. Relyativistik massaning tezlikka bog'liqligini qanday misollar bilan tushuntirish mumkin?
12. Massa va energiya orasidagi munosabatni ifodalang va tushuntirib bering
13. Relyativistik mexanikada energiya va impulsning saqlanish qonuni qanday ko'rinishga ega?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 61-65.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 130-147 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 173-185
4. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 81-87.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 131-136 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie leksii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 278-295.
7. CH. Kittel, U. Nayt, M. Ruzerman. Berklevskiy kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Moskva. «Nauka», 1983 g. str. 376-395.

UZLUKSIZ MUHITLAR MEXANIKASI ELEMENTLARI

Reja

Suyuqlik va gazlarning umumiy hossalari. Gidrodinamikaning asosiy tenglamasi. Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi. Ideal suyuqlikning turg'un harakati. Uzlüksizlik va Bernulli tenglamalari. YO'pishqoq suyuqlik gidrodinamikasi. YO'pishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikning naylarda oqishi.

Tayanch iboralar: Gidrodinamika, gidrostatika, siqilmaydigan suyuqlik, . yopishqoq suyuqlik, ideal suyuqlik, uzluksizlik tenglamasi, hajmiy kuchlar.

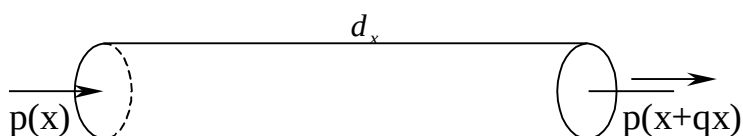
Suyuqliklarning harakat va muvozanat tenglamasi.

Suyuqliklar va gazlar harakatining murakkab manzarasini tushunish uchun biz ularni dastlab yopishmaydigan va siqilmaydigan suyuqlik sifatida qarab chiqamiz.

Harakat tezliklari katta bo'lganida engil siqiluvchi gazlar xam unda harakatlanuvchi jismlarga huddi siqilmaydigan suyuqliklardek ta'sir ko'rsatadi. Kichik tezliklar bilan harakatlanuvchi suyuqlik ichiga kiritilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarning paydo bo'lishiga asosan yopishqoqlik sabab bo'ladi, katta tezliklarda esa suyuqliklarning inertsiasini ko'proq ta'sir ko'rsatadi. Bu kuchlarning miqdori va yo'nalishi suyuqlik bilan unga kiritilgan qattiq jismning bir-biriga nisbatan ko'chish tezligiga bog'liq bo'ladi.

Umuman suyuqliklarda ta'sir etuvchi kuchlarni hajmiy kuchlarga va sirt kuchlariga ajratish mumkin. *Hajmiy kuchlar* massa dm ga va u bilan bog'liq bo'lgan kuchga mutanosibdir. Bu kuchni $\int_V \rho \mathbf{f} dV$ deb belgilasak, $\mathbf{f}$ ni *hajmiy kuchlarning zichligi* deyish mumkin. Hajmiy kuchlarga og'irlik va inertsia kuchlar misol bo'la oladi. Ravshanki, og'irlik kuchining hajmiy zichligi $\mathbf{f} = \rho \mathbf{g}$, ρ -suyuqlik zichligi, g -erkin tushish tezlanishi. Sirt kuchlari esa suyuqlikning har bir kichik hajmiga uni o'rab turgan suyuqlik bo'laklari tomonidan ta'sir etuvchi tik va urinma tarzda yo'nalgan kuchlardan iborat. Tinch turgan suyuqlik uchun urinma kuchlarni e'tiborga olmay, faqat tik yo'nalgan bosim kuchlardan iborat holni ko'rib chiqaylik. Kichik hajm bo'lakchasi dV uchun uzunligi dx va ko'ndalang kesimi yuzasi dS bo'lgan tsilindrni olaylik.

Bosim kuchining tsilindrning birinchi asosiga ta'sir etuvchisini $p(x)dS$ desak, ikkinchisi $p(x+dx)dS$ ga teng bo'ladi. Aslida $\mathbf{f}$ kuch y va z koordinatalarga hamda vaqtga ham bog'liq bo'ladi. TSilindrning yon tomonlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari x o'qiga tik bo'lganda, uni



hisoblashda y va z o'qlar bo'ylab ta'sir etuvchi kuchlarni qarab o'tirmasak ham bo'ladi.

Qaralayotgan hajm bo'lakchasiga ta'sir etuvchi bosim kuchining x o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi $[p(x) - p(x+dx)]dS$ ga teng bo'ladi. Cheksiz kichik o'zgarishni differentsial bilan almashtirish mumkinligidan,

$$p(x+dx) - p(x) = -dp = -\frac{dp}{dx} dx$$

deb yozish mumkin. y, z va t larni o'zgarimas deb qaralayotganda, $p(x, y, z, t)$ funktsiyaning x bo'yicha olingan hosilasi xususiy hosiladan iborat bo'lgani tufayli,

$$-\frac{dp}{dx} dx = -\frac{\partial p}{\partial x} dx = T_x dx$$

deyish mumkin. SHunga o'xshash r ning u va z lar bo'yicha xususiy hosilasining $\frac{\partial p}{\partial y}$ va $\frac{\partial p}{\partial z}$ desak, bosim kuchining X, Y va Z O'qlari bo'yicha tashkil etuvchilarni quyidagicha yozish mumkin:

$$T_x = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad T_y = -\frac{\partial p}{\partial y}, \quad T_z = -\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (1)$$

SHunday qilib, suyuqlikning birlik hajmiga bosim r tufayli vujudga kelgan quyidagi sirt kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{T} = -\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} - \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} - \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \quad (2)$$

R skalyar kattalikning gradientini

$$\text{grad } p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \quad (3)$$

deb belgilasak, $\vec{T} = -\text{grad } p$ (4)

deb yozish mumkin, ya'ni $\vec{T}$ vektor r skalyar kattalikning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan. SHunday qilib, $\vec{T}$ vektor bosim r ning miqdori bilan emas, balki uning fazodagi yo'nalishlar bo'ylab O'zgarishi bilan aniqlanadi.

Suyuqliklarning muvozanat holatida T kuch hajmiy kuch $\vec{f}$ bilan muvozanatda bo'lishi tufayli quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\text{grad } p = \vec{f}$$

Bu tenglama *gidrostatikaning asosiy tenglamasi* deyiladi (5) tenglamaning koordinatalar bo'yicha yozilgan ko'rinishi quyidagicha:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = f(x), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = f(y), \quad \frac{\partial p}{\partial z} = f(z). \quad (6)$$

Agar ideal suyuqlik qandaydir $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (4) va (5) formulalarni hisobga olib, suyuqlikning harakat tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} - \text{grad } p \quad (7)$$

Bu tenglama *ideal suyuqlik gidrodinamikasining asosiy tenglamasi* bo'lib, u *Eyler tenglamasi* deb ham ataladi. Real suyuqliklarda suyuqlikning harakat tenglamalari ancha murakkablashadi.

Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi.

Agar suyuqliklardagi hajmiy kuchlarini yo'q deb faraz qilsak, u holda $\vec{f} = 0$ va demak, $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$ bo'ladi, ya'ni hajmiy kuchlar bo'lmagan muvozanat sharoitida suyuqlikning barcha nuqtalarida bosim bir xil bo'ladi.

Xususan, hajmiy kuchlar bo'lmaganda suyuqlikning birdan-bir muvozanat sharti shundan iboratki, bu xolda suyuqlik sirtining barcha nuqtalariga ta'sir etuvchi bosim bir xil va u tashqi bosimdan iborat bo'ladi. Aks holda suyuqlikning harakati vujudga keladi. Hajmiy kuchlar bo'lmaganda suyuqlik sirtga beriluvchi muayyan bosim suyuqlik ichidagi barcha nuqtalarda shunday bosimni vujudga keltiradi.

Agar suyuqlik og'irlik maydonida bo'lsa, u xolda $\vec{f} = \rho \vec{g}$. Bu kuchni Z O'qi bo'ylab yo'nalgan deb hisoblasak, muvozanatdagi suyuqlikning asosiy tenglamasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (8)$$

Formuladan ko'rinib turibdiki, muvozanatda bo'lgan suyuqlikda bosim X va Y o'qlarga bog'liq bo'lmasdan faqat Z ga bog'liq bo'ladi. Z ga tik tekisliklar esa bir xil bosimli tekisliklar bo'ladi va bundan suyuqlikning zichligi faqat balandlikka bog'liq degan xulosa kelib chiqadi.

Endi faraz qilaylik, suyuqlik bir jinsli va siqilmaydigan ($\rho = \text{const}$) bo'lsin hamda erkin tushish tezlanishi g ham balandlikka bog'liq bo'lmasin. Bu sharoitlarni hisobga olgan holda (8) tenglamaning integrali quyidagini beradi:

$$p = p_0 - \rho g z. \quad (9)$$

Integrallash doimiysi p_0 ma'no jihatidan $z=0$ dagi suyuqlikning bosimidan iborat.

(9) formula idishdagi suyuqlikning tagiga va devorlariga uamda suyuqlikka botirilgan jismning sirtiga ta'sir etuvchi kuchlarni ham aniqlash imkonini beradi.

Ma'lumki, Arximed qonuniga binoan suyuqlik va gazga botirilgan uar qanday jismga u siqib chiqargan suyuqlik yoki gaz og'irligiga teng gidrostatik ko'tarish kuchi ta'sir qiladi. Bu kuch jism sirtiga suyuqlik yoki gaz ta'sir qiluvchi bosim kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bo'lib, tik ravishda yuqoriga yo'naladi. Jismning og'irligi ko'tarish kuchidan katta bo'lsa jism cho'kadi, kichik bo'lsa cho'kmaydi. Bu so'nggi xususiyat jismlarning suyuqlik va gazlarda suzish qonunining asosini tashkil etadi.

Agar suyuqlikka qandaydir jism kiritilgan bo'lsa va u mexanika nuqtai nazaridan muvozanatda bo'lsa, u holda unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarni jismning og'irlik kuchi va jismga har tomondan ta'sir etuvchi bosim kuchlaridan-Arximed kuchlaridan iborat deb qarash mumkin. Bu kuchlar bir-biriga teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'lsa, jism muvozanatda bo'ladi. Masalan, kemaning suzishini tekshiradigan bo'lsak, suv ustida bemaol suzib yurishi uchun kemaning suvga botirilgan qismi siqib chiqargan suvning og'irligi kemaning yuki bilan birgalikdagi havodagi og'irligiga teng bo'lishi lozim.

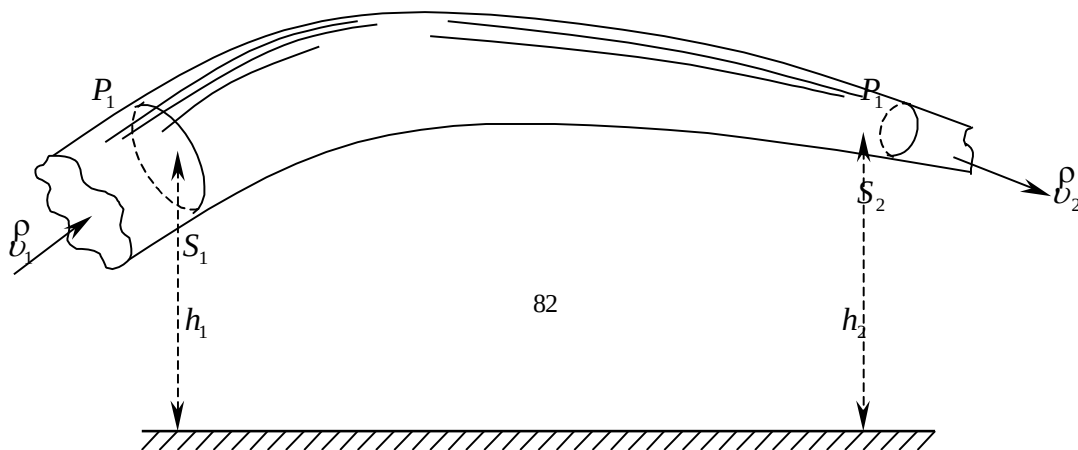
Ideal suyuqlikning turg'un harakati. Bernulli tenglamasi.

Real suyuqliklar harakatining qonunlarini o'rganish ancha murakkab bo'lgani uchun biz asosan yopishqoqlik kuchlarini hisobga olmasdan, ideal suyuqlikning harakatini qaraylik. Albatta, bu holda suyuqliklarda mavjud bo'ladigan ichki ishqalanishning tik va urinma kuchlarini cheksiz kichik deb qarash mumkin. Bu holda ideal suyuqlikdagi mavjud bo'lgan birdan-bir kuch – uning tik yo'nalgan bosim kuchidir. Bu bosim kuchi (r^*) suyuqlikning zichligi bilan aniqlanadi.

Suyuqlikning ko'ndalang kesimi turlicha bo'lgan oqim nayida oqish jarayonini qarab chiqaylik. Ma'lumki, suyuqlik oqimining hech erda uzilmasligi, ya'ni uning uzluksizligidan suyuqlik tezligining oqim nayining ko'ndalang kesimiga ko'paytmasining O'zgarmas ekanligi kelib chiqadi. Bu esa ma'lum vaqt oralig'ida nayning bir uchidan oqib kirayotgan suyuqlikning hajmi uning qarama-qarshi tomonidan oqib chiqayotgan suyuqlik hajmiga teng bo'lishini bildiradi:

$$v_1 S_1 = v_2 S_2,$$

ya'ni Δt vaqt oralig'ida S_1 kesim orqali oqib kirayotgan suyuqlikning tezligi v_1 va bosimi r_1 bo'lsa, hududi shu vaqt ichida S_2 kesimdan v_2 tezlik va r_2 bosimlarda bir xil suyuqlik massasi oqib o'tar ekan.



Og'irlik kuchi ta'sirida ro'y beruvchi turg'un harakatni qarab chiqaylik. Bu harakat uchun energiyani saqlanish qonunini tatbiq etish mumkin.

Oqim turg'un bo'lganligidan, nayning ajratib olingan qismlarida energiya to'planmaydi ham, sarf bo'lmaydi ham. Demak, Δt vaqt ichida S_1 kesim orqali uzatilayotgan energiya huddi shu vaqtda S_2 kesim orqali uzatilayotgan energiyaga teng bo'lishi kerak. Bu holda S_1 kesimdan oqib o'tayotgan m massali suyuqlikning kinetik energiyasi $m v_1^2/2$ va potentsial energiyasi mgh_1 bo'lganidan, Δt vaqt oralig'ida og'irlik kuchlari ta'sirida S_1 kesim orqali uzatiladigan energiya miqdori $\frac{m v_1^2}{2} + mgh_1$ bo'ladi. Bundan tashqari orqadagi suyuqlik qismi o'zining oldidagi qismini siljitishi uchun $p_1 S_1$ kuchning $v_1 \Delta t$ o'tilgan ko'paytmasiga teng bo'lgan ish bajaradi. Shunday qilib, Δt vaqtda ko'ndalang kesim orqali uzatiladigan umumiy energiya miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{m v_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t \quad (10)$$

Nayning hech bir qismida energiya to'planmaganligi va sarf ham bo'lmaganligi sababli, S_2 kesim orqali Δt vaqtda uzatiladigan energiya ham huddi shunday qo'shiluvchilar yig'indisiga teng bo'ladi.

Demak,

$$\frac{m v_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t = \frac{m v_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 v_2 \Delta t \quad (11)$$

Oqimning uzluksizlik shartiga muvofiq Δt vaqtda nayga oqib kirayotgan suyuqlik hajmi $S_1 v_1 \Delta t$ ga, xuddi shu vaqt ichida undan oqib chiqayotgan suyuqlik hajmi $S_2 v_2 \Delta t$ ga teng. (11) ning ikki tomonini bu teng hajmlarga bo'lsak va $(m/Sv\Delta t) = \rho$ suyuqlikning zichligi ekanligini hisobga olsak, (11) o'rniga quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + P_1 + \rho gh_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + P_2 + \rho gh_2$$

yoki

$$\frac{\rho v^2}{2} + P + \rho gh = \text{const} \quad (12)$$

Bu tenglama Bernulli tenglamasi deb ataladi. Bernulli tenglamasidan kelib chiqadigan hulosalardan biri shunday:

Oqim nayining ingichka qismida suyuqlikning tezligi boshqa qismlardagiga qaraganda katta bo'ladi.

Suyuqlikning naylarda oqishi. Puazeyl formulasi

Real suyuqliklarda harakat ideal suyuqliklardagidan farqli bo'lib, ularda ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunday suyuqliklarda ichki ishqalanish kuchlari qatlamlarning harakatiga va demak, undagi jismlarning harakatiga ham, qarshilik ko'rsatuvchi kuch sifatida namoyon bo'ladi. Bu hodisani o'rganish uchun biz biror suyuqlik surtilgan ikki plastinkani olib, ustidagi plastinkani ostidagisiga nisbatan harakatlantiraylik. Bunda ularga tegib turgan suyuqlik qatlamlari ularga yopishadi, qolgan barcha qatlamlar esa bir-biriga nisbatan sirpanib ko'chadi. Bu holda plastinkalardan uzoqda turgan qatlamlarning sirpanish tezligi yaqin turganlarnikidan katta bo'ladi. Qatlamlar harakatining tezligini harakatga tik bo'lgan Z o'qqa nisbatan qaraylik. Bu holda harakatning Z o'qi bo'yicha o'zgarish tezligi (tezlik gradienti) $\frac{dv}{dz}$ bo'ladi. Agar koordinata z ni orttirish bilan qatlamlarning tezligi bir tekisda ortsa, u holda tezlik gradienti suyuqlikning barcha massasi uchun bir xil bo'ladi. Bir-biridan Δz uzoqlikda turgan qatlamlarning tezliklari v_1 va v_2 bo'lsa, u holda tezlik gradienti $(v_2 - v_1)/\Delta z$ bo'ladi.

Suyuqlik qatlamlari orasida mavjud bo'lgan ishqalanish kuchi F uchun Nyuton quyidagi qonuniyatni aniqladi:

$$F = \eta \left| \frac{d\bar{v}}{dz} \right| S \quad (13)$$

bunda, η -suyuqlikning qovushoqlik koeffitsienti; S -qatlamlar yuzasi; dv/dz kattalik (tezlik gradienti) bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda suyuqlik qatlamlari tezliklarining o'zgarish jadalligini ifodalaydi. Ishqalanish kuchi (F) ikki «qo'shni» qatlamning tezroq harakatlanayotganini to'xtatishga, sekinroq harakatlanayotganini esa tezlatishga intiladi.

(13)ga ko'ra η ning SI dagi birligi qilib shunday suyuqlikning qovushoqligi olinadiki, bunda tezlik gradienti $\frac{dv}{dz} = 1 \frac{m}{c \cdot m} = \frac{1}{c}$ bo'lganda, suyuqlikning ikki «qo'shni» qatlamlari orasidagi $S=1$ m² sirtida mavjud bo'lgan ishqalanish kuchi 1 N ga teng bo'ladi. Bu birlik paskal-sekund (Pa•s) deb ataladi.

Uncha katta bo'lmagan tezliklarda suyuqlik qatlam-qatlam bo'lib oqadi. Bunday oqish *laminar oqim* deyiladi. Laminar oqishda suyuqlik qatlamlari nay devorlaridan qancha uzoq tursa, bir-biriga nisbatan shuncha kattaroq tezlik bilan sirpanadi (suyuqlikning laminar oqishida nay ichiga yuborilgan bo'yoqli suyuqlik aniq chegaralangan shaklda qolaveradi). Tezlik ortishi bilan suyuqlik qatlamlarining aralashib oqishi vujudga keladi. Bunday oqish *turbulent oqim* deyiladi. Bunda toza va bo'yalgan suyuqliklar orasidagi keskin chegara yo'qolib, nayning hamma joylarida tartibsiz uyurmaviy harakatlar yuzaga keladi. Laminar oqim turbulent oqimga aylanish paytidagi tezlik *kritik tezlik* deb ataladi.

Texnika taraqqiyotining bugungi bosqichida suyuqliklarning har xil naylardagi o'rtacha tezliklarini bilish katta amaliy ahamiyatga ega. Tajribalarda aniqlanishicha, har xil diametrli naylarning ko'ndalang kesim yuzidan vaqt birligida oqib o'tadigan suyuqlik miqdori M o'rtacha oqish tezligi v_0 ning ko'ndalang kesimi yuzi S ga ko'paytmasiga teng ekan:

$$M = v_0 \cdot S.$$

Frantsuz olimi Puazeyl (1841 y.) suyuqliklarning naylarda oqish tezliklarini tajriba yo'li bilan o'rganib, suyuqlikning nay bo'ylab o'rtacha liminar oqish tezligi nay uzunlik birligidagi bosimning tushishi hamda nay radiusining kvadratiga to'g'ri mutanosib va qovushoqlik koeffitsientiga teskari mutanosib ekanligini aniqladi:

$$v_0 = \frac{p_1 - p_2}{l} \cdot \frac{R^2}{8\eta} \quad (14)$$

SHuning uchun ham bu qonun *Puazeyl qonuni* deb ataladi. Nay uchun $S = \pi R^2$ va $M = v_0 \cdot S$ ekanligini xisobga olib Puazeyl qonuning quydagicha yozish mumkin:

$$M = \frac{p_1 - p_2}{l} \cdot \frac{\pi R^4}{8\eta} \quad (15)$$

Suyuqlik va gazlarda jismlarning harakatiga ko'rsatiladigan qarshilik.

Real suyuqlik yoki gazlarda ishqalanish kuchlari mavjudligi tufayli ularda harakatlanuvchi jismlarga ta'sir etuvchi qarshilik kuchlari paydo bo'ladi. Bu kuchlarning miqdori asosan jismning harakat tezligiga bog'liq bo'ladi. Stoks katta bo'lmagan v tezliklar bilan harakatlanuvchi r radiusli sharsimon jismlarga muhit tomonidan ta'sir etuvchi qarshilik kuchi F jismning tezligi va o'lchamlariga hamda muhitning qovushoqlik koeffitsienti η ga to'g'ri mutanosib ekanligini ko'rsatdi:

$$F = 6\pi\eta r v \quad (16)$$

(1) **Stoks formulasi** deyiladi. Bu formulaning amaliy ahamiyati shundan iboratki, u jismning qovushoq muhitda erkin tushish tezlanishini aniqlashda, har xil zichlikka ega bo'lgan muhitlarda tomchi yoki kichik zarralarning radiuslarini ularning bu muhitlarda erkin tushishini kuzatish orqali aniqlashda va shu kabi vazifalarni hal qilishda qo'llaniladi.

Katta tezliklarda gaz va suyuqliklarning qarshiligi asosan uyurma hosil qilish uchun ish bajarilishi natijasida yuzaga keladi. Bu qarshilik *peşona qarshilik* deb atalib, u Nyuton kashf qilgan qonunga binoan *harakat tezligining kvadrati bilan jism harakatiga tik bo'lgan ko'ndalang kesim yuzasiga mutanosibdir*:

$$F=C_x \cdot \frac{\rho v^2}{2} S, \quad (17)$$

bu erda ρ -muhitning zichligi; C_x -peşona qarshilik koeffitsienti bo'lib, uning qiymati jismning shakliga bog'liq.

Tezlikning kichik qiymatlarida qarshilik, Stoks formulasiga muvofiq, tezlikning ikkilamchi darajasiga emas, balki birlamchi darajasiga mutanosib bo'lar ekan. Tovush tezligiga yaqin tezliklarda bu bog'lanish v^3 ga, tovush tezligidan juda katta bo'lgan tezliklarda yana v^2 ga mutanosib bo'lar ekan. SHunday qilib, har xil tezliklarda harakatlanuvchi suyuqlik va gazlardagi turli shakldagi jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarni qarashda biz (17) formuladagi qarshilik koeffitsienti S_x ning muhitning qovushoqlik koeffitsienti (η), zichligi (ρ) va jismning harakat tezligi (v) hamda o'lcham (r) ning qandaydir funktsiyasidan iborat deyishimiz haqiqatga yaqin bo'ladi.

Olib borilgan izlanishlar C_x ning faqat $\frac{pv}{\eta}$ ga bog'liq ekanligini ko'rsatdi:

$$S_x=f(Re), \quad Re=\frac{pv}{\eta}, \quad (18)$$

(18) dagi Re o'lchamsiz kattalik bo'lib, *Reynolds soni* deb ataladi. Muhit qovushoqlik koeffitsientining uning zichligiga nisbati η/ρ esa *kinematik qovushoqlik* deb ataladi:

$$\frac{\eta}{\rho} = \nu, \quad (19)$$

Amalda Reynolds soni qovushoqlik koeffitsienti orqali emas, balki kinematik qovushoqlik orqali ifodalanadi:

$$Re=\frac{lv}{\nu}, \quad (20)$$

Etarli darajali katta tezliklarda laminar oqishning buzilishi-laminar oqishning beqarorligi vujudga keladi. Buning natijasida harakat turbulent harakatga aylanadi. Turbulent harakatda suyuqlik yoki gazning gidrodinamik xossalari (tezlik, bosim, gazlar uchun esa zichlik va harorat) tez va tartibsiz holda o'zgarib turadi. Turbulent oqimga tog' daryolaridagi suvning harakati, tez suzuvchi kemandagi suvning harakati hamda quvurlardan tartibsiz chiquvchi tutunlar va boshqalar misol bo'ladi. Bunday harakatlarning hammasi gidrodinamik noturg'unlik yuzaga keluvchi oqimlarda sodir bo'ladi. Turbulent oqimda suyuqlik zarralarining traektoriyalari nay uqiga parallel bo'lmasdan, murakkab egri chiziqlardan iborat bo'ladi. Traektoriyalar vaqt davomida turg'un bo'lmasdan, o'zgarib turadi. SHunday qilib, tabiatan noturg'unlik, tezlikning suyuqlikning asosiy ko'chma harakat yo'nalishiga tik bo'lgan tashkil etuvchilari mavjudligi turbulent oqimni laminar oqimdan farqlab turuvchi muhim belgilar hisoblanadi.

Sinov savollari

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xususiyatlari nimalardan iborat?

2. Suyuqliklarning harakat va muvozanat tenglamalari qanday kûrinishga ega?
3. Siqilmaydigan suyuqlik uchun uzluksizlik tenglamasini ma'nosi nimalardan iborat?
4. Bernulli tenglamasini keltirib chiqaring va tushuntirib bering.
5. Tezlik gradienti nima?
6. Dinamik qovushqoqlik koeffitsientining fizik ma'nosi nima?
7. Qanday oqimlarga laminar va turbulent oqimlar deyiladi?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 45-54.
2. A. Qosimov, X. JO'raqulov, A. Safarov. Fizika kursi. Toshkent. «O'zbekiston», 1994 y. I tom. Mexanika. 174-189 betlar.
3. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 131-152.
4. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 36-38.
5. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 102-116 betlar.
6. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom VII. str. 231-249.

MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYA ASOSLARI**REJA:**

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. Izojarayonlar va ideal gaz qonunlari. Ideal gaz holat tenglamasi

Tayanch oboralar: holat parametrlari, ichgi energiya, izotermik, izobarik, izoxorik, Avagadro soni

Sistemaning holati. Jarayon.

Har qanday sistema temperaturasi, bosimi, xajmi, va xokazo parametrlari bilan farq qiluvchi turli xil holatlarda bo'lishi mumkin. Sistemaning holatini xarakterlaydigan bunday kattaliklar *holat parametrlari* deb ataladi.

SHunday qilib, sistemaning muvozanat holati deb shunday holatga aytiladiki, bu holatda sistemaning barcha parametrlari tayin bir qimmatga ega bo'ladi va bu qiymatlar tashqi sharoit o'zgarmas ekan, istalgan uzok vaqt davomida o'zgarmay qolaveradi.

Har qanday protsess, ya'ni sistemaning bir holatidan boshqa holatga o'tishi sistema muvozanatining buzilishiga olib keladi. Binobarin, sistemada biror protsess yuz berayotganda sistema muvozanatsiz holatlardan birin-ketin o'tadi.

Muvozanat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo'lgan jarayon *muvozanatli* jarayon deb ataladi. Aytilganlardan juda sekin o'tadigan jarayongina muvozanatli jarayon bo'ladi degan xulosa chiqadi.

Sistemaning ichki energiyasi.

Biror jism ichki energiyasi deb, shu jismning energiyasidan bir butun deb olingan shu jismni kinetik energiyasi bilan jismning tashqi kuchlar maydonidagi potentsial energiyasini ayirib tashlagandan qolgan energiyaga aytiladi. Masalan, biror gaz massasining ichki energiyasini aniqlagan vaqtda gazning idish bilan birgalikda qiladigan harakat energiyasi va gazning er tortilish kuchlari maydonida turganligi natijasida ega bo'ladigan energiyasi hisobga olinmasligi kerak.

Ichki energiya sistema holatining funktsiyasidir. Demak, sistema tayinli bir holatga kelib qolgan har bir holatda uning ichki energiyasi, sistemaning oldingi holatlari qanday bo'lganidan qat'iy nazar, mazkur holat uchungina xos bo'lgan qiymat qabul qiladi. Binobarin sistema bir holatdan boshqa holatga o'tishida uning ichki energiyasining o'zgarishi ichki energiyaning bu holatlardagi qiymatlari ayrimasiga hamisha teng bo'lib, bir holatdan boshqa holatga o'tilgan o'tilgan, ya'ni sistemaning bir holatidan boshqa holatga o'tishiga olib kelgan jarayonlarga yoki jarayonlar majmuiga bog'lik emas.

Ideal gaz xolatining tenglamasi.

Biror gaz massasining holati **P** bosim, **V** hajm va **T** temperaturadan iborat uchta parametrlarning qiymatlari bilan aniqlanadi. Bu parametrlar bir-biriga qonuniy ravishda bog'langanki ulardan birining o'zgarishi natijasida boshqalari ham o'zgaradi. Aytilgan bog'lanish

$$F(P, V, T) = 0. \quad (1)$$

funktsiya ko'rinishida ifodalanishi mumkin.

Biror jismning parametrlari orasidagi bog'lanishni ifodalovchi munosabat shu jismning *holat tenglamasi* deb ataladi. Binobarin (1) munosabat berilgan gaz massasi holati tenglamasining oshkormas ko'rinishidir.

Agar (1) tenglamani parametrlaridan birontasiga, masalan **P** ga nisbatan echsak, holat tenglamasi $P = f(V, T)$ ko'rinishiga keladi. Maktab kursidan ma'lum bo'lgan Boyle-Mariott va Gey-

Lyussak qonunlari parametrlardan biri o'zgarmas bo'lgan sharoitdagi holat tenglamalarini ifodalaydi. Masalan, Boyle-Mariott qonuniga ko'ra, temperatura o'zgarmaganda berilgan gaz massasi uchun gazning bosimi uning hajmiga teskari proportsional ravishda quydagicha yozish mumkin. $PV = \text{const}$ ($T = \text{const}$).

Gazning o'zgarmas temperaturada bir holatdan boshqa holatga o'tishi izotermik protsess deb ataladi. Gey-Lyussak qonuniga ko'ra bosim o'zgarmas bo'lganda berilgan gaz massasining hajmi teperaturaga qarab chiziqli ravishda o'zgaradi.

$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad (P = \text{const})$$

Hajm o'zgarmas bo'lganda bosim uchun ham shunga o'xshash bog'lanishi o'rinli.

$$P = P_0(1 + \alpha t) \quad (V = \text{const})$$

Bu tenglamalarda t-TSelskiy shkalasi bo'yicha hisoblangan temperatura $V_0 - 0^\circ\text{C}$ dagi hajm, $P_0 - 0^\circ\text{C}$ dagi bosim. Ikkala tenglamada ham α koeffitsent bir xil bo'lib, uning qiymati $1/273$ $1/\text{grad}$. O'zgarmas bosimda yuz beradigan jarayon «*izobarik jarayon*» deb ataladi. O'zgarmas hajmda yuz beradigan jarayon «*izoxorik jarayon*» deb ataladi.

Absolyut shkalaning ta'rifiga binoan absolyut temperatura bilan TSelsiy shkalasi bo'yicha hisoblangan temperatura o'rtasida quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$T = t + \frac{1}{\alpha} = t + 273,15$$

Boyle-Mariott va Gey-Lyussakning tenglamalarini birlashtirib, ideal gaz holatining tenglamasini topish mumkin. Buning uchun (P,V) diagrammada parametrlarning qiymatlari P_1, V_1, T_1 va P_2, V_2, T_2 , bo'lgan ikkita ixtiyoriy, holatni olamiz. 1-1' izotermadan va 1'-2 izoxoradan iborat bo'lgan 1 dan 2 ga o'tish protsessini ko'rib chiqamiz. Ravshanki, 1' holatning temperaturasi 1 holatning temperaturasiga teng bo'ladi. 1' hajm 2 holatidagi hajmga teng. P' bosim, umuman aytganda, p_1 va p_2 bosimlardan farq qiladi. 1 va 1' holatlar ayni bir izotermada yotadi. SHuning uchun Boyle-Mariott qonuniga muvofiq ravishda $P_1V_1 = P'V_2$ 1' va 2 holatlarda ayni bir izoxorada yotadi.

Binobarin, SHarlf qonuniga muvofiq: $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$

Bu tenglamalarda p_1 ni yo'qotib, quyidagi tenglamani topamiz:

$$\frac{p_1V_1}{T_1} = \frac{p_2V_2}{T_2}$$

1 va 2 holatlar mutlaqo ixtiyoriy ravishda tanlab olinganligi uchun, har qanday holatda ham:

$$\frac{pV}{T} = B$$

bo'ladi deb ta'kidlash mumkin, bu erda V-berilgan gaz massasi uchun o'zgarmas bo'lgan kattalikdir.

Avagadro kashf qilgan qonunga asosan bir xil sharoitda (*ya'ni bir xil temperaturada va bir xil bosimda*) barcha gazlarning bir moli bir xil hajmga ega bo'ladi. Jumladan normal sharoit deb ataluvchi sharoitda, ya'ni 0°C va 1 atm bosimda har qanday gazning bir molining hajmi $22,4\text{m}^3/\text{mol}$ ga teng. Bundan gaz miqdori bir molga teng bo'lganda V kattalik barcha gazlar uchun bir xil bo'ladi, degan xulosa chiqadi. V kattalikning bir molga to'g'ri keladigan qiymatini R xarfi bilan, molning hajmini V_m bilan belgilab, tenglamani quydagicha yozish mumkin.

$$\frac{pV_m}{T} = R$$

Bu tenglama *Klapeyron tenglamasi* deb ataladi. Bu tenglama ideal gaz molining parametrlarini bir-biri bilan bog'laydi va demak u ideal gaz holati tenglamasining o'zginasidir.

Bu tenglama odatda $pV_m = RT$ ko'rinishda yoziladi R kattalik *universal gaz doimiysi* deb ataladi.

Bir molga tegishli tenglamadan har qanday m massali gazga tegishli tenglamaga o'tish oson, buning uchun bir xil bosim va bir xil temperaturada gazning ν moli bir molinikiga qaraganda ν marta ortiq hajm egallashni e'tiborga olish kerak: $V = \nu V_m$ ni $\nu = m/\mu$ ga ko'paytirib va νV_m o'rniga V ni qO'yib, quyidagi tenglamani topamiz.

$$pV = \frac{m}{\mu} RT,$$

bu erda m -gaz massasi, μ -molning massasi. Bu tenglama har qanday m massali ideal gaz holatining tenglamasidir.

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi.

Idish devoriga kelib urilganida molekula devorga impuls beradi, bu impulsning son qiymati molekula impulsning o'zgarishiga teng.

Devor sirtining har bir ΔS elementini ko'p miqdordagi molekular muttasil ravishda bombardimon qilib turadi. Buning natijasida ΔS element Δt vaqt ichida ΔS ga normal bo'yicha yo'nalgan ΔK yigindi impuls oladi. Mexanikadan ma'lumki, ΔK ning Δt ga nisbati ΔS yuzaga ta'sir etuvchi kuchga, bu kuchning ΔS ga nisbati esa R bosimga teng.

Molekular tezliklar bo'yicha biror tarzda taksimlangan deb faraz qilib, molekularning idish devoriga beradigan zarbalari sonini aniqlaymiz. Tezligining qiymati v_1 bo'lgan molekular orasida turli xil yo'nalishlarda harakat qiluvchi molekular bor. SHuning uchun soddaroq qilib devorning ΔS elementiga qaragan yo'nalish bo'yicha bunday molekularning 1/6 qismi harakat qiladi, deb hisoblash mumkin.

Binobarin, tezligi v_i bo'lgan molekulalardan Δt vaqt ichida ΔS elementga
$$\Delta N_i = \frac{1}{6} n_i v_i \Delta S \Delta t$$

dona molekula etib boradi, bu erda n_i -hajm birligidagi molekular soni. Tezliklari har qanday bo'lgan molekular beradigan zarblarning to'liq soni:

$$\Delta N = \sum \Delta N_i = \frac{1}{6} \Delta S \Delta t \sum n_i v_i \text{ ga}$$

muvofig ravishda $\sum n_i v_i$ ni $n\bar{v}$ bilan almashtirib, birlik yuzga vaqt birligi ichida beriladigan zarblarni quyidagicha ifodalaymiz:

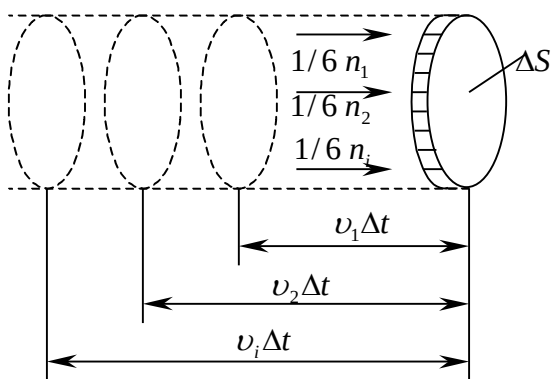
$$\frac{\Delta N}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{6} n\bar{v}.$$

Bu ifoda biz oldin topgan ifodadan faqat shu bilan farq qiladiki, unda hamma molekular uchun bir xil bo'lgan v tezlik O'rnida molekularning O'rtacha $\bar{v}$ tezligi qatnashadi.

ΔN_i molekulalardan har biri devorga urilganida unga $2mv_i$ -ga teng impuls beradi. U holda

molekularning Δt vaqt ichida ΔS elementga beradigan natijaviy impulsi quyidagiga teng:

$$\Delta K = \sum 2mv_i \Delta N_i = \sum 2mv_i \frac{1}{6} n_i v_i \Delta S \Delta t.$$



Bosimni topish uchun ΔK ni ΔS va Δt ga bo'lish kerak.

$$P = \frac{2}{3} \sum n_i \frac{mv_i^2}{2} = \frac{2}{3} \sum n_i \varepsilon_i$$

bu erda $\varepsilon_i = mv_i^2 / 2$ -tezligi v_i bo'lgan molekula ilgarilanma harakatining kinetik energiyasi. Muvofiq ravishda $\sum n_i \varepsilon_i$ ni $n\bar{\varepsilon}$ bilan almashtirib p bosimni topamiz.

$$p = \frac{2}{3} n \bar{\varepsilon} = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{v}^2}{2} \quad (2)$$

Gazlarning kinetik nazariyasida (2) tenglama asosiy tenglama hisoblanadi. Bu tenglamaga asosan, bosim hajm birligidagi molekular ilgarilanma harakati kinetik energiyasining uchdan ikki qismiga teng.

(2) dan shu narsa ko'rinadiki, n o'zgarmas bo'lganda (ya'ni berilgan gaz massasining hajmi o'zgarmas bo'lganda) bosim molekula ilgarilanma harakatining o'rtacha $\bar{\varepsilon}$ kinetik energiyasiga proportsionaldir.

SHu bilan birga ideal gaz shkalasi bo'yicha o'lchangan T temperatura ideal gazning hajm o'zgarmas bo'lgandagi bosimiga proportsional kattalik sifatida aniqlanadi. Bundan T temperatura $\bar{\varepsilon}$ ga proportsional degan xulosa chiqadi. T absolyut temperatura bilan $\bar{\varepsilon}$ orasidagi proportsionallik koeffitsientini topish uchun (2) tenglamani ideal gaz holatining tenglamasi bilan taqqoslaymiz. Buning uchun (2) tenglamani molning V_m hajmiga ko'paytiramiz:

$$PV_m = \frac{2}{3} (nV_m) \bar{\varepsilon}$$

Hajm birligidagi molekular sonining bir kilomolning hajmiga ko'paytmasi Avagadro soniga teng ekanligini hisobga olib, oxirgi yozilgan tenglikni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$PV_{km} = \frac{2}{3} N_A \bar{\varepsilon}$$

bu tenglamani bir mol ideal gazning $pV_m = RT$ holat tenglamasi bilan taqqoslab, quyidagi xulosaga kelamiz:

$$\frac{2}{3} N_A \bar{\varepsilon} = RT \text{ bundan } \bar{\varepsilon} = \frac{2}{3} kT$$

bu tenglamada Boltsman doimiysi deb ataladigan R/N_A kattalik k harfi bilan belgilangan. Uning qiymati.

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \cdot 10^3}{6,02 \cdot 10^{26}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{grad}} = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{grad}}$$

Ideal gaz holatining tenglamasidan R o'miga N_A k qo'yib va N_A/V_m nisbatning n ga teng ekanligini hisobga olib, bosim uchun quyidagi muhim formulani topish mumkin:

$$P = nkT.$$

Agar har xil gazdan iborat aralashma olsak, undagi massalari har xil bo'lgan molekularning o'rtacha tezligi har xil bo'lsada, biroq molekularning o'rtacha energiyasi ayni bir xil bo'ladi. Bu xolda bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = nkT = (n_1 + n_2 + K)kT$$

bu erda n_1 n_2 va hokazolar hajm birligidagi birinchi, ikkinchi va hokazo navli molekulalarning miqdorini bildiradi. Ifodani

$$P = n_1 kT + n_2 kT + K$$

ko'rinishida tasvirlash mumkin. Lekin $n_1 kT$ ifoda-idishda faqat birinchi navli molekulalar bo'lganda yuzaga keladigan R_1 bosim, $n_2 kT$ ifoda-idishda faqat ikkinchi navli molekulalar yuzaga keladigan R_2 bosim va hokazo. Idishda biror navli molekulalarning faqat o'zlari aralashmadagicha miqdorda bo'lganda yuzaga keladigan bosim gaz aralashmasining tegishli komponentasining *partial bosimi* deb ataladi. Partial bosim tushunchasini kiritib quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$P = P_1 + P_2 + K = \sum P_i$$

SHunday qilib, biz Dalton qonunini topdik, bu qonunga binoan: *ideal gazlar aralashmasining bosimi shu aralashmadagi gazlar partial bosimlarining yig'indisiga teng.*

Sinov savollari.

1. Qanday termodinamik parametrlarni bilasiz?
2. Molekulyar kinetik nazariyasining mohiyati nimadan iborat?
3. Gaz bosimi va termodinamik temperaturaning molekulyar kinetik talqini nimadan iborat?
4. Gazlar molekulyar kinetik nazariyasi asosiy tenglamasining mazmuni nimadan iborat?
5. Molekulalarning erkinlik daraja soni nima?
6. Erkinlik darajalar bo'yicha energiya taqsimotini tushuntiring.
7. Ichki energiya nima?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 65-70.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 207-226.
3. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 88-99.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 138-152 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektzii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom III-IV. str. 239-259.

11-ma'ruza
STATISTIK FIZIKA ASOSLARI

Reja:

Gaz molekulalari tezlik va energiyaning absolyut qiymatlari bo'yicha taqsimoti. o'rtacha va ehtimolli tezliklar. Maksvell taqsimoti. Barometrik formula. Boltsman taqsimoti.

Tayanch oboralar: o'rtacha va ehtimolli tezliklar, taqsimot funktsiyasi, Maksvell taqsimoti, Boltsman taqsimoti

**Gaz molekulalarining tezliklar
bo'yicha taqsimlanishi.**

Gaz molekulalari juda xilma xil tezliklar bilan harakat qiladi. Alohida olingan har bir molekula tezligi ham kattaligi jihatidan ham yo'nalishi jihatidan molekulalarning bir-biriga to'qnashuvi tufayli muttasil O'zgarib turadi.

Harakatning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lgani uchun molekulalar yo'nalishlari bo'yicha bir tekis taqsimlanadi, har qanday orientirlangan, lekin kattaligi O'zgarmas bo'lgan $\Delta\sigma$ fazoviy burchak ichida har bir paytda O'rta hisobda bir xil ΔN_0 sonidagi molekulalarning harakati yo'nalishi yotadi.

Molekulalar tezligining v -son kiyamatiga kelganda ahvol boshqacharok, v ning noldan cheksizlikgacha bo'lgan sohadagi mumkin bo'lgan qiymatlari bir xil ehtimollik bilan uchramaydi.

Gazning aynan bir xil sharoitlarda (R va T lari bir xil) turgan bir nechta portsiyasini olsak, ulardagi molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimoti ham aynan bir xil bo'ladi. Lekin nuqtalarning v O'qida taqsimlanishi xarakteri bir xil bo'lgani holda, ularning zichligi molekulalarning tekshirilayotgan N soniga proporsional bo'ladi va binobarin, gazning har xil portsiyalari uchun har xil bo'ladi. Istalgan miqdordagi gaz uchun quyidagi munosabat O'rinli bo'ladi;

$$f(v) = \frac{\rho(v)}{N} = \frac{1}{N} \frac{\Delta N_v}{\Delta v} \quad (1)$$

SHu tarzda aniqlangan $f(v)$ funktsiya gaz molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanishini xarakterlaydi va taqsimot funktsiyasi deb ataladi. $f(v)$ funktsiyaning shaklini bo'lgan holda berilgan N dona molekuladan tezliklari Δv interval ichiga tushadigan molekulalar sonini, ya'ni tezliklarining qiymati v dan $v+\Delta v$ gacha sohada yotadigan molekulalarning ΔN_v sonini topish mumkin;

$$\text{Quyidagi} \quad \Delta N_v = N f(v) \Delta v \quad (2)$$

$$\frac{\Delta N_v}{N} = f(v) \Delta v \quad (3)$$

nisbat molekulaning tezligi tezliklarning berilgan Δv itervali (v bilan $v+\Delta v$ orasida yotadigan intervali) ichidagi qiymatlariga ega bo'lishi ehtimolini ko'rsatadi.

Taqsimot funktsiyasini nazariy yo'l bilan Maksvell topgan bo'lib, bu funktsiya uning nomi bilan ataladi. Bu funktsiyaning ko'rinishi quyidagicha;

$$f(v) = A e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (4)$$

bu erda A - v ga bog'liq bo'lmagan ko'paytuvchi, m -molekulalarning massasi, k -Boltsman doimiysi.

Hisoblash natijasida A ning qiymati $4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}$ ga teng ekanligi aniqlangan. SHunday qilib Maksvell taqsimot funktsiyasining ko'rinishi quyidagicha ekan;

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (5)$$

Molekulalarning tezliklari bo'yicha olingan.

$$dN_v = N 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv \quad (6)$$

taqsimotiga asoslanib turib, molekulalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi qiymatlari bo'yicha taqsimlanishini topish mumkin. Buning uchun v O'zgaruvchidan $mv^2/2$ ga teng bo'lgan ε O'zgaruvchiga o'tish kerak. (6) da $v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}$ va $dv = \frac{1}{\sqrt{2m\varepsilon}} d\varepsilon$ almashtirishlar kiritib quyidagini topamiz;

$$dN_\varepsilon = N \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \quad (7)$$

bu erda dN_ε -energiyasining qiymati ε dan $\varepsilon+d\varepsilon$ gacha oraliqda yotgan molekulalar soni.

SHunday qilib, molekulalarning ε qiymatlari bo'yicha taqsimlanishi;

$$f(\varepsilon) = A' e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon} \quad (8)$$

funktsiya bilan xarakterlanadi, bu erda A' -normalovchi ko'paytuvchi bo'lib, u $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}}$ ga teng.

Barometrik formula.

Biror h balandlikdagi atmosfera bosimi gazning shu balandlikdan yuqorida yotuvchi qatlamlarining og'irligi ta'sirida yuzaga keladi.

h balandlikdagi bosimni p harfi bilan belgilaylik. U holda $h+dh$ balandlikda bosim $p+dp$ bo'ladi, lekin dh noldan katta bosim, u holda dp noldan kichik bo'ladi, chunki atmosferaning yuqorida yotgan qatlamlarining og'irligi va binobarin, bosimi balandlikka ko'tarilgan sari kamayadi. p va $p+dp$ bosimlar orasidagi ayirma asosining yuzi birga teng va balandligi dh bo'lgan tsilindr hajmi ichidagi gaz og'irligiga teng;

$$p - (p+dp) = \rho g dh$$

bu erda ρ - h balandlikdagi gazning zichligi, bundan;

$$dp = -\rho g dh \quad (9)$$

Holat tenglamasidan foydalanib, gaz zichligini bosimi va temperaturasi orqali ifodalash mumkin. Yuqorida aytib o'tganimizdek, normal sharoitga yaqin sharoitlarda atmosfera tarkibidagi gazlarning xossalari ideal gaz xossalariidan juda kam farq qiladi. SHuning uchun bu tenglamani m/v ga nisbatan echib, ρ zichligini topamiz;

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p\mu}{RT} \quad (10)$$

ρ ning bu ifodasini (9) ga qo'yib, dp ni topamiz;

$$dp = -\frac{p\mu g}{RT} dh$$

bundan

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh \quad (11)$$

T temperatura h ning biror funktsiyasi bo'ladi. Agar bu funktsiyaning ko'rinishi ma'lum bo'lsa (11) tenglamani echib (integrallab), p ni h ning funktsiyasi sifatida topish mumkin.

Temperatura O'zgarmas bo'lgan hol uchun (11) ni integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz;

$$\ln p = -\frac{\mu gh}{RT} + \ln C$$

bu erda S-o'zgarimas kattalik (integrallash doimiysi bu erda $\ln C$ deb ifodalash qulay) topilgan ifodani potentsirab, r ni topamiz;

$$p = Ce^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad \text{Bunga } h=0 \text{ ni qo'ysak,}$$

$$p_0 = S$$

ekanini topamiz, bu R_0 bosim $h=0$ balandlikdagi bosimni bildiradi.

SHunday qilib biz temperatura o'zgarmaydi, deb qilgan farazimiz asosida bosim bilan balandlik orasidagi bog'lanish uchun quyidagi formulani topdik;

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (12)$$

Bu formula *barometrik formula* deb ataladi. Bundan gaz qancha og'ir (μ qancha katta) va temperatura qancha past bo'lsa, balandlik ortishi bilan bosim shunchalik tez kamayadi degan xulosa chiqadi.

Boltsman taqsimoti.

Barometrik formulada r bosimni nkT bilan almashtirib hajm birligidagi molekulalar sonining balandlikka qarab o'zgarish qonunini topamiz;

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$$

bu erda n_0 -balandligi nolga teng bo'lgan joyda hajm birligidagi molekulalar soni.

Topilgan bu ifodani O'zgartirish mumkin, buning uchun μ/R nisbatni unga teng bo'lgan m/k nisbatga almashtirish kerak, bu erda m -bitta molekulaning massasi k - Boltsman doimiysi;

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (13)$$

(13) dan kelib chiqadiki, tempratura pasayishi bilan noldan farqli balandlikdagi zarralar soni kamaya borib, $T=0$ bo'lganda bu zarralar soni 0 ga aylanadi. Absolyut nol temperaturada barcha molekulalar Er sirtiga tushib qolgan bo'lar edi. YUqori temperaturalarda, aksincha, molekulalar soni (n) balandlikka qarab sekinroq kamayadi, natijada molekulalar balandlik bo'yicha deyarli tekis taqsimlanadi.

Bu faktning fizikaviy sababi juda oddiy molekulalarning balandlik bo'yicha har bir konkret taqsimoti ikkita tendentsiya ta'siri natijasida qaror topadi.

- 1) molekulalarning mg kuch bilan xarakterlanadigan erga tortilishi ularni Er sirtiga tushirishga intiladi
- 2) kT kattalik bilan xarakterlanuvchi issiqlik harakati molekulalarni barcha balandliklar bo'ylab tekis sochib yuborishga intiladi m qancha katta va T qancha kichik bo'lsa, birinchi tendentsiya kuchliroq ta'sir ko'rsatadi va molekulalar er yuziga yaqinroq joyda tO'planishadi. $T=0$ bo'lgan piravard holatda issiqlik harakati butunlay tO'xtaydi va molekulalar erning tortish kuchi ta'siri ostida er yuziga joylashadi. Temperatura yuqori bo'lganda issiqlik harakati ustunlik qiladi va molekulalarning zichligi balandlikka kO'tarilgan sari sekin kamaya boradi.

Har xil balandlikda molekula har xil potentsial energiya zonasiga ega bo'ladi;

$$\varepsilon_r = mgh \quad (14)$$

Binobarin, molekulalarning balandlik bo'yicha taqsimotini ko'rsatuvchi (13) formula ularning potentsial energiya qiymatlari bo'yicha taqsimotini ham ifodalaydi. (14) ni hisobga olib, (13) formulani quyidagicha yozish mumkin;

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \quad (15)$$

bu erda n_0 - molekulaning potentsial energiyasi nolga teng bo'lgan joyda olingan birlik hajmdagi molekulalar soni, n -fazoning molekulalar potentsial energiyasi ε_r ga teng bo'lgan nuqtalardagi hajm birligidagi bor bo'lgan molekulalar soni.

(15) taqsimot *Boltsman taqsimoti* deb ataladi. (15) taqsimotlarni bitta Maksvell-Boltsman qonuni qilib birlashtirish mumkin, bu qonunga muvofiq tezliklarni v bilan $v+dv$ orasida yotadigan molekulalarning hajm birligi ichidagi soni quyidagiga teng;

$$dn_v = n_0 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varepsilon_p + \frac{mv^2}{2}}{kT}} v^2 dv - e^{-\frac{E}{kT}} v^2 dv \quad (16)$$

bu erda n_0 son $-\varepsilon_r=0$ bo'ladigan nuqtada olingan hajm birligidagi molekulalar soni, E - molekulaning to'liq energiyasi bo'lib uning kinetik va potentsial energiyalari yig'indisiga teng. (16) ni v bo'yicha 0 dan ∞ gacha integrallasak, (15) taqsimot qonuni bilan bir xil bo'lgan quyidagi ifoda hosil bo'ladi;

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p}{kT}}$$

Sinov savollari.

1. Molekulalarning tezliklari va energiyalar bo'yicha taqsimoti funktsiyalari ifodasini keltirib chiqaring.
2. Molekulalarning tezliklar va energiyalar bo'yicha taqsimot funktsiyalarining fizik ma'nosi nima?
3. Qanday tezliklarga o'rta kvadratik, arifmetik va eng ehtimolli tezliklar deyiladi?
4. Qanday tajribalar yordamida molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti o'rganilgan?
5. Atmosfera bosimining balandlik bo'yicha o'zgarishi qanday ifodalanadi?
6. Tashqi potentsial maydonda gaz molekulalari qanday taqsimot yordamida ifodalanadi?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 68-73.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 250-269
3. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 106-113.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 182-192 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom III-IV. str. 259-275.

TERMODINAMIKA ASOSLARI**Reja:**

Energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimot qonuni. Ideal gaz ichki energiyasi. Termodinamikada ish. Issiqlik miqdori va issiqlik sig'imi. Termodinamikaning birinchi qonuni va uni izojarayonlarga tatbiqi. Adibatik jarayon. Puasson tenglama

Tayanch oboralar: erkinlik darajasi, issiqlik miqdori, solishtirma issiqlik sig'imi, izojarayonlar, adiabatik jarayon, tsikl, qaytuvchan jarayon

Energiyaning molekula erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanishi.

Molekula o'rtacha energiyasining formulasi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} \kappa T \quad (1)$$

ifodasi molekulaning ilgari lanma harakati energiyasigina hisobga oladi. Lekin molekula ilgari lanma harakat qilishi bilan bir qatorda aylanishi va uning tarkibidagi atomlar tebranma harakat qilishi mumkin. Harakatning bu ikkala turiga energiyani biror qiymati to'g'ri keladi. Bu energiya qiymati molekulaning erkinlik darajalari bo'yicha energiyani tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunga asosan aniqlanadi: bu qonun statistik fizikada aniqlanadi.

Harakat turlarining hech biri boshqalaridan afzal emas va binobarin, erkinlik darajalaridan ixtiyoriy bittasiga, ya'ni ilgari lanma, aylanma va tebranma erkinlik darajalaridan ixtiyoriy bittasiga o'rta hisobda bir xil va $kT/2$ ga teng energiya (aniqroq aytganda, kinetik energiya) to'g'ri kelishi kerak deb faraz qilish tabiiydir. Bu da'vo molekulaning erkinlik darajalari bo'yicha energiyani tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunning mazmunidan iborat.

Energiyaning tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunga asosan, molekula qanchalik murakkab, uning erkinlik darajalari qancha ko'p bo'lsa, bu molekula energiyasining $\bar{\varepsilon}$ o'rta qiymati (o'sha temperaturada) shuncha ko'proq bo'ladi. $\bar{\varepsilon}$ ni aniqlashda molekulaning tebranma erkinlik darajasining energetik sig'imi ilgari lanma yoki aylanma erkinlik darajasinikiga qaraganda ikki marta katta bo'lishi lozim ekanligini hisobga olish kerak. Buning sababi shundaki, molekulaning ilgari lanma va aylanma harakatida faqat kinetik energiya bor bo'lsa, tebranma harakatda kinetik energiya ham, potentsial energiya ham bo'ladi: shu bilan birga, garmonik ostsillyatorda kinetik va potentsial energiyani o'rta qiymati bir xil bo'lar ekan. SHu sababdan har bir tebranma erkinlik darajasiga o'rta hisobda biri kinetik energiya tarzidagi va yana biri potentsial energiya tarzidagi ikkita $kT/2$ to'g'ri kelishi kerak.

SHunday qilib, molekulaning o'rtacha energiyasi quyidagiga teng bo'lishi kerak:

$$\varepsilon = \frac{i}{2} kT \quad (2)$$

bu erda, i -molekulaning ilgari lanma, aylanma va ikkilangan tebranma erkinlik darajalari sonlarining yig'indisi:

$$i = n_{ulz} + n_{a\ddot{u}l} + n_{me\ddot{o}} \quad (3)$$

Atomlari orasidagi bog'lanishi qattiq bo'lgan molekulalarda i ning qiymati molekulaning erkinlik darajalari soni bilan bir xil bo'ladi.

Ideal gazning ichki energiyasi.

Ideal gaz molekullari bir-biri bilan olisdan o'zaro ta'sirlashmaganligi sababli bunday gazning ichki energiyasi ayrim molekulalar energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Binobarin, bir mol ideal gazning ichki energiyasi Avagadro soni bilan bitta molekulaning o'rtacha energiyasi ko'paytmasiga teng bo'ladi:

$$U_m = N_A \bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} N_A kT = \frac{1}{2} kT \quad (4)$$

Ixtiyoriy m massali gazning ichki energiyasi bir molning ichki energiyasi bilan m massadagi mollar sonining ko'paytmasiga teng bo'ladi.

$$U = \frac{m}{\mu} U_m = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} kT \quad (5)$$

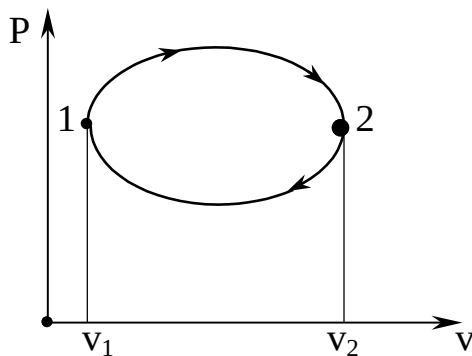
Termodinamika asoslari.

Termodinamikaning dastlabki ikkita qonuni uning asosini tashkil qiladi. Birinchi qonuni energiyaning bir turdan boshqa turga aylanishi o'rinli bo'ladigan miqdoriy munosabatlarini aniqlaydi. Ikkinchi qonuni esa energiyaning bu aylanishlari mumkin bo'ladigan sharoitlarini, ya'ni jarayonlar qanday yo'nalishda yuz berishi mumkinligini aniqlaydi.

Termodinamikada muvozanatli holat va qaytuvchan jarayon tushunchalari katta rol o'ynaydi.

Qaytuvchan jarayon deb shunday jarayonga aytiladiki, bu jarayon teskari yo'nalishda yuz berganda sistema jarayonning to'g'ri yo'nalishida o'tgan holatlardan endi faqat teskari tartibda o'tadi.

Aylanma jarayon (yoki tsikl) deb shunday jarayonga aytiladiki, bu jarayonda sistema bir qator o'zgarishlardan keyin boshlang'ich holatiga qaytib keladi. Grafikda tsikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi. Aylanma jarayonda bajariladigan ish son jihatdan egri chiziq o'rab olgan yuzaga teng.



2-1 qismdagi ish manfiy bo'lib, chapga og'irib chizilgan shtrix bilan belgilangan yuzaga son jihatidan teng. Binobarin, bir tsikl davomida bajariladigan ish son jihatidan egri chiziq o'rab olgan yuzaga teng bo'lib, to'g'ri tsiklda bajarilgan ishning (ya'ni soat strelkasi yo'nalishi bo'yicha yuz berayotgan tsiklda) ishorasi musbat, teskari tsiklda esa manfiy bo'ladi.

TSiklni bajarib bo'lgandan keyin sistema dastlabki holatiga qaytib keladi. SHuning uchun holatning har qanday funktsiyasi, jumladan ichki energiya tsiklning boshi va oxirida bir xil qiymatga ega bo'ladi.

Termodinamikaning birinchi asosi.

Ichki energiya asosan turlicha bo'lgan ikki jarayon hisobiga, ya'ni jism ustida A' ish bajarish va jismga Q issiqlik miqdori berish hisobiga o'zgarishi mumkin.

Bir jismning ikkinchi jismga uzatgan energiya miqdori jismlarning bir-biri ustida bajargan A ishi bilan aniqlangani kabi, bir jismning ikkinchi jismga issiqlik uzatish yo'li bilan bergan energiyasi miqdori bir jismning ikkinchi jismga bergan Q issiqlik miqdori bilan aniqlanadi. SHunday qilib, sistema ichki energiyasining ortirmasi sistema ustida bajarilgan A' ish bilan sistemaga berilgan Q issiqlik miqdori yig'indisiga teng bo'lishi kerak:

$$U_2 - U_1 = Q + A' \quad (6)$$

bu erda U_1 va U_2 -sistema ichki energiyasining oldingi va keyingi qiymatlari. Odatda tashqi jismlarning sistema ustida bajaradigan A' ishi o'rniga sistemaning tashqi jismlar ustida bajaradigan A ishi (bu ish-A' ga teng) tekshiriladi. (6) tenglamada A' o'rniga $-A$ qo'yib va uni Q ga nisbatan echib, bu tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$Q = U_2 - U_1 + A \quad (7)$$

(2) tenglama energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi va u termodinamikaning birinchi qonuni (asosi)ning mazmunidan iborat. Uni so'z bilan bunday aytish mumkin: *sistemaga berilgan issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini oshirishga va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga sarflanadi.*

Sistema bajargan ishni yoki sistema olgan issiqlik miqdorini hisoblashda odatda tekshirilayotgan jarayon bir qator elementar jarayonlarga ajratiladi, bu jarayonlarning har bir sistema parametrlarining juda kichik (pirovardida-cheksiz kichik) o'zgarishiga mos keladi. Elementar jarayon uchun, (7) tenglama

$$\Delta Q' = \Delta U + \Delta A' \quad (8)$$

ko'rinishda bo'ladi, bu erda $\Delta Q'$ -issiqlikning elementar miqdori, $\Delta A'$ -elementar ish va ΔU -sistema ichki energiyasining mana shu elementar jarayon davomidagi ortirmasi.

Hisoblash uchun tenglamada differentsiallarga o'tiladi. Unda termodinamika birinchi asosining tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$dQ' = dU + dA'.$$

Gazning hajmi o'zgarganda bajaradigan ishi

Jismning o'ziga tegib turgan boshqa jismlar bilan qiladigan o'zaro ta'sirini uning o'sha jismlarga ko'rsatadigan bosimi orqali xarakterlash mumkin. Gazning idish devorlari bilan, shuningdek qattiq yoki suyuq jismning atrofidagi muhit (masalan, gaz) bilan bo'ladigan o'zaro ta'sirini bosim orqali tavsiflash mumkin. O'zaro ta'sir kuchlari qo'yilgan nuqtalar ko'chganda jismning hajmi o'zgaradi. Binobarin, mazkur jismning tashqi jismlar ustida bajaradigan ishi bosim va jism hajmining o'zgarishlari orqali ifodalanishi mumkin. Bu ifodani topish uchun quyidagi misolni ko'rib chiqamiz:

Jips qilib ishlangan va oson sirpanadigan porshen bilan berkitilgan tsilindrik idish ichiga gaz qamalgan bo'lsin. Agar biror sabab bilan gaz kengaya boshlasa, u porshenni surib, porshen ustida ish bajaradi. Porshenni Δh masofaga ko'chirish uchun gaz bajargan elementar ish quyidagiga teng:

$$\Delta A' = f \Delta h,$$

bu erda f -gazning porshenga ko'rsatadigan ta'sir kuchi. Bu kuchni gazning r bosimining porshenning S yuziga ko'paytmasi bilan almashtirsak, quyidagini topamiz:

$$\Delta A' = r S \Delta h$$

lekin $S \Delta h$ ko'paytma gaz hajmining ΔV ortirmasidan iborat. SHuning uchun elementar ishning ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A' = r \Delta V \quad (9)$$

Ravshanki, $\Delta A'$ kattalik algebraik kattalikdir. Darhaqiqat, gaz siqilayotganda Δh ko'chish yo'nalishi bilan gazning poshenga ko'rsatadigan f ta'sir kuchi yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, shu tufayli $\Delta A'$ elementar ish manfiy bo'ladi. Bu holda xajmning ΔV ortirmasi ishorasi ham manfiydir. SHunday qilib formula gazning hajmi har qanday O'zgarganda ham ishni to'g'ri ifodalaydi.

Agar gazning bosimi doimiy bo'lib qolaversa (buning uchun temperatura ayni vaqtda tegishli o'zgarishi kerak), u holda hajm V_1 qiymatidan V_2 qiymatigacha o'zgarganda bajarilgan ish:

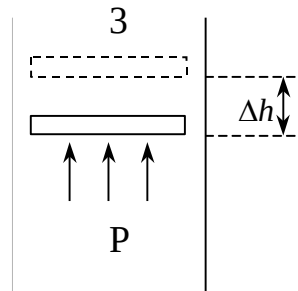
$$A_{12} = r(V_2 - V_1) \quad (10)$$

b'uladi. Agar hajm o'zgarganda bosim doimiy qolmasa, u holda hajmning chekli o'zgarishlarida bajariladigan ish (9) ko'rinishdagi elementar ishlarning yig'indisi sifatida, ya'ni integrallash yo'li bilan hisoblanishi kerak:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

Ishning topilgan ifodalari qattiq, suyuq va gaz holatdagi jismlar hajmining har qanday o'zgarishlari uchun to'g'ri.

Agar jismga dQ' issiqlik miqdori berilganda uning temperaturasi dT qadar ortsa, u holda ta'rifga ko'ra jismning issiqlik sig'imi quyidagicha bo'ladi:



$$S = \frac{dQ'}{dT} \quad (11)$$

(11) kattalikning o'lchamligi j/grad bo'ladi.

Bir mol moddani issiqlik sig'imi S harfi bilan belgilaymiz. S ning o'lchamligi j/grad·mol bo'ladi.

Modda massasi birligining issiqlik sig'imi *solishtirma issiqlik sig'imi* deb ataladi. Uni biz s harfi bilan belgilaymiz. s ning o'lchamligi j/grad·kg.

Bir mol moddani issiqlik sig'imi bilan o'sha moddani solishtirma issiqlik sig'imi o'rtasida quyidagi munosabat bor:

$$s = \frac{C}{\mu} \quad (12)$$

Issiqlik sig'imining kattaligi jismni isitish vaqtidagi sharoitlarga bog'liq bo'ladi. Jism hajmi o'zgarmaydigan sharoitda yoki bosimi o'zgarmaydigan sharoitda isitilgan holdagi issiqlik sig'imi eng ko'p qiziqish uyg'otadi. Birinchi holda o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi deb ataladi va S_V bilan belgilanadi, ikkinchi holda o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imi deb ataladi va S_r bilan belgilanadi.

Agar jism hajmi o'zgarmaydigan sharoitda isitilsa, bu jism tashqi jismlar ustida ish bajarmaydi va binobarin, termodinamikaning birinchi asosiga muvofiq, butun issiqlik jismning ichki energiyasini o'tirishga sarf bo'ladi:

$$dQ'_V = dU \quad (13)$$

(13) dan har qanday jismning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi quyidagiga teng ekanligi kelib chiqadi:

$$S_V = \frac{dU}{dT} \quad (14)$$

Binobarin, bir mol ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imini topish uchun gaz ichki energiyasining (5) ifodasini temperatura bo'yicha differentsiallash kerak. Differentsiallab S_V ni topamiz.

$$C_V = \frac{i}{2} R \quad (15)$$

Bu ifodadan ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi gaz holatining parametrlariga, jumladan temperaturaga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalik ekanligi kelib chiqadi.

SHuni eslatib o'tamizki, (15) ni e'tiborga olganda ideal gazning ichki energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U_m = C_V T \quad (16)$$

Agar gaz o'zgarmas bosim sharoitida isitilsa, u holda gaz kengayib, tashqi jismlar ustida musbat ish bajaradi. Binobarin, bu holda gazning temperaturasi bir gradusga oshirish uchun uni o'zgarmas hajm sharoitida isitilgandagiga qaraganda ko'proq issiqlik kerak; bu holda issiqlikning bir qismi gazning ish bajarishiga sarf bo'ladi. SHuning uchun o'zgarmas bosim sharoitida issiqlik sig'imi o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imidan kattaroq bo'lishi kerak.

Bir mol gaz uchun termodinamika birinchi asosining tenglamasini yozamiz:

$$d'Q_P = dU_{KM} + PdV_{KM} \quad (17)$$

Bu ifodada dQ' yonida turgan r indeks issiqlik gazga r bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda berilayotganini ko'rsatadi. (17) ni dT ga bo'lib, bir mol gazning o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imining quyidagi ifodasini topamiz:

$$C_P = \frac{dU_m}{dT} + P \left(\frac{dV_m}{dT} \right)_P \quad (18)$$

YUqorida ko'rib o'tganimizdek, $\frac{dU_m}{dT}$ had bir mol gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imidir. SHuning uchun (10) formula quyidagicha yozilishi mumkin:

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p \quad (19)$$

$\left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p$ kattalik R bosim o'zgarmaganda kilomolning temperaturasi bir gradusga ortganda uning hajmi olgan ortirmadan iborat.

$$V_m = \frac{RT}{P}$$

Bu ifodani T bo'yicha differentsiallab ($r = \text{const}$), quyidagini topamiz:

$$\left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p = \frac{R}{P}$$

Nihoyat, bu natijani (19) munosabatga qo'yib quyidagini topamiz:

$$S_R = S_V + R \quad (20)$$

SHunday qilib, bosim o'zgarmaganda bir mol ideal gazning temperaturasi bir gradusga ortganda bajaradigan ishi universal gaz doimiysiga teng bo'lar ekan.

SHuni qayd qilamizki, (20) munosabat ideal gaz holatining tenglamasidan foydalanib topildi va binobarin, u faqat ideal gaz uchunгина to'g'ridir.

(15) formulani e'tiborga olib, S_R ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$C_p = \frac{1}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R \quad (21)$$

(21) ni (15) ga bo'lib, har bir gaz uchun o'ziga xos bo'lgan S_R ning S_V ga nisbatan topamiz

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} \quad (22)$$

(22) dan ko'rinib turibdiki, γ kattalik molekula erkinlik darajalarining soni va xarakteri bilan aniqlar ekan.

Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga tadbiqi

Izoxorik jarayonda ($V = \text{const}$) hajm o'zgarmaganligi sababli gaz tashqi jismlar ustida ish bajarmaydi. U holda bu jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$dQ = dU + dA = dU \quad (dA = 0).$$

Bundan ko'rinadiki, izoxorik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdorining hammasi uning ichki energiyasining ortishiga sarf bo'ladi. Bizga ma'lum bo'lgan $dU_m = C_v dT$ ifodani esga olsak, ixtiyoriy massali gaz uchun:

$$dQ = \frac{m}{\mu} dU_m = \frac{m}{\mu} C_v dT.$$

Izobarik jarayonda ($P = \text{const}$) gaz hajmining V_1 dan V_2 ga o'zgarishida bajarilgan ish:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1).$$

Bu ikki holat uchun ideal gaz holati tenglamasidan $V_2 - V_1 = \frac{m}{\mu} \frac{R}{P} (T_2 - T_1)$ ekanligini e'tiborga olsak izobarik jarayonda bajarilgan ish:

$$A = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1). \quad (23)$$

Bu tenglamadan universal gaz doimiysi R ning fizik ma'nosi kelib chiqadi. Agar $T_2 - T_1 = 1^\circ K$ bo'lsa, bir mol gaz uchun: $R = A$, ya'ni universal gaz doimiysi bir mol ideal gazni $1^\circ K$ ga qizdirilganda gaz hajmini kengaytirishdagi bajarilgan ishga son jihatdan teng bo'lar ekan.

Izobarik jarayonda m massali gazga

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT$$

issiqlik miqdori berilganda uning ichki energiyasi

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT$$

miqdorga o'zgaradi va gaz (23) bilan ifodalanadigan ish bajaradi.

Izotermik jarayonda ($T = \text{const}$) bajarilgan ish ideal gaz holati tenglamasini e'tiborga olsak

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu jarayonda $T = \text{const}$ bo'lganligi uchun $dU = \frac{m}{\mu} C_v dT = 0$ va gazga berilgan issiqlik miqdori tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$dQ = dA \quad \text{yoki}$$

$$Q = A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Adiabatik jarayon

Adiabatik jarayon deb tizim bilan uni o'rab turgan tashqi muhit orasida issiqlik almashinuvi sodir bo'lmaydigan jarayonga aytiladi. Nisbatan tez yuz beradigan jarayonlarni adiabatik jarayon deb qarash mumkin.

Termodinamika I qonunini adiabatik jarayon uchun yozadigan bo'lsak:

$$dQ = 0; \quad dA = -dU.$$

YA'ni tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish tizim ichki energiyasi o'zgarishi hisobiga bo'lar ekan. SHunday qilib adiabatik jarayon izotermik jarayonga teskari jarayon ekan, chunki izotermik jarayonda ish tashqaridan olingan issiqlik miqdori hisobiga bajariladi.

$dA = PdV$; $dU_m = C_v dT$ ekanligini e'tiborga olsak, ixtiyoriy massali gaz uchun

$$PdV = -\frac{m}{\mu} C_v dT.$$

Ideal gaz holati tenglamasini differentsiallasak quyidagini olamiz:

$$PdV + VdP = \frac{m}{\mu} R dT.$$

Oxirgi ikki tenglamada dT ni yo'qotamiz:

$$\frac{PdV + VdP}{PdV} = -\frac{R}{C_v} = -\frac{C_p - C_v}{C_v}$$

$\frac{C_p}{C_v} = \gamma$ ekanligini e'tiborga olib o'zgaruvchilarni ajratamiz:

$$\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{dV}{V}.$$

Bu tenglamani P_1 dan P_2 gacha va V_1 dan V_2 gacha integrallab quyidagini olamiz:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma \quad \text{yoki} \quad P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma$$

1 va 2-holatlar ixtiyoriy tanlanganligi uchun bu tenglamalarni umumiy holda quyidagicha yozishimiz mumkin

$$PV^\gamma = \text{const}.$$

Bu oxirgi tenglama adabatik jarayon uchun gaz holati tenglamasi yoki Puasson tenglamasi deyiladi.

Bu tenglamani V, T va P, T o'zgaruvchilar orqali Mendeleev-Klapeyron tenglamasi yordamida ifodalasak, quyidagi tenglamalarni hosil qilamiz:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad \text{va} \quad T^\gamma P^{1-\gamma} = \text{const}.$$

Bu tenglamalardagi o'lchamsiz kattalik $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i}$ - Puasson koeffitsienti hisoblanadi.

P, V – diagrammada adiabat chizig'i giperboladan iborat bo'lib izoterma chizig'idan tikroq bo'ladi. Buning sababi adiabatik jarayonda gaz bosimining oshishi faqat uning hajmi kamayishi hisobiga bo'lmasdan, balki harorat oshishi hisobiga ham bo'ladi.

Adiabatik jarayonda bajarilgan ishni topamiz. Agar gaz hajmi V_1 dan V_2 gacha adiabatik kengaysa, uning temperaturasi T_1 dan T_2 gacha pasayadi. Bu holda kengayishda bajarilgan ish

$$A = -\frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2).$$

Puasson tenglamalaridan foydalanib bajariladigan ish uchun boshqa ifodani olish mumkin:

$$A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right].$$

Adiabatik jarayonda gazning bajargan ishi izotermik jarayondagidan kam. Chunki adiabatik kengayishda gaz sovuydi, izotermik kengayishda esa harorat tashqaridan olinadigan issiqlik miqdori hisobiga o'zgarmaydi.

Sinov savollari.

1. Gaz hajmi o'zgarganda bajarilgan ish qanday topiladi?
2. Termodinamikaning I-asosi qanday ifodalanadi?
3. Adiabatik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi?
4. Termodinamika I qonunining izo va adiabatik jarayonlarga tatbiq etish natijalarini tushuntirib bering.
5. Gazning issiqlik sig'imi deb qanday kattalikka aytiladi?
6. C_p va C_v kattaliklardan qaysi biri katta va nima uchun?
7. Ideal gaz doimiy bosim ostida kengaysa qiziydimi yoki sovuydimi?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 79-87.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 227-249.

3. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 95-103.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 158-175 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom III-IV. str. 333-337.

QAYTAR VA QAYTMAS JARAYONLAR

Reja:

Aylanma jarayonlar. Karno aylanma jarayoni (tsikl). Termodinamikaning ikkinchi qonuni. Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (FIK). Entropiya. Termodinamikaning uchinchi qonuni (Nersta)

Tayanch oboralar: foydali ish koeffitsienti, entropiya, tsikl (aylanma jarayon), dvigatel, keltirilgan issiqlik miqdori,

Aylanma jarayonlar .Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti.

Har qanday dvigatel biror aylanma jarayonni (tsiklni) ko'p marta bajaradigan sistemadan iborat. TSikl davomida ish bajaruvchi modda (masalan, gaz) oldin V_2 hajmga qadar kengaysin, so'ngra esa yana boshlang'ich V_1 hajmga kelguncha siqilsin deb faraz qilaylik. Bir tsikl davomidagi ish noldan katta bo'lishi uchun kengayish jarayonida bosim (binobarin, temperatura ham) siqilish jarayonidagi bosimdan ortiq bo'lishi kerak. Buning uchun ish bajaruvchi moddaga kengayish jarayonida issiqlik berish, siqilish jarayonida esa undan issiqlik olishi kerak.

TSiklning ikkala qismi uchun termodinamika birinchi qonunining tenglamasini yozamiz. Kengayishli ichki energiya U_1 qiymatdan U_2 qiymatigacha o'zgaradi. Bunda sistema Q_1 issiqlik oladi va A_1 ish bajaradi. Birinchi qonunga muvofiq:

$$Q = U_2 - U_1 + A_1 \quad (1)$$

Ciqilishda sistema A_2 ish bajaradi va Q'_2 issiqlik berish bilan bir xildir. Binobarin,

$$-Q'_2 = U_1 - U_2 + A_2 \quad (2)$$

(1)(2) tenglamalarni qO'shib quyidagilarni topamiz:

$$Q_1 - Q'_2 = A_1 + A_2$$

$A_1 + A_2$ yig'indi sistemaning tsikl davomida bajaradigan to'liq A ish ekanini hisobga olib quyidagicha yozish mumkin:

$$A = Q_1 - Q'_2 \quad (3)$$

Tashqaridan oladigan issiqlik hisobiga ish bajaruvchi davriy ishlaydigan dvigatel *issiqlik mashinasi* deb ataladi.

Termodinamikaning birinchi asosi ba'zan quyidagicha ta'riflanadi: *birinchi tur perpetium mobile (abadiy dvigatel) yaratish, ya'ni tashqaridan oladigan energiyadan ortiq miqdorda ish bajara oladigan davriy ishlaydigan dvigatel yaratish mumkin emas.*

(2) dan ko'rinadiki, tashqaridan olinadigan Q_1 issiqlik miqdorining hammasi ham foydali ishga sarflanmaydi. Dvigatel tsikl bilan ishlash uchun issiqlikning Q'_2 ga teng bo'lgan qismi tashqi muhitga qaytarib berilishi kerak va binobarin, u foydali ish bajarilishiga sarflanmaydi. Ravshanki, issiqlik mashinasi tashqaridan oladigan Q_1 issiqlikni foydali A ishga qanchalik to'laroq aylantirsa bu mashina shunchalik foydaliroq bo'ladi. SHuning uchun issiqlik mashinasini η foydali ish koeffitsienti bilan xarakterlash qabul qilingan. F. I. K. tsikl davomida bajarilgan A ishning tsikl davomida olinadigan Q_1 issiqlikka nisbati sifatida aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1}$$

(3) ga asosan $A = Q_1 - Q'_2$ bo'lgani uchun FIK ning ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1}$$

Termodinamikaning ikkinchi asosi.

Termodinamikaning ikkinchi asosi, birinchi asosi kabi, bir qancha ta'riflanishi mumkin. Ikkinchi asosning eng ravshan ta'rifi bunday o'qiladi: *kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga issiqlik o'z-o'zidan o'ta olmaydi*. YAnada aniqroq ta'rifi: *yagona oxirgi natijasi kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga issiqlik berishdan iborat bo'lgan jarayonlar amalga oshmaydi*.

Ikkinchi asos bunday ta'riflanishi ham mumkin: *birdan-bir oxirgi natijasi biror jismdan ma'lum miqdor issiqlik olish va bu issiqlikni butunlay ishga aylantirib yuborishdan iborat bo'ladigan jarayonlar amalga oshmaydi*.

Issiqlik mashinasida issiqlik ishga aylanganda albatta qo'shimcha jarayon yuz beradi. Bu qo'shimcha jarayon sovuqroq jismga biror miqdor Q_2 issiqlik berish jarayonidir. Buning natijasida ko'proq isigan jismdan olinadigan Q_1 issiqlik miqdori ishga butunlay emas qisman aylantiriladi.

Karno tsikli.

Biror jism temperaturalari T_1 va T_2 bo'lgan va issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'lgan ikkita issiqlik rezervuari bilan issiqlik almasha oladigan bo'lsin, deb faraz qilaylik. Bu esa rezervuarlarning chekli miqdorida issiqlik olish yoki berish ularning temperaturasini o'zgartirmasligini bildiradi. Bunday sharoitlarda jism qanday qaytuvchan tsikl bajara olishini aniqlaylik.

Ravshanki, qaralayotgan tsikl shunday jarayonlardan tuziladiki, bu jarayonlarning ba'zilari davomida jism rezervuarlar bilan issiqlik almashinishi mumkin, ba'zilaridan esa jism tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan bo'lishi (adiabatik jarayon) mumkin.

Issiqlik almashishi yuz beradigan jarayon davomida jismning temperaturasi tegishli rezervuarning temperaturasiga teng bo'lib qolgandagina bu jarayon qaytuvchan jarayon bo'lishi mumkin. Darhaqiqat masalan, jismning temperaturasi rezervuarning T_1 temperaturasidan kichik bo'lganda jism undan issiqlik olsa, u holda o'sha jarayonning o'zi teskari yo'nalishda yuz berganda jismning temperaturasi, har qalay T_1 dan past bo'lmagan holdagina rezervuardan olgan issiqligini unga qaytarib bera oladi. Binobarin, jarayon tug'ri va teskari yo'nalishda yuz berganda jismning temperaturasi har xil ketma-ketligidan (bir xil bo'lmagan temperaturalar bilan harakatlanadigan) o'tadi va bu jarayon qaytmas jarayon bo'ladi.

SHunday qilib, issiqlik almashinishi bilan yuz beradigan jarayon qaytuvchan bo'lishi uchun jism rezervuardan issiqlik olayotganida ham va uni jarayonning teskari yo'nalishida borishi qaytarib berayotganda ham jismning temperaturasi rezervuar temperaturasiga teng bo'lishi kerak. Aniqroq aytganda, issiqlik olishda jismning temperaturasi rezervuar temperaturasidan cheksiz kichik miqdorga qadar kichik bo'lishi kerak (aks holda rezervuardan jismga issiqlik oqmaydi), issiqlik qaytarib berishda esa jismning temperaturasi rezervuar temperaturasidan cheksiz kichik miqdor qadar ortiq bo'lish kerak.

Binobarin, temperaturasi doimiy qolaveradigan rezervuar bilan issiqlik almashish yuz beradigan yagona qaytuvchan jarayon rezervuar temperaturasi sharoitida yuz beradigan izotermik jarayondir.

SHunday qilib, issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'lgan ikki issiqlik rezervuari bilan issiqlik almashishida qatnashadigan jism (yoki sistema) bajaradigan qaytuvchan tsikl faqat ikkita izotermik (rezervuarlar temperaturasida) va ikkita adibatadan iborat bo'la oladi, degan xulosaga keldik. Bunday tsiklni birinchi bo'lib frantsuz injeneri Sadi Karno tekshirgan bo'lib, u Karno tsikli, qaytuvchan tsikldir.

Ideal gaz uchun Karno tsiklining f.i.k.

Ideal gaz uchun Karno tsiklni qarab chiqamiz.

Agar biz bunday tsiklning f.i.k ni T_1 va T_2 temperatura orqali ifodasini sifatida topa olsak shu bilan biz barcha qaytuvchan mashinalarning f.i.k. ifodasini topgan bo'lamiz.

Ta'rifga ko'ra, issiqlik mashinasining f.i.k. quyidagiga teng:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (4)$$

bu erda Q_1 -tsikl davomida isitkichdan olinadigan issiqlik, Q_2 -tsikl davomida sovitkichga beradigan issiqlik.

Izotermik jarayonda ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmay qolaveradi. SHuning uchun gaz olgan Q_1 issiqlik miqdori gazning 1 holatdan 2 holatga o'tishida bajaradigan A_{12} ishga teng. Bu ish quyidagiga teng:

$$Q_1 = A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (5)$$

bu erda m mashinadagi, ideal gaz massasi. Sovutgichga beriladigan Q_2 issiqlik miqdori gazni 3-holatdan 4-holatga o'tkazishda uni siqish uchun sarf bo'ladigan A_{34} ishga teng.

Bu ish quyidagiga teng:

$$Q_2 = A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (6)$$

TSikl yopik bo'lishi uchun 4 va 1 holatlar ayni bir adibatada yotishi kerak. Bundan:

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1} \quad (7)$$

shart kelib chiqadi.

Xuddi shuningdek 2 va 3 holatlar ayni bir adibatada yotgani uchun:

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1} \quad (8)$$

shart bajariladi. (8) ni (7) ga bo'lib, tsiklning yopik bo'lish shartini topamiz:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (9)$$

Endi (5) va (6) ni f.i.k.ning (4) ifodasiga qo'yamiz;

$$\eta = \frac{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

nihoyat (9) ni hisobga olib η ni topamiz;

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (10)$$

SHunday qilib, ideal gaz uchun Karno tsiklining f.i.k. haqiqatan ham faqat isitkich bilan sovitkichning temperaturasiga bog'lik ekan.

YUqorida aytib o'tganimizdek, (10) ifoda har qanday qaytuvchan mashina f.i.k ning maksimal qiymatini ko'rsatadi.

Keltirilgan issiqlik miqdori. Klauzius tengsizligi.

Har qanday issiqlik mashinasi jismlarning ayni bir tsiklni ko'p marta takrorlaydigan sistemasidan iborat. Bu fakti analitik ravishda quyidagicha yozish mumkin;

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (11)$$

Bu tengsizlikning chap tomonda f.i.k.ning har qanday mashina uchun o'rinli bo'lgan ta'rifi turibdi, o'ng tomonda esa qaytuvchan mashina f.i.k. ning temperatura orqali topilgan ifodasi turibdi. (11) da tenglik belgisi qaytuvchan mashinaga, tengsizlik belgisi qaytmas mashinaga tegishlidir. (11)

ifodadan quyidagi munosabat kelib chiqadi; $\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1}$ Uni $\frac{Q_1}{T_2}$ musbat kattalikka ko'paytirib

quyidagini topamiz: $\frac{Q_2}{T_2} \geq \frac{Q_1}{T_1}$. Nihoya, buning chap va o'ng tomonlaridan $\frac{Q_2}{T_2}$ ni ayirib,

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (12)$$

ifodani hosil qilamiz.

Temperaturasi T_2 bo'lgan jismga beriladigan Q_2 issiqlikni biz shu jismdan olinadigan va-
 Q_2 ga teng bo'lgan issiqlik bilan belgilaymiz. Unda (12) ifoda nihoyat quyidagi ko'rinishga keladi;

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (13)$$

Bu munosabat *Klauzius tengsizligi* deb ataladi.

Sistemaning qandaydir bir jismdan olgan issiqlik miqdorining shu jism temperaturasiga nisbatini Klauzius keltirilgan issiqlik miqdori deb atagan. Klauzius terminalogiyasidan foydalanib (13) ni quyidagicha o'kish mumkin: *agar biror sistema tsikl bajarar ekan, bu tsikl davomida temperaturalar doimiy bo'lgan ikkita issiqlik rezervuari (jism) bilan issiqlik almasha, bu tsikl qaytuvchan bo'lganda keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi, tsikl qaytmas tsikl bo'lganda esa bu yig'indi noldan kichik bo'ladi.*

Entropiya.

Keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisini tsikl uchungina emas, balki aylanma bo'lmagan har qanday jarayon uchun ham hosil qilish mumkin, shu bilan birga bir holatdan ikkinchi holatga qaytuvchan o'tishda bu yig'indining bir ajoyib xossasi namoyon bo'ladi.

Qaytuvchan biror tsikl olib, unda ikkita ixtiyoriy 1 va 2 holatlarni ajratamiz. Bu holatlar tsiklni rasmda 1 va 2 raqamlari bilan berilgan ikkita tarmoqqa ajratadi.

Bundan oldingi paragrafda ko'rsatganimizdek keltirilgan issiqlik miqdorlarining butun tsikl (tsikl qaytuvchan) bo'yiga olingan yig'indisi nolga teng:

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} = 0 \quad (14)$$

(14) yig'indiga kiruvchi barcha qo'shiluvchilarni ikki gruppaga ajratish mumkin, birinchi gruppaga 1 tarmoqqa tegishli qo'shiluvchilarni, ikkinchi gruppaga esa 2 tarmoqqa tegishli qO'shiluvchilarni kiritamiz. Undan (1) ifoda quyidagicha yozilishi mumkin;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} = 0 \quad (15)$$

Birinchi yig'indi 1 holatdan 2 holatga 1 tarmoq bo'yicha o'tishga, ikkinchi yig'indi esa 2 holatdan 1 holatga 2 tarmoq o'tishga mos keladi.

1 holatdan 2 holatga biror qaytuvchan o'tishga mos keladigan quyidagi yig'indini ko'rib chiqamiz;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} \quad (16)$$

Agar o'tish yo'nalishi o'zgartirilsa, jarayon qaytuvchan ekanligi tufayli (3) yig'indining ishorasi o'zgarishi kerak.

Darhaqiqat, masalan jarayon $1 \rightarrow 2$ yo'nalishida bo'lganda sistema temperaturasi T bo'lgan biror jismdan $\Delta'Q$ issiqlik miqdori oladi. O'sha qismda jarayonning yo'nalishi $2 \rightarrow 1$ bo'lganda sistema temperaturasi T bo'lgan o'sha jismga xuddi shunday $\Delta'Q$ miqdorida issiqlik berish, ya'ni $\Delta'Q$ issiqlik olishi kerak. SHunday qilib o'tish yo'nalishi o'zgarganda (16) dagi barcha qo'shiluvchilarning ishorasi qarama-qarshisiga o'zgaradi, natijada:

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = - \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} \quad (17)$$

bo'ladi.

(17) xossaga asoslanib (15) ifodani quyidagiga yozamiz;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} - \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = 0$$

Bundan quyidagi natija kelib chiqadi;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} \quad (18)$$

Boshida olingan qaytuvchan tsiklni biz mutlaqo ixtiyoriy ravishda olganimiz uchun (5) munosabat 1 va 2 holatlarni o'z ichiga olgan har qanday qaytuvchan tsikl uchun bajarilishi kerak.

SHunday qilib, biz juda muhim xulosaga keldik sistemaning bir holatdan (boshlang'ich) ikkinchi (oxirgi) holatga qaytuvchan o'tishida keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi o'tish yo'liga bog'lik emas va binobarin, sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlarigagina bog'lik.

Biz bilamizki, ichki energiya ortirmalari yig'indisining ham shunday xossasi bor. Energiya holat funktsiyasi bo'lganligi tufayli, 1-holatdan 2-holatga har qanday o'tishdagi ichki energiya ortirmalarining yig'indisi energiyaning bu holatlardagi qiymatlari ayirmasiga teng bo'lishi kerak;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \Delta U = U_2 - U_1 \quad (19)$$

Ravshanki, yuqorida aytilganlar holatning har qanday funktsiyasi uchun, ya'ni sistemaning holati bilan bir qiymatli aniqlanadigan har qanday kattalik uchun to'g'ri bo'ladi;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \Delta f(xo\lambda am) = f(2) - f(1) \quad (20)$$

Agar kattalik holatning funktsiyasi bo'lmasa, u holda uning elementar miqdorlarning yig'indisi sistemaning bir holatdan boshqa holatga o'tishi yo'liga bog'liq bo'lib qoladi. Bunday kattaliklar jumlasiga, masalan ish kiradi. Bizga malumki, $A = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta A$ ish shu jarayonni

tasvirlovchi egri chiziq qamrab olgan yuzaga teng va o'tish yo'liga bog'liq bo'lishi kerak.

Sistema oladigan issiqlik miqdori uchun ham xuddi shunday bo'ladi. Termodinamikaning birinchi asosiga muvofiq ravishda;

$$Q = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta Q = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta U + \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta A \quad (21)$$

(8) ning o'ng tomonidagi yig'indilardan birinchisi o'tilgan bog'lik emas, ikkinchisi esa o'tilgan bog'liq. Binobarin, $\sum \Delta Q$ kattalik o'tish yo'liga bog'liq. Quyidagi: $\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$ yig'indining 1

holatdan 2 holatga qaytuvchan o'tishdagi o'tilgan bog'liq emasligi qaytuvchan jarayonda $\Delta Q/T$ nisbat biror holat funktsiyasining orttirmasidir, deb aytishga asos beradi. Bu funktsiya *entropiya* deb ataladi. U S harfi bilan belgilanadi. SHunday qilib;

$$\left(\frac{\Delta Q}{T}\right)_{\text{kaytuv}} = \Delta S \quad (22)$$

(22) ga asosan entropiyaning orttirishi qaytuvchan jarayonda sistemaning tashqaridan oladigan elementar issiqlik miqdorining shu issiqlik olinayotgan paytdagi temperaturaga nisbatiga teng.

Entropiya holat funksiyasi bo'lgani uchun entropiya orttirmalarining yig'indisi entropiyaning oxirgi va boshlang'ich holatlardagi qiymatlarining ayirmasiga teng bo'lishi kerak (19) bilan solishtiring;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta S = S_2 - S_1 \quad (23)$$

YAnada aniqroq hisoblanganda (23) yig'indilar integrallar bilan almashtirilishi kerak;

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 dS = S_2 - S_1 \quad (24)$$

Entropiya-additiv kattalik. Bu esa sistemaning entropiyasi uning ayrim qismlarining entropiyalari yig'indisiga teng ekanini bildiradi.

Entropiyaning xossalari.

Qaytuvchan jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorlarining (24) yig'indisi entropiyaning orttirishiga teng. Endi qaytmas jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi bilan entropiya orttirishi orasidagi munosabat qanday ekanligini aniqlaymiz. Buning uchun qaytmas va qaytuvchi tarmoqlardan iborat tsiklni ko'rib chiqamiz. Butun tsikl qaytmas tsikl bo'lgani uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining butun tsikl bo'yicha olingan yig'indisi noldan kichik bo'lishi kerak;

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} < 0$$

Bu yig'indini har xil tarmoqlarga tegishli bo'lgan ikki qismga ajratamiz;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} < 0 \quad (25)$$

(23) ga muvofiq ravishda, bu yig'indilarning ikkinchisi entropiyaning 1 va 2 holatlardagi qiymatlari ayirmasiga teng. SHuning uchun (25) munosabatni quyidagicha yozish mumkin;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + (S_1 - S_2) < 0 \quad \text{bundan quyidagi xulosa kelib chikadi;}$$

$$S_2 - S_1 > \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} \quad (26)$$

(23) va (26) ifodalarni birlashtirib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$S_2 - S_1 \geq \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} \quad (27)$$

bu erda tenglik belgisi 1-holatdan 2-holatga har qanday qaytuvchan o'tishga tegishli, tengsizlik belgisi esa $1 \rightarrow 2$ yo'nalishdagi har qanday qaytmas o'tishga tegishli. (3) dagi T temperatura sistemaga ΔQ issiqlik bergan jismning temperaturasi bildiradi. Qaytuvchan jarayonda bu temperatura sistemaning temperaturasi bilan bir xil bo'ladi.

Ravshanki (27) munosabat har bir elementar jarayon uchun bajarilish kerak:

$$\Delta S \geq \frac{\Delta Q}{T} \quad (4) \quad \text{yoki} \quad dS \geq \frac{dQ}{T} \quad (28)$$

SHuni qayd qilib o'tamizki, entropiya holat funksiyasi bo'lgani uchun:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta S$$

ifoda (17) va (18) ifodalar kabi, tegishli o'tish qaytuvchan yoki qaytmas bo'lishidan qat'iy nazar hamisha to'g'ri bo'ladi. Quyidagi:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

formula esa faqat qaytuvchan o'tish uchunгина to'g'ri bo'ladi.

Agar sistema tashqi muhitdan izolyatsiyalangan bo'lsa ya'ni tashqi muhit bilan issiqlik almasha, u holda (27) dagi hamma ΔQ lar nolga teng bo'ladi, uning natijasida esa

$$S_2 - S_1 \geq 0 \quad (29)$$

yoki mos ravishda $\Delta S \geq 0$ (30).

SHunday qilib, izolyatsiyalangan sistemaning entropiyasi (agar sistemada qaytmas jarayon yuz berayotgan bo'lsa) faqat ortishi yoki doimiy qolaverishi (agar sistemada qaytuvchan jarayon yuz berayotgan bo'lsa) mumkin. Izolyatsiyalangan sistemaning entropiyasi kamayishi mumkin emas.

Biz bilamizki, tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan yuz beradigan jarayon *adibatik jarayon* deb ataladi. Binobari, qaytuvchan adibatik jarayon davomida entropiya o'zgarmaydi. SHuning uchun qaytuvchan adiabat izentropa deb atalishi mumkin.

YAngi terminalogiyadan foydalanib, Karno tsikli ikkita izoterma va ikkita izentropadan iborat, deb aytish mumkin. Ravshanki, (T,S) diagrammada Karno tsikli to'g'ri to'rtburchak shaklida bo'ladi. To'g'ri to'rtburchakning yuzi son jihatidan sistemaning bir tsikl davomida oladigan issiqlik miqdoriga teng. Darhaqiqat (27) ga asosan, sistemaning qaytuvchan jarayonda oladigan elementar issiqlik miqdori quyidagiga teng:

$$\Delta Q = T \Delta S \quad (31)$$

Binobarin, sistemaning qaytuvchan izotermik jarayonda oladigan issiqlik miqdori quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$Q = T(S_2 - S_1) \quad (32)$$

bu erda S_1 -jarayonning boshidagi entropiya, S_2 -oxiridagi entropiya.

(32) dan foydalanib, sistemaning tsikl hosil qiluvchi izotermik jarayonlar davomida oladigan issiqlik miqdorlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$Q_{12} = T_1(S_1 - S_2), \quad Q_{34} = T_2(S_2 - S_1)$$

TSikl davomida olinadigan to'liq issiqlik miqdori quyidagiga teng:

$$Q = Q_{12} + Q_{34} = T_1(S_1 - S_2) + T_2(S_2 - S_1) = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2)$$

Ko'rinib turibdiki, bundagi oxirgi ifoda tsiklning yuziga teng.

Entropiyaning kamaya olmasligini bildiruvchi (30) munosabat faqat izolyatsiyalangan sistemalariga tegishlidir. Agar sistema tashqi muhit bilan issiqlik almasha uning entropiyasining o'zgarish xarakteri har qanday bo'lishi mumkin. Jumladan, agar sistema tashqi jismlarga issiqlik bersa (sistema oladigan ΔQ issiqlik miqdori manfiy bo'lsa), sistemaning entropiyasi kamayadi.

Agar izolyatsiyalanmagan sistema tsikl bajarsa, u holda uning entropiyasi holat funktsiyasi bo'lganligi uchun ham tsiklning oxirida boshlang'ich qiymatini qabul qiladi. Lekin tsiklning borishi davomida entropiya, umuman aytganda, o'zgaradi. SHu bilan birga, u tsiklning ba'zi qismlarida ortishi, ba'zi qismlarda esa kamayishi mumkin, chunki entropiyaning bir tsikl davomidagi o'zgarishlari yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak.

Entropiyaning qaytuvchan izotermik jarayon vaqtida o'zgarishini topaylik. (26) ga muvofiq entropiya orttirmasi quyidagiga teng:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

O'zgaras temperaturani yig'indi ishorasi ostidan chiqarib, entropiya orttirmasini quyidagicha ifodalaymiz;

$$S_2 - S_1 = \frac{1}{T} \sum_{1-2} \Delta Q = \frac{Q_{12}}{T} \quad (33)$$

bu erda Q_{12} -sistemaning 1-holatdan 2- holatga qaytuvchan izotermik o'tishi davomida olgan issiqlik miqdori. Agar bu issiqlik miqdori manfiy bo'lsa $S_2 < S_1$ bo'ladi.

Entropiyaning qaytmas jarayondagi o'zgarishini topish uchun sistemani ayni o'sha oxirgi holatga keltiruvchi qandaydir bir qaytuvchan jarayonni ko'rib chiqish va bu jarayon uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisini topish lozim. Buni quyidagi misolda tushintirib o'tamiz. Temperaturalar har xil T_1 va T_2 bo'lgan ($T_1 > T_2$) ikkita jismdan iborat izolyatsiyalangan sistemani tekshiramiz. Jismlar o'rtasida issiqlik almashinish yuz berganligi tufayli ularning temperaturalar tenglashadi. Bu jarayon, ravshanki qaytmas jarayon bo'lib, uning davomida sistemaning entropiyasi ortib borishi kerak.

Soddalik uchun ikkala jismning issiqlik sig'imi bir xil va S ga teng deb faraz qilamiz. Unda ikkala jismning issiqlik muvozanati holatiga kelgandagi oxirgi temperaturasi quyidagiga teng bo'ldi:

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (34)$$

Sistema entropiyasining o'zgarishini hisoblab topish uchun sistemani ikkala jism uchun bir xil bo'lgan T_0 temperaturali holatga keltiruvchi qaytuvchan jarayonni ko'rib chiqamiz. Bu jarayon sistemaning birinchi jismning qandaydir bir tashqi jismga biror miqdor issiqlikni qaytuvchan tarzda berib, temperaturasi T_0 qiymatga qadar kamayishidan va ikkinchi jismning tashqaridan xuddi shunday miqdorda qaytuvchi tarzda issiqlik olib, temperaturasi T_0 qiymatga qadar ortishidan iborat.

Bu ikkala jarayon qaytuvchan jarayon bo'lishi uchun ular shunday sodir bo'lishi kerakki, sistemaning jismlaridan har birining va tegishli tashqi jismning temperaturasi har bir paytda bir xil bo'lishi kerak.

Birinchi jism soviganda uning entropiyasi quyidagicha ortirma oladi;

$$\Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_1}^{T_0} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_1}$$

Ikkinchi jism isiganda esa uning entropiyasi olgan ortirma quyidagiga teng bo'ladi;

$$\Delta S_2 = \int_{T_2}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_2}^{T_0} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_2}$$

SHuni qayd qilib o'tamizki $T_1 > T_0 > T_2$ bo'lgani uchun ΔS_1 manfiy, ΔS_2 esa musbat bo'ladi.

Sistema entropiyasining o'zgarishi ayrim jismlar entropiyasi o'zgarishlari yig'indisiga teng:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = C \ln \frac{T_0}{T_1} + C \ln \frac{T_0}{T_2} = C \ln \frac{T_0^2}{T_1 T_2} .$$

L. Boltsman entropiya sistema holatining termodinamik ehtimoli bilan bog'liq deb faraz qilib uning fizik ma'nosini ochib berdi. Sistema holatining termodinamik ehtimolligi W -makroskopik sistemaning berilgan holatini yuzaga keltirishi mumkin bo'lgan usullar soni yoki berilgan makroholatni yuzaga keltiruvchi mikroholatlar sonidir. Entropiya uchun Boltsman quyidagi ifodani taklif qildi:

$$S = k \ln W .$$

SHunday qilib entropiyaga quyidagi statistik talqin berish mumkin:

Entropiya sistemaning tartibsizlik o'lchovini ifodalaydi.

Sinov savollari.

1. Aylanma jarayon (tsikl) deb qanday jarayonga aytiladi?
2. Qanday jarayonlarga qaytar va qaytmas jarayonlar deyiladi?
3. Entropiyaga ta'rif bering va uning statistik mazmunini tushuntiring.
4. Termodinamika II asosi ta'riflarini ayting.
5. Qanday tsiklga Karno tsikli deyiladi?
6. Karno tsiklining F.I.K. va uning maksimal qiymati qanday hisoblanadi?
7. Isitgichdan olingan issiqlik miqdori to'liq ishga aylanadigan jarayon sodir bo'lishi mumkinmi?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 86-92.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 289-307.
3. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 125-138.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 206-235 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sands. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom III-IV. str. 337-352.

Reja:

Van-der-Vaal's tenglamasi va uning tahlili. Kritik holat. Eksperimental izotermalar
Real gazlarning ichki energiyasi. Joule-Tompson effekti

Tayanch oboralar: real gaz, Van-der-Vaal's doimiylari, kritik parametrlar, eksperimental izoterma, inversiya egri chizig'i.

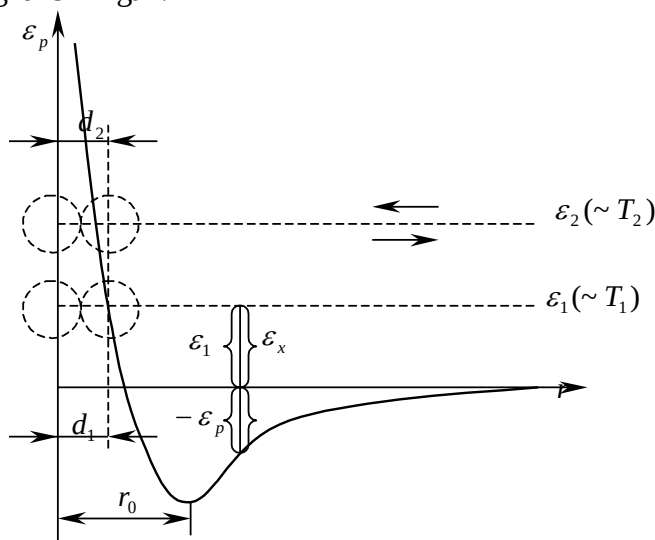
Gazlarning ideallikdan chetlanishi

Real gazlarning xarakteri bosim uncha yuqori bo'lmagan, temperatura esa etarlicha yuqori bo'lgan hollardagina:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$

tenglama bilan ancha yaxshi tavsiflanadi. Bosim ortishi va temperatura kamayishi bilan bu tenglamadan ancha chetlanishlar kuzatiladi. Bosim ortganda gazning zichligi ortadi, bu esa molekulalar orasidagi o'rtacha masofaning kamayishiga olib keladi, shuning uchun molekulalarning hajmi va ular orasidagi o'zaro ta'sir muxim rol o'ynay boshlaydi.

Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir xarakterini 1-rasmda keltirilgan egri chiziq yordamida ko'rsatish mumkin. Bu egri chiziq ikki molekulaning o'zaro potentsial energiyasini shu molekulalarning markazlari orasidagi r masofaning funktsiyasi sifatida tasvirlaydi. Bu egri chiziqni yasashda bir-biridan cheksiz katta masofada turgan molekulalarning potentsial energiyasi nolga teng deb olingan.



Potentsial energiyaning r masofa funktsiyasi sifatidagi ifodasini bilgan holda molekulalar bir-biridan har xil masofada turganida qanday kuch bilan o'zaro ta'sirlashishini aniqlash mumkin. Buning uchun mexanikadan ma'lum bo'lgan:

$$F = - \frac{d\varepsilon_p}{dr}$$

munosabatdan foydalanish kerak. Bu erdagi “-” ishora shuni bildiradiki, molekulalarning O'zaro ta'sir kuchlari ularni eng kichik potentsial energiyali holatga keltirishga intiladi. Binobarin,

molekulalar orasidagi masofalar r_0 dan ortiq bo'lganda ular orasida o'zaro tortish kuchlari ta'sir qiladi, molekulalar orasidagi masofalar r_0 dan kichik bo'lganda esa ular orasida itarish kuchlari ta'sir qiladi. Egri chiziqning tegishli joydagi tikligi kuchning kattaligini ko'rsatadi.

Molekulalar orasidagi o'rtacha masofa kamaygani sari, ya'ni gaz zichligi ortgani sari molekulalar orasida tortishish kuchlarinig roli tobora ortadi.

Van-der-Vaal's tenglamasi

Real gazlarning xarakterini ifoda etish uchun berilgan juda ko'p tenglamalar ichida Van-der-Vaal's tenglamasi eng sodda bo'lishi bilan birga juda yaxshi natijalar beradi. Bu tenglama $rV_m = RT$ tenglamaga tuzatmalar kiritish yo'li bilan hosil qilingan bo'lib, quyidagicha ko'rinishga egadir:

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT \quad (1)$$

bu erda r -gazga tashqaridan ko'rsatilayotgan bosim (bu bosim gazning idish devorlariga ko'rsatadigan bosimiga teng), a va b -Van-der-Vaals doimiylari bo'lib, har xil gazlar uchun har xil qiymatga ega, bu qiymatlar tajriba yo'li bilan topiladi. Agar bosim kvadrat metrga nyuton xisobida, hajm molga kub metr hisobida ifodalansa, a doimiyning o'lchamligi $\text{N}\cdot\text{m}^4/\text{mol}^2$, b doimiyning o'lchamligi m^3/mol bo'ladi. Ba'zan a doimiy $\text{atm}\cdot\text{l}^2/\text{mol}^2$ bilan, b doimiy esa l/mol bilan ham ifodalanadi.

b doimiy molekulalar o'lchamlari chekli bo'lgani tufayli hajmning molekulalar harakat qilolmaydigan qismini aniqlaydi. Bu doimiy molekulalar hajmining to'rtlanganiga baravar.

a/V_m^2 tuzatma molekulalarning bir-biriga o'zaro tortishishi tufayli hosil bo'ladigan p_i ichki bosimni ifodalaydi. Agar molekulalar o'rtasida o'zaro ta'sir to'satdan yo'q bo'lib qolsa edi, u holda gazni o'sha hajmda saqlab qolish uchun tashqi bosimni p_i ichki bosimga teng miqdorda orttirishga to'g'ri kelgan bo'lar edi.

(1) tenglama bir mol gaz uchun yozilgan. z mol gazga mos keluvchi ixtiyoriy m massali ($z=m/\mu$) gazga oid tenglamaga o'tish uchun o'sha sharoitda uning z marta ortiq hajm egallashini, ya'ni:

$$V = zV_m$$

bo'lishini hisobga olish kerak.

(1) da V_m o'rniga V/z qo'yib, quyidagi tenglamani topamiz:

$$\left(p + \frac{z^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{z} - b\right) = RT$$

Bu tenglamani z ga ko'paytirib va quyidagi:

$$a' = z^2 a; \quad b' = zb \quad (2)$$

belgilarni kiritib, z mol gazga oid Van-der-Vaals tenglamasini hosil qilamiz:

$$\left(p + \frac{a'}{V^2}\right)(V - b') = zRT \quad (3)$$

Van-der-Vaalsning z molga oid doimiylari a' va b' harflari bilan belgilangan. Bu doimiylar bilan a va b orasidagi bog'lanish (2) munosabatlar orqali beriladi. a' ning o'lchamliligi $\text{N}\cdot\text{m}^4$, b' doimiyning o'lchamliligi hajmning o'lchamliligi bilan bir xil.

Zichligi kamayganda barcha real gazlarning xossalari ideal gaz xossalriga yaqinlashgani uchun, hajm cheksizlikka intilgandagi limitda Van-der-Vaals tenglamasi ideal gaz holati tenglamasiga aylanadi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, pV ko'paytma taxminan o'zgarmay qolishini hisobga olmoq hamda (3) tenglamada p va V ni qavsdan tashqariga chiqarmoq kerak:

$$pV \left(1 + \frac{1}{pV} \frac{a'}{V}\right) \left(1 - \frac{b'}{V}\right) = zRT$$

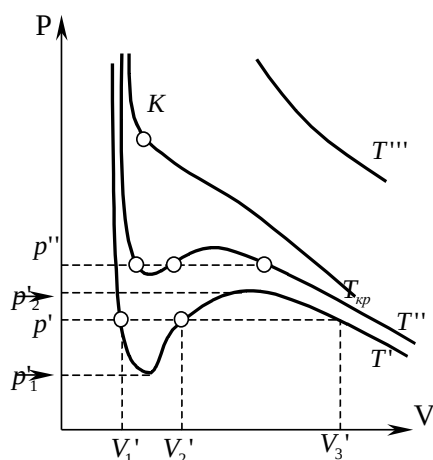
(3) tenglamada qavslarni ochib chiqish va hosil bo'lgan ifodani V^2 ga ko'paytirib, Van-der-Vaals tenglamasini:

$$pV^3 - (b'p + zRT)V^2 + a'V = a'b' \quad (4)$$

ko'rinishga keltirish mumkin. Hosil bo'lgan bu tenglama V ga nisbatan kubik tenglama bo'lib, uning koeffitsientlari p va T parametrlarga bog'liq. Koeffitsientlari haqiqiy bo'lgan ozod hadli kub tenglama uchta echimga ega bo'ladi. Koeffitsientlar orasidagi munosabatning qanday bo'lishiga qarab uchala echim haqiqiy bo'lishi yoki bittasi haqiqiy, qolgan ikkitasi kompleks bo'lishi mumkin. Hajm faqat haqiqiy bo'la olgani uchun kompleks echimlar fizik ma'noga ega emas.

2-rasmda temperaturaning bir qancha qiymatlariga oid Van-der-Vaals izotermalari tasvirlangan. Temperatura T' bo'lib, bosim p'_1 dan p'_2 gacha sohada o'zgarganda (4) tenglamaning koeffitsientlari shunday bo'ladiki, uning uchala echimi ham haqiqiy bo'ladi; bosimlar

qiymati boshqacha bo'lganda uning faqat bitta echimigina haqiqiy bo'ladi. Temperatura ko'tarilishi bilan tenglamaning uchta haqiqiy echimi orasidagi farq kamayadi (T'' va T''' izotermalarni solishtiring: $T'' > T'''$). Har bir modda uchun o'ziga xos bo'lgan ma'lum bir T_{kr} temperaturadan boshlab har qanday bosimda (4) tenglamaning faqat bitta echimi haqiqiy bo'lib qolaveradi. T_{kr} temperatura kritik temperatura deb ataladi. Agar temperatura ortira borilsa, tenglamaning V'_1 , V'_2 va V'_3 echimlarga mos keluvchi nuqtalar bir-biriga tobora yaqinlashib, kritik nuqtada



ustma-ust tushadi, bu nuqta 2-rasmda K harf bilan belgilangan. K nuqta kritik nuqta deb ataladi. Tegishli izoterma uchun K nuqta burilish nuqtasidir. Bu nuqtada (4) tenglamaning uchala haqiqiy echimi bir xil bo'ladi. Kritik izotermaga K nuqtada o'tkazilgan urinma temperatura kritik temperaturaga intilgan holda r' , p'' va xokazo kesuvchilar intiladigan limitdir.

Binobarin, bu urinma barcha kesuvchilar kabi, V o'qiga paralleldir, shuning uchun $\frac{dp}{dV}$ hosila K nuqtada nolga teng.

Undan tashqari, burilish nuqtasida $\frac{d^2p}{dV^2}$ ikkinchi hosila nolga teng bo'lishi kerak.

(1) tenglamani r ga nisbatan echamiz:

$$p = \frac{RT}{V_m - b} - \frac{a}{V_m^2} \quad (5)$$

Bu ifodani V_m bo'yicha differentsiallaymiz:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dV_m} &= -\frac{RT}{(V_m - b)^2} + \frac{2a}{V_m^3} \\ \frac{d^2p}{dV_m^2} &= \frac{2RT}{(V_m - b)^3} - \frac{6a}{V_m^4} \end{aligned}$$

Kritik nuqtada, ya'ni ularga $T=T_{kr}$, $V_m = V_{m,kr}$ qiymatlar qo'yilganda bu ifodalar nolga aylanishi kerak:

$$\begin{aligned} -\frac{RT}{(V_{m,kr} - b)^2} + \frac{2a}{V_{m,kr}^3} &= 0 \\ \frac{2RT_{kr}}{(V_{m,kr} - b)^3} - \frac{6a}{V_{m,kr}^4} &= 0 \end{aligned}$$

Bu tenglamalar K nuqta uchun yozilgan:

$$p_{kr} = \frac{RT_{kr}}{V_{m,kr} - b} - \frac{a}{V_{m,kr}^2}$$

(5) tenglama bilan birga p_{kr} , $V_{m,kr}$ va T_{kr} noma'lumli uchta tenglama hosil qiladi. Bu tenglamalar sistemasining echimi quyidagicha:

$$\begin{aligned} V_{m,kr} &= 3b \\ p_{kr} &= \frac{a}{27b^2} \\ T_{kr} &= \frac{8a}{27bR} \end{aligned}$$

SHunday qilib, Van-der-Vaalsning a va b doimiylari bilgan holda kritik nuqtaga tegishli $V_{m,kr}$, R_{kr} va T_{kr} kattaliklarni topish mumkin ekan, ular kritik kattaliklar deb ataladi. Aksincha,

kritik kattaliklarning qiymatlariga qarab Van-der-Vaal's doimiylarining qiymatlarini topish mumkin.

Kritik kattaliklarning ifodalaridan:

$$P_{kp} V_{m,kp} = \frac{3}{8} RT_{kp}$$

ekanligi kelib chiqadi, vaholanki ideal gazning holat tenglamasiga asosan:

$$P_{kp} V_{m,kp} = RT_{kp}$$

tenglik bajarilishi kerak edi.

Eksperimental izotermalar.

Tajribalardan kritik temperaturalardan past temperaturada olingan izotermalar rasmda ko'rsatilgan.

Dastlab hajm kamayishi bilan gazning bosimi ortadi, shu bilan birga izotermaning borishi Van-der-Vaal's tenglamasiga juda mos keladi. Lekin hajmning biror V_g qiymatdan boshlab eksperimental izoterma (3) tenglamaga bo'ysunmay qo'yadi. Hajmning shu qiymatidan boshlab idishdagi bosim o'zgarishi to'xtaydi, bunda moddaning o'zi esa bir jinsli bo'lmay qoladi, gazning bir qismi kondensatsiyalanib suyuqlikka aylanadi. Modda ikkita fazaga suyuq va gaz fazasiga ajraladi. Hajm yanada kamaya borgan sari moddaning tobora ko'prok qismi suyuq fazaga o'tadi, bu o'tish jarayonida bosim o'zgarmay turadi, rasmda bu bosim $P_{m.o.}$ bilan belgilangan.

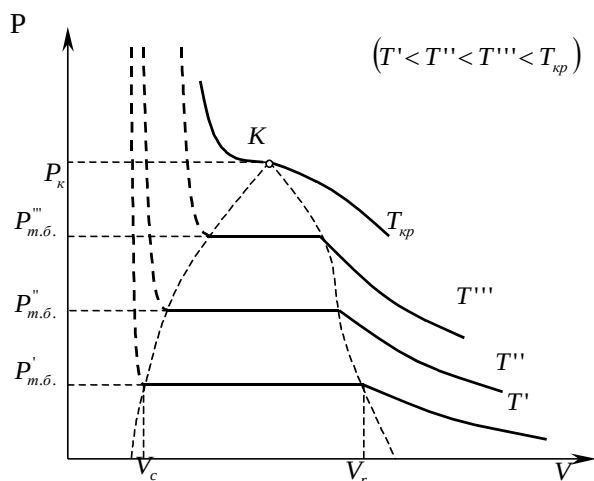
Moddaning kondensatsiyalanib, suyuqlikka aylanish jarayoni tamom bo'lgach hajmning bundan keyingi kamayishida bosim tez ortadi. Bundan izoterma yana (3) tenglamaga taxminan bo'ysunadi. Izotermaning bu qismga tegishli holatlarda modda yana bir jinsli bo'ladi, lekin gaz holatida emas, balki suyuq holatda bo'ladi.

Shunday qilib, Van-der-Vaal's tenglamasi moddaning gaz holatinigina emas, balki moddaning suyuq holatga o'tish jarayonini va suyuqlikning siqilish jarayonini ham tavsiflaydi.

Eksperimental izotermani Van-der-Vaal's izotermasiga solishtirish shu narsani ko'rsatadiki, bu izotermalar moddaning bir fazali holatlarga tegishli qismlarda ancha yaxshi mos tushib, moddaning ikki fazaga qatlamlanish sohasida mutlaqo har xil bo'ladi. Bu sohada Van-der-Vaal's izotermasidagi S shaklidagi bukilishga eksperimental izotermada to'g'ri chiziqli gorizontallik qism mos keladi.

Rasmda temperaturaning bir qancha qiymatlariga oid eksperimental izotermalar ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, temperatura ko'tarilishi bilan izotermaning gorizontallik qismi qisqaradi va T_{kr} kritik temperaturada bu qism nuqtaga aylanib qoladi. Shunga muvofiq ravishda suyuqlik va to'yingan bug'ning solishtirma hajmlari farqi va binobarin, ularning zichliklari farqi kamayadi. Kritik temperaturada bu farq butunlay yo'qoladi. Ayni vaqtda suyuqlik bilan bug' orasidagi har qanday farq ham yo'qoladi.



Agar izotermalarning gorizontallik qismlarining chetki nuqtalari orqali chiziqli o'tkazilsa moddaning ikki fazali holatlari sohasini chegaralovchi qo'ng'iroqsimon egri chiziqli hosil bo'ladi. Kritik temperaturadan yuqori temperaturalarda modda har qanday bosim sharoitida bir jinsli bo'ladi. Bunday temperaturalarda moddani har qancha qisgan

bilan suyultirib bo'lmaydi. Ko'ng'iroqsimon egri chiziq va kritik izotermaning K nuqtadan chapda yotgan qismi (r, V) diagrammani uch sohaga bo'ladi. Moddaning bir jinsli suyuq holatlari sohasi qiya shtrix chiziq bilan belgilangan. Biz bilamizki, qo'ng'iroqsimon egri chiziq tagida ikki fazali holatning sohasi yotadi va nihoyat, qo'ng'iroqsimon egri chiziqdan va kritik izotermaning yuqorigi tarmog'idan o'ng tomonda yotadigan soha moddaning bir jinsli gaz holatlarini ifodalaydi. Oxirgi sohada kritik izotermaning o'ng tarmog'i tagida yotuvchi qismni alohida ajratib, uni bug' sohasi deb atash mumkin.

Bu sohadagi har qanday holat gaz holidagi boshqa holatlardan shu jihatdan farq qiladiki, boshqa bunday holatda bo'lgan modda uni izotermik siqqanda suyuqlanadi. Kritik temperaturadan yuqori temperaturada biror holatda turgan modda har qancha siqilganda ham suyuqlikka aylanmaydi.

Real gazning ichki energiyasi.

Real gazning molekullari orasidagi o'zaro ta'sir natijasida molekullarning o'zaro E_r potentsial energiyasi yuzaga keladi va bu energiya molekullar harakatining E_k kinetik energiyasi bilan birga gazning ichki energiyasini tashkil etadi:

$$U = E_k + E_r.$$

Biz bilamizki, bir mol gazdagi molekullarning kinetik energiyasi $E_k = C_v T$ ga teng, ya'ni temperaturaning funktsiyasidir. Molekullarning o'zaro potentsial energiyasi ularning orasidagi o'rtacha masofaga bog'liq. SHuning uchun E_r potentsial energiya V gaz hajmining funktsiyasi bo'lishi kerak. Binobarin, real gazning ichki energiyasi T va V dan iborat ikki parametrning funktsiyasi bo'ladi.

Gaz kengayayotganda molekullar orasidagi tortishish kuchlarni engish uchun ish bajarish kerak. Mexanikadan ma'lumki, ichki kuchlarga qarshi bajarilgan ish sistemaning potentsial energiyasining ortishiga sarf bo'ladi. Tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish $dA = PdV$ ifoda bilan aniqlangani kabi, bir mol gaz molekullari o'rtasida ta'sir qiluvchi ichki kuchlarga qarshi bajariladigan ish $dA = P_i dV_m$ ifoda ko'rinishida yozish mumkin, bu erda P_i – Van-der-Vaals tenglamasiga bo'ysunadigan gaz uchun a/V_m^2 ga teng ichki bosim. dA ni molekullar o'zaro potentsial energiyasining dE_p ortirmasiga tenglab, quyidagi ifodani topamiz:

$$dE_p = PdV_m = \frac{a}{V_m^2} dV_m$$

Bu ifodani integrallab, E_r potentsial energiya uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$E_p = -\frac{a}{V_m} + const$$

Integrallash doimiysining qiymatini shunday tanlab olish kerakki, hajm cheksizlikka intilgan vaqtda ichki U energiyaning ifodasi ideal gaz ichki energiyasining ifodasiga aylanadigan bo'lsin. Bu mulohazalarga asoslanib, integrallash doimiysini nolga teng deb olish kerak. U holda real gazning ichki energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$U_m = C_v T - \frac{a}{V_m}, \quad (6)$$

bundan ko'rinadiki, temperatura ko'tarilganda ham, hajm ortganda ham ichki energiya ortar ekan.

Agar gaz tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan va tashqi ish bajarilmasdan kengaysa yoki siqilsa, u holda termodinamikaning birinchi qonuniga muvofiq, gazning ichki energiyasi o'zgarmay qolaverishi kerak. Energiyasi (6) formula bilan aniqlanuvchi gaz uchun bu holda quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$dU_m = C_v dT + \frac{a}{V_m^2} dV_m = 0,$$

bundan dT va dV_m ning ishoralari har xil ekanligi kelib chiqadi.

Binobarin, bunday sharoitlarda gaz hamisha kengayganda sovishi, siqilganda isishi kerak.

Joulb-Tomson effekti.

Joulb bilan Tomson gazni issiqlik izolyatsiyasiga ega bo'lgan va ichida g'ovak to'sig'i bor trubkadan o'tkazilganda gaz to'siq orqali O'tib kengayishi natijasida temperaturasi bir oz o'zgarishini payqaganlar. Temperatura ΔT o'zgarishning ishorasi boshlashg'ich bosim va temperaturaga qarab manfiy yoki musbat bo'lishi va jumladan, nolga teng bo'lib qolishi ham mumkin. Bu hodisa *Joulb-Tomson effekti* deb ataladi. Agar gaz temperaturasi pasaysa ($\Delta T < 0$), effekt musbat ishorali deb hisoblanadi; agar gaz isisa ($\Delta T > 0$), effekt manfiy ishorali deb hisoblanadi.

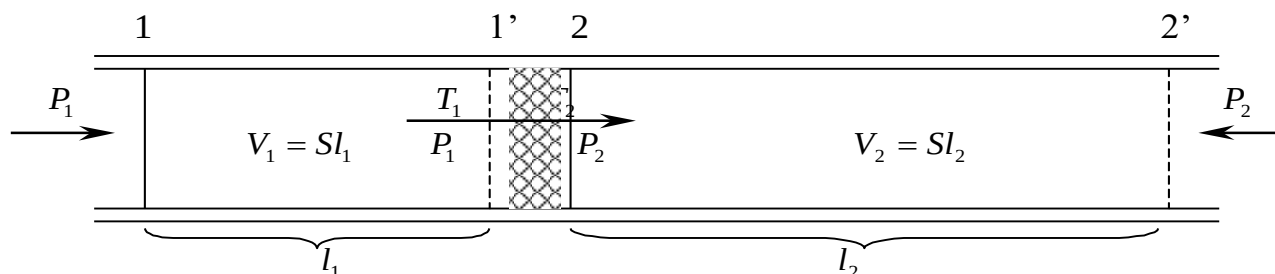
Joulb-Tomson tajribasining sxemasi rasmda ko'rsatilgan. Devorlari issiqlikni juda yomon O'tkazadigan trubka ichida gazning barqaror (vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan) oqimi hosil qilinadi. Trubka ichida mayda teshiklari bo'lgan to'siq (paxtadan qilingan tiqin) bor bo'lib, mana shu tiqinda bosim eng katta R_1 qiymatdan eng kichik R_2 qiymatga qadar o'zgargan. Buning natijasida gaz keskin kengaygan. Tajribada temperaturalar ayirmasi $\Delta T = T_2 - T_1$ o'lchab borilgan.

Gazning 1 va 2 kesimlar bilan chegaralangan qismini fikran ajratib olaylik. Gaz trubka ichida harakat qilgani sari bu kesimlar ko'cha boradi. Bir oz vaqt o'tgandan keyin bu kesimlar mos ravishda 1' va 2' vaziyatlarga kelib qoladi deb faraz qilamiz. Gazning o'sha miqdori to'siqdan keyin to'siqdan oldinga qaraganda kattaroq hajm egallagan uchun 2 kesim 1 kesimga qaraganda kattaroq kesimga siljiydi. Gazning fikran ajratib olingan miqdori uchun termodinamika birinchi asosining tenglamasini yozamiz. Gaz tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan (adiabatik) kengayadi. SHuning uchun gaz ichki energiyasining orttirishi gaz ustida bajarilgan ishga teng bo'lishi kerak:

$$U_2 - U_1 = A' \quad (7)$$

Gazning mazkur miqdori ustida bajariladigan bu ishni unga qo'shni gaz bajaradi. Gazning ajratib olingan qismiga chap tomondan $p_1 S$ kuch ta'sir qiladi (S -trubkaning kesimi), bu kuch harakat tomoniga yo'nalgan. O'ng tomonidan esa, harakatga qarshi yo'nalgan $p_2 S$ kuch ta'sir qiladi. Natijada a gazning biz tekshirayotgan qism ustida A' ish bajariladi:

$$A' = p_1 S l_1 - p_2 S l_2$$



$S l_1$ ko'paytma gazning kengayishidan oldin egallab turgan V_1 hajmi, $S l_2$ ko'paytma esa gazning kengaygandan keyin egallab turgan V_2 hajmi ekanligini hisobga olib, ishni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$A' = p_1 V_1 - p_2 V_2$$

Bu ifodani (7) ga qo'yib, quyidagi munosabatni topamiz:

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2 \quad (8)$$

SHunday qilib, Joulb-Tomson tajribasi sharoitida gazning ichki energiyasi emas, balki holat funktsiyasi bo'lgan $U + PV$ kattalik saqlanar ekan.

Kengaygandan keyin gazning hajmi katta bo'ladi, shuning uchun bu gazni etarlicha darajadagi aniqlik bilan ideal gaz deb hisoblash mumkin. SHuning uchun $p_2 V_2$ ni RT_2 ga teng deyish, $U_2 = C_v T_2$ deb olish mumkin.

$$p_1 V_1 = \left[\frac{RT_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1^2} \right] V_1.$$

Bu ifodalarning hammasini (2) ga qo'yamiz:

$$C_v T_1 - \frac{a}{V_1} + \frac{RT_1 V_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1} = C_v T_2 + RT_2$$

Uchinchi qo'shiluvchini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{RT_1 V_1}{V_1 - b} = \frac{RT_1 (V_1 - b + b)}{V_1 - b} = RT_1 + \frac{RT_1 b}{V_1 - b}.$$

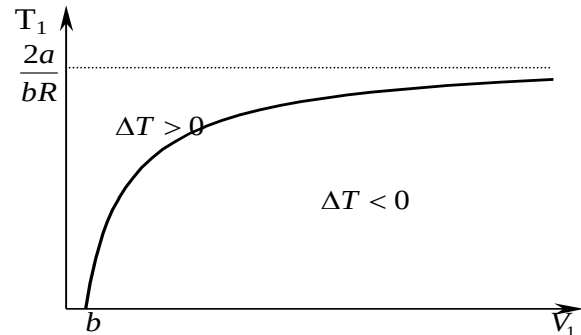
ΔT ni topamiz

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{1}{C_v + R} \left(\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} \right). \quad (9)$$

ΔT ning ishorasi qavslar ichidagi ifodaning ishorasi bilan aniqlanadi. Quyidagi shart bajarilganda nolinchi effekt ($\Delta T=0$) o'rinli bo'ladi:

$$\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} = 0 \quad (4)$$

(V_1, T_1) tekislikda (4) tenglama rasmda tasvirlangan egri chiziq bilan ifodalanadi. Bu egri chiziqning nuqtalari T_1 va V_1 parametrlarning $\Delta T=0$ bo'lgan vaqtdagi qiymatlarini aniqlaydi. Egri chiziqdan yuqorida yotuvchi nuqtalar T_1 va V_1 ning $\Delta T>0$ bo'lgan vaqtdagi qiymatlarini aniqlaydi (egri chiziqdan yuqoriga qarab ko'chilganda qavs ichidagi birinchi qo'shiluvchi ortadi va qavs ichidagi ifoda noldan katta bo'lib qoladi). Egri chiziqdan pastda yotuvchi nuqtalar T_1 va V_1 parametrlarning effekt musbat ($\Delta T<0$) bo'lgandagi qiymatlarini aniqlaydi. (2) tenglama bilan ifodalanuvchi egri chiziq *inversiya egri chizig'i* deb ataladi.



SHunday qilib, effektning ishorasi va kattaligi gazning boshlang'ich temperaturasi va boshlang'ich hajmi (yoki boshlang'ich bosimi) bilan aniqlanadi. $T_1 > \frac{2a}{bR}$ bo'lganda effekt hamisha manfiy bo'ladi. $T_1 < \frac{2a}{bR}$ bo'lgan holda boshlang'ich hajm etarlicha katta bo'lgandagina (ya'ni boshlang'ich bosim etarlicha kichik bo'lgandagina) effekt musbat bo'ladi.

Sinov savollari.

1. Real gaz molekulari orasidagi o'zaro ta'sir kuchining xarakterini tushuntirib bering.
2. Real gazlar uchun holat tenglamasi qanday ko'rinishga ega?
3. Van-der-Vaals doimiylarining ma'nosi nimadan iborat?
4. Real gaz izotermalari ideal gaz izotermalaridan qanday farq qiladi?
5. Kritik parametrlarning ma'nosi nima?
6. Real gazlarning ichki energiyasi ifodasini yozing va tushuntirib bering.
7. Joule-Tomson effektining mohiyati nimadan iborat?

Adabiyotlar.

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 92-99.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom I. Mexanika. Molekulyarnaya fizika. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 308-325.
3. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 141-153.

4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». I tom. Mexanika va molekulyar fizika. 1987 y. 236-248 betlar.

ELEKTROSTATIK MAYDON VA UNING XUSUSIYATLARI

Reja:

Nuqtaviy elektr zaryadi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni. Nuqtaviy zaryad elektr maydoni kuchlanganligi. Kuch chiziqlari. Maydon kuchlanganligi superpozitsiya printsipli.

Tayanch iboralar: elektr zaryadi, saqlanish qonuni, elektr maydoni kuchlanganligi, elementar zaryad, kuchlanganlik chiziqlari

Kirish

Bir-biriga ishqalanishi natijasida jismlarning elektrlanishini ko'p ko'zatgansiz. Masalan, gilam yoki linoleum to'shalgan xonada bir oz yurib, so'ng biror metall jismga qo'lingizni tekkizsangiz, bexosdan titraysiz. Bundan tashqari, ishqalanuvchi sintetik materiallarning turli qismlari bir-biriga tegishi natijasida vujudga keladigan uchqunlarni ko'zlash mumkin. Bu hodisalarga sabab ishqalanayotgan jismlarning *zaryadlanishi* va bu zaryadlarning o'zaro ta'sirlashuvidir.

Jismlarda zaryadlar mavjud edimi yoki ular ishqalanish natijasida paydo bo'ldimi?

Ma'lumki, atomlar musbat zaryadlangan yadro va yadro atrofida berk orbitalar bo'yicha aylanadigan elektronlardan iborat. Zaryadlanmagan jism atomlarida elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisi yadroning musbat zaryadiga teng. Bunday jismlarni *elektroneytral jismlar* deb ataladi. Agar biror ta'sir natijasida elektroneytrallik bo'zilsa, bunday jism zaryadlangan bo'ladi. Jismdagi manfiy zaryadlar musbat zaryadlardan ortiq bo'lsa, jism *manfiy* zaryadlangan, aksincha, kam bo'lsa, jism *musbat* zaryadlangan deyiladi. Har qanday manfiy (yoki musbat) zaryadlangan jismning zaryadi elektron (yoki proton) ning zaryadiga karrali, ya'ni kvantlangan bo'ladi. Boshqacha aytganda, jismlarning zaryadi faqat $\pm e, \pm 2e, \pm 3e, \dots, \pm Ne$ qiymatlarga ega bo'ladi, bunda e – elektronning zaryadi. Elektron va protonning zaryadlari kattaliklari jihatidan teng, ishoralari esa qarama-qarshi. SHuning uchun elektron (yoki proton) ning elektr zaryadini *elementar zaryad* deb atash mumkin.

Elektr zaryadning o'lchov birligi sifatida XB tizimida Kulon (Kl) qabul qilingan: tok kuchi 1 amper (A) bo'lgan o'zgarmas elektr tok o'tayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund davomida oqib o'tadigan zaryad miqdori 1 Kulondir, ya'ni

$$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}.$$

Tok kuchining o'lchov birligi (A) tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri asosida qabul qilingan. Bu birlik bilan elektromagnetizm hodisalarini o'rganayotganda tanishamiz.

Tajribalar asosida elementar zaryad kattaligi $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Kl ekanligi aniqlangan.

Ikki jismning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashuvi tufayli bir jismda ma'lum miqdorda manfiy zaryad vujudga kelsa, ikkinchi jismda xuddi shuncha miqdorda musbat zaryad vujudga keladi. Masalan, ikki xil jismning bir-biriga tegishi (kontakti) natijasida birinchi jism atomlarining valent elektronlari ikkinchi jismga o'tadi. Lekin ikkala jismdagi barcha manfiy zaryadlar va barcha musbat zaryadlarning miqdorlari o'zgarmaydi.

Demak, *zaryadlar yangidan paydo bo'lmaydi xam, yo'qolmaydi ham. Ular jismlarda mavjud, faqat bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan ikkinchi qismiga ko'chadi*, xolos. Bu xulosa *zaryadlarning saqlanish qonuni* deyiladi. Bu qonunni yana bunday ham ta'riflash mumkin:

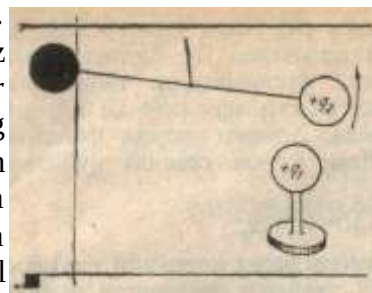
har qanday izolyatsiyalangan (tashqi jismlar bilan elektr zaryad almashinmaydigan) sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmaydi:

$$\sum q_i = \text{const}, \quad (1)$$

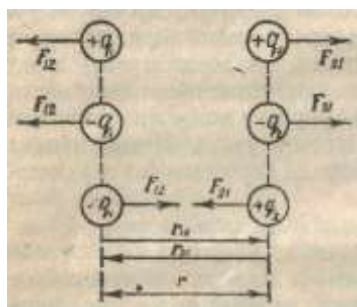
bunda q_i – sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

Kulon qonuni

Tajribalarning ko'rsatishicha, bir xil ishorali zaryadlangan jismlar o'zaro itarishishadi, qarama-qarshi ishorali zaryadlangan jismlar esa o'zaro tortishishadi. Nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi kattaligini frantso'z fizigi SHarl' Kulon tajribalar asosida aniqladi. *Nuqtaviy zaryadlar* deganda shunday zaryadlangan jismlar tushuniladiki, bu jismlarning o'lchamlari ular orasidagi masofaga nisbatan ancha kichiq. Kulon tajribasining mohiyati quyidagidan iborat. Ingichka simga shisha shayin osilgan. SHayinning bir uchiga metall sharcha, ikkinchi uchiga esa posangi o'rnatilgan (1-rasm). SHayinning uchidagi metall sharchani zaryadlab, O'nga ikkinchi zaryadlangan metall sharchani yaqinlashtirsak, zaryadlangan jismlar (sharchalar) orasida ta'sir etuvchi elektr kuchi tufayli shayin biror burchakka buriladi.



1-pacm



2-pacm

SHayinning burilish burchagi orqali elektr ta'sir kuchini aniqlash mumkin. Kulon zaryadlangan sharchalar orasidagi ta'sir kuchining sharchalardagi zaryad miqdorlariga va ular orasidagi masofaga bog'liqligini tekshirdi. Natijada u fizikada Kulon qonuni nomi bilan mashhur bo'lgan quyidagi qonunni aniqladi.

Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsionaldir, ya'ni

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}; \quad (1)$$

$$\vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r}; \quad (2)$$

bu ifodalarda q_1 va q_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi nuqtaviy zaryadlarning miqdorlari, r – zaryadlar orasidagi masofa, $\vec{r}_{12}$ – birinchi nuqtaviy zaryaddan ikkinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor, $\vec{r}_{21}$ esa, aksincha, ikkinchi nuqtaviy zaryaddan birinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor. $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$ bo'lganligi uchun $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$.

Bir xil ishorali zaryadlar itarishishadi (1.2-a va b rasmlar), qarama-qarshi ishorali zaryadlar esa tortishadi (1.2-v rasm).

(1) va (2) ifodalardagi ϵ_0 – elektr doimiy deb ataladi. U asosiy fizik doimiylarning biridir:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Kf}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2),$$

yoki

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}.$$

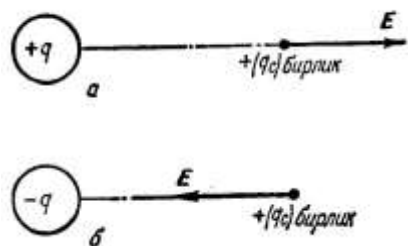
Elektr maydon va uning kuchlanganligi

Elektr zaryadlarning o'zaro ta'sirlashishi elektr maydon orqali sodir bo'ladi. *Qo'zg'almas elektr zaryad atrofidagi elektr kuchlar ta'siri seziladigan faza sohasi mazkur zaryadning elektr maydoni* deb ataladi. Bu maydon, ba'zan, aniqlik kiritish maqsadida *elektrostatik maydon* deb ham yuritiladi, bundagi «statik» qo'shimchasi maydonning vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligini anglatadi. Elektr maydon zaryadlarning o'zaro ta'siri tufayli vujudga kelmaydi. Aksincha, har qanday zaryad o'z atrofida mavjud bo'ladigan elektr maydonga ega. Elektr maydonning mavjudligi fazoning mazkur sohasida boshqa elektr zaryadlarning joylashganligiga bog'liq emas. Mazkur holni Erning gravitatsiya (tortish) maydoni boshqa jismlardan mustaqil ravishda mavjudligiga o'xshatish mumkin. Boshqa jismlar esa Er gravitatsion maydonini tekshirish uchun «sinov jismlar» vazifasini bajarar edi. Zero, jism atrofidagi gravitatsion maydon ham, elektr zaryad atrofidagi elektr maydon ham inson ongiga bog'liq bo'lmagan holda mavjud. Ularning mavjudligini insonning tabiiy sezgi organlari bevosita seza olmaydi. Bunday hollarda inson o'zining tabiiy sezgi organlariga yordamchi vazifasini o'taydigan qurilma va asboblardan foydalanadi. Xususan, elektr maydonni tekshirish uchun «sinov zaryad» dan foydalaniladi. Fazoning sinov zaryad kiritilgan nuqtasida elektr maydon

mavjud bo'lsa, sinov zaryadga elektr kuch ta'sir etadi. Aksincha, sinov zaryadga hech qanday elektr kuch ta'sir etmasa, fazoning tekshirilayotgan sohasida elektr maydon mavjud emas, degan xulosaga kelinadi. Tabiiyki, sinov zaryadning miqdori mumkin qadar kichiq bo'lishi kerak, chunki u tekshirilayotgan maydonning xususiyatlarini sezilarli darajada o'zgartira olmasin.

q zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning ixtiyoriy biror nuqtasini tanlab olaylik. Bu nuqtaga miqdori q_c bo'lgan sinov zaryad olib kiraylik. Sinov zaryadga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch q va q_c zaryadlar orasida Kulon qonuniga asosan ta'sir etuvchi kuchdir, ya'ni

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_c}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}. \quad (3)$$



3-pacm

Bu ifodadan ko'rinadiki, elektr maydonning ayni bir nuqtasida sinov zaryadga ta'sir etuvchi kuch, sinov zaryad miqdori q_c ga bog'liq. SHuning uchun elektr maydon muayyan nuqtasining kuch xarakteristikasi sifatida shu nuqtaga kiritilgan birlik musbat sinov zaryadga ta'sir etuvchi kuch qabul qilinishi lozim, uni elektr maydonning tekshirilayotgan nuqtasining kuchlanganligi deb ataladi va E bilan belgilanadi. Demak, *elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi maydon kuchlanganligi deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch (1.3-rasm) 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.

Agar elektr maydon nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, undan r masofadagi maydon nuqtasining kuchlanganligi

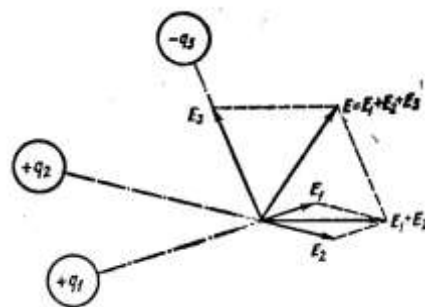
$$E = \frac{F}{q_c} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (4)$$

bo'lib, uning yo'nalishi q zaryad va maydonning tekshirilayotgan nuqtasini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab zaryaddan tashqariga (q musbat bo'lganda) yoki zaryad tomonga (q manfiy bo'lganda) yo'nalgan bo'ladi.

(4) dan foydalanib, elektr maydon kuchlanganligining birligini nbyuton taqsim Kulon (N/Kl) deb hisoblasa ham bo'ladi. Lekin **elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligi sifatida volt taqsim metr (V/m) qabul qilingan.**

Agar elektr maydonni bir necha zaryad vujudga keltirayotgan bo'lsa (4-rasm), natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

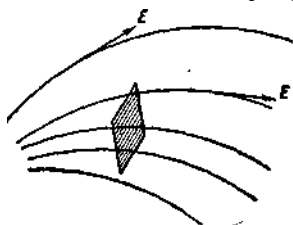
$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (5)$$



4-pacm

(5)ifoda maydonlar superpozitsiyasi (qo'shish) printsipini ifodalaydi.

Elektr maydonning har bir nuqtasida maydonni xarakterlovchi kuchlanganlik vektori E aniq qiymatlarga va yo'nalishlarga ega bo'ladi. SHuning uchun elektr maydonni grafik usulda tasvirlamoqchi bo'lsak, biror masshtabga asosanib turli nuqtalar uchun E vektorlarni o'tkazish lozim bo'lardi. Lekin bunda vektorlar bir-birlari bilan kesishib, nihoyatda chalkash manzara vujudga keladi. SHu sababli elektr maydonni kuchlanganlik vektorlari bilan emas,



5-pacm

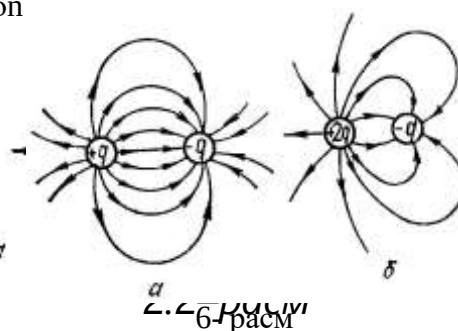
balki *kuchlanganlik chiziqlari* bilan ifodalash odat bo'lgan (5–rasm). Kuchlanganlik chiziqlari elektr maydonni tasvirlashda qo'llaniladigan tushuncha bo'lib, uni quyidagi ikki shartga asosanib o'tkaziladi:

1) kuchlanganlik chizig'ining ixtiyoriy nuqtasiga o'tkazilgan urinma elektr maydonning shu nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yunalishi bilan mos tushishi kerak;

2) kuchlanganlik chiziqlarining zichligi shunday bo'lishi lozimki, chiziqlar yunalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan birlik yuzdan o'tuvchi chiziqlar soni maydonning usha nuqtasidagi kuchlanganlik vektori E ning qiymatiga teng bo'lishi lozim.

Bu ikki shartga rioya qilib kuchlanganlik chiziqlari o'tkazilganda elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yunalishi (1-shart asosida) va qiymati (2-shart asosida) aniq tasvirlangan bo'ladi. 6–*a* va *b* rasmlarda musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektr maydonning grafik manzaralari tasvirlangan. Nuqtaviy zaryaddan bir xil masofadagi nuqtalarda E lar bir xil qiymatlarga ega bo'lib, zaryad va nuqtani birlashtiruvchi chiziq buylab yunalgan bo'ladi. SHuning uchun nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lib, ular yo zaryadlangan jism sirtidan boshlanib cheksizlikka davom etadi (zaryad musbat bo'lgan xolda), yo cheksizlikdan boshlanib zaryadlangan jism sirtida tugallanadi (zaryad manfiy bo'lgan xolda). Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, manzara murakkabrok bo'ladi.

2.3–*a* va *b* rasmlarda ikkita nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning grafik tasvirlari ifodalangan. xar xil zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining manzarasi turlicha bo'ladi, lekin kuchlanganlik chiziqlari hech kaerda bir-biri bilan kesishmaydi va zaryadlar orasida o'zilmaydi.



Sinov savollari

1. Elektr zaryadi. Zaryadning saqlanish qonuni (zaryadning diskretligi).
2. Nuqtaviy zaryadlarning o'zaro ta'siri. Kulon qonuni. Nuqtaviy zaryadga ta'rif bering.
3. Elektrostatik maydon. Maydon kuchlanganligiga ta'rif bering. Nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligi (sinov zaryadi).
4. Nuqtaviy zaryadga ta'rif bering. Nuqtaviy zaryaddan r masofadagi zaryadning maydon kuchlanganligini yozing.
5. Elektr maydon kuchlanganligi. Elektr maydon kuchlanganligining superpozitsiya printsipli.
6. Elektr maydon kuchlanganlik chiziqlari. Kuchlanganlik vektorining oqimi. Bir jinsli elektr maydonga ta'rif bering.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 13-17.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom II. Elektromagnetizm. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 34-43.
3. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 17-26.

4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». II tom. Elektr,magnetizm,to'lqinlar. 1987 y. 30-36 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sends. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 178-180.

ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGI VEKTORINING OQIMI VA ISH

Ma'ruzaning maqsadi: Kuchlanganlik vektorining oqimi. Gauss teoremasi va uni ba'zi elektrostatik maydonlar uchun tatbiqi. Elektr maydonda bajarilgan ish va potentsial. Elektr maydon kuchlanganligi va potentsial orasidagi bog'lanish. Ekvipotentsial sirtlar.

Tayanch iboralar: , kuchlanganlik vektorining oqimi, sirt zichligi, potentsial absolyut dielektrik singdiruvchanlik, potentsial, ekvipotentsial sirtlar, ish, elektr maydon qo'langanligi tsirkulyatsiyasi

Kuchlanganlik vektorining oqimi. Gauss teoremasi va uni ba'zi elektrostatik maydonlar uchun tatbiqi.

Elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining yunalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan dS elementar yuzchani olaylik (1-rasm). Bu yuzchani kesib o'tayotgan kuchlanganlik chiziqlarining soni EdS ga teng bo'lib, uni dS yuzchadan o'tayotgan kuchlanganlik vektorining oqimi deyiladi. Umumiy xolda yuzcha kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo'lmasligi mumkin. Bu xolda dS yuzchaga o'tkazilgan normal $\mathbf{p}$ bilan kuchlanganlik chiziqlari orasidagi burchakni α deb belgilaylik. 1-b rasmdan ko'rinishicha, $\mathbf{E}$ vektorining dS yuzcha orqali oqimi kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan $dS' = dS \cos \alpha$ yuzcha (bu yuzcha rasmda punktir chiziq bilan tasvirlangan)

orqali oqimga, ya'ni $EdS \cos \alpha$ ga teng. Lekin $E \cos \alpha$ ifoda $\mathbf{E}$ vektorining dS ga o'tkazilgan normal $\mathbf{n}$ yunalishidagi proektsiyasini ifodalaydi. Natijada $\mathbf{E}$ vektorining kuchlanganlik chiziqlari bilan ixtiyoriy burchak xosil qilib o'tkazilgan elementar yuzcha orqali oqimi

$$dF = E_n dS \quad (1)$$

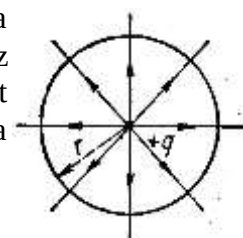
bo'ladi. Elektr maydon kuchlanganligi vektorining oqimi algebraik kattalik. xakikatdan, $\mathbf{E}$ vektor va dS ga o'tkazilgan normal $\mathbf{n}$ orasidagi α burchak o'tkir bo'lsa, $E_n = E \cos \alpha$ ifoda musbat qiymatga ega bo'ladi. SHuning uchun dF xam musbat bo'ladi. Aksincha, α burchak o'tmas bo'lganda, E_n va o'nga bog'lik bo'lgan dF manfiy qiymatga ega bo'ladi.

Agar $\mathbf{E}$ vektorining ixtiyoriy sirt orqali oqimni topish lozim bo'lsa, S sirtini dS elementar yuzchalarga ajratib, bu yuzchalar orqali o'tayotgan dF oqimlarning yig'indisini olish kerak. Bu masala integrallash amaliga keltiriladi:

$$F = \oint_S d\Phi = \oint_S E_n dS. \quad (2)$$

$+q$ nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganlik vektori $\mathbf{E}$ ning radiusi r bo'lgan sferik sirt orqali oqimni topaylik (2-rasm). Masalani yanada soddalashtirish maqsadida sferaning markazini zaryad joylashgan ortiq deb faraz qilaylik. Bu misolda kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lgani uchun $\mathbf{E}$ vektor va sferik sirtning elementar bo'lakchasi dS yuzga o'tkazilgan normal orasidagi α burchak nolga teng bo'ladi. SHuning uchun

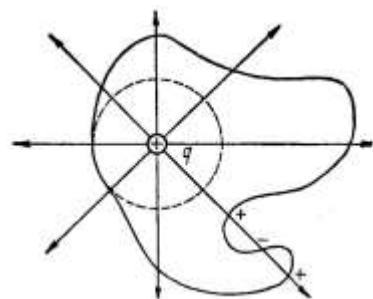
$$E_n = |\mathbf{E}| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}.$$



2-pasm

Ikkinchi tomondan, r radiusli sferik sirtning to'liq yuzi $4\pi r^2$ ga teng. Natijada

$$F = \oint_S E_n dS = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (3)$$



3-pasm

Bu ifoda faqat sferik sirt uchungina emas, balki nuqtaviy zaryadni o'rab turgan ixtiyoriy berk sirt orqali o'tuvchi $\mathbf{E}$ vektorining oqimni topish uchun xam qo'llanilishi mumkin. xakikatan, elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining xar biri (3-rasmga karang)

sferik sirtning xam, ixtiyoriy berk sirtning «ajinsiz» qismlarini xam faqat bir martadan kesib utayapti. Ixtiyoriy sirtning «ajinli» qismlarini esa tok marta kesadi. Ammo E vektorining oqimi algebraik kattalik bo'lib, u sirdan tashqariga chiqayotganda musbat qiymatga ega bo'ladi (chunki $E_n > 0$), aksincha, sirtning ichkariga kirayotganda manfiy qiymatga ega bo'ladi (chunki $E_n < 0$). SHuning uchun ixtiyoriy sirtning «ajinli» qismini kesib o'tayotgan kuchlanganlik chizig'i oqimga navbatma-navbat gox musbat, gox manfiy xissa qo'shadi. Natijada sirtning tok marta kesib o'tayotgan bunday kuchlanganlik chizig'ining oqimga qo'shgan natijaviy xissasi xuddi sirtning faqat bir martagina kesib o'tgan kuchlanganlik chizig'ining oqimga qo'shgan xissasidek bo'ladi. Biz yuqorida faqat bitta nuqtaviy zaryad uchun muloxazalar yuritgandik. Agar ixtiyoriy berk sirt ichida k ta nuqtaviy zaryadlar joylashgan bo'lsa,

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots + E_{nk} = \sum_{i=1}^k E_{ni} \quad (4)$$

ekanligidan foydalanib (3) ni quyidagicha yozamiz:

$$F = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^k E_{ni} dS = \sum_{i=1}^k \oint_S E_{ni} dS. \quad (5)$$

Bu ifodadagi oxirgi integral i nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi vektorining shu zaryadni o'rab turuvchi ixtiyoriy berk S sirt orqali oqimni xarakterlaydi. Bu kattalik (3) ifodaga asosan

$$\oint_S E_{ni} dS = \frac{q_i}{\epsilon_0}.$$

SHuning uchun (5) ifoda quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$F = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^k q_i \sum_{i=1}^k. \quad (6)$$

Bu ifoda Gauss teoremasining analitik ko'rinishidir. Gauss teoremasi quyidagicha ta'riflanadi:

Elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar (faqat sirt ichidagi) algebraik yig'indisining ϵ_0 ga bo'lgan nisbatiga tengdir.

Gauss teoremasidan foydalanib, oddiy muloxazalar asosida ba'zi elektr maydonlarning kuchlanganligini topish mumkin. Masalan, tekis zaryadlangan cheksiz tekislik berilgan bo'lsin. Bu tekislikning birlik yuziga to'g'ri keluvchi zaryad miqdori, ya'ni zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ bo'lsin. SHu zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligini topish lozim bo'lsin. Bu maydonni grafik usulda tasvirlamokchi bo'lsak, kuchlanganlik chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi (4-rasm). Bu chiziqlar tekislikdan boshlanib ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Tekislikdan dS yuzchani ajratib olaylik va uni asos qilib olib, tekislikning ikki tomoniga davom etuvchi tsilindrni shunday o'tkazaylikki, bu tsilindrning yon tomonlari tekislikka perpendikulyar bo'lsin. Bu tsilindrik berk sirtga Gauss teoremasini qo'llaylik. Sirt ichidagi zaryad miqdori zaryadlangan tekislikning tsilindr ichidagi dS bo'lakchasida mujassamlangan zaryad miqdoriga, ya'ni σdS ga teng. Sirt orqali oqim tsilindrning ikki asosi orqali oqimdan iborat, chunki tsilindrning yon tomonlari E vektorga paralleldir. har bir asos orqali oqim $E dS$ ga teng bo'lgani uchun tsilindrik sirt orqali natijaviy oqim $2E dS$ ga teng. Natijada Gauss teoremasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

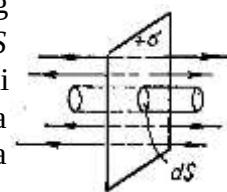
$$2E dS = \sigma dS / \epsilon_0.$$

Demak,

$$E = \sigma / (2\epsilon_0). \quad (7)$$

bo'ladi.

Endi ikkita cheksiz parallel tekisliklarni olaylik. Ulardagi zaryadlarning sirt zichliklari miqdoran bir xil, ishoralari esa karama-karshi bo'lsin. Bu xolda (2.8-rasm) natijaviy maydon

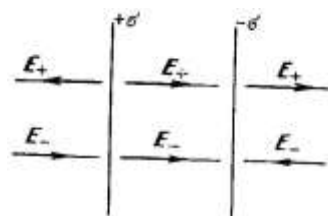


4-rasm

ikkala zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelayotgan maydonlarning yig'indisidan iborat, xususan, ikki tekislik oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligi

$$E = E_+ + E_- = \sigma / 2\epsilon_0 + \sigma / 2\epsilon_0 = \sigma / \epsilon_0 \quad (8)$$

bo'ladi. Musbat zaryadlangan tekislikdan chapda va manfiy zaryadlangan tekislikdan O'ngda qo'shiluvchi maydonlar kuchlanganliklari karama-karshi yunalgan. SHuning uchun bu soxalarda natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng. Ikki tekislik oraliridagi xajmning xamma nuqtalarida elektr maydon kuchlanganliklari zaryadlangan tekisliklarning faqat sirt zichligiga bog'lik bo'lgan doimiy kattalikdir. Bu soxada kuchlanganlik CHiziqlari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib manfiy zaryadlangan tekislikda tugallanadi. Bunday maydon, ya'ni barcha nuqtalarda E ning qiymati va yunalishi bir xil bo'lgan maydon *bir jinsli maydon* deb ataladi.



5-pasm

Elektr maydonda bajarilgan ish va potentsial. Elektr maydon kuchlanganligi va potentsial orasidagi bog'lanish. Ekvipotentsial sirtlar

Nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning M nuqtasidan N nuqtasiga q' zaryad kuchirilayotgan bo'lsin (6-rasm). Bu ko'chirilishda maydon kuchlarining bajargan ishi xisoblaylik. M nuqtaning zaryaddan uzoqligini r_M bilan, N nuqtaning uzoqligini esa r_N bilan belgilaylik. q' zaryadni ko'chirilish yuli MN ixtiyoriy shakldagi egri chiziqdan iborat bo'lsin. MN yulni kichik dl elementar bo'lakchalarga ajratamiz. SHu elementar masofada bajarilgan ish quyidagicha aniqlanadi:

$$dA = F \cdot dl \cos \alpha. \quad (9)$$

Bu ifodada F kuch q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonda q' zaryadga ta'sir etuvchi kuch, uning miqdori

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} \text{ ga teng. } \alpha \text{ esa } F \text{ kuch bilan elementar ko'chirilish } dl$$

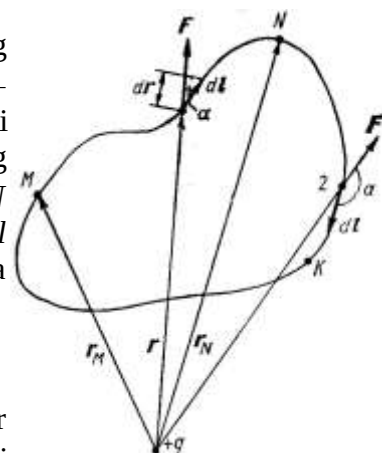
orasidagi burchak. SHuning uchun $dl \cos \alpha = dr$ bo'ladi. Natijada (9) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr. \quad (10)$$

MN ko'chirilishda bajarilgan ish A_{MN} esa barcha elementar ko'chirilishlarda bajarilgan dA ishlarning yig'indisiga tengdir. Bu yig'indi quyidagi integrallashga keltiriladi:

$$A_{MN} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq' \int_{r_M}^{r_N} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq' \left(\frac{1}{r_M} - \frac{1}{r_N} \right). \quad (11)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, elektr maydonda q' zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish kuchirilayotgan zaryadning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'lik, xolos. Bunday xususiyatga ega bo'lgan maydonni *potentsial maydon* deb atagandik. Potentsial maydonda berk kontur bo'yicha ko'chirilish ishi nolga teng bo'lishi lozim. xakikatan, $MNKM$ yul bo'yicha q' zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish (11) ifodaga asosan nolga teng, chunki q' zaryadning boshlang'ich xolatdagi o'rni



6-pasm

xam, oxirgi xolatdagi o'rni xam M nuqta joylashgandir. $MNKM$ berk yulda bajarilgan ish nolga teng bo'lishi uchun bu yulning ba'zi bo'lakchalarida bajarilgan ish musbat, ba'zi bo'laklarida esa manfiy bo'lishi kerak. xakikatan, 1 vaziyatda F va $d\mathbf{l}$ lar orasidagi α , burchak o'tkir, 2 vaziyatda esa burchak o'tmas. SHuning uchun 1 vaziyatda bajarilgan dA elementar ish (11) ifodaga asosan musbat, 2 vaziyatda esa manfiydir. Demak, 1 vaziyatda q' zaryadni maydon kuchlari ta'sirida ko'chirilsa, 2 vaziyatda q' zaryadni ko'chirish uchun maydon kuchlariga qarshi ish bajariladi.

YUqoridagi muloxazalardan, q' zaryadni elektr maydonda berk yul bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng ekanligiga ishonch xosil qildik, ya'ni

$$A_{MNKM} = \oint_l dA = \oint_l F dl \cos \alpha = 0. \quad (12)$$

Ikkinchi tomondan, q' zaryadga kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonda ta'sir etuvchi kuch $F=q'E$ ga teng. Bundan foydalanib (12) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_l q' E dl \cos \alpha = 0,$$

bu tenglikni q' ga qisqartirib va $E \cos \alpha = E_i$ (E_i – E vektorining $d\mathbf{l}$ yunalishiga proektsiyasi) ekanligini xisobga olsak, quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$\oint_l E_i dl = 0. \quad (13)$$

SHunday qilib, *elektr maydon – potentsial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng bo'ladi.*

MN ko'chirilishda bajarilgan ish M va N vaziyatlardagi zaryadning potentsial energiyalari farqiga teng, ya'ni

$$A_{MN} = W_{PM} - W_{PN}. \quad (14)$$

Bu ifodani (11) bilan taqqoslash natijasida q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning M va N nuqtalarida joylashgan q' zaryadning potentsial energiyalari

$$W_{PM} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M}; \quad W_{PN} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N}$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan q' zaryad maydonning r masofa bilan xarakterlanuvchi ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potentsial energiyasi

$$W_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r}. \quad (15)$$

bo'lishi kerak. Elektr maydonning biror nuqtasida joylashgan turlicha kattalikdagi sinov zaryadlarning potentsial energiyalari xam turlicha bo'ladi, lekin potentsial energiyaning sinov zaryad kattaligiga nisbati ayni nuqta uchun o'zgarmas kattalikdir. Bu kattalikni *potentsial* deb ataladi va ϕ xarfi bilan belgilanadi:

$$\phi = W_P / q'. \quad (16)$$

Demak, *elektr maydon biror nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadning potentsial energiyasi tushuniladi.*

(15) ifoda asosida nuqtaviy zaryadning potentsiali quyidagicha aniqlanadi:

$$\phi = W_P / q' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (17)$$

Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy maydon biror nuqtasining potentsiali sistemaga kiruvchi aloxida zaryadlar tufayli vujudga kelgan maydonlarning tekshirilayotgan nuqtadagi potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \dots = \sum \phi_i. \quad (18)$$

Bu ifodada i – zaryadning nomeri. Agar nuqtaviy zaryadlar sistemasi tufayli vujudga keladigan maydon potentsialini topish lozim bo'lsa, (17) dan foydalanib (18) quyidagicha yoziladi:

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i},$$

bunda q_i – nuqtaviy zaryad kattaligi, r_i – shu zaryaddan potentsiali tekshirilayotgan nuqtagacha masofa.

(18) ifoda turli shakldagi va turli o'lchamli zaryadlangan jismlar elektr maydonlarining potentsiallarini xisoblashga yordam beradi. Jumladan, bir-biridan l masofada joylashgan miqdorlari teng, lekin qarama-qarshi ishorali zaryadlar ($|q_+|=|q_-|=q$) sistemasi (*elektr dipol*) ning potentsiali

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

bo'ladi, bunda r_+ va r_- – mos ravishda musbat va manfiy zaryadlardan tekshirilayotgan nuqtagacha masofalar.

Umumiy zaryadi q bo'lgan sferaning markazidan r masofa o'zoqlikdagi nuqtaning potentsiali esa xuddi nuqtaviy zaryad maydonining potentsialidek bo'ladi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}.$$

Sfera sirtidagi nuqtalar (ya'ni $r=R$ bo'lganda) uchun potentsial

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \sigma R / \epsilon_0. \quad (19)$$

bo'ladi, bunda $\sigma = q / (4\pi R^2)$ sferadagi zaryad zichligi.

(19) ifoda asosida $W_P = q'\varphi$ ekanligidan foydalansak, q' zaryadni M nuqtan N nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish

$$A_{MN} = W_{PM} - W_{PN} = q'(\varphi_M - \varphi_N)$$

ifoda bilan aniqlanadi. xuddi shu q' zaryadni M nuqtan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish esa

$$A_\infty = q'\varphi_M \quad (20)$$

bo'ladi, chunki $\varphi_\infty = 0$.

(20) ifoda asosida potentsialni kuydagicha ta'riflash mumkin: *Elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtan birlik musbat zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi kattalak tushuniladi.*

(20) dan foydalanib potentsialning o'lchov birligini keltirib chiqarish mumkin. xalkaro birlik sistemasi (XBS) da potentsialning o'lchov birligi sifatida elektr maydon shunday nuqtasining potentsiali qabul qilinganki, bu nuqtdan 1 Kl zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun 1 J ish bajarish kerak. Elektr maydon bunday nuqtasining potentsialini 1 vol't (V) deyiladi.

Ko'p xollarda maydon nuqtalarining potentsiali emas, balki maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar farqi (kuchlanish) fizik ma'noga ega bo'ladi. Bu xolda vol'tga quyidagicha ta'rif berish mumkin: 1 vol't – elektr maydonning shunday ikki nuqtasining potentsiallar farqi, 1 Kulon zaryadni bu ikki nuqta orasida ko'chirish uchun 1 joule ish bajarish lozim.

Ekvipotentsial sirtlar. Elektr maydonning potentsiali va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish

Teng potentsialli nuqtalarning geometrik o'rinlaridan tashqil topgan sirt *ekvipotentsial sirt* deyiladi ("ekvi" – lotincha so'z bo'lib, "teng" degan ma'noni anglatadi). Demak ekvipotentsial sirt nuqtalari uchun

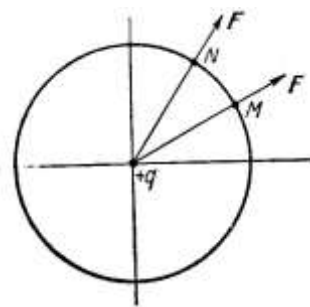
$$\varphi = \text{const.}$$

Masalan, nuqtaviy zaryad uchun ekvipotentsial sirtlar markazlari zaryadda joylashgan sferik sirtlardan iboratdir. Elektr maydonni ekvipotentsial sirtlar yordamida grafik usulda (7–rasm) tasvirlash mumkin. q' zaryadni ekvipotentsial sirtning M nuqtasidan N nuqtasiga ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha aniqlanadi:

$$A_{MN} = q'(\varphi_M - \varphi_N).$$

Tekshirilayotgan xususiy xolda M va N nuqtalar bir ekvipotentsial sirt ustida joylashganligi uchun bu nuqtalarning potentsiallari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni $\varphi_M = \varphi_N$.

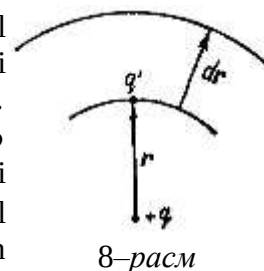
SHuning uchun



7–rasm

$$A_{MN} = 0.$$

q zaryad tufayli vujudga kelgan maydonda q' zaryadni MN yul bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirish yunalishi bilan ta'sir etuvchi kuch yunalishi o'zaro perpendikulyar bo'lgandagina nolga teng bo'ladi. SHuning uchun zaryadga ta'sir etuvchi kuch va kuchlanganlik vektori doimo ekvipotentsial sirtga perpendikulyar bo'ladi, degan xulosaga kelimiz. Miqdori $+q$ bo'lgan nuqtaviy zaryadning elektr maydonida q' zaryad bir ekvipotentsial sirtidan ikkinchi ekvipotentsial sirtga ko'chirilayotgan bo'lsin. Ko'chirish boshlanganda q' zaryadning maydon markazidan o'zoqligi r radius-vektor bilan aniqlangan bo'lsa (8-rasm), ko'chirish oxirida esa $r+dr$ radius-vektor bilan aniqlanadi. SHunday ekan q' zaryadni maydon kuchlari ta'sirida radius buylab ko'chirib, dr ga o'zoqlashtirishda bajarilgan ish Fdr ga teng bo'ladi. Bu ish q' zaryadning potentsial energiyasini dW_P qadar kamaytiradi, chunki markazdan uzoqlashilgan sari, (15) ga asosan, potentsial energiya kamayib boradi. Boshqacha aytganda, Fdr ish q' ni zaryad potentsial energiyasini $-dW_P$ ga o'zgartiradi. Demak, $Fdr = -dW_P$ yoki



$$F = -dW_P/dr. \quad (21)$$

Mazkur ifodaning ikkala tomonini kuchirilayotgan zaryad miqdori q' ga bo'laylik:

$$F/q' = -d(W_P/q')/dr. \quad (22)$$

Bu tenglikning chap tomonidagi kattalik, $+q$ nuqtaviy zaryad maydonining markazdan r o'zoqlikdagi nuqtasining kuchlanganligidir. O'ng tomondagi W_P/q' esa (16) ifodaga asosan, elektr maydonning xuddi shu nuqtasining potentsialidir. SHuning uchun (22) ni

$$E = -d\phi/dr. \quad (23)$$

ko'rinishda yozish mumkin. **Bundagi $d\phi/dr$ – elektr maydon kuchlanganlik chizig'i yunalishida potentsialning o'zgarish tezligini ifodalovchi va potentsial gradienti deb ataluvchi kattalikdir.** SHuni esda tutaylikki, skalyar funktsiya gradienti – vektor, bu vektor yunalishi funktsiya qiymatining eng tez o'sish yunalishi bilan aniqlanadi. Vektor analizdagi mazkur tushunchalar asosida elektr maydon kuchlanganligi va potentsiali orasidagi bog'lanishni quyidagicha ifodalay olamiz:

$$E = -grad\phi. \quad (24)$$

Demak, elektr maydon kuchlanganligi – potentsial gradientining manfiy ishora bilan olinganidir. Manfiy ishora E vektor potentsial eng tez ortib boradigan tomonga teskari (ya'ni potentsial eng tez kamayib boradigan tomonga) yunalganligini ko'rsatadi.

(23) ifodadan elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligi kelib chiqadi:

$$[E] = V/m,$$

1 V taksim metr (V/m) – kuchlanganlik chizig'i buylab bir-biridan 1 m uzoqlikda joylashgan ikki nuqtaning potentsiallar farqi 1 V bo'lgan bir jinsli elektr maydon kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 Kl zaryadga kuch ta'sir etadi. xaqiqatan,

$$1 V/m = 1 J/Kl \cdot 1/m = 1 N/Kl.$$

Sinov savollari

1. Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi isbotlang.
2. Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi .Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni
3. Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi . Ikkita har xil ishorali zaryadlangan tekislik maydoni.
4. Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi . Zaryadlangan sferik sirt maydoni.
5. Elektr maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish ifodasini keltirib chiqaring.

6. Elektr potentsialiga ta'rif bering. Potentsialning o'lchov birligi.
7. Elektr maydon kuchlanganligi bilan potentsial orasidagi bog'lanish ifodasini keltirib chiqaring.
8. Ekvipotentsial sirlarga ta'rif bering. Maydon kuch chiziqlari ekvipotentsial sirlarga perpendikulyar yo'nalganligini isbotlang.
9. Ekvipotentsial sirtlar. Ekvipotentsial sirtida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng bo'lishini isbotlang.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 13-17.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom II. Elektromagnetizm. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 34-43.
3. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 17-26.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». II tom. Elektr, magnetizm, to'lqinlar. 1987 y. 30-36 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sands. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 178-180.

ELEKTROSTATIK MAYDONDAGI DIELEKTRIKLAR

Reja:

Dielektriklarning qutblanishi va elektr maydonda dipol. Elektr induksiya (siljish)vektori.Elektr maydonidagi dielektriklar uchunGauss teoremasi. Dielektrik singdiruvchanlik. Segnetoelektriklar.

Tayanch iboralar: dielektrik, induksiya vektori, maydon kuchlanganligi oqimi, segnetoelektrik. elektr dipol,qutblanish vektori

Dielektriklarning qutblanishi va elektr maydonda dipol

Dielektriklarga (izolyatorlarga) erkin zaryadlari juda kam bo'lgan moddalarga aytiladi va ular elektr tokini juda kam miqdorda o'tkazadi. Ana shunday modda tarkibida faraz kilaylik elektr zaryad joylashgan bo'lsin. Uning elektr maydonini bilish uchun modda tuzilishini ko'rib chiqish zarur.

Modda tuzilish ta'limotiga asosan, atom diametri $\sim 10^{-15}$ m bo'lgan yadro va diametri $\sim 10^{-10}$ m bo'lgan elektron qobiqdan iborat ekanligini xisobga olaylik. Yadroning o'lchami elektron qobiq o'lchamidan 10^5 marta kichik. SHuning uchun yadroni elektron qobiqni markazida joylashgan nuqta deb va uni musbat zaryadlarning markazi deb xisoblash mumkin.

Elektron qobiqni o'zi esa berk orbitalar bo'yicha nixoyat katta tezliklar bilan xarakatlanuvchi manfiy zaryadlangan elektronlardan iborat. Bu elektronlarning ta'siri xuddi ularning barchasini qandaydir bir nuqtaga to'plangandagi ta'sirga ekvivalent bo'ladi. Bu xayoliy nuqtani manfiy zaryadlarning markazi deyiladi. Dielektrikning atom yoki molekulasidagi barcha musbat zaryadlar manfiy zaryadlarga miqdor jihatidan teng bo'ladi. Bu xolda molekullarni elektroneytral sistema deb qarash mumkin. **Agar musbat zaryadlarning markazi manfiy zaryadlarning markazi bilan ustma-ust tushsa, molekulani qutbsiz, aksincha, zaryadlarning markazlari bir-biridan l masofa uzoqlikda joylashgan bo'lsa, bunday molekulani qutbli molekula deyiladi.** Umuman miqdori teng, lekin qarama-qarshi ishorali, bir-biridan l masofa uzoqlikda joylashgan +q va - q zaryadlardan iborat sistemani elektr dipol deyiladi.

Qutbsiz molekula elektr maydon ta'sir etmaguncha elektr momenti $p_e = q l = 0$ ga teng bo'ladi, chunki $l = 0$. Agar tashqi elektr maydon E ta'sirida qutbsiz molekula musbat zaryadlarining markazi maydon yunalishida, manfiy zaryadlarning markazi esa maydonga qarama-qarshi yunalishda siljiydi. Demak, dielektrikdagi barcha molekullarning elektr momentlarining yunalishlari bir xil bo'lib, E ga parallel bo'ladi. Bu xodisani deformatsion yoki elektron qutblanish deyiladi.

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun **qutblanish vektori** deb ataladigan kattalik qo'llaniladi. **Qutblanish vektori (P) deganda dielektrikning birlik xajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisi tushuniladi.** Dielektrikning Qutblanishi bir jinsli bo'lmagan xollarda dielektrikning istalgan biror nuqtasidagi qutblanish vektori to'g'risida fikr yuritish mumkin. Buning uchun shu nuqta atrofida xayolan elementar xajm ΔV ni ajratib olaylik. Bu xajm ichidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisini ΔV xajmga nisbati, ya'ni

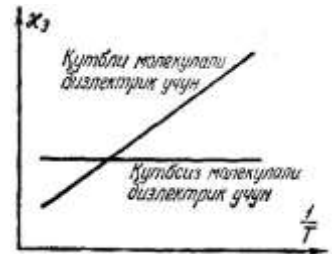
$$P = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum p_i}{\Delta V} \quad (1)$$

dielektrikning ayni nuqtasidagi qutblanish vektorini ifodalaydi. (1) dagi p_i – i - dipolning elektr momenti.

Tajribalarning ko'rsatishicha, izotrop dielektriklarda qutblanish vektori bilan maydon kuchlanganligi orasida quyidagi munosabat o'rinli ekan:

$$P = \chi \epsilon_0 E. \quad (2)$$

Bu ifodada χ – *dielektrik qabul qiluvchanlik*. U maydon kuchlanganligi E ga bog'lik emas. Qutbsiz molekulalardan iborat dielektrik uchun (1–rasm) χ temperaturaga bog'lik emas. Lekin dielektrik qutbli molekulalardan iborat bo'lganda temperatura ortishi bilan (rasmda $1/T$ ning kamayuviga mos keladi) issiqlik xarakati molekulalarni elektr maydon bo'ylab yunalishiga to'sqinlik qiladi. SHuning uchun bu xolda χ ning qiymati T ga teskari proportsional ekan. χ ning o'lchov birligi to'g'risida axborot olish uchun (2) ifodaning chap tomonidagi P ning va o'ng tomonidagi $\epsilon_0 E$ ning o'lchov birliklarini solishtirasak, χ – o'lchamsiz kattalik, degan xulosaga kelimiz.



1–расм

Elektr induksiya (siljish) vektori. Elektr maydonidagi dielektriklar uchun Gauss teoremasi. Dielektrik singdiruvchanlik

Dielektrikdagi elektr maydon erkin va bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladi. Lekin bog'langan zaryadlar vujudga kelishi uchun erkin zaryadlar tufayli mavjud bo'ladigan elektr maydon bo'lishi shart. SHuning uchun dielektrikdagi elektr maydonning birlamchi manbai erkin zaryadlardir.

Erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E_0 bilan, bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E' bilan belgilasak, dielektrikdagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = E_0 + E'. \quad (3)$$

Dielektrikdagi elektr maydon kuchlanganlik vektori uchun Gauss teoremasini qo'llayotganda ixtiyoriy S berk sirt ichidagi erkin va bog'langan zaryadlarning algebrak yig'indisini olish kerak, ya'ni:

$$F_E = \oint_S E_n dS = (\Sigma q + \Sigma q') / \epsilon_0 \quad (4)$$

yoki bu ifodani quyidagicha xam yozish mumkin:

$$\epsilon_0 F_E = \oint_S (\epsilon_0 \vec{E})_n dS = \Sigma q + \Sigma q'. \quad (5)$$

Bu ifodani

$$F_P = \oint_S P_n dS = -\Sigma q'$$

ifodaga xadma-xad qo'shaylik:

$$\epsilon_0 F_E + F_P = \oint_S (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})_n dS = \Sigma q + \Sigma q' - \Sigma q' = \Sigma q. \quad (6)$$

(6) da kuyidagi belgilash kiritaylik:

$$\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}. \quad (7)$$

D elektr induksiya (elektr siljish) vektori deb ataladi. Izotrop muxitlarda D ning yunalishi E va P larning yunalishi bilan bir xil. (7) asosida D ning o'lchov birligi xaqida xulosaga kelish mumkin:

$$[D] = \text{Kl/m}^2.$$

Elektr maydonni grafik tasvirlashda elektr induksiya chiziqlaridan foydalaniladi. Bu chiziqlarni ham kuchlanganlik chiziqlarini o'tkazishda foydalanilgan shartlar asosida o'tkaziladi. YUqoridagi belgilashdan foydalanib, (6) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$F_D = \oint_S D_n dS = \Sigma q. \quad (8)$$

Bu ifoda elektr induksiya vektori uchun Gauss teoremasi bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *elektr induksiya vektorining ixtieriy yopik sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan erkin zaryadlarning*

algebraik yig'indisiga teng. Demak, elektr induksiya faqat erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydonni ifodalaydi. Elektr induksiya oqimning o'lchov birligi – Kulon (Kl).

(2) ni xisobga olib, (7) ifodani o'zgartirib yozamiz:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0 + \chi \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}. \quad (9)$$

Bu ifodada $1 + \chi = \varepsilon$ belgilash kiritdik. ε ni muxitning *dielektrik singdiruvchanligi* deb ataladi. χ kabi ε xam ulchamsiz kattalik. ε ning qiymati turlicha, lekin birdan katta. Faqat vakuumda $\varepsilon = 1$, chunki vakuumda $\chi = 0$. Natijada vakuum uchun (9) ifoda

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0 + \chi \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (10)$$

ko'rinishga keladi. Bu ifodani (9) ga bo'lsak,

$$1 = E_0 / (\varepsilon E) \text{ yoki } \varepsilon = E_0 / E.$$

Demak, *muxitning dielektrik singdiruvchanligi ε elektr maydonga kiritilgan dielektrikdagi maydon vakuumdagi maydon kuchlanganligiga nisbatan necha marta susayishini ifodalaydi.* SHuning uchun dielektrik singdiruvchanligi ε bo'lgan muxitdagi nuqtaviy q zaryad maydonining bu zaryaddan r uzoqlikdagi nuqtasida kuchlanganlik vektori

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 / \varepsilon = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{q}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (11)$$

bo'ladi. SHuningdek, dielektrik singdiruvchanligi ε bo'lgan muxitda bir- biridan $|r_{12}| = r$ masofada joylashgan q_1 va q_2 zaryadlar o'zaro

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\mathbf{r}_{12}}{r} \quad (12)$$

kuch bilan, ya'ni vakuumdagiga nisbatan ε marta kichik kuch bilan ta'sirlashadi.

Dielektrikdagi elektr maydonning susayishini sifat jixatdan quyidagicha tushuntirish mumkin: elektr maydon ta'sirida dielektrikning qutblanishi tufayli bog'langan zaryadlar vujudga keladi. bog'langan zaryadlarning elektr maydoni tashqi qutblovchi maydonga qarshi yunalgan. SHuning uchun bog'langan zaryadlarning elektr maydoni tashqi maydonni susaytiradi, lekin uni butunlay yo'qotolmaydi.

SHunday qilib, elektr maydonni xarakterlashda kuchlanganlik vektori $\mathbf{E}$ yoxud induksiya (siljish) vektori $\mathbf{D}$ dan foydalaniladi.

Elektr induksiya vektoridan foydalanishning boisi nimada?

Bu savolga javob berish uchun quyidagi misol bilan tanishaylik: ikki qarama-qarshi ishorali, lekin miqdor jixatidan teng zaryadlar bilan zaryadlangan o'zaro parallel tekisliklar orasida vujudga kelgan bir jinsli elektr maydonga dielektrik singdiruvchanligi $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ bo'lgan dielektriklarni parallel qatlamlar shaklida joylashtiraylik (2–rasimga karang). Bu rasmdagi qatlamlardan biri vakuumdan iborat. Vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligi E_0 bo'lsin. Dielektrik qatlamlarda esa elektr maydon susayadi. SHuning uchun bu qatlamlarda elektr maydon kuchlanganligi mos ravishda

$$E_1 = E_0 / \varepsilon_1, \quad E_2 = E_0 / \varepsilon_2, \quad E_3 = E_0 / \varepsilon_3, \dots$$

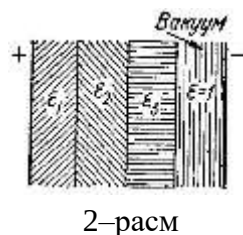
qiymatlarga ega bo'ladi. Bu dielektrik qatlamlaridagi elektr induksiya esa, (9) ga asosan, mos ravishda

$$D_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 E_0,$$

$$D_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 = \varepsilon_0 E_0,$$

$$D_3 = \varepsilon_0 \varepsilon_3 E_3 = \varepsilon_0 E_0$$

larga teng bo'ladi. Demak, elektr maydon kuchlanganligi turli dielektriklarda turlicha qiymatlarga ega bo'lsa, elektr induksiya esa turli dielektriklarda xam, vakuumda xam bir xil qiymatga ega. SHuning uchun elektr maydonni grafik usulda tasvirlaganda dielektrik singdiruvchanliklari turlicha bo'lgan muxitlar chegaralarida kuchlanganlik chiziqlarining zichligi o'zgaradi, induksiya



chiziqlarining zichligi esa o'zgarmaydi. Demak, elektr induksiya vektori vakuumdagi elektr maydon kuchlanganlik vektori E_0 dan ϵ_0 marta katta bo'lib, undan foydalanish turli muxitdagi elektr maydonlarni hisoblashda qulaylik tug'diradi. xususan, nuqtaviy q zaryad maydonining zaryaddan r uzoqlikdagi nuqtasida elektr induksiya vektori

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \quad (13)$$

bo'ladi.

Segnetoelektriklar

YUqorida dielektriklarning qutblanishiga oid muloxazalar yuritganimizda, xatto qutbli molekullardan iborat bo'lgan dielektrikda ham dipollar tartibsiz joylashganligi tufayli tashqi elektr maydon ta'sir etmaguncha qutblanish vektori nolga teng bo'ladi, degan edik. Aksariyat dielektriklar uchun o'rinni bo'lgan bu xol *segnetoelektriklar* deb ataluvchi moddalar gruppasi uchun istisnodir. Bu gruppaning birinchi vakili – segnet tuzidir, shuning uchun ham bu gruppa moddalarini segnetoelektriklar deb atalgan.

Segnetoelektriklar uchun xarakterli bo'lgan xususiyatlar quyidagilardan iborat:

1. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi nixoyatda katta qiymatlarga ega bo'ladi. Masalan, segnet tuzi uchun $\epsilon=10000$, bariy titanati uchun $\epsilon=7000$.

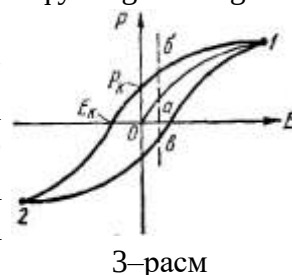
2. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi tashqi maydon kuchlanganligiga bog'lik. SHuning uchun Qutblanish vektori P ning E ga bog'likligi chiziqli emas (5.3–rasmdagi 01 qismi).

3. Segnetoelektriklarning qutblanish vektori P ning qiymati bu segnetoelektrik dastlab qanday sharoitda bo'lganligiga ham bog'lik. Masalan, 3–rasmda E ning bir xil qiymatiga R ning uch xil qiymati to'g'ri kelyapti.

Segnetoelektriklarning bu xarakterli xususiyatlari ularda *domenlar* deb ataluvchi spontan (o'z-o'zidan) qutblanish soxalari mavjudligi bilan tushuntiriladi. Tashqi elektr maydon ta'sir etmaganda ham domenlar tarkibidagi barcha dipollar bir tomonga yunalgan bo'ladi. Lekin turli domenlarning elektr momentlari tartibsiz yunalganligi (orientatsiyalanganligi) uchun bir-birini kompensatsiyalaydi. SHuning uchun segnetoelektrik parchasi qutblanmagan bo'ladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida xar bir domendagi barcha dipollar xuddi yaxlit dipoldek maydon yunalishiga mos ravishda joylashadi. Tashqi elektr maydonning biror qiymatida barcha domenlar maydon yunalishiga moslashadi, natijada qutblanish vektorining to'yinishi sodir bo'ladi. Agar elektr maydonni kamaytirib borsak, P ning kamayishi 1b2 egri chiziq bo'yicha ruy beradi. $E=0$ da segnetoelektrikda qutblanish P_k ga teng bo'ladi. Bu qiymat *koldik qutblanish* deb ataladi. Koldik qutblanishni butunlay yo'qotish uchun segnetoelektrikka teskari yunalishdagi E_k maydon ta'sir etishi kerak. Maydonning bu qiymati (E_k) *koertsitiv kuch* deb ataladi. E ni davriy ravishda o'zgartirsak, segnetoelektrikdagi P ning o'zgarish grafiqi *gisterzis sirtmogi* (1b21) deb ataladigan berk egri chiziqdan iborat bo'ladi ("gisterzis" grekcha so'z bo'lib, "kechiqish" degan ma'noni anglatadi).

Segnetoelektriklarning bu ajoyib xususiyatlari faqat xar bir segnetoelektrik uchun xos bo'lgan temperaturalar oralig'ida namoyon bo'ladi. Bu temperaturalarni *Kyuri nuqtalari* deyiladi. Masalan, segnet tuzining Kyuri nuqtalari 258 K va 298 K.

Boshqacha qilib aytganda segnet tuzining 258 K dan 298 K gacha bo'lgan temperaturalar oralig'idagina segnetoelektriklarga xos xususiyatlari sodir bo'ladi.



Sinov savollari

1. Elektrostatik maydonda dielektrik. Qutbli va qutbsiz molekulali dielektriklar.
2. Elektr dipoli. Elektr dipol moment.
3. Dielektriklarning qutblanishi. Dielektrikning qutblanish vektori Dielektriklarning qutblanishi. Dielektrik qabul qiluvchanlik .
4. Dielektriklardagi elektr maydonni tasvirlash. Elektr induksiya vektori.
5. Elektr induksiya vektori uchun Gauss teoremasi .
6. Elektr induksiya vektori uchun Gauss teoremasi. Muhitning dielektrik kirituvchanligi.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 13-17.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom II. Elektromagnetizm. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 34-43.
3. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 17-26.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». II tom. Elektr, magnetizm, to'liqlar. 1987 y. 30-36 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sands. Feynmanovskie leksii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 178-180.

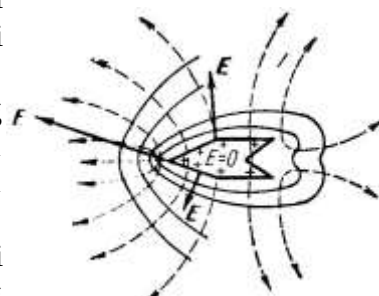
ELEKTROSTATIK MAYDONDAGI O'TKAZGICHLAR**Reja:**

Zaryadlarning taqsimlanishi. Elektrostatik induksiya qonuni. Elektr sig'im va kondensatorlar. Elektrostatik maydon energiyasi va zichligi.

Tayanch iboralar: o'tkazgich, zaryad sirt zichligi, induksiya vektori, elektr sig'imi, generator.

O'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi

Avvalo, zaryadlangan qattiq metall o'tkazgichlarning xususiyatlari bilan tanishaylik. O'tkazgichlarning dielektriklardan asosiy farqi ular da zaryad tashuvchilar vazifasini bajaruvchi erkin elektronlarning mavjudligidir. O'tkazgichning tarkibidagi musbat va manfiy zaryadlar teng bo'lsa, bunday o'tkazgichni *zaryadlanmagan* deyiladi. Zaryadlangan o'tkazgichda esa, zaryadlash usulidan kat'i nazar, musbat va manfiy zaryadlarning tengligi bo'zilgan bo'ladi. Turli shakldagi metall o'tkazgichlarda zaryadlarning takimlanishini tekshirish asosida quyidagi xulosalarga kelingan (1-rasm):



1-pacm

1. O'tkazgichlardagi ortiqcha zaryad uning tashqi sirtlari buylab shunday taksimlanadiki, bunda o'tkazgich tashqi sirtining egriligi kattaroq bo'lgan qismlarida zaryadlarning sirt zichligi σ kattaroq va, aksincha, kichikroq bo'lgan qismlarda esa kichikroq bo'ladi.

2. Ichi xavol o'tkazgichlarning ichki sirtlarida ortiqcha zaryad bo'lmaydi ($\sigma=0$).

YUqoridagi xulosalarni bunday tushunsa xam bo'ladi: o'tkazgichdagi ortiqcha zaryad zichligi σ ayniksa, o'tkazgich sirtining burtib chiqqan joylarida, uchliklarida katta qiymatlarga ega bo'ladi. CHuqurchalar yaqinida esa σ ning qiymati kamayib borib, chuqurchaning ichida nolga teng bo'ladi. SHuning uchun ortiqcha zaryad faqat sferik sirt buylabgina tekis tarqalgan bo'ladi.

O'tkazuvchi jismga biror q zaryad berilsa, bu zaryad nixoyat kiska vakt ichida o'tkazgichning tashqi sirti buylab taksimlanib bo'ladiki, natijada zaryadlarning muvozanati vujudga keladi. O'tkazgichdagi zaryadlar muvozanatda bo'lganda quyidagi shartlar bajariladi:

1. Maydon kuchlanganligining qiymati o'tkazgich ichidagi nuqtalarda nolga teng ($E=0$).

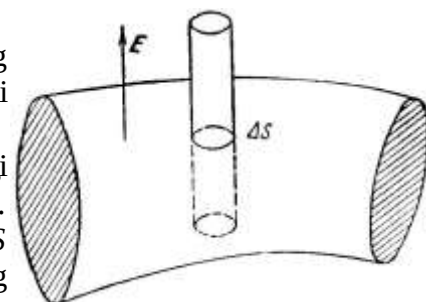
2. O'tkazgichning tashqi sirtiga yaqin ixtiyoriy nuqta elektr maydon kuchlanganlik vektori o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normal buylab yunalgan ($E=E_n$).

Kuchlanganlik vektorining yunalishi o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normalga parallel bo'lmagan takdirda E vektorni sirtga perpendikulyar bo'lgan E_n va sirt buylab yunalgan E_t tashqil etuvchilarga ajratish mumkin bo'lardi. E_t ta'sirida o'tkazgich sirtidagi zaryadlar xarakatlanib, ularning muvozanati bo'zilgan bo'lardi.

3. O'tkazgichning ichidagi va sirtidagi barcha nuqtalarning potentsiallari bir xil bo'ladi. Agar o'tkazgichdagi turli nuqtalarning potentsiallari bir-biridan farq qilsa, zaryadlar potentsiali yuqoriroq nuqtadan potentsiali pastroq nuqta tomon xarakatlanar, natijada o'tkazgichdagi zaryadlar muvozanati bo'zilgan bo'lardi.

SHuning uchun o'tkazgich barcha nuqtalarining potentsiallari teng va o'tkazgich sirti ekvipotentsial sirt bo'lishi kerak.

O'tkazgich sirti yaqinidagi elektr maydon kuchlanganligi bilan zaryadlarning sirt zichligi orasidagi bog'lanishni topaylik. Buning uchun o'tkazgich sirtidan, xayolan, doiracha shaklidagi dS yuzchani ajratib olamiz (2-rasm) va asoslari shu yuzchaga teng



4.2-pacm

bo'lgan, yon tomonlari esa o'tkazgich sirtiga perpendikulyar bo'lgan ixtiyoriy Δl o'zunlikdagi tsilindrchaning shunday o'tkazaylikki, bu tsilindrchaning bir qismi o'tkazgich ichida, ikkinchi qismi esa o'tkazgich tashqarisida bo'lsin.

Elektr induksiya vektorining D shu tsilindrcha sirti orqali Oqimni topaylik. E va D vektorlar bir xil yunalishdagi vektorlar bo'lgani uchun D vektor tsilindrchaning yon tomonlariga parallel. SHuning uchun D vektorning tsilindrcha yon tomonlari orqali oqimi nolga teng bo'ladi. TSilindrchaning o'tkazgich ichida joylashgan asosi orqali oqim xam nolga teng, chunki o'tkazgich ichida $E=0$ edi. Demak, D vektorning tsilindrcha orqali oqimi faqat tsilindrchaning o'tkazgich tashqarisida joylashgan asosi orqali oqimi $D\Delta S$ ga teng bo'ladi. Ikkinchi tomondan, tsilindrcha ichida joylashgan o'tkazgich sirtidagi zaryad miqdori $q=\sigma\Delta S$ bo'lgani uchun Gauss teoremasiga asosan $D\Delta S=\sigma\Delta S$ yoki

$$D=\sigma. \quad (1)$$

Elektr maydon induktsiyasi va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish $D=\epsilon_0\epsilon E$ dan foydalanib (1) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\epsilon_0\epsilon E=\sigma,$$

yoki

$$E=\sigma/\epsilon_0\epsilon. \quad (2)$$

Demak, o'tkazgich tashqarisidagi uning sirtiga yaqin bo'lgan nuqtalarda elektr maydon kuchlanganligi o'tkazgichdagi ortiqcha zaryadlarning sirt zichligi σ ga to'g'ri proporsionaldir. SHuning uchun o'tkazgichning kirrali uchlari yaqinida (ya'ni σ ning qiymati katta bo'lgan joylarda) elektr maydon kuchli bo'ladi.

Elektrostatik induksiya qonuni. Van-de-Graaf generatori

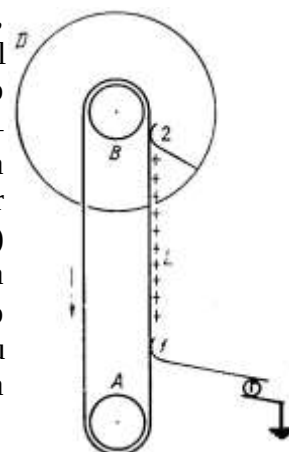
Biror metall o'tkazgichni kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonga olib kiraylik (3-rasm). O'tkazgich tarkibidagi erkin elektronlarga maydon tomonidan $F_E=-eE$ kuch ta'sir qiladi. Bu kuchning yunalishi maydon yunalishiga karama-karshi, chunki elektron manfiy zaryadli zarradir. Bu kuch ta'sirida elektron E ga karshi yunalishda siljiydi va o'tkazgichning chap tomonida ortiqcha manfiy zaryad, O'ng tomonida esa ortiqcha musbat zaryad vujudga keladi. Natijada o'tkazgich ichida ichki elektr maydon vujudga keladi. Ichki elektr maydonning kuchlanganligi E' (E' CHiziqlari punktir bilan ifodalangan) tashqi elektr maydon kuchlanganligi E ga karama-karshi yunalgandir. SHuning uchun o'tkazgichning ichidagi erkin elektronga $F_{E'}=-eE'$ kuch ta'sir qiladi, F_E va $F_{E'}$ kuchlar antiparallel. $F_E > F_{E'}$ tengsizlik bajarilganda o'tkazgichning ikki chetida qarama-qarshi ishorali ortiqcha zaryadlarning to'planishi davom etaveradi, bu esa o'z navbatida ichki maydonning kuchayishiga va bu maydon tomonidan erkin elektronga ta'sir etayotgan F_E kuchning ortib borishiga sabab bo'ladi.

Biror muddatdan so'ng tashqi va ichki maydon kuchlanganliklari xamda mos ravishda F_E va $F_{E'}$ kuchlar tenglashadi. Natijada o'tkazgich ichida natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgichda zaryadlarning kayta taksimlanishi tugallanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi. YUqorida qayd qilingan xodisa, ya'ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgichning uchlari karama-karshi ishorali zaryadlarning vujudga kelishi elektrostatik induksiya xodisasi deyiladi. Vujudga kelgan zaryadlarni esa *induktsiyalangan zaryadlar* deyiladi. Elektrostatik induksiya xodisasi asosida tushuntirish mumkin bo'lgan kuyidagi misol bilan tanishaylik:

Er taxminan yarim million Kulonga teng manfiy zaryadga ega. Bu zaryadga teng musbat xajmiy zaryad Er sirtidan bir necha un kilometr balandlikdagi atmosferada mavjud. Bu zaryadlar tufayli fazoning inson istikomat kilayotgan soxasida elektr maydon mavjud bo'lib, uning kuchlanganli Er sirtiga yaqin fazo soxalarida ~ 130 V/m ga teng. Bunday elektr maydonda vertikal xolatda turgan buyi 1,8 metr bo'lgan odamning boshi va oyogi turgan nuqtalarning potentsiallar farqi 230 V ga teng. U xolda nima uchun bunday kuchlanish tufayli «tok urishi» deb ataladigan,

odam organizmi uchun xavfli bo'lgan xodisa sezilmaydi? Buning sababi— odam organizmi o'tkazgich ekanligidir. Elektrostatik induksiya xodisasi tufayli Erning elektr maydonidagi odamning sirti ekvipotentsial sirt bo'ladi, ya'ni bosh va oyok joylashgan nuqtalar orasida potentsiallar farqi vujudga kelmaydi.

Birinchi marta Van-de-Graaf tomonidan ko'rilgani uchun, odatda, *Van-de-Graaf generatori* deb ataladigan elektrostatik generatorda ichi xavol o'tkazgichga berilgan ortiqcha zaryad bu o'tkazgichning tashqi sirti buylab joylashish xodisasi o'z aksini topgan. Bu generatorning ishlash printsipi 4-rasmda ko'rsatilgan. Biror dielektrik materialdan yasalgan L lenta ikki A va B roliklar yordamida xarakatlanib turadi (rolıklar esa biror elektromotor yordamida aylantiriladi). Lentaning bir qismi (B rolikni aylanib o'tayotgani) D metall shar ichiga kiradi. Lentaning ikkinchi uchi elektr mashina yordamida zaryadlanadi. Lenta xarakat jarayonida metall shar ichiga kirib boradi va lentadagi zaryad tarok 2 orqali sharga beriladi. Bu zaryad shu zaxotiyok sharining tashqi sirti buylab taksimlanadi. SHu tarika sharga o'zluksiz ravishda zaryad o'zatilaveradi.



4.4–pacm

SHardagi zaryad miqdorining ko'payishi potentsialning ortishiga sabab bo'ladi. SHar potentsialining ortishi sharni o'rab turgan xavoda elektr razryadi vujudga kelishi tufayli okib ketadigan zaryad miqdori bilan okib kelayotgan zaryad miqdori tenglashguncha davom etadi. SHunday usul bilan shar va Er orasida bir necha million volt potentsiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf generatori zaryadli zararlarni tezlatishda keng qo'llaniladi.

O'tkazgichning elektr sig'imi. Kondensatorlar

Boshqa jismlardan etarlicha uzoq joylashgan o'tkazgich olib, o'nga q zaryad beraylik. Bu zaryad miqdori o'tkazgichning sirti buylab uning shakliga bog'lik ravishda taksimlanadi, ya'ni bu zaryadlangan o'tkazgichda zaryadlar muvozanati vujudga keladi. xuddi shu zaryadlangan utkizgichga yangi-yangi portsiya zaryadlar berilsa, bu zaryadlar xam xuddi oldingisidek o'tkazgich sirti buylab taksimlanadi. xar bir yangi portsiya zaryad tufayli o'tkazgichning potentsiali ortadi, albatta. Tajribalarning ko'rsatishicha, o'tkazgichdagi zaryad miqdori q bilan bu zaryad tufayli vujudga kelgan o'tkazgichning potentsiali φ orasida to'g'ri proporsional bog'lanish mavjud:

$$q=C\varphi. \quad (3)$$

Bu ifodadagi C o'tkazgichning elektr sig'imi deb ataladi. U o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va tashqi sharoitlarga (masalan, o'tkazgichni o'rab turgan muxitga) bog'lik, kattalikdir. (3) ifodani

$$C=q/\varphi \quad (4)$$

shaklida o'zgartirib yozish mumkin. Bundan elektr sig'imning fizik ma'nosi kelib chiqadi: *yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi shu o'tkazgichning potentsialini bir birlikka oshirish uchun lozim bo'ladigan zaryad miqdori bilan xarakterlanuvchi fizik kattalikdir.* (4) ifodadan foydalanib XBS da elektr sig'imning o'lchov birligini xosil qilish mumkin:

$$[C]=Kl/V=F.$$

Bu birlik *farad* deb ataladi. Demak *1 farad shunday o'tkazgichning elektr sig'imi ekanki, bu o'tkazgichga 1 Kl zaryad berilganda uning potentsiali 1 V ga ortadi.*

Agar o'tkazgich muntazam geometrik shaklga ega bo'lsa, uning elektr sig'imini nazariy yul bilan xisoblash mumkin. Masalan, radiusi R bo'lgan shar shaklidagi o'tkazgichni olaylik. Bu sharni o'rab turgan muxitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lsin. Agar bu sharsimon o'tkazgichga q zaryad berilsa, uning potentsiali

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{\epsilon R} \quad (5)$$

bo'ladi (4) ifodadagi φ o'rniga (5) ni kuysak:

$$C_{\text{shar}}=q/\varphi=4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (6)$$

Demak, sharsimon o'tkazgichning elektr sig'imi sharning radiusiga va bu sharni o'rab turgan muxitning dielektrik singdiruvchanligiga to'g'ri proporsional ekan.

(6) ifodadan $\epsilon_0 = C/(4\pi\epsilon R)$. SHuning uchun elektr doimiy F/m larda xam ulchanadi.

Endi bir-biridan dielektrik bilan ajratilgan, ishoralari karama-karshi, ammo miqdorlari teng zaryad (q) bilan zaryadlangan ikki yassi parallel plastinkadan iborat sistemani ko'raylik (5–rasm). Bunday qurilma elektrotexnikada keng qo'llanadigan yassi kondensatordir.

Tajribalarning ko'rsatishicha, kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamasi (kondensator plastinkasini qoplama deb xam ataladi) dagi zaryad miqdorining qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga bo'lgan nisbatiga teng, ya'ni

$$C = q/(\phi_1 - \phi_2) = q/U. \quad (7)$$

Boshqacha qilib aytganda, kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamalari orasidagi potentsiallar farqini bir birlikka oshirish uchun zarur bo'lgan elektr zaryad bilan xarakterlanuvchi kattalikdir. Texnikada eng ko'p qo'llaniladigan kondensatorlar yassi kondensatorlardir. Uning qoplamalari yassi plastinkalardan iborat. Kondensator qoplamalarining o'lchamlari bu qoplamalar orasidagi masofa (d) ga nisbatan ancha katta bo'lishi kerak. Bu shart bajarilganda vujudga keladigan elektr maydon faqat qoplamalar orasida mujassamlashgan bo'ladi (chunki karama-karshi ishorali, lekin miqdoran teng zaryadlarga ega bo'lgan ikki yassi parallel tekislik tashqarisidagi elektr maydon kuchlanganligi nolga teng edi) va bu maydonni bir jinsli maydon deyish mumkin. U xolda kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqi $\phi_1 - \phi_2 = U$ va qoplamalar orasida vujudga kelgan bir jinsli maydon kuchlanganligi E orasida quyidagi munosabat urinlidir:

$$U = Ed. \quad (8)$$

Ikkinchi tomondan, qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi

$$E = \sigma/\epsilon_0\epsilon = q/(\epsilon_0\epsilon S). \quad (9)$$

Bu ifodada S – qoplamaning yuzi, σ – qoplamadagi zaryadning sirt zichligi, ϵ – qoplamalar orasidagi muxitning dielektrik singdiruvchanligi. (9) dan foydalanib, (8) ni quyidagicha yozamiz:

$$U = qd/(\epsilon_0\epsilon S). \quad (10)$$

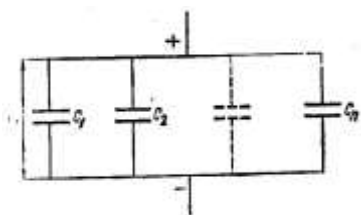
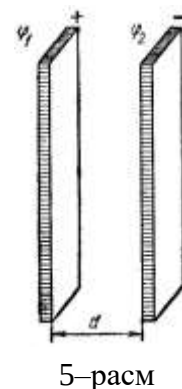
U ning bu qiymatini (7) ifodaga kuyib, yassi kondensatorning elektr sig'imini topamiz:

$$S = q/U = \epsilon_0\epsilon S/d. \quad (11)$$

Bu ifodadan yassi kondensatorning elektr sirimi kattaroq bo'lishi uchun, qoplamalarining yuzini kattaroq olish, qoplamalarni mumkin kadar yaqinroq joylashtirish va qoplamalar orasiga dielektrik singdiruvchanligi kattaroq bo'lgan dielektrik joylashtirish lozim, degan xulosaga kelamiz.

Qoplamalar orasidagi dielektrik ikkita vazifani bajaradi. Birinchidan, dielektrik qutblanadi va xususiy elektr maydon vujudga keltiradi. SHuning uchun qoplamalar orasidagi elektr maydon susayadi. Natijaviy maydonning susayishi esa o'z navbatida qoplamalar orasidagi potentsiallar farqini kamaytiradi (chunki $U = Ed$) va kondensatorning elektr sig'imining oshishiga sabab bo'ladi. Ikkinchidan, dielektrik zaryadlarni bir qoplamadan ikkinchisiga o'tishiga to'sqinlik qiladi, ya'ni o'zining izolyatsion xususiyatlarini namoyon qiladi. Lekin kondensatorlarda qo'llaniladigan dielektriklar uchun shunday bir chegaraviy kuchlanish mavjudki, agar kondensator qoplamalari bu chegaraviy qiymatdan ortiq kuchlanishgacha zaryadlansa, bir qoplamadagi zaryad dielektrikni teshib ikkinchi qoplamaga o'tishi mumkin, ya'ni kondensatorning dielektrik orqali razryadlanishi kuzatiladi. Bunday kondensatorni boshqa ishlatib bo'lmaydi.

Ba'zan kerakli elektr sig'imni xosil qilish maqsadida bir necha kondensatorlarni bir-biriga ulanadi, ya'ni kondensatorlar batareyasi xosil qilinadi. Barcha ulanishlarni parallel va ketma-ket ulanishlarga bo'lish mumkin.



6-pacm

Kondensatorlar parallel ulanganda (6-rasm) barcha kondensatorlardagi kuchlanishning qiymati (U) bir xil, lekin batareyaning umumiy zaryadi (q_b) aloxida kondensatorlardagi zaryadlar (q_i) ning yig'indisiga teng:

$$q_b = \sum q_i = \sum C_i U = U \sum C_i. \quad (12)$$

Bu ifodadan foydalanib, parallel ulangan kondensatorlar batareyasining umumiy sig'imini topamiz:

$$C_b = q_b / U = \sum C_i. \quad (13)$$

Kondensatorlar ketma-ket ulanganda (7-rasm) aloxida kondensatorlardagi zaryad miqdorlari teng bo'ladi. xakikatan, birinchi kondensatorning birinchi qoplamasiga $+q$ zaryad beraylik. Bu zaryad ta'sirida birinchi kondensatorning ikkinchi qoplamasida va ikkinchi kondensatorning birinchi qoplamasida (ularni yagona o'tkazgich deb qarash mumkin chunki ular sim orqali tutashtirilgan) mos ravishda $-q$, va $+q$ induksion zaryadlar vujudga keladi. Ikkinchi kondensatorning birinchi qoplamasida $+q$ zaryadning mavjudligi o'z navbatida ikkinchi kondensatorning ikkinchi qoplamasi va uchinchi kondensatorning birinchi qoplamasida (endi ularni yagona o'tkazgich deb qarash kerak) mos ravishda $-q$ va $+q$ induksion zaryadlarni vujudga keltiradi. Demak, ketma-ket ulangan xar bir kondensatorning zaryadi q ga teng. Lekin xar bir kondensatordagi kuchlanish ushbu kondensatorning elektr sig'imiga bog'lik, ya'ni

$$U_i = q / C_i. \quad (14)$$

Batareyaning kuchlanishi (birinchi kondensatorning birinchi) qoplamasi bilan oxirgi kondensatorning ikkinchi qoplamasi orasidagi potentsiallar farqi) esa aloxida kondensatorlardagi kuchlanishlarning yig'indisiga teng:

$$U_b = \sum U_i = \sum q / C_i = q \sum (1 / C_i). \quad (15)$$

Bu ifodani quyidagicha xam yozish mumkin:

$$U_b / q = \sum (1 / C_i). \quad (16)$$

(16) ning chap tomonidagi ifoda kondensatorlar batareyasi elektr sig'imining teskari qiymatidir. xakikatan:

$$C_b = q / U_b \text{ yoki } 1 / C_b = U_b / q.$$

SHuning uchun (16) ni kuyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$1 / C_b = \sum (1 / C_i). \quad (17)$$

Segnetoelektrlarning bu ajoyib xususiyatlari faqat xar bir segnetoelektrik uchun xos bo'lgan temperaturalar oralig'ida namoyon bo'ladi. Bu temperaturalarni *Kyuri nuqtalari* deyiladi. Masalan, segnet to'zining Kyuri nuqtalari 258 K va 298 K.

Boshqacha qilib aytganda segnet to'zining 258 K dan 298 K gacha bo'lgan temperaturalar oralig'idagina segnetoelektrlarga xos xususiyatlari sodir bo'ladi.

Elektrostatik maydon energiyasi va zichligi

Zaryadi q , sig'imi C , potentsiali φ bo'lgan o'tkazgich sirtiga cheksizlikdan dq zaryadni ko'chirish uchun mazkur zaryadlangan o'tkazgich atrofidagi fazo soxasida mavjud bo'lgan elektr maydon kuchlariga karshi

$$dA = \varphi dq \quad (18)$$

ish bajarish lozim. Agar $q = C\varphi$ tenglikni e'tiborga olsak, (18) ni quyidagicha o'zgartirib yoza olamiz:

$$dA = \varphi d(C\varphi) = C\varphi d\varphi. \quad (19)$$

Bu ifoda o'tkazgich potentsialini $d\varphi$ kadar orttirish uchun bajarilishi lozim bo'lgan ishni ifodalaydi. Zaryadlanmagan (ya'ni potentsiali nol bo'lgan) o'tkazgich potentsialini φ ga etkazish uchun bajarilishi kerak bo'ladigan ishni esa kuyidagi integrallash yordamida aniqlaymiz:

$$A = \int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi = C\varphi^2/2. \quad (20)$$

Zaryadlangan o'tkazgich energiyasi shu o'tkazgichni zaryadlash uchun bajariladigan ish bilan aniqlanadi. Zero, zaryadlangan o'tkazgich energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$W = C\varphi^2/2 = q^2/2C = q\varphi/2. \quad (21)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasini topish uchun quyidagicha muloxaza yuritamiz. Kondensatorni zaryadlash deganda uning bir qoplamasidan q zaryadni ikkinchi qoplamasiga ko'chirish tushuniladi. Natijada erkin elektronlarini yukotgan qoplama musbat zaryadlanib koladi. Ikkinchi qoplama esa erkin elektronlar ortiqcha, shuning uchun u manfiy zaryadlangan bo'ladi. Zaryadlangan kondensator qoplamalari orasida U kuchlanish mavjud bo'lgan xolda bir qoplama dan ikkinchi qoplama ga dq zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

$$dA = Udq \quad (22)$$

yoki kondensatordagi kuchlanish, zaryad va elektr sig'im orasidagi munosabat ($q = CU$) dan foydalansak:

$$dA = U d(CU) = CU dU. \quad (23)$$

Mazkur ifodani integrallasak, zaryadlanmagan (ya'ni $U=0$ bo'lgan) kondensatorni zaryadlash (ya'ni uning qoplamalari orasida U kuchlanishni vujudga keltirish) uchun bajariladigan ishni (ya'ni zaryadlangan kondensator energiyasini) topgan bo'lamiz:

$$W = A = \int_0^U CU dU = CU^2/2 = q^2/2C = qU/2. \quad (24)$$

(21) va (24) ifodalar bilan aniqlanuvchi zaryadlangan o'tkazgich va zaryadlangan kondensator energiyasi o'tkazgichdagi yoki kondensator qoplamalaridagi zaryadlar energiyasimi yoxud mazkur zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektrostatik maydon energiyasimi? Avvalo, shuni qayd qilaylikki, elektrostatik maydon va uning manbai – qo'zg'almas elektr zaryadlar bir-biri bilan uzviy bog'lik. Boshqacha aytganda, qo'zg'almas elektr zaryad atrofidagi fazo soxasida elektrostatik maydon vujudga keladi yoki elektrostatik maydon mavjud bo'lsa, uni vujudga keltirgan qo'zg'almas elektr zaryad xam mavjuddir. SHunday ekan, qo'zg'almas elektr zaryad va elektrostatik maydonni bir-biridan ajralgan xolda tasavvur etib bo'lmaydi. SHuning uchun elektrostatikaga oid bilimimizga tayangan xolda yuqoridagi savolga uzil-kesil javob bera olmaymiz. Keyinchalik, elektromagnit maydon bilan tanishamiz. Elektromagnit maydonning fazoda elektromagnit to'lqinlar tarzida tarkalishi va bu to'lqinlar bilan birgalikda energiyaning ko'chishi elektromagnit maydonning energiyaga egaligini ko'rsatadi. Zero, yuqorida qayd qilingan energiyalar elektrostatik maydonlar energiyasidir, deb xisoblashimiz mumkin.

YAssi kondensatorning elektr sig'imi $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$ va uning qoplamalari orasidagi kuchlanish $U = Ed$ ekanligidan foydalanib yassi kondensator qoplamalari orasida mujassamlashgan elektrostatik maydon energiyasi (W_e) ni aniqlovchi (24) ifodani quyidagicha yoza olamiz:

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{2d} E^2 d^2 = \epsilon_0 \epsilon E^2 S d / 2. \quad (25)$$

Qoplamalar orasidagi xajm $V = Sd$. SHuning uchun (25) ifoda V xajmdagi elektr maydon energiyasini xarakterlaydi. Agar (25) ifodani V ga bo'lsak, birlik xajmga to'g'ri keluvchi elektr maydon energiyasini topamiz. Bu kattalik **elektr maydon energiyasining zichligi** deyiladi:

$$\omega_e = W_e / V = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2. \quad (26)$$

Agar elektr induktsiyasi $D = \epsilon_0 \epsilon E$ ekanligini xisobga olsak:

$$\omega_e = \mathbf{E} \mathbf{D} / 2 \quad (27)$$

bo'ladi. Elektr induksiya ($\mathbf{D}$) va Qutblanish ($\mathbf{P}$) vektorlari orasida $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ bog'lanish mavjud edi. SHuning uchun

$$\omega_e = \mathbf{E} (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) / 2 = \epsilon_0 \mathbf{E}^2 / 2 + \mathbf{E} \mathbf{P} / 2. \quad (28)$$

Bu ifodadagi $\epsilon_0 \mathbf{E}^2 / 2$ xad elektrostatik maydonning vakuumdagi energiya zichligini, $\mathbf{E} \mathbf{P} / 2$ xad esa dielektrik muxitning birlik xajmini qutblash uchun sarflanadigan energiyani xarakterlaydi.

Kondensator plastinkalari orasidagi maydon bir jinslidir. SHuning uchun bu maydon energiyasining zichligi xam maydonning turli soxalarida doimiy qiymatga ega. Elektrostatik maydon zaryadlangan o'tkazgich tufayli vujudga kelgan xolda esa maydonning turli soxalarida energiya zichligi xam turlicha, chunki zaryaddan uzoq bo'lgan soxalarda maydon kuchsizrok, yaqinroq bo'lgan soxalarda esa maydon kuchliroq-da.

Ponderomotor kuchlar. O'zaro ta'sir nazariyalari

Yana yassi kondensator misoliga qaytaylik. Kondensator plastinkalaridagi zaryadlarning ishoralari qarama-qarshi bo'lganligi uchun bu plastinkalar bir-biriga tortiladi. Zaryadlangan makroskopik jismlar orasida vujudga keladigan bunday mexanik kuchlar **ponderomotor kuchlar** (F_p) deb ataladi. Ponderomotor kuchlar ta'sirida kondensator plastinkalari Δd masofaga yaqinlashsa, bunda bajarilgan ish

$$\Delta A = F_p \Delta d$$

ga teng bo'ladi. Bu ish elektrostatik maydon energiyasining kamayuvi xisobiga bajariladi. SHuning uchun

$$-\Delta W_e = F_p \Delta d. \quad (29)$$

Yassi kondensator oralig'idagi elektrostatik maydon energiyasi esa ($q = \text{const}$ xol uchun), (24) va $C = \epsilon_0 \epsilon S / d$ ifodalar asosida

$$W_e = q^2 / 2C = q^2 d / (2\epsilon_0 \epsilon S)$$

bo'ladi. Bundan elektrostatik maydon energiyasi kamayuvining miqdori

$$\Delta W_e = q^2 \Delta d / (2\epsilon_0 \epsilon S). \quad (30)$$

ga teng.

(29) va (30) larni solishtirib, quyidagi formulani xosil qilamiz:

$$F_p = -q^2 / (2\epsilon_0 \epsilon S) = -\sigma^2 S / (2\epsilon_0 \epsilon). \quad (31)$$

Bu ifodadagi minus ishorasi F_p kuch tortishish xarakteriga egaligini, ya'ni qoplamalar orasidagi d masofani kichraytirishga intilishini anglatadi.

Demak, zaryadlangan yassi kondensator plastinkalari bir-biri bilan plastinkalardagi zaryadlar sirt zichligi σ ning kvadratiga proporsional bo'lgan kuch bilan o'zaro ta'sirlashadi.

"Ta'sirlashadi", "ta'sirlashuv" so'zlaridan ko'p foydalandik, lekin ta'sirlashuvning o'zi nima?

Zaryadlangan jismlarning ta'sirlashuvi (Kulon qonuni), umuman xar qanday jismlarning ta'sirlashuvi (butun olam tortishish qonuni) to'g'risidagi qonunlarda ta'sirlashuv kuchlarining matematik ifodasi topildi. Ta'sirlashuvning tabiati to'g'risidagi muloxazalar esa keyinchalik rivojlandi. Bu muloxazalar asosida quyidagi ikki nazariya yaratildi.

YAqindan ta'sir nazariyasiga asosan, ikki jism orasidagi o'zaro ta'sir bu jismlar orasidagi moddiy muxit orqali o'zatiladi. Masalan, xarakatlanayotgan avtomobilni xaydovchi to'xtatish maqsadida tormoz pedalini bosadi. Natijada g'ildirak diskiga yarim xalkasimon plastinkaning tegishi tufayli tormozlanish vujudga keladi. Bu misolda tormoz pedaliga berilgan ta'sir yarim xalkasimon plastinkaga naychalar orqali oquvchi suyuqlik yordamida uzatiladi.

Demak, yaqindan ta'sir nazariyasiga asosan, jism bevosita moddiy muxitga ta'sir qiladi. Bu muxit esa ikkinchi jismga ta'sir ko'rsatadi.

Lekin zaryadlangan kondensator plastinkalari orasida vakuum bo'lganda xam ponderomotor kuchlar namoyon bo'ladi-ku! Samoviy jismlar orasida o'zaro tortishish, bu jismlar oralari xavosiz fazo bo'lishiga karamay, mavjud-ku! Buni qanday tushunmok kerak?

Bu muammo **olisdan ta'sir** nazariyasini vujudga kelishiga sababchi bo'ldi. Bu nazariyaga asosan, ta'sir bir jismdan ikkinchi jismga ular oralirida xech qanday muxit bo'lmaganda xam bir onda uzatiladi.

Fanning rivojlanishi olisdan ta'sir to'g'risidagi fikr asossiz ekanligini ko'rsatdi. Maydonlar to'g'risidagi tasavvurlarni fanga kiritilishi yaqindan ta'sir qilish nazariyasi tomon keskin burilish yasadi. Bu tasavvurlarga asosan, butun olam tortishish qonunida aks etgan, ikki jism orasidagi ta'sirlashuvni uzatuvchi maydonni tortishish maydoni deyiladi. Kulon qonunida o'z aksini topgan,

bir qo'zg'almas elektr zaryadning ikkinchi qo'zg'almas elektr zaryadga ta'sirini uzatuvchi maydonni elektrostatik maydon ba'zan esa oddiygina elektr maydon deb ataldi.

YUqorida elektrostatik maydon energiyasi bilan tanishdik. Bu esa o'z navbatida elektrostatik maydon – ob'ektiv borlik ekanligini tasdiqlovchi dalillardan biridir. Axir yo'q narsa energiyaga ega bo'la olmaydi-da!

Sinov savollari

1. Elektr sig'imi. O'tkazgichning elektr sig'imi. Elektr sig'im birliklari.
2. Kondensatorlar. YAssi kondensator elektr sig'imini ifodasini keltirib chiqaring.
3. Kondensatorlar. Kondensatorlarni ketma-ket ulash formulalarini keltirib chiqaring.
4. Kondensatorlar. Kondensatorlarni parallel ulash formulasini keltirib chiqaring. Zaryadlangan o'tkazgichning elektr maydon energiyasi.
5. Zaryadlangan kondensatorning elektr maydon energiyasi. Elektr maydon energiyasi zichligi.

Adabiyotlar

1. T.I. Trofimova. Kurs fiziki. Moskva. «Vysshaya shkola», 1998 g. str. 13-17.
2. I.V. Savel'ev. Kurs fiziki. Tom II. Elektromagnetizm. Moskva. «Nauka», 1989 g. str. 34-43.
3. A.A. Detlaf, B.M. YAvorskiy. Kurs fiziki. Moskva, «Vysshaya shkola», 1989 g. str. 17-26.
4. O. Axmadjonov. Fizika kursi. Toshkent. «O'qituvchi». II tom. Elektr, magnetizm, to'lqinlar. 1987 y. 30-36 betlar.
5. R.F. Feynman, R. Leyton, M. Sands. Feynmanovskie lektsii po fizike. Moskva. «Mir». 1977 y. Tom I-II. str. 178-180.