

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

QARSHI MUHANDISLIK IQTISODIYOT INSTITUTI

FIZIKA KURSI

I-QISM

(Mexanika va molekulyar fizika)

QARSHI-2012

Tuzuvchi: A.A.Rahmonkulov: - QMII «Fizika va oliy
Matematika» kafedrası
dotsenti, fiz.-mat.fanlari nomzodi

Taqrizchilar: A.Sag'dullaev: - QMII «Fizika va oliy
Matematika» kafedrası mudiri,
fiz - mat. fanlari nomzodi

A.B.Vardyashivilli: -QDU «Issiqlik fizikasi» kafedrası
mudiri, professor, texn. fanlari doktori

Ma'ruzalar matni to'plami tasdiqlangan namunaviy dastur asosida tuzilgan bo'lib, mexanika va molekulyar fizika bo'limidagi asosiy tushunchalarni o'z ichiga olgan. Bo'limni o'zlashtirish uchun asosiy adabiyotlar ro'yxati, mexanika va molekulyar fizika bo'limini tarkibini tashkil etgan asosiy mavzular, shu bo'limga tegishli savollar tizimi va tayanch iboralar berilgan. Ma'ruzalar matni texnika va kasb ta'limi yo'nalishi talabalari uchun mo'ljallangan bo'lib, Qarsh. MII ilmiy uslubiy kengashida muhokama qilinib (Bayon №5.05.2005y.) qaror bilan o'qiv jarayonida foydalanishga tavsiya etilgan.

© Qarshi muhandislik iqtisodiyot instituti

KIRISH

Bizlarni o'rab turgan borliq Yer, osmon, yulduzlar va ongimizga ta'sir etib sezgi uyg'otadigan barcha narsalar materiya bo'lib xisoblanadi. Tabiatdagi jismlar va bu jismlar tarkibidagi moddalar moddiy borliq bo'lib, sezgilarimizga har xil ta'sirlar ko'rsatib o'zini borligini namoyon etadi.

Materiya har doim o'zgarib turib o'z xususiyatlarini namoyon etib turadi, moddiy dunyoda yuz berayotgan materiyaning xilma-xil o'zgarishlari tabiat hodisalarini deb ataladi.

Fizika – tabiat to'g'risidagi fanlaridan biri bo'lib, u tabiat hodisalarini ya'ni materiyaning xossalarini, shu o'zgarishlarni ifodalay oladigan qonun va qoidalarni o'rganadi.

Fizika fanining boshqa fanlardan farqi shuki, u tabiat qonunlarini jismlar harakatini o'rganish usuli bilan tavsiflab beradi. Fizika tabiat hodisalarini o'rganishda, moddiy olamni idrok etishda asosan matematika, ximiya, biologiya, astronomiya fanlarining qonunlaridan foydalanadi.

Tabiat qonunlarining ko'p qismi, moddiy olamni idrok qilish mumkin bo'lmagan tabiat hodisalarining qator qismi hali ochilmagan. Moddiy olamni bilishga boshqa fanlar bilan bog'langan ravishda intilish fizika fanining asosiy xususiyatidir.

Fizika fanini o'rganish insoniyat madaniyatining muhim bir qismi bo'lib hisoblanadi. Fizika qonunlarini bilish kelajakni oldindan bilishgina emas, balki o'tmishda bo'lib o'tgan tabiat hodisalarining sabablarini ochib berishga ham imkon beradi. Fizika fani ma'lumotlariga asoslanib tabiatda sodir bo'ladigan har bir jarayonning sabablari tahlil etiladi. Hozirgi zamon texnikasining yaratilishi, zamonaviy texnologik mashinalarning ishlash xarakteristikalarini fizika faning qonunlariga asoslanib oldindan loyihalashtirilgan.

Moddiy olamni idrok etish, Dunyo manzarasini tasavvur etish, tabiat hodisalaridan foydalana bilish uchun fizika qonunlarini chuqur bilmoh kerak.

Moddiy olam bo'linmas bir butun bo'lib, undagi hamma narsa bir-biriga bog'liq. Fizika kursini o'rganishda uni alohida qismlarga ajratib har bir qismga tegishli hodisa va qonunlarni sinflarga ajratib o'zlashtirish qulay bo'ladi. Bunday hodisalaridan biri bu mexanik harakatdir. Fizikaning mexanika bo'limida mexanik harakatlarning umumiy tavsiflari va ularning sodir bo'lish sabablari o'rganiladi va harakatdagi jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlash masalasi o'rganiladi.

1- Ma'ruza.

Moddiy nuqta kinematikasining elementlari

Reja:

1. Sanoq sistemasi;
2. To'g'ri chiziqli tekis harakat tenglamasi;
3. Notekis harakat;
4. Tekis o'zgaruvchan harakat tenglamalari;
5. Egri chiziqli harakatda ko'chish, tezlik va tezlanishlar.

Adabiyotlar: [1;3;4;5;6.]

Tayanch iboralar: Sanoq sistemasi. Ko'chish. Tezlik. O'rtacha tezlik. Oniy tezlik. Tekis o'zgaruvchan harakat tenglamalari. Tezlanish. Egri chiziqli harakatda ko'chish, tezlik va tezlanishlar.

1.1. Sanoq sistemasi

Jismning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun sanoq sistemasi mavjud bo'lishi kerak. Buning uchun sanoq jismi tanlash kerak, masalan istalgan jism uy, vagon, avtomobil, teppalik, Quyosh. Yulduzlar va hokazo ixtiyoriy jismlarni sanoq jismi sifatida qarash mumkin.

Agar sanoq jismi tanlab olingan bo'lsa, uning biror nuqtasi orqali koordinata o'qlari o'tkaziladi va jismning ixtiyoriy nuqtasining fazodagi vaziyati uning koordinatalari orqali aniqlanadi. Nuqtaning chiziqdagi vaziyati bitta, tekislikdagi vaziyati ikkita, fazodagi vaziyati esa uchta son koordinatalar bilan aniqlanadi. Biz yashab turgan fazo uch o'lchovli fazo hisoblanadi. Jismning fazodagi vaziyatini to'liq aniqlash uchun sanoq sistemasi mavjud bo'lishi kerak. Sanoq jismi va u bilan bog'lik koordinatalar sistemasi vaqt bilan birgalikda sanoq sistemasini tashkil qiladi.

Son qiymati bilan birga yo'nalishga ham ega bo'lgan kattaliklar vektor kattaliklar deb aytiladi.

Vektor kattaliklar ham modulga ham yo'nalishga ega. Moduli ham yo'nalishi ham bir xil bo'lgan vektorlar teng vektorlar deyiladi.

Faqat son miqdori bilan harakterlanadigan kattaliklarga skalyar kattaliklar deb aytiladi.

Masalan: tezlik, tezlanish, ko'chish, kuch kabi kattaliklar vektor kattaliklar bo'lib hisoblanadi, chunki bu kattaliklar ham yo'nalishga ega ham son miqdoriga ega.

Massa, uzunlik kabi kattaliklar skalyar kattaliklar bo'lib hisoblanadi, chunki bu kattaliklar faqat son miqdori bilan harakterlanadi.

Ko'chish vektorini bilish jismning ixtiyoriy paytdagi vaziyatini aniqlashga imkon beradi. Buning uchun vektorning proektsiyasidan foydalanamiz.

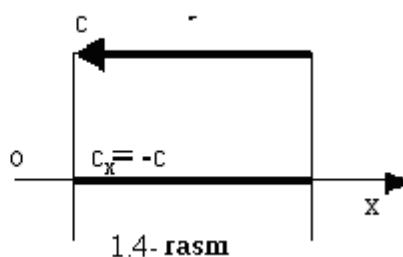
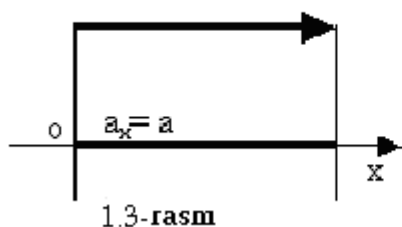
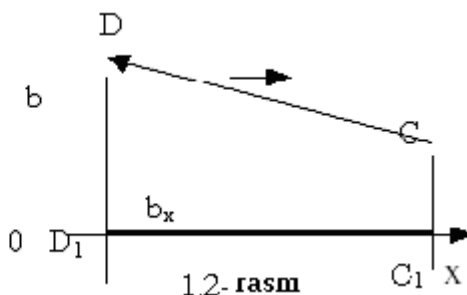
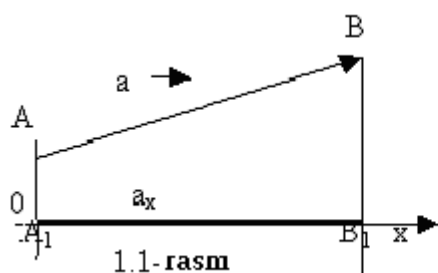
Vektorlarni biror berilgan o'qga proektsiyalash uchun vektorning boshi va oxiridan shu o'qga perpendikulyar tushiriladi. Masalan AV vektorning X o'qidagi proektsiyasi A1V1 bo'lib hisoblanadi (1.1-rasm).

Bu vektor musbat vektor bo'lib hisoblanadi, chunki uning yo'nalishi o'qning yo'nalishi bilan mos. DS vektorning X o'qidagi proektsiyasi D1S1 bo'lib hisoblanadi

(1.2-rasm). Bu vektor manfiy vektor bo'lib hisoblanadi, chunki uning yo'nalishi o'qqa teskari yo'nalgan.

$$X = X_0 + S_x \quad (1.1) \quad Y = Y_0 + S_y \quad (1.2)$$

Vektorlarning proektsiyasi skalyar kattalik bo'lib hisoblanadi va faqat modul bilan harakterlanadi.



Agar vektor o'qga paralel bo'lsa, u holda proektsiyaning moduli vektorning o'zining moduliga teng bo'ladi (1.3-rasm, 1.4-rasm). **Vektorlar proektsiyasining biror o'qdagi proektsiyasi qo'shiluvchi vektorlarning shu o'qdagi proektsiyalarining algebratik yig'indisiga teng.** Vektorlar yig'indisi yoki ayirmasining proektsiyasini topish uchun barcha vektorlarning proektsiyasini ishorani hisobga olgan holda qo'shish kerak. Agar jism biror X yoki Y o'qi bo'lib harakatlanayotgan bo'lsa uning ko'chishi shu o'qlardagi koordinatalarning o'zgarishiga teng. Ya'ni:

$$S_x = X - X_0 \quad \text{yoki} \quad S_x = Y - Y_0$$

SHunday qilib, ko'chish vektorigini bilgan holda jismning X va Y o'qlaridagi koordinatalarini topish mumkin. Quyosh atrofida barcha sayyoralar aylanma harakat qiladi. Shu qatorda Yer va Yer bilan birgalikda Yerdan mavjud barcha jismlar doimiy harakatda bo'ladi. Jismlar o'zaro ta'sirlashib bir bironing harakatini o'zgartirishga sabab bo'ladi. Natijada jismlar fazoda o'z vaziyatini o'zgartirib turadi. Harakatlar ichida eng oddiy mexanik harakat hisoblanadi. **Jismning boshqa biror jismga nisbatan fazoda o'z vaziyatini o'zgartirishi mexanik harakat deb atiladi.**

Mexanik harakat natijasida jismlar fazoda ko'chadi va o'z vaziyatini o'zgartiradi.

Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlash masalasi mexanikaning asosiy massasi bo'lib hisoblanadi.

Mexanikani ikki bo'linga kinematika va dinamika bo'limlariga bo'lib o'rganamiz. Mexanik harakat turli xil bo'lishi mumkin. Jismlar o'z harakati davomida turli traektoriyalar bo'yicha sekin yoki tez harakatlanib fazoda o'z vaziyatlarini o'zgartirib turadilar. ***Mexanik harakatni matematik tavsiflash va harakat to'g'risidagi umumiy tushunchalarni tahlil qilishni kinematika bo'limida o'rganamiz. Harakatning kelib chiqish sabablarini dinamika bo'limida o'rganamiz.***

Jismlarning ilgari lanma harakati. - Jismlarning harakatini o'rganishda uni tashkil etgan har bir nuqtaning fazodagi vaziyatini alohida o'rganish shart emas. Jismning fazodagi vaziyatini o'rganishni soddalashtirish uchun moddiy nuqta degan tushunchani kiritamiz.

Jism harakati davomida uni tashkil etgan nuqtalarning hammasi bir xil yo'nalishda harakat qilayotgan bo'lsa bunday harakat ilgari lanma harakat deb aytiladi.

Ilgari lanma harakat qilayotgan jismning istalgan nuqtasidan o'tkazilgan to'g'ri chiziq o'z-o'ziga parallel bo'lib qoladi. Endi qator misollar yordamida moddiy nuqta tushunchasini kiritamiz. Uzunligi bir km bo'lgan eshalon Qarshidan Toshkentga keldi ya'ni bosib o'tgan masofasiga nisbatan uni moddiy nuqta deb qarasa bo'ladi. Okeanda kema suzib yuribti okean ichida uni moddiy nuqta deb qaray olamiz. Yer Quyosh atrofidan aylanmoqda ya'ni Quyoshga nisbatan Yerni moddiy nuqta deb qarasa bo'ladi.

Bosib o'tgan masofasiga nisbatan o'lchami hisobga olinmaydigan jismga moddiy nuqta deb aytiladi.

SHunday qilib, moddiy nuqta misolida jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlash soddaroq bo'ladi. Ayni sharoitda moddiy nuqta bo'lib hisoblanayotgan jism to'liq bir sharoitda moddiy nuqta bo'lmasligi ham mumkin. Masalan uzunligi 1 km bo'lgan esholonni Qarshidan Toshkentgacha bo'lgan masofaga nisbatan moddiy nuqta deb qarasa bo'ladi, ammo shu esholonni 3 km masofada moddiy nuqta deb qarab bo'lmaydi.

1.2. To'g'ri chiziqli tekis harakat tenglamasi.

Harakatlarning ichidan eng soddasi to'g'ri chiziqli tekis harakat bo'lib hisoblanadi.

To'g'ri chiziqli tekis harakat deb, shunday harakatga aytiladiki, bunda jism teng vaqtlar ichida bir xil masofalarga ko'chadi.

Harakatlarni bir-biridan farqlash uchun tezlik degan tushunchani kiritamiz. Harakat tezligini bilsak jismning istalgan paytdagi fazodagi vaziyatini aniqlashimiz mumkin.

Ko'chish vektorining shu ko'chish uchun ketgan vaqtga nisbati harakatdagi jismning tezligi deb aytiladi.

$$v = \frac{s}{t} \quad (1.3)$$

Bu yerda: v – jismning tezligi, s – jismning ko'chishi, t – vaqt. (1.3) formuladan

$$S = \mathcal{G}t \quad (1.4)$$

SHu tenglama tekis harakat tenglamasi deb yuritiladi. Jismning X o'qdagi ko'chishi $S_x = X - X_0$ ekanligini bilgan holda (1.4) formuladan foydalanib jismning ixtiyoriy t vaqtdagi X koordinatasini topish mumkin:

$$X = X_0 + \mathcal{G}_x t \quad (1.5)$$

SHunday qilib jismning X koordinatasi vaqtga qanday bog'liq ekanligini topdik. Bu esa mexanikaning asosiy masalasini yechimi bo'lib hisoblanadi. Agar jism vertikal o'q Y o'qi bo'ylab ko'chayotgan bo'lsa uning koordinatasi

$$Y = Y_0 + \mathcal{G}_y t \quad (1.6)$$

1.3. Notekis harakat

Agar jismning harkat tezligi o'zgarib tursa ya'ni notekis bo'lsa jism vaziyatini aniqlashda o'rtacha tezlik harakteristikasidan foydalanamiz.

Jism kuchishining shu ko'chish uchun ketgan vaqtga nisbati o'rtacha tezligi deyiladi.

$$\mathcal{G}_{ypm} = \frac{S}{t} \quad (1.7)$$

Jismning haqiqiy tezligi bo'lib oniy tezlik hisoblanadi. Oniy tezlik cheksiz kichik vaqt ichdagi ko'chishni ifodalaydi.

Harakatdagi jismning yetarlicha kichik ko'chishining shu ko'chish uchun ketgan vaqtga nisbati oniy tezlik deb aytiladi.

$$\mathcal{G}_o = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \mathcal{G}_{ypm} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (1.8)$$

Tekis harakatda oniy tezlik traektoriyaning barcha nuqtalarida bir xil bo'ladi. Notekis harakatda oniy tezlik traektoriyaning turli nuqtalarida turli xil bo'ladi.

1.4. Tekis o'zgaruvchan harakat tenglamalari

Tekis harakatda jismning tezligi o'zgarmas bo'lishini ko'rdik, ya'ni jism tezlanishga ega bo'lmaydi .

To'g'ri chiziqli tekis ($a = 0$) o'zgaruvchan harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$S_x = \mathcal{G}_{0x} t \pm \frac{a_x t^2}{2} \quad (1.9)$$

bu yerda s_x - jismning ko'chishi, $\mathcal{G}_0$ - boshlang'ich tezlik, a – tezlanish, t – vaqt. $a > 0$ da tezlanuvchan harakat $a < 0$ da sekinlanuvchan harakat sodir bo'ladi.

To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakatda tezlik formulasi quyidagicha bo'ladi.

$$\mathcal{G}_x = \mathcal{G}_0 \pm at \quad (1.10)$$

Agar vaqt berilmagan bo'lsa harakat tenglamalari quyidagi ko'rinishda ifodalanadi.

$$s_x = \frac{\mathcal{G}_x^2 - \mathcal{G}_{0x}^2}{2a_x} \quad (1.11)$$

$\mathcal{G}_0 = 0$ bo'lsa

$$\mathcal{G}_x^2 = 2a_x s_x \quad (1.12)$$

Agar jism vertikal bo'yicha tekis o'zgaruvchan harakat qilayotgan bo'lsa harakat tenglamasi va tezlik formulalari yuqoridagilarga o'xshab quyidagicha bo'ladi.

$$h = \mathcal{G}_0 t \pm \frac{gt^2}{2} \quad (1.13)$$

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}_0 \pm gt$$

$$\mathcal{G}^2 = 2gh$$

Bu yerda $g = 9,81m/s^2$ erkin tushish tezlanishi.

1.5. Egri chiziqli harakatda ko'chish, tezlik va tezlanishlar

Umuman to'g'ri chiziqli va aylanma harakatlar egri chiziqli harakatning xususiy hollari bo'lib hisoblanadi. To'g'ri chiziqli harakatda tezlik vektorining yo'nalishi ko'chish yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi, egri chiziqli harakatda esa tezlik vektori traektoriyaning shu nuqtasidan o'tkazilgan urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Ko'chish vektori esa vatar bo'ylab yo'nalgan bo'ladi.

Egri chiziqli harakatda tezlik moduli o'zgarib bo'lsa bunday harakatni egri chiziqli tekis harakat deymiz. Egri chiziqli harakatda vaqt o'tishi bilan tezlik vektorining faqat yo'nalishi emas, balki miqdori ham o'zgarishi mumkin.

Egri chiziqli harakatda umumiy tezlanish $\mathbf{a}$ normal va urinma tezlanishlarning vektor yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_y \quad (1.13)$$

Yoki uning moduli quyidagicha bo'ladi:

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_y^2} \quad (1.14)$$

Bu yerda a_n - normal tezlanish

$$a_n = \frac{g^2}{R} \quad (1.15)$$

Bu yerda g - moddiy nuqtaning chiziqli tezligi, R – traektoriyaning egrilik radiusi.

Urinma tezlanish tezlikning o'zgarishini harakterlaydi.

$$a_y = \frac{dg}{dt} \quad (1.16)$$

Egri chiziqli harakatda ikkita xususiy hol mavjud:

1. Agar a_y urinma tezlanish 0 bo'lsa, to'liq tezlanish faqat normal tezlanishdan iborat bo'ladi va bunday holda moddiy nuqta faqat aylana bo'lib harakat qiladi.

2. Agar a_n normal tezlanish 0 bo'lsa to'liq tezlanish urinma tezlanishdan iborat bo'ladi, bunday harakat to'g'ri chiziqli harakat bo'lib hisoblanadi.

Jism aylanma harakat qilayotganda $2\pi R$ aylana uzunligini T davrda bosib o'tadi va tezlik quyidagicha bo'ladi.

$$g = \frac{2\pi R}{T} \quad (1.17)$$

Bu yerda R – aylananing radiusi. Aylanish chastotasi $\nu=1/T$ ekanligini hisobga olsak,

$$g = 2\pi\nu R \quad (1.18)$$

Bu ifodani (1.15) ga qo'ysak markazga intilma tezlanishning quyidagi ko'rinishi hosil bo'ladi:

$$a = 4\pi^2\nu^2 R \quad (1.19)$$

Demak, markazga intilma tezlanish aylanishlar chastotasining kvadratiga proporsional bo'lar ekan.

Aylanma harakat qilayotgan jismning burchak tezligi burilish burchagining vaqtga nisbati bilan xarakterlanadi:

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (1.20)$$

yoki cheksiz kichik vaqt ichida quyidagi ko'rinishni oladi; ya'ni burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.21)$$

Jism to'liq bir marta ya'ni burchakka aylanganda uning burchak tezligi aylanish chastotasi bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad (1.22)$$

(1.22)ni (1.18)ga qo'yib, chiziqli va burchak tezlik orasidagi bog'lanishni hosil qilamiz:

$$\mathcal{G} = \omega R \quad (1.23)$$

SHu asosida chiziqli tezlanish bilan burchak tezlanish orasidagi bog'lanishni keltirib chiqaramiz:

$$a = \frac{\Delta \mathcal{G}}{\Delta t} = \frac{\Delta \omega R}{\Delta t} = \beta R \quad (1.24)$$

Harakat to'g'risidagi umumiy tushunchalarni ya'ni kinematik karakteristikalarni bilgan holda jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlashga doir mexanik masalalar aniqlik bilan yechiladi. Harakatni yuzaga keltiruvchi sabablarni ya'ni, jismga tezlanish beruvchi kuchlarni va jism harakat miqdorini bilish va hisobga olish mexanik masalalar yechimini yanada osonlashtiradi. Bunda berilgan masalaning boshlang'ich shartlarini to'g'ri anglagan holda hisobga olish kerak. Bunday masalalarga quyosh atrofidan aylanayotgan planetalar. Yerning o'z o'qi atrofidan va quyosh atrofidan orbital aylanish paytidagi va Yer sirtidagi jismlarning shu holatlarga mos fazodagi vaziyatini aniqlash masalalari kiradi.

Savollar:

1. Sanoq sistemasi nima?
2. Ko'chish va masofa?
3. Tekis harakatda tezlik?
4. O'rtacha va oniy tezlik nima?
5. Tekis o'zgaruvchan harakat tenglamalari?
6. Tezlanishning fizik ma'nosi nima?
7. Egri chiziqli harakatda ko'chish, tezlik va tezlanishlar?10

2- Ma'ruza.

Ilgarilanma harakat dinamikasi

Reja:

1. Nyuton qonunlari;
2. Mexanik kuchlar;
3. Impuls va uning saqlanish qonuni.

Tayanch iboralar:

Jismning inertligi; massa; dinamik xarakteristikalar; reaktiv kuchlar; ishqalanish kuchlari; gravitatsiya kuchlari; markazga intilma kuch; jism impulsi; kuch impulsi; impulsning o'zgarishi

Adabiyotlar: [1;2;3;6.]

2.1. Nyuton qonunlari

Dinamikada harakatni o'rganish bilan bir qatorda uni yuzaga keltiruvchi sabablar ham o'rganiladi. Harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar kuchlar bo'lib hisoblanadi. Kuchlar ta'sirida jismlarning harakati o'zgaradi va jism tezligining o'zgarishi tezlanishni yuzaga keltiradi.

Jismning harakat tezligini o'zgartirib, unga tezlanish beruvchi ta'sirga kuch deb aytiladi.

Nyutonning birinchi qonuni. Agar jismga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisi nolga teng bo'lsa, u holda jism inertsial sanoq sistemalariga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qiladi yoki tinch holatini saqlaydi.

Jismlarning inertsiyasi ularning massalariga proportsional bog'liq bo'ladi. Jismning massasi qancha katta bo'lsa, uning inertlik qobiliyati shuncha ortadi. Shunga ko'ra ya'ni, inertsiya qonuniga asoslanib jism massasiga ta'rif beramiz.

Jismning inertlik qobiliyatini miqdor jihatdan harakterlaydigan kattalikka massa deb aytiladi.

Klassik mexanikada massa skalyar kattalik bo'lib, faqat son qiymati bilan harakterlanadi. Uning SI sistemasidagi o'lchov birligi kg (kilogramm).

Nyutonning ikkinchi qonuni. ***Jismning olgan tezlanishi shu tezlanishni beruvchi kuchga to'g'ri proportsional bo'ladi.***

SHunday qilib, jismga qo'yilgan kuch, tabiati qanday bo'lishidan qat'iy nazar, jismning massasi bilan shu kuch ta'sirida olgan tezlanish ko'paytmasiga teng.

$$F = m \frac{dv}{dt} \quad (2.1)$$

Bu yerda F –kuch, m –jism massasi, dv/dt –jism tezligining o'zgarishi ya'ni tezlanish. Kuchning SI sistemasidagi o'lchov birligi $\text{kg} \cdot \text{m} / \text{s}^2 = \text{H}$ (Nyuton).

SHu formula ilgarilanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi bo'lib, hisoblanadi. Agar jismga bir necha kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, unda jismga ta'sir etayotgan kuchlarning algebrayik yig'indisi hisobga olinadi ya'ni bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\sum F = m \frac{dv}{dt} \quad (2.2)$$

Bu yerda $\Sigma \mathbf{F}$ –jismga ta'sir qilayotgan barcha kuchlarning algebraik yig'indisi.

Nyutonning uchinchi qonuni. Bu qonun ta'sir va aks ta'sir qonuni nomi bilan yuritiladi. *Jismlar o'zaro moduli jihatidan teng, ammo yo'nalishi jihatidan qarama-qarshi kuchlar bilan o'zaro ta'sirlashadi.*

$$F_1 = -F_2 \quad (2.3)$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan birinchi jism a_1

$$a_1 = \frac{F_1}{m_1},$$

ikkinchi jism esa a_2
$$a_2 = \frac{F_2}{m_2}$$

tezlanish oladi. (2.3) ni hisobga olsak, yuqoridagi ikki ifodadan quyidagini hosil qilamiz;

$$a_1 = \frac{m_2}{m_1} a_2 \quad \text{yoki} \quad \frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (2.4)$$

Demak, o'zaro ta'sirlashuvchi ikki jism qarama – qarshi tomonlarga yo'nalgan va o'zlarining massalariga teskari proportsional bo'lgan tezlanishlar olar ekan. Bu qonunga reaktiv kuchlar harakatini misol keltirish mumkin. Nyuton qonunlaridan foydalanib, harakatdagi jismlarning fazodagi koordinatalarini hisoblash bilan bir qatorda jismga ta'sir etayotgan kuchlarni ham aniqlash mumkin.

2.2. Mexanik kuchlar

Jismlar bir biriga nisbatan o'z vaziyatini mexanik kuchlar ta'sirida o'zgartiradi. Bunday kuchlarga ishqalanish kuchlari, gravitatsiya kuchlari, markazga intilma kuch va og'irlik kuchlari kiradi.

Ishqalanish kuchlari. *Bir-biriga tegib turgan jismlarning bir-biriga nisbatiga sirpanishiga to'sqinlik qiluvchi kuch ishqalanish kuchi deyiladi.*

Ishqalanish kuchi jismlarning tegib turuvchi sirtlariga urinma bo'ylab yo'nalgan bo'lib, jismning harakat yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Jismlar bir-biriga nisbatan tinch turganda ham ishqalanish bo'ladi.

O'zaro tegib turgan sirtlarning g'adir-budirliklari natijasida bir-biriga ilinib ishqalanish hosil bo'ladi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, ishqalanish kuchi F_{ishq} normal bosim kuchi R ga proportsional bo'ladi.

$$F_{\text{ishq}} = kP \quad (2.5)$$

Gravitatsiya kuchlari. Butun olam tortishish qonuniga muvofiq *moddiy nuqtalar bir-biriga o'zlarining massalari t_1 va t_2 ga proportsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsional bo'lgan, F kuch bilan tortiladi:*

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (2.5)$$

bu yerda: r -jismlar orasidagi masofa, $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ M}^3/(\text{K} \cdot \text{C}^2)$ - gravitatsiya doimiysi. **Gravitatsiya doimiysi har qaysi 1 kg dan bo'lgan va bir-biridan 1 m masofada bo'lgan ikki nuqtaviy massa orasidagi tortishish kuchiga tengdir, bu kuch nyuton bilan ifodalanadi.**

Jismlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsiya maydoni asosida sodir bo'ladi.

Gravitatsion maydoni materiyaning bir turi bo'lib, u gravitatsiya kuchlari mavjud bo'lgan fazo bo'lib hisoblanadi.

Butun olam tortishish qonuniga muvofiq Yer shari va Yer sirtiga yaqin bo'lgan jismlarning o'zaro tortishishi quyidagicha ifodalaniladi:

$$F = \gamma \frac{Mm}{(R+h)^2} \quad (2.7)$$

bunda: M -Yerning massasi, R -uning radiusi, t -jism massasi, h -uning Yer sirtidan uzoqligi. $R \gg h$ bo'lgani uchun jismlarning Yerga tortishish kuchi ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$F = \gamma \frac{Mm}{R^2} \quad (2.8)$$

Ikkinchi tomondan, $F=mg$ ekanligini hisobga olsak, erkin tushish tezlanishining ifodasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$g = \gamma \frac{M}{R^2} = \text{const} \quad (2.9)$$

SHunday qilib, butun olam tortishish qonunidan muvofiq Yer sirtiga yaqin joylashgan barcha jismlar bir xil tezlanish ($g=9,81 \text{ M/C}^2$) bilan tushishi kelib chiqadi.

Yerning o'z o'qi atrofida aylanishi tufayli g ning kattaligi doimiy bo'lmay, joyning kengligi va balandligiga bog'liq holda birmuncha o'zgaradi. Shuning uchun og'irlik kuchi, boshqacha aytganda jismning og'irligi ham o'zgaruvchan kattalik bo'ladi.

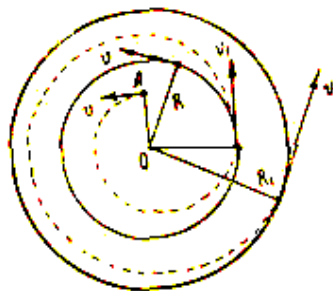
Markazga intilma kuch. Jismning aylana bo'ylab tekis harakati markazga intilma tezlanish bilan harakterlanadi. Markazga intilma tezlanishni markazga intilma

kuch hosil qiladi. Bu kuch jismga qo'yilgan bo'lib, aylana markaziga yo'nalgan va Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq quyidagiga teng:

$$F = ma = \frac{m\vartheta^2}{R} = m\omega^2 R \quad (2.10)$$

bu yerda m — jismning massasi, amarkazga intilma tezlanish, ϑ va ω chiziqli va burchak tezliklar. R - aylana radiusi.

Markazga intilma kuch jismni aylanada tutib turgan bog'lanish tufayli yuzaga keladi. Jismning aylana markazidan uzoqlashishiga intilishiga bo'lgan bog'lanish reaksiya kuchi markazga intilma kuchni yuzaga keltiradi. Misol sifatida rezina ipga bog'langan sharchaning aylana bo'ylab harakatini ko'raylik (2.1-rasm). A sharchaga O nuqtaga mahkamlangan OA ipga perpendikulyar ϑ tezlik beraylik. Sharcha inertsiyasi bo'yicha O nuqtadan uzoqlashib to'g'ri chiziqli harakat qila boshlaydi, Bunda ip cho'ziladi va unda yuzaga keladigan elastik kuch, sharchaning to'g'ri chiziqli harakatiga to'sqinlik qilib, sharchani buraluvchan spiral bo'ylab harakatlanishga majbur qiladi. Ip cho'zilgan sari o'suvchi elastiklik kuchi sharchanipg O nuqtadan uzoqlashishiga to'sqinlik qilishga yetarli bo'lganda sharcha R radiusli aylana bo'ylab harakatlana boshlaydi. Bunda bog'lanish elastik kuchi markazga intilma kuchga teng bo'lishi ravshan:



2.1-rasm.

SHunday qilib, ipning elastiklik kuchi markazga intilma kuch rolini o'ynaydi.

Nyutonning uchinchi qonuniga muvofiq, jismga qo'yilgan markazga intilma kuch bilan birga kattaligi unga teng, biroq qarama-qarshi yo'nalgan kuch vujudga keladi. Bu kuch markazdan qochma kuch deb atiladi.

2.3. Jism impuls va uning saqlanish qonuni

Jism massasining tezlikka ko'paytmasiga jism impuls deb aytiladi. Uning formulasi quyidagicha yoziladi:

$$P = m \vartheta \quad (2.11)$$

Impulsning SI sistemasidagi o'lchov birligi kg. m/s bo'ladi.

Nyutonning 2-qonununing matematik ifodasini $F = ma$ ekanligini bilgan holda. $a = d\vartheta/dt$ ekanligini hisobga olsak, quyidagini hosil qilish mumkin.

$$F = \frac{md\vartheta}{dt} = \frac{d(m\vartheta)}{2} \quad (2.12)$$

yoki

$$F = \frac{dP}{dt} = 0 \quad (2.13)$$

SHunday qilib, impulsining o'zgarishi miqdor jixatdan kuchni harakterlar ekan. Agar jismga hech qanday kuch ta'sir etmasa (2.12) formula quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\frac{dP}{dt} = 0 \quad (2.14)$$

O'zgaras sonning hosilasi 0 ga teng bo'lishini bilamiz, demak $P = \text{const}$, bu jism impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi.

Agar jismga o'zgaras kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, jism impulsining o'zgarishi quyidagicha ifodalanadi:

$$P_2 - P_1 = F(t_2 - t_1) \quad (2.15)$$

Demak, o'zgaras kuch ta'sirida moddiy nuqta impulsining o'zgarishi shu kuch impulsi bilan aniqlanadi.

Savollar:

1. Inertlikning miqdoriy xarakteristikasi nima?
2. Dinamik xarakteristikalar nima?
3. Mexanik kuchlarning turlari?
4. Jism impulsi nima?
5. Impulsning o'zgarish qonuni?
6. Jism impulsining saqlanish qonuni?

3-Ma'ruza

Energiya – harakat va o'zaro ta'sirlarning universal o'lchovi

Reja:

1. Mexanik ish;
2. Quvvat;
3. Kinetik energiya;
4. Yerning tortishish maydoni;
5. Moddiy nuqtani gravitatsiya maydonida ko'chirishda bajarilgan ish;
6. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni;

7. Absolyut elastik va noelastik urilishlar.

Tayanch iboralar: Mexanik ish; Quvvat; Kinetik energiya. Yerning tortishish maydoni. Potentsial. Potentsial energiya. Mexanik energiyaning saqlanishi. Elastik va noelastik to'qnashishlar.

Adabiyotlar: [1;2;3;4.]

3.1. Mexanik ish

Mexanik ish ko'chish bilan bog'liq bo'lib u o'zgarmas kuch yoki og'irlik kuchi ta'sirida bajarilishi mumkin. Ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatish yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o'tishning miqdoriy ifodasidir. Jismlar sistemasi muayyan energiyaga egadirlar. Barcha jarayonlar va hodisalarda energiya bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan boshqa qismiga o'tadi. Fizika kursini o'rganishda harakatni asosiy omil deb qaraymiz. Jism harakatining shakllari mexanikaviy, issiqlik, elektromagnit va boshqa turlarga bo'linishi mumkin. Energiya – barcha shakllarda namoyon bo'luvchi materiya harakatining yagona miqdoriy o'lchovidir.

O'zgarmas kuchning bajargan ishi. Kuchning bosib o'tilgan yo'l davomida ta'siri energiyaning mexanikaviy ishga aylanishini ifodalaydi. Mexanik ish bajarilishi uchun birinchidan jisimga ta'sir qilish va ikkinchidan jism ko'chishi shart.

Mexanik ish bajarilish jarayonida materiya harakatining bir ko'rinishi ikkinchi ko'rinishga o'tadi.

Mexanik ish skalyar kattalik bo'lib, kuch bilan kuch ta'siri yo'nalishida jism bosib o'tgan yo'lning ko'paytmasiga teng, ya'ni:

$$A = F S \quad (3.1)$$

bunda A - bajarilgan ish, F – jismga ta'sir qiluvchi o'zgarmas kuch, S - ko'chish.

Agar ta'sir qiluvchi kuch ko'chish yo'nalishi bilan α burchak tashkil qilsa bu kuchning bajargan ishi quyidagicha bo'ladi:

$$A = F S \cos \alpha \quad (3.2)$$

O'zgarmas kuchning bajargan ishi kuchni jism bosib o'tgan yo'lga va kuch bilan harakat yo'nalishi orosidagi burchak kosinusi ko'paytmasiga teng.

(3.2) formuladagi α burchakning qiymatiga qarab bajarilgan ishning xususiy hollari har xil bo'ladi. Shu xollarni qarab chiqaylik:

1. Agar $\alpha = 0$ bo'lsa, $\cos \alpha = 1$ bo'ladi va o'zgarmas kuchning bajargan ishi maksimal bo'ladi, ya'ni:

$$A_{\text{maks}} = F S \quad (3.3)$$

2. Agar $\alpha < \pi/2$ bo'lsa, $\cos \alpha > 0$ va bajarilgan ish musbat bo'ladi.

3. Agar $\alpha = \pi/2$ bo'lsa, $\cos\alpha = 0$ bo'lib, o'zgarmas kuchning bajargan ishi nol bo'ladi. Masalan jismning aylana bo'lib harakatida, jism bog'langan ipning taranglik kuchi (markazga intilma kuch) ish bajarmaydi.

4. Agar $\alpha = \pi$ bo'lsa, $\cos\alpha = -1$ bo'lib, kuch siljishga qarama - qarshi yo'nalgan bo'ladi va kuchning bajargan ishi manfiy bo'ladi.

Og'irlik kuchining bajargan ishi. Yer sirtida yaqin balandliklarda jismga Yer tomonidan $P = mg$ og'irlik kuchi ta'sir etadi va ratijada mexanikaviy ish bajariladi. Yer sirtidan biror Δh balandlikda jismning vertikal sath bo'ylab ko'chishida bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = P\Delta h = mgh = mg(h_1 - h_2) \quad (3.4)$$

Bu yerda P - jismning og'irligi, m - uning massasi, g - erkin tushish tezlanishi, Δh - vertikal bo'ylab, h_1 va h_2 satxlar orasidagi masofa.

Og'irlik kuchining bajargan ishi yo'lining shakliga bog'liq bo'lmasdan, faqat tushish balandligiga bog'liqdir. Shuning uchun ham og'irlik kuchi konservativ kuch bo'lib hisoblanadi.

Jism pastga harakatlanganda og'irlik kuchining bajargan ishi musbat yuqoriga harakatlanganda esa manfiy bo'ladi. Shuning uchun ham og'irlik kuchi ta'sirida jism ko'chib yana boshlang'ich vaziyatiga qaytgan holatdagi ish nolga teng bo'ladi.

Quvvat

Amalda faqat bajarilgan ishining o'zigina emas, shu bilan birga bu ish qancha vaqtda bajarilganligi katta ahamiyatga ega. Shuning uchun turli mashinalarning ish unumdorligi dvigatelning ish bajarish sur'atidan iborat bo'lgan quvvat deb ataluvchi fizik kattalik bilan harakterlanadi.

Mexanik quvvat deb, vaqt birligi ichida bajarilgan ishga miqdor jixatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$N = \frac{A}{t} \quad (3.5)$$

Bu yerda A - bajarilgan ish, t - shu ishni bajarish uchun ketgan vaqt. Quvvatning o'lchov birligi $Natt = \text{J}/\text{C}$ bo'ladi. 1 kilovatt = 1000 vatt.

Agar jismning tekis siljishida haraktlantiruvchi kuch ish bajarayotgan bo'lsa, quvvatni harakat tezligi orqali ifodalash mumkin, ya'ni:

$$N = \frac{A}{t} = \frac{FS}{t} = Fg \quad (3.6)$$

Bu yerda F - haraktlantiruvchi kuch, g - tekis harakat tezligi.

Tekis harakatda quvvat haraktlantiruvchi kuch bilan harakat tezligi ko'paytmasiga teng.

Agar harakat o'zgaruvchan bo'lsa quvvat ham vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi. Shuning uchun o'zgaruvchan harakatda quvvat o'rtacha qiymati bilan harakterlanadi.

$$N_{\text{ypr}} = F g_{\text{ypr}} \quad (3.7)$$

Bajarilgan ishning yoki quvvatning samaradorligini baholash uchun foydali ish koefitsienti tushinchasini kiritamiz. Va uni η harfi bilan belgilaymiz.

$$\eta = \frac{A_{\phi}}{A} \quad (3.8)$$

Demak foydali ish koefitsienti bu sarflangan umumiy (A) ishning qancha qismini foydali (A_{ϕ}) ish qilishini bildirar ekan.

Foydali ish koefitsientini quvvat orqali ham ifodalash mumkin. Unda formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\eta = \frac{N_{\phi}}{N} \quad (3.9)$$

Kinetik energiya

Kinetik energiya deb, jismning mexanik harakat energiyasi tushiniladi.

Harakatlanayotgan har qanday jism kinetik energiyaga ega bo'lib, uning energiyasi tezlikka bog'liqdir. Tekis haraktlanayotgan jismning tezligi o'zgarmaganligi uchun kinetik energiyasi ham o'zgarmaydi.

Kuch ta'sirda jism kinetik energiyasining o'zgarishi, shu kuchning bajargan ishiga teng:

$$W_{\text{kin}} = A = Fds = F \frac{d g}{dt} = \frac{m g^2}{2} \quad (3.10)$$

Ko'rinib turibdiki, jismning harakat energiyasi jismning tezligiga bog'liq ekan.

3.4.Yerning tortishish maydoni

Yer ellipsoid shaklida bo'lib, uning ekvatorial va qutbiy radiuslari o'zaro farq qiladi. Bu farq juda kichik ekanligi uchun uni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Yer atrofidagi fazoda Yer, Quyosh, quyosh sistemasiga kirgan sayyoralar va Oyning tortish maydonlari mavjud. Mazkur maydonlar kuchlanganliklarining vektor yig'indisi Yer atrofidagi fazo nuqtalaridagi gravitatsion maydon kuchlanganligi G ni vujudga keltiradi. Yer sirti yaqinidagi fazo sohalarida faqat Oyning va Quyoshning tortish maydonlarigina sezilarli bo'ladi. Lekin ular ham anchagina zaif. Shuning uchun katta aniqlik talab qilinmaydigan hisoblarda Yer sirtiga yaqin nuqtalarda natijaviy gravitatsion maydon Yerning tortish maydonidir, deb hisoblanadi. Yer sirtida

yoki unga juda yaqin nuqtalarda Yerning tortish maydoni kuchlanganligining miqdori, quyidagicha ifodalanadi:

$$|G| = \gamma \frac{M_{Ep}}{R_{Ep}^2} \quad (3.11)$$

Yer sirtida yoki sirtga juda yaqin bo'lgan nuqtada t massali jismga, butun olam tortishishi qonuniga asosan, miqdori

$$|F| = \gamma \frac{mM_{Ep}}{R_{Ep}^2} \quad (3.12)$$

bo'lgan kuch ta'sir qiladi. Mazkur kuchni, ya'ni jismning Yerga tortilish kuchini jismning og'irlik kuchi deb ataladi va P harfi bilan belgilanadi. Og'irlik kuchi ta'sirida jism

$$|g| = \frac{|P|}{m} = \frac{|F|}{m} = \gamma \frac{M_{Ep}}{R_{Ep}^2} \quad (3.13)$$

Erkin tushish tezlanish bilan Yer markazi tomon yo'nalgan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. (3.12) va (3.14) ifodalarni taqqoslasak va g bilan G ning yo'nalishi bir xil ekanligini e'tiborga olsak, $\mathbf{g}=\mathbf{G}$ degan xulosaga kelamiz. Bundan erkin tushish tezlanishining fizik ma'nosi kelib chiqadi.

Jismning erkin tushish tezlanishi miqdor jihatdan Yer tortish maydonining shu jism joylashgan nuqtasidagi kuchlanganligini anglatadi.

Yer sirtidan uzoqlashilgan sari g ning qiymati kamayib boradi. Xususan, Yer sirtidan h balandlikda uning qiymati

$$g_h = \gamma \frac{M_{Ep}}{(R_{Ep} + h)^2} \quad (3.14)$$

ифода билан аниқланиши мумкин. Эркин тушиш тезланишининг Ер сиртидаги ва сиртдан h баландликдаги ғийматининг нисбати

$$\frac{g}{g_h} = \frac{(R_{Ep} + h)^2}{R_{Ep}^2} \quad (3.15)$$

бæлади. $h \ll R_{Ep}$ бæлган зараларда (яъни Ер сиртига анча яъин бæлган нуъталарда) юъоридаги ифода

$$\frac{g}{g_h} \approx 1 + \frac{2h}{R_{Ep}} \quad (3.16)$$

Yer sirtiga yaqin sohalarda erkin tushish tezlanishining balandlikka bog'liqligi hisobga olinmaydi. Lekin h ning anchagina katta qiymatlarida g ning qiymatlaridagi o'zgarish hisobga olinishi kerak. Shuni ham qayd qilaylikki, Yer sirtining barcha nuqtalarida g ning qiymati bir xil emas. g ning dengiz satxidagi qiymati 9,7805 m/s² dan (ekvatorida) 9,8222 m/s² gacha (qutblarda) intervalda o'zgaradi. g ning qiymatlaridagi bu farq quyidagi ikki sabab tufayli vujudga keladi:

1) Yer sirtida tinch yotgan jism Yerning sutkalik harakatida ishtirok etadi. Bu harakat tufayli vujudga keladigan markazdan qochma kuch ekvatorida eng katta qiymatga, qutblarda esa nolga teng bo'ladi. Shunday qilib, g ning qiymatlari Yerning geografik kengligiga bog'liqlik ekan.

2) Yer ellipsoid shaklida, uning ekvatorial radiusi qutbiy radiusidan 21km ga ortiq. Bu son Yer o'lchamiga nisbatan juda kichik bo'lganligi uchun uni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Yuqorida bayon etilgan mulohazalarga asoslanib Yer sirtining bir xil geografik kenglik va dengiz satxidan bir xil balandlikdagi barcha nuqtalarda g ning qiymatlari aynan bir xil bo'ladi, degan xulosa kelib chiqadi. Lekin aniq o'lchashlar asosida g ning qiymatida chetga chiqishlar, ya'ni anomaliyalar kuzatiladi. Buning sababi o'tkazilayotgan nuqta yaqinidagi Yer qobig'ida massa taqsimotining bir jinsli emasligidir, Xususan, o'lchash o'tkazilayotgan Yer nuqtasi yaqinida zichligi katta bo'lgan ruda joylashgan bo'lsa, g ning qiymati nazariy qiymatdan kattaroq bo'ladi. Bundan Yer qobig'ida geologik- qidiruv ishlar olib borishda keng foydalaniladi.

SHunday qilib, Yerning tortish maydonidagi jismning og'irlik kuchi, muayyan nuqtadagi erkin tushish tezlanishi bilan aniqlanadi:

$$P = mg \quad (3.17)$$

Jismning og'irlik kuchi Yerning tortish maydonining mazkur nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik boshqacha qilib aytganda, muayyan nuqtadagi jism biror tayanch ustida tinch turgan bo'lsa ham, biror ipga osilgan bo'lsa ham, yoki ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanayotgan bo'lsa ham uning og'irlik kuchi o'zgarmaydi.

Jismning og'irlik kuchi uning vaznidan (og'irligidan) farq qiladi. Jismning vazni deganda jism tomonidan o'zi osilib turgan ipga yoki o'zi bosib turgan tayanchga ta'sir etadigan kuch tushuniladi. Agar jism biror taglikka qo'yilgan va taglik Yerga nisbatan tinch turgan jismning og'irlik kuchi va vazni teng bo'ladi.

$$Q = p = mg. \quad (3.18)$$

Agar biror liftni vertikal ravishda yuqoriga $a = -g$ tezlanish bilan harakatlantirilsa liftidagi yukning vazni tinch turgan pytidagidan ortadi.

Bundan quyidagi xulosaga kelamiz: biror $a = -g$ tezlanish bilan harakatlanayotgan jismning vazni "Og'irlik kuchiga teng bo'lmaydi. Ya'ni uning vazni

$$Q = m(g - a) \quad (3.19)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Haqiqatdan, $a = g$ bo'lganda $Q = m(g - g) = 0$, ya'ni vazn yo'qotadi. Bunday holat vaznsizlik deb ataladi. $a = -g$ bo'lganda esa $Q = m[g - (-g)] = 2mg$, ya'ni vazn og'irlik kuchidan ikki marta oshib ketadi. Umuman, vazn og'irlik kuchidan ortib ketgan holatlarni *o'ta yuklanish* deb ataladi. *Vaznsizlik holatida ham, o'ta yuklanish holatida ham jismning og'irlik kuchi Yer tortishish maydonining muayyan nuqtasi uchun o'zgarmasdan qolaveradi.*

3.5. Potentsial maydonda moddiy nuqtani ko'chirishda bajarilgan ish

Biror kuch ta'siri mavjud bo'lgan fazo qismi shu kuchning maydoni deyiladi. Xususan, Yer atrofidagi fazo kesimining har bir nuqtasida moddiy nuqtaga og'irlik kuchi ta'sir etadi, shuning uchun Yer atrofidagi fazo qismini og'irlik kuchining maydoni deb ataladi. Mazkur maydonning xarakterli xususiyati shundan iboratki, bunday maydonning ixtiyoriy nuqtasida joylashgan moddiy nuqtaga ta'sir etadigan kuch og'irlik kuchi yoki gravitatsiya kuch bo'lib hisoblanadi. Shunday maydonda, masalan, Yerning tortishish maydonida t massali moddiy nuqtani bir holatdan ikkinchi holatga ko'chirishda bajarilgan ishni xisoblaylik. Mazkur hisobda koordinata boshini Yer markazida deb olaylik. Mazkur ko'chirishda bosib o'tilgan yo'lni elementar ds bo'lakchalarga xayolan ajrataylik. Ana shu elementar yo'llardan birida bajarilgan ish

$$dA = F_T ds \cos \alpha = F_r dr \quad (3.20)$$

bo'ladi. Bunda $dr = ds \cos \alpha$ ekanligini hisobga oldik. Moddiy nuqtaning 1 holatidan r_1 , ikkinchi holatida esa r_2 radius-vektorlar bilan belgilansa, 1 holatdan 2 holatga ko'chirishda bajarilgan to'la ish

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} F \cdot dr \quad (3.21)$$

orqali ifodalanadi. Bu yerda F gravitatsiya kuchi ekanligini hisobga olsak va butun olam tortilish qonuni bo'yicha uning ifodasini shu tenlamala qo'ysak quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$A_{12} = \gamma M \cdot m \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \left(-\gamma \frac{M \cdot m}{r_2} \right) - \left(-\gamma \frac{M \cdot m}{r_1} \right) \quad (3.22)$$

Formuladagi hadlar ta'sirlashuvchi jismlar massalari va jismlarning o'zaro joylashishiga bog'liq. Uni potentsial energiya deb ataladi va U harfi bilan belgilanadi:

$$U = -\gamma \frac{M \cdot m}{r}. \quad (3.23)$$

U holda bajarilgan ish moddiy nuqtaning oxirgi va boshlang'ich holatlardagi potentsial energiyalarining ayirmasi shaklida ifodalanadi:

$$A_{12} = U_2 - U_1. \quad (3.24)$$

Demak, Yerning mopmush maydonida moddiy nuqtani ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirilish yo'lining uzunligi va shakliga bog'liq emas, balki ko'chirilishi boshlanganda va tugallanganda Yer va moddiy nuqtaning bir-biriga nisbatan egallagan vaziyatiga bog'liq, SHuning uchun potentsial energiyani quyidagicha ta'riflash mumkin:

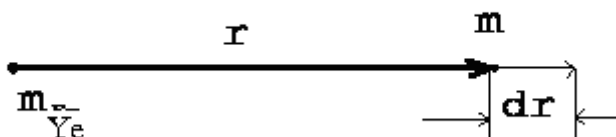
Potentsial energiya- o'zaro ta'sirlashuvchi jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishiga bog'liq energiyadir, uning miqdori shu jismlar kinetik energiyalarini o'zgarishsiz saqlagan holda ularning o'zaro joylashishini bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o'zgartirish uchun tashqi kuchlar bajarishi lozim bo'ladigan ish bilan o'lchanadi.

Umuman, bajargan ishi yo'l shakliga bog'liq bo'lmagan kuchlarni konservativ yoki potentsial kuchlar deb, bu kuchlar maydonini esa potentsial maydon deb ataladi. Xususan, Yerning tortish maydoni — potentsial maydon, og'rlik kuchi esa konservativ (potentsial) kuchdir. Potentsial maydonni harakterlash uchun potentsial deb ataladigan skalyar kattalikdan foydalaniladi.

Maydon ixtiyoriy nuqtasining potentsiali deganda mazkur nuqtaga kiritilgan birlik massali «snov jism»ning ipotentsial epergiyasiga teng bo'lgan kattalik tushuniladi:

$$\varphi = \frac{U}{m} = -\gamma \frac{M}{r} \quad (3.25)$$

Potentsial maydonning kuch xarakteristikasi, kuchlanganlik va energetik xarakteristikasi va potentsial orasidagi bog'lanishni



3.1- rasm.

topaylik. Maydon markazidan uzoqligi g radius-vektor bilan aniqlanadigan moddiy nuqtani radius bo'ylab elementar dr masofaga siljitishda (3.2-rasm) bajarilgan ish Fdr ga teng. Mazkur ish moddiy nuqta potentsial energiyasini $-dU$ ga o'zgartiradi. Demak,

$$Fdr = -dU \quad (3.26)$$

yoki

$$F = -\frac{dU}{dr}. \quad (3.27)$$

Mazkur ifodaning ikkala tomonini ko'chirilayotgan moddiy nuqtaning massasi m ga bo'laylik:

$$\frac{F}{m} = -\frac{d\left(\frac{U}{m}\right)}{dr}. \quad (3.28)$$

Bu tenglikning chap tomonidagi kattalik, ifodaga asosan, maydonning ayni nuqtasining kuchlanganligi G bo'lib, o'ng tomondagi U/m – esa, (3.25) ifodaga asosan, shu nuqtaning potentsiali bo'lib hisoblanadi. Shuning uchun (3.28) ni

$$G = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (3.29)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bundagi $d\varphi/dr$ gravitatsion maydon potentsialining radius vektor (r) yo'nalishidagi o'zgarish tezligini ifodalaydi. Uni vektorlar nazariyasida potentsialning gradienti ($\text{grad}\varphi$) deb ataladi.

$$G = -\text{grad}\varphi \quad (3.30)$$

Bu ifodanang fizik ma'nosi shuki, gravitatsion maydon potentsiali, maydon markazidan cheksiz uzoq bo'lgan nuqtalarda nolga teng. Maydon markaziga yaqinlashilgan sari (ya'ni r kichraygan sari) potentsialning qiymati kamayib boradi. **Demak, gravitatsion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi shu nuqtadagi potentsial gradientining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng.**

Agar jism Yer sirtidan biror h balandlikda turgan bo'lsa potentsiali quyidagicha ifodalanadi:

$$U = -\gamma \frac{M \cdot m}{R_{Ep} + h}. \quad (3.31)$$

Jism Yer sirtida bo'lsa $h=0$ deb qaraladi va Yer sirtida turgan jismning potentsial energiyasi quyidagi formula yordamida hisoblanadi:

$$U_0 = -\gamma \frac{M \cdot m}{R_{Ep}} \quad (3.32)$$

Ko'rinib turibiki, Yer sirtidan uzoq masofalarda turgan jismlarning potentsial energiyasi quyidagi ko'rinishda ifodalanar ekan:

$$U = U_0 + mgh \quad (3.33)$$

Yer sirtidagi gorizontaal tekislikka nisbatan moddiy nuqtaning potentsial energiyasi haqida mulohaza yurgizilganda U_0 ni nolga teng deb olinadi va natijada masalalar yechish uchun quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$U = mgh. \quad (3.34)$$

3.6. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni

Agar moddiy nuqtaga faqat konservativ kuchlar ta'sir etsa, bu kuchlarning elementar dr ko'chishda bajargan ishi moddiy nuqta potentsial energiyasining kamayishiga olib keladi, ya'ni

$$dA = -dU. \quad (3.35)$$

Ikkinchi tomondan, moddiy nuqtaning bu ko'chishida bajarilgan ish uning kinetik energiyasining ortishiga teng, ya'ni

$$dA = dE \quad (3.36)$$

Ko'rinib turibdiki, moddiy nuqta konservativ kuchlar ta'sirida ish bajarganda uning kinetik energiyasi potentsial energiyaning kamayishi hisobiga ortib borar ekan.

$$dE = -dU \quad (3.37)$$

yoki

$$d(E+U)=0 \quad (3.38)$$

Bundagi $d(E+U)$ moddiy nuqtaning to'la mexanik energiyasi, ya'ni kinetik va potentsial energiyalarining yig'indisi bo'lib hisoblanadi va o'zgarmas sonning differentsiali nolga teng ekanligini hisobga olsak (3.34) ifodani quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$W = E + U = \text{const} \quad (3.35)$$

Demak, moddiy nuqtaning konservativ kuchlar maydoni, (potentsial maydon) dagi har qanday, ko'chishlarida mexanik energiyasi o'zgarmaydi.

Bu qonuniyat Yerning tortish maydoni uchun quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$W = \frac{m g^2}{2} + mgh = \text{const}. \quad (3.36)$$

Endi, moddiy nuqtalar sistemasini qarab chiqaylik. Agar biror sistemada bir moddiy nuqta ajratib olsak bu sistemada boshqa moddiy nuqtalar tomonidan ta'sir

etadigan konservativ ichki kuchlar va nokonservativ ichki kuchlar va shu moddiy nuqtaga ta'sir etadigan tashqi kuchlar yig'indisi mavjud bo'ladi. U holda mazkur moddiy nuqtalar sistemasi uchun to'la mexanik energiya quyidagicha bo'ladi:

$$dW_c = \sum_{i=1}^n f_i^1 \cdot ds_i + \sum_{i=1}^n F_i \cdot ds_i \quad (3.37)$$

Ko'rinib turibiki, moddiy nuqtalar sistemasi uchun to'la mexanik energiya-ning o'zgarishi ichki nokonservativ kuchlar f_i^1 va tashqi kuchlar F_i bajargan ishlarning yig'indisiga teng. Bu ta'rif berk bo'lmagan sistemalar uchun o'rinlidir. Berk sistemada tashqi kuchlarning bajargan ishi nolga teng bo'ladi. Shuning uchun (3.37) ifoda

$$dW_c = \sum_{i=1}^n f_i^1 \cdot ds_i \quad (3.38)$$

ko'rinishda yoziladi. Demak, moddiy nuqtalar berk sistemasi uchun mexanik energiya o'zgarishi sistemadagi moddiy nuqtalar orasida ta'sir etadigan nokonservativ kuchlar bajaradigan ishga teng. Nokonservativ kuchlar (masalan, ishqalanish kuchlari) ning bajargan ishi tufayli sistema mexanik energiyasi kamayadi. Mazkur holda energiya yo'qolmaydi, balki mexanik energiya bir qismi boshqa turdagi energiyalarga (masalan, issiqlik harakat energiyasiga) aylanadi. Berk sistemadagi moddiy nuqtalar orasida nokonservativ kuchlar ta'sir etmasa yoki nokonservativ kuchlarning ishi e'tiborga olinmaydigan darajada kichik bo'lsa, (3.38) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi: $dW_c = 0$. SHunga asosan quyidagini yozishimiz mumkin:

$$W_c = E_c + U_c = \text{const.} \quad (3.39)$$

Mazkur tenglama faqat konservativ kuchlar bilan o'zaro ta'sirlashadigan moddiy nuqtalar birlik sistemasi uchun mexanik energiya saqlanish qonunini ifodalaydi. U quyidagicha ta'riflanadi:

Moddiy nuqtalari orasida faqat konservativ kuchlar ta'sir etadigan berk sistemaning to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi. Bunday sistemalarda kinetik va potentsial energiyalarning bir-biriga aylanishi sodir bo'ladi, xolos. Shuni ta'kidlab o'tishimiz lozimki, buning uchun sistema ideal berk bo'lishi kerak bo'ladi albatta. Xususan, berk sistemadagi jismlar orasida ishqalanish kuchlari ta'sir etadigan holda mexanik energiya kamayishi, ya'ni mexanik harakat energiyasini qisman issiqlik harakat energiyasiga aylanishi kuzatiladi. Binobarin, bunday hollarda sistema ichki energiya ortishi kerak, chunki ichki energiya deganda sistemani tashkil etgan jismlar mikrozarralarining issiqlik harakat energiyalari va o'zaro ta'sir energiyalarining yig'indisi tushuniladi. Shuning uchun energiya saqlanish qonuni eng umumiy shaklda quyidagicha ta'riflanishi mumkin:

Energiya hech qachon yo'qolmaydi va yo'qdan paydo bo'lib qolmaydi, balki bir ko'rinishdagi energiya boshqa ko'rinishdan energiyaga aylanadi.

3.7. Absolyut elastik va noelastik to'qnashishlar

Fazoning kichik sohasida jismlarning qisqa vaqtli o'zaro ta'sirlashish jarayonlari to'qnashishlar deb ataladi. Masalan ikkita kichik o'lchamdagi po'lat sharchalarning to'qnashishlarini ko'radigan bo'lsak to'qnashish jarayonida sharlarning bir biriga tegish sohasida nihoyat katta kuchlar namoyon bo'ladi. Urilish chog'ida jismlar deformatsiyalanadi. Natijada bir biriga urilayotgan jismlar kinetik energiyalarining barchasi yoki bir qismi elastik deformatsiyaning potentsial energiyasiga va jismlarning ichki energiyasiga aylaniishi mumkin. Ichki energiyaning ortishi jismlar temperaturasi ko'tarilishida namoyon bo'ladi. Jismlar o'rtasida ikki turdagi absolyut noelastik va absolyut elastik to'qnashishlar mavjud bo'ladi.

Absolyut noelastik to'qnashish, Loy, plastilin, qo'rg'oshin kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi absolyut noelastik urilishga misol bo'ladi. Absolyut noelastik urilishda:

a) urilishda vujudga kelgan jismlar deformatsiyasi saqlanadi;
b) deformatsiya potentsial energiyasi vujudga kelmaydi;
v) jismlar kinetik energiyalarining bir qismi jismlarning deformatsiyalanishiga sarf bo'ladi.

g) urilishdan so'ng jismlar umumiy tezlik bilan harakatlanadi yoki nisbiy tinch holatda bo'ladi.

Deformatsiya saqlanganligi tufayli energiyaning mazkur qismi kinetnk energiya tarzida tiklanmaydi, balki jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Odatda, energiyaning bu qismini deformatsiya ishi deb ataladi;

SHuning uchun absolyut noelastik urilishda faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmaydi.

Massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlar v_1 va v_2 tezlik bilan harakatlanib absolyut noelastik to'qnashsin. v_1 va v_2 lar sharlarning markazlarini birlashturuvchi to'g'ri chiziq bo'lib yo'nalgan. Urilishdan keyingi tezlikni u bilan belgilab ikki shardan iborat berk sistema uchun impulsning saqlanish qonunini yozaylik:

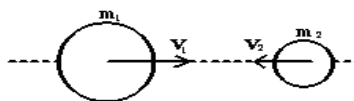
$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2)u \quad (3.40)$$

Bundan

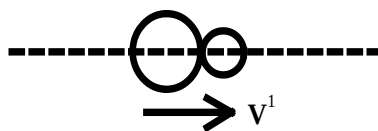
$$u = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}. \quad (3.41)$$

Bu ifodadan quyidagi xulosalarga kelamiz:

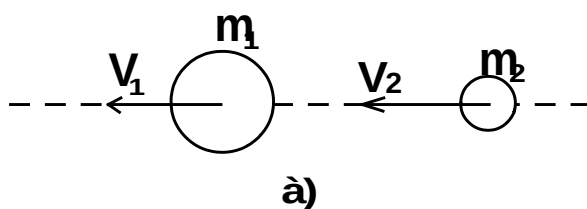
o) sharlar bir biriga qarab harakatlansa (3.3- rasm), urilishdan so'ng ikkala sharning birgalikdagi harakatining yo'nalishi $m_1 v_1$ va $m_2 v_2$ larga bog'liq ya'ni urilishgacha impulsining miqdori kattaroq bo'lgan shar harakatlanayotgan tomonga yo'nalgan:



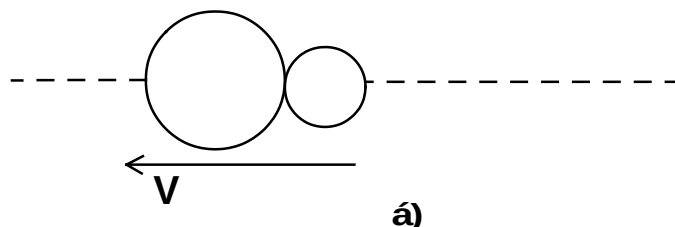
3.2 rasm



3.3- rasm.



à)



â)

3.4-rasm

б) шарлар bir-biri tomon harakatlansa, $|m_1 g_1| = |m_2 g_2|$ bo'lsa (3.4- rasm), urilishdan so'ng шарлар to'xtab qoladi, ya'ni $u=0$;

в) шарлар bir tomonga harakatlansa (3.5-rasm), urilishdan so'ng ham ular o'sha tomon harakatlarini davom ettiradi.

Urilishgacha шарлар ega bo'lgan umumiy kinetik energiya va urilishdan keyingi umumiy kinetik energiyaning farqi (A_Δ) deformatsiya ishiga teng:

$$A_\Delta = \frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} - \frac{m_1 + m_2}{2} u^2 \quad (3.42)$$

Bundagi u o'rniga uning (3.41) dagi qiymatini qo'ysak, bir qator matematik amallardan so'ng

$$A_\Delta = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (g_1 + g_2)^2 \quad (3.43)$$

ifodani hosil qilamiz. Agar to'qnashayotgan jismlardan biri qo'zg'almas bo'lsa, (3.43) ifoda yanada soddaroq ko'rinishga keladi. Masalan, $g_2 = 0$ deb olsak,

$$A_\Delta = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} g_1^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 g_1^2}{2} \quad (3.44)$$

bo'ladi. Yoki bu tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$A_{\Delta} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_1. \quad (3.45)$$

Demak, ikkinchi jism qo'zg'almas bo'lgan hollarda bu yoki jismdan iborat sistema kinetik energiyasi ($E_c = E_1 + E_2 = E_1$ chunki $E_2 = 0$) (3.45) ning $m_2/(m_1 + m_2)$ qismi deformatsiyaga sarflanadi, qolgan qismi esa jismlarning urilishdan keyingi kinetik energiyalari tarzida namoyon bo'ladi. Shuning uchun kattaroq deformatsiyalarni hosil qilish lozim bo'lgan hollarda qo'zg'almas jism massasi (m_2) uruvchi jismning massasi (m_1) dan kattaroq bo'lishi kerak.

Absolyut elastik urilish. Po'lat, fil suyagi kabi modalardan iborat jismlarning urilishi absolyut elastik urilishga ancha yaqin bo'ladi. Absolyut elastik urilishning harakterli xususiyatlari quyidagilar:

а) urilish chog'ida jismlarning elastik deformatsiylanishi vujudga keladi, lekin urilishdan so'ng u butunlay yo'qoladi, ya'ni jismlarning shakli tiklanadi;

б) jismlarning deformatsiylanishida kinetik energiya qisman (yoki to'liq) elastik deformatsiyaning potentsial energiyasiga aylanadi, jismlar o'z shakllarini tiklayotganda esa u yana kinetik energiyaga aylanadi, kinetik energiya boshqa turdagi energiyalarga, xususan ichki energiyaga aylanmaydi;

в) urilishdan so'ng jismlar birgalikda harakatlanmaydi.

Absolyut elastik urilishda sistema impulsining saqlanish qonuni va sistema mexanik energiyasining saqlanish qonuni bajariladi. Mazkur qonunlar massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlar uchun quyidagicha yoziladi:

$$m_1 g_1 + m_2 g_2 = m_1 g_1^1 + m_2 g_2^1 \quad (3.46)$$

$$\frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 g_1^{12}}{2} + \frac{m_2 g_2^{12}}{2} \quad (3.47)$$

Bu tenglamalardagi g_1 va g_2 sharlarning to'qnashishdan oldingi, va g_1^1 va g_2^1 lar esa urilishdankeyingi tezliklar.

Bu tenglamalarni birgalikda yechib urilishdan keyingi tezliklari ifodalarni hosil qilamiz.

SHarlardan biri tinch turgan bo'lsin, ya'ni $g_2 = 0$. U holda (3.46) va (3.47) ifodalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$g_1^1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} g_1, \quad (3.48)$$

$$g_2^1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} g_1 \quad (3.49)$$

Urilishdan keyingi tezliklar kattaliklari sharlar massalarining nisbatiga xam bog'liq bo'ladi. Ikki holni ko'raylik.

1. Agar sharlardan birining massasi ikkinchisiga nisbatan juda katta, ya'ni $m_2 \gg m_1$ shart bajarilsa, $\vartheta_1^1 = -\vartheta_1$ $\vartheta_2 = 0$ Bunga massasi katta bo'lgan devorga urilayotgan shar misol bo'la oladi. Shuning uchun devorga urilgan shar tezligining qiymati saqlanadi, yo'nalishi esa teskarisiga o'zgaradi. Boshqacha qilib aytganda, shar devordan elastik ravishda orqasiga qaytib ketadi.

2. Massalari teng (ya'ni $\tau_1 = \tau_2$) bo'lgan sharlar bir-biri bilan to'qnashgan holda $\vartheta_1^1 = \vartheta_2$, $\vartheta_2^1 = \vartheta_1$ ko'rinishga keladi. Demak, sharlar tezliklarini ayriboshlaydi.

Savollar:

1. Mexanik ish nimaga bog'liq?
2. Mexanik quvvat nima?
3. Jismning potentsial energiyasi?
4. Deformatsiyalangan jismning potentsial energiyasi?
5. Og'irlik kuchining bajargan ishi?
6. Jismning kinetik energiyasi?
7. Yerning tortishish maydoni?
8. Jismning potentsiali?
9. Mexanik energiyaning saqlanishi?
10. Qanday holda mexanikaning saqlanish qonuni bajarilmaydi?

4-Ma'ruza

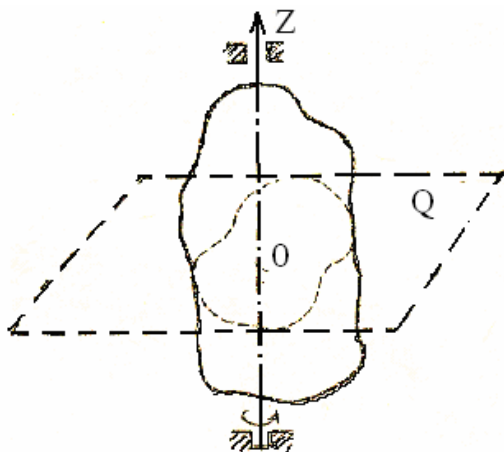
Qattiq jismlarning aylanma harakati

Reja:

1. Aylanma harakat kinematikasi;
2. Kuch momenti;
3. Impuls momenti va uning o'zgarish qonuni;
4. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi;
5. Aylanma harakatning kinetik energiyasi.

Tayanch iboralar: Burchak tezlik va burchak tezlanish; Kuch momenti; Impuls momenti; Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni; Inertsia momenti; Aylanma harakatda kinetik energiyasi.

Adabiyotlar:[1;2;3;4;10.]



4.1- rasm

4.1. Aylanma harakat kinematikasi

Agar jism zarralarining o'zaro joylashishi o'zgarmasa, ya'ni u deformatsiyalanmaydigan bo'lsa bunday jism qattiq jism deb tushiniladi.

Absolyut qattiq jism deganda mutloqo deformatsiyalanmaydigan jism tushuniladi. Bunday jism zarralarining o'zaro joylashishi o'zgarmaydi.

Aylanayotgan qattiq jismning qo'zg'almay qoladigan ikki nuqtasidan o'tkazilgan to'g'ri chiziqli (4.1-rasmdagi OZ) aylanish o'qi deb, harakatni esa shu o'q atrofida qattiq jismning aylanma harakati deb ataladi. Aylanma harakat qilayotgan qattiq jism barcha nuqtalarining traektoriyalari aylanish o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda yotadigan, markazlari aylanish o'qida joylashgan aylanalardan iborat.

CHeksiz kichik vaqt ichidagi burilish burchagiga burchak tezlik deb aytiladi.

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \quad (4.1)$$

Demak, aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning burchak tezligi burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng.

Agar qattiq jismning burchak tezligi o'zgarmas qiymatga ega (ya'ni $\omega = \text{const}$) bo'lsa, jism tekis aylanayotgan bo'ladi. Bu holda burchak tezlik qiymati

$$\omega = \frac{\varphi}{t} \quad (4.2)$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin.

Burchak tezlik notekis bo'lsa burchak tezlanish degan tushinchani kiritamiz va quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} \quad (4.3)$$

Yoki (4.1) ni hisobga olsak quyidagi formula hosil bo'ladi:

$$\varepsilon = \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \quad (4.4)$$

Demak, aylanayotgan qattiq jism burchak tezlanishining qiymati burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki burilish burchagidan vaqt bo'yicha Olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng.

SI sistemasida burchak *radian* hisobida, burchak tezlik *rad/s* hisobida, burchak tezlanish esa *rad/s²* hisobida o'lchanadi.

Aylanayotgan qattiq jism burchak harakteristikalarini bilan mazkur jism ayrim nuqtalarining chiziqli harakteristikalarini orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Shu qattiq jismning ixtiyoriy bitta nuqtasi biror Δt vaqt davomida bosib o'tgan masofasi ΔS uzunlikdagi aylana yoyi bilan harakterlanadi Shu vaqt davomida burilish burchagining o'zgarishi $\Delta \varphi$ bo'lsin. $\Delta \varphi$ burchak r raduisli aylananing markaziy burchagi bo'lgani uchun ΔS yoyini quyidagicha yozamiz:

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

Uning ikkala tomonini Δt ga bo'lamiz va vujudga kelgan nisbatlarning Δt nolga intilgandagi limitlarini olamiz:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \quad (4.6)$$

Bu tenglikning chap tomonidagi limit aylanma harakat qilayotgan nuqtaning tezligi ($\mathcal{S}$), o'ng tomondagi limit esa aylanayotgan qattiq jismning burchak tezligi (ω) dir. SHuning uchun (4.6) ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$\mathcal{S} = \omega r. \quad (4.7)$$

Demak, qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattik jism nuqtalarining chiziqli tezliklari shu nuqtalar radius vektorlarining moduliga to'g'ri proporsional ekan.

(4.7) dan foydalanib, (1.15) va (1.16) lar asosida, normal va tangentsial tezlanishlar uchun quyidagi ifodalarni hosil qilamiz:

$$a_n = \frac{\mathcal{S}^2}{r} = \frac{\omega^2 r^2}{r} = \omega^2 r \quad (4.8)$$

$$a_t = \frac{d\mathcal{S}}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega r) = \frac{d\omega}{dt} r = \varepsilon r \quad (4.9)$$

Demak, qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning aylanish o'qidan uzoqrokdagi nuqtalari uchun normal va urinma tezlanishlarning qiymatlari ham kattaroq bo'lar ekan.

Qattiq jismning aylanishi davr (T) va chastota (ν) kabi kattaliklar yordamida ham ifodalanadi.

Qattiq jismning bitta to'liq aylanishi uchun ketgan vaqt aylanish davri deb, birlik vaqt ichidagi aylanishlar soni aylanish chastotasi deb ataladi.

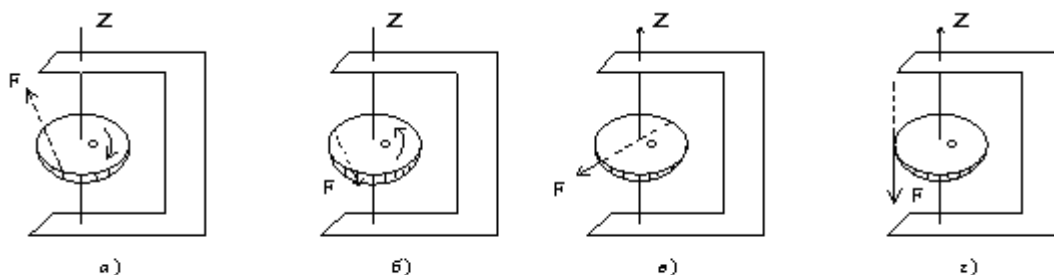
U holda tekis aylanayotgan qattiq jism uchun (4.2) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\omega = \frac{\varphi}{t} = \frac{2\pi}{t} = 2\pi\nu \quad (4.10)$$

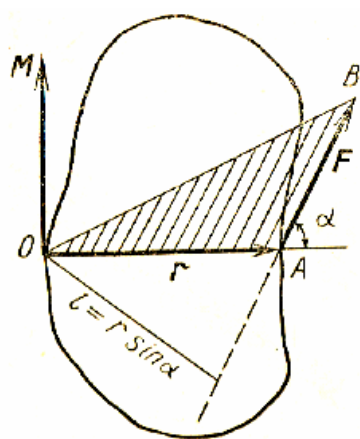
Burchak tezlik vektori — aylanish o'qida yotadigan va yo'nalishi qattiq jismning aylanish yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi asosida aniqlanadigan vektordir. **Burchak tezlanish vektori** ham aylanish o'qida yotadigan vektor, uning yo'nalishi burchak tezlik vektori o'zgarishi ($\Delta\omega$) ning yo'nalishi bilan mos tushadi.

4.2. Kuch momenti

Qattiq jismni aylanma harakatga keltirish uchun muayan nuqtadan unga biror kuch ta'sir etishi kerak. 4.2-rasmda tasvirlangan jism vertikal OZ , o'q atrofida aylanma olish imkoniyatiga ega. Lekin bu jism har qanday yo'nalishdagi kuch ta'sirida ham aylanavermaydi. Xususan, F kuchning yo'nalishi 4.2a-rasmda tasvirlangandek bo'lganda jism soat strelkasining yo'nalishida OZ o'q atrofida aylanma harakatga keladi. F kuch 4.2 b-rasmdagidek yo'nalishida ta'sir etgan holda esa jism soat strelkasiga teskari yo'nalishda aylanadi. Agar jismga ta'sir etuvchi kuch 4.2 e va 4.3 r-rasmda ko'rsatilgan yo'nalishlarga ega bo'lsa jism aylanmaydi.



4.2-rasm



4.3- rasm

Kuch vektori bilan ustma-ust tushadigan to'g'ri chiziq shu kuchning ta'sir chizig'i deb ataladi.

Agar kuch jismning aylanish o'qiga parallel yoki perpendikulyar bo'lsa jism aylanma harakatga kelmaydi. Tajribalarning ko'rsatishicha, miqdorlari turlicha bo'lgan kuchlar yoki kattaligi aynan bir xil, lekin yo'nalishlari turlicha bo'lgan kuchlar ta'sirida jismning aylanishi turlicha bo'ladi. Umuman, jismni aylantira olish uchun kuch momenti degan miqdoriy kuch xarakteristikasidan foydalanish kerak.

Jismning biror nuqtasiga F kuch ta'sir etayotgan bo'lsin (4.3-rasm). Bu kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas

O nuqtaga nisbatan momenti (M) deganda O nuqtadan kuchning qo'yilish nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektor (r) va F kuchning vektor ko'paytmasi tushuniladi, ya'ni

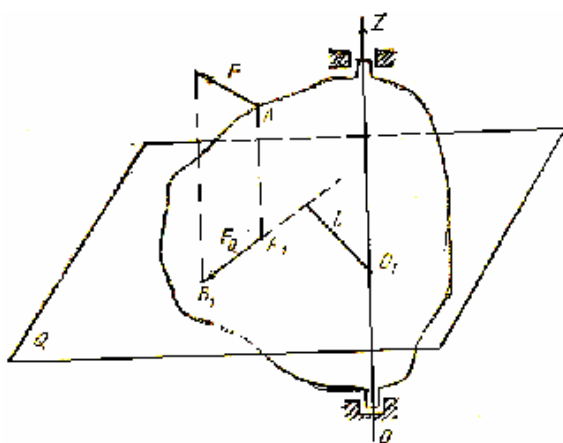
$$M = [r \cdot F]. \quad (4.1)$$

M ning moduli quyidagicha ifodalanadi:

$$M = Fr \sin \alpha = Fl \quad (4.2)$$

Bunda α - vektorgi r va F kuch orasidagi burchak. U holda kuchning ta'sir chizig'iga O nuqtadan

tushirilgan perpendikulyarning uzunligi $l = r \sin \alpha$ bo'ladi va uni F kuchning O

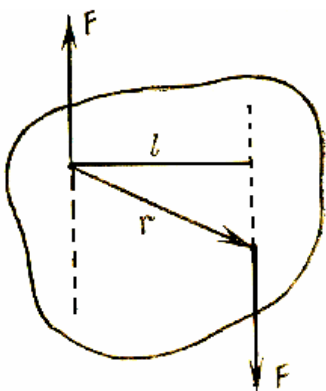


4.4-rasm

nuqtaga nisbatan yelkasi deb ataladi. M va F vektorlarning yo'nalishlari o'ng vint koidasi asosida bog'langan: O nuqtaga joylashgan o'ng vintni F ning ta'siri tomoniga buraganimizda vint ilgarilanma harakatining yo'nalishi M ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Aylanuvchi qattiq jismga ta'sir etayotgan bir necha kuchning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan momenti (M) har bir F_i kuchning shu nuqtaga nisbatan momenti (M_i) larning vektor yig'indisi tarzida aniqlanadi, ya'ni.

$$M = \sum M_i \quad (4.3)$$



4.5-rasm

Agar ta'sir etayotgan barcha kuchlarnipg qo'yilish nuqtasi umumiy bo'lsa, mazkur kuchlarning biror O nuqtaga nisbatan momeitlarining vektor yig'indisi shu kuchlar teng ta'sir etuvchisi ($F = \sum F_i$) ning mazkur nuqtaga nisbatan momenti bilan almashtirilishi mumkin.

Ba'zan, jism biror qo'zg'almas o'q (4.4-rasm) atrofida aylana olish imkoniyatiga ega bo'ladi. Bunday hollarda ta'sir etuvchi kuchning o'qqa nisbatan momenti tushunchasini kiritamiz.

Kuchning biror o'qqa nisbatan momenti deb shu kuchning Q perpendikulyar tekislikdagi proektsiyasining berilgan o'q va mazkur tekislikning kesishish nuqtasiga nisbatan momentining algebraik qiymatiga aytiladi.

Masalan, jismning A nuqtasiga (4.4-rasm) qo'yilgan F kuchning OZ o'qqa nisbatan momentini hisoblash uchun o'qqa perpendikulyar ravishda Q tekislik o'tkazamiz va F kuchning Q tekislikdagi proektsiyasini F_Q bilan belgilaymiz. Q tekislik va OZ o'qning kesishish nuqtasi (O_1) dan F_Q ga o'tkazilgan perpendikulyarni l bilan belgilasak, yuqoridagi ta'rifga asosan,

$$M_z = \pm F_Q l \quad (4.4)$$

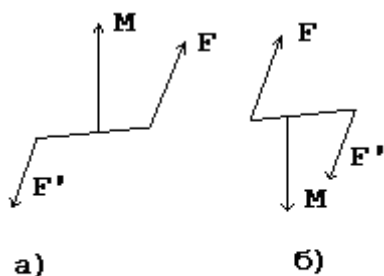
deb yozish mumkin. M_z ning ishorasini tanlashda shartli ravishda quyidagi koidaga rioya qilamiz: **OZ o'qning musbat uchidan qaraganda kuchning o'qqa perpendikulyar tekislikdagi proektsiyasi jismni o'q atrofida soat strelkasi harakatiga teskari yo'nalishda aylantirishga intilsa, kuchning o'qqa nisbatan momentini musbat, aks holda manfiy ishora bilan olamiz.**

Kuchning o'qqa nisbatan momenti (M_z) bilan shu kuchning mazkur o'qdagi nuqtaga nisbatan momenti (M) o'zaro quyidagicha bog'langan :

$$M_z = M \cos \alpha = [r \cdot F] \quad (4.5)$$

Bunda M va OZ orasidagi burchak α bilan belgilangan. Binobarin, biror F kuchning o'qdagi ixtiyoriy nuqtaga nisbatan momentining shu o'qdagi proektsiyasi F ning mazkur o'qqa nisbatan momentini ifodalaydi.

Bir to'g'ri chiziqda yotmagan, bir-biriga teng, lekin qaramaqarshi yo'nalgan ikkita kuchning qattiq jismga ta'siri alohida ahamiyatga ega (3.9 rasm). Bunday kuchlarni **juft kuchlar** yoki **«juft»** lar deb yuritiladi. Juft kuchni tashkil etuvchi kuchlarning qo'yilish nuqtalari ham, ta'sir chiziqlari ham umumiy bo'lmaganligi uchun ularni bitta teng ta'sir etuvchi kuch bilan almashtirib bo'lmaydi, albatta. Juft kuch qattiq jismni



ilgarilanma harakatga keltira olmaydi, lekin jismni massa markazidan o'tgan va kuchlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida aylantiradi. Juft kuchning aylantiruvchi ta'siri **juft kuch momenti** deb ataladigan vektor bilan harakterlanadi:

$$M = [r \cdot F]. \quad (4.6)$$

4.6-rasm

Juft kuch momenti (M) juft kuchni tashkil etuvchi kuchlar yotgan tekislikka perpendikulyar ravishda shundai yo'nalganki (3.10 rasm), mazkur yo'nalish va jismning juft kuch ta'siridagi aylanishining yo'nalishi o'ng vint sistemasini tashkil etadi.

Juft kuch momentining moduli

$$M = F \cdot l \quad (4.7)$$

ifoda yordamida, aniqlanishi mumkin. Bundagi l – juft kuchni tashkil etuvchi kuchlar ta'sir chiziqlari orasidagi eng qisqa masofa (3.9 rasmga q.), uni juft kuch yelkasi deb ataladi.

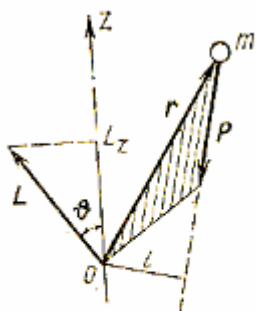
Juft kuchning asosiy xossasi shundan iboratki, juft kuchni tashkil etuvchi kuchlar yotgan tekislik bo'ylab, yoki unga parallel bo'lgan tekisliklar bo'ylab ixtiyoriy ravishda juft kuch ko'chirilganda ham uning qattiq jismga ta'siri o'zgarmaydi. Shuning uchun juft kuch momentini qattiq jismning ixtiyoriy nuqtasiga qo'yilgan deb hisoblash mumkin.

Kuch momentining o'lchov birligi SI sistemasidada $[H \cdot m]$ da o'lchanadi.

4.3. Impuls momenti va uning o'zgarish qonuni

τ massali moddiy nuqta v tezlik bilan harakatlanayotganda $p = mv$ impulsiga ega. Mazkur moddiy impulsining ixtiyoriy qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan momenta quyidagi vektor ko'paytma bilan anqlanadi:

$$L = [r \cdot p], \quad (4.8)$$



4.7-rasm

bunda $\mathbf{g}$ — O nuqtadan moddiy nuqtaning ayni paytdagi vaziyatini ifodalovchi nuqtagacha o'tkazilgan radius-vektor. $\mathbf{L}$ vektorning yo'nalishi o'ng vint qoidasi asosida topiladi. $\mathbf{r}$ va $\mathbf{p}$ lar yotgan (rasmdagi shtrixlangan) tekislikka perpendikulyar ravishda O nuqtaga joylashtirilgan o'ng vintni $\mathbf{p}$ yo'nalishida buralganda vintning ilgarilanma harakati $\mathbf{L}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi. $\mathbf{p}$ yo'nalishidagi to'g'ri chiziqqa O nuqtadan tushirilgan perpendikulyar uzunligini l bilan belgilasak, impuls momentining modulini

$$L = rp \sin(rp) = lp \quad (4.9)$$

ko'rinishda yozish mumkin. SI sistemasida impuls momenta $(\text{kg} \cdot \text{m}^2)/\text{c}$ da o'lchanadi.

Moddiy nuqta impulsining O nuqtadan o'tuvchi ixtiyoriy qo'zg'almas OZ , o'qqa nisbatan moment (L_z) va impulsning O nuqtaga nisbatan momenta (L) orasidagi bog'lanish quyidagi rasm munosabat bilan ifodalanadi;

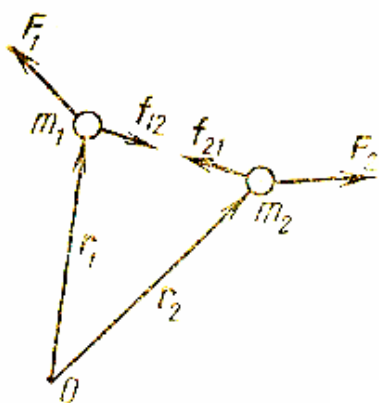
$$L_z = L \cos \theta = [rp]_z, \quad (4.10)$$

bundagi θ — M va OZ o'q orasidagi burchak. L_z ning qiymati quyidagi ifodadan foydalanib hisoblanishi mumkin:

$$L_z = \pm p_Q l \quad (4.11)$$

(4.10) da moddiy nuqta impulsi ($\mathbf{p}$) ning OZ o'qda perpendikulyar ravishda o'tkazilgan Q tekislikdagi proektsiyasi $\mathbf{p}_Q$ bilan, OZ o'q va Q tekislikning kesishish nuqtasi (O_1) dan P_Q ga o'tkazilgan perpendikulyar uzunligi esa l bilan belgilangan. L_z ning ishorasini quyidagicha tanlaymiz: OZ o'qning musbat uchidan qaraganda moddiy nuqta impulsining o'qqa perpendikulyar tekislikdagi proektsiyasining yo'nalishi soat strelkasining harakatiga teskari bo'lsa L_z ni musbat, aks holda manfiy ishora bilan olamiz.

Endi moddiy nuqta impuls momentining o'zgarish qonunini keltirib chiqaraylik. Buning 4.8 rasm uchun (4.10) ifodadan vaqt buyicha hosila olaylik:



$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} [r \cdot p] = \left[\frac{dr}{dt} \cdot p \right] + \left[r \cdot \frac{dp}{dt} \right]. \quad (4.12)$$

Bu ifodaning o'ng tomonidagi birinchi had tezlik ($dr/dt = \mathbf{v}$) va impuls ($\mathbf{p} = m\mathbf{v}$) vektorlarining vektor ko'paytmasidir. $\mathbf{v}$ va $\mathbf{p}$ yo'nalishlari bir xil bo'lganligi uchun ularning vektor ko'paytmasi nolga teng.

Ikkinchi haddagi $dp/dt = F$ vektor, moddiy nuqtaga ta'sir qilayotgan kuchlarning teng ta'sir etuvchisi ekanligini bilamiz. Shuning uchun (4.12) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi;

$$\frac{dL}{dt} = [r \cdot F] = M, \quad (4.13)$$

bundagi L va M —ixtiyoriy qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan impuls momenti va kuch momentidir. (4.13) ifoda moddiy nuqta impuls momentining o'zgarish qonunini ifodalaydi. *Moddiy nuqta impulsining ixtiyoriy qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan momentidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli hosila shu moddiy nuqtaga ta'sir qilayotgan kuchlar teng ta'sir etuvchisining O nuqtaga nisbatan momenti bilan aniqlanadi.*

M nolga teng bo'lgan xususiy holda impuls momentining o'zgarish qonuni impuls momentining saqlanish Qonuniga aylanadi, ya'ni (4.13) ifoda

$$\frac{dL}{dt} = 0 \quad (4.14)$$

ko'rinishga keladi. Mazkur tenglik $L = \text{const}$ bo'lgandagina bajariladi.

Demak, *moddiy nuqtaga ta'sir qilayotgan kuchlar teng ta'sir etuvchisining ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan momenta nolga teng bo'lganda moddiy nuqta impulsining shu O nuqtaga nisbatan momenti, o'zgarmaydi.*

4.4. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni

Massasi m bo'lgan jism $\mathcal{G}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa uning impulsi $P = m\mathcal{G}$ ekanligini bilamiz. SHu jismning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momenti

$$L = RP = Rm\mathcal{G} = mR^2\omega \quad (4.15)$$

Tenlamani xosil kilamiz. *Bu formuladagi mR^2 ifoda jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti deb aytiladi. Inertsia momentining SI sistemasi-dagi o'lchov birligi $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ bo'ladi. Inertsia momentini I bilan belgilaymiz va uning ifodasini quyidagicha yozamiz:*

$$I = mR^2 \quad (4.16)$$

SHunday qilib, (4.15) formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$L = I\omega \quad (4.17)$$

SHu ifodaning xar ikkala tomonidan vaqt buyicha xosila olsak quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{dL}{dt} = I \frac{d\omega}{dt} \quad (4.18)$$

Bilamizki impuls momentintng o'zgarishi, ya'ni $dL/dt = M$ kuch momentiga teng bo'lar edi, ung tarafdagi burchak tezlikning uzgarishi, ya'ni $d\omega/dt = \varepsilon$ burchak tezlanishni berar edi. Buni hisobga olsak kuch momentining quyidagi ifodasi kelib chiqadi:

$$M = I \varepsilon \quad (4.19)$$

Bu tenglama aylanma harakat dinamikasining asosiy qonunini ifodalaydi. Bu yerda ε –aylanma harakat qilayotgan jismning burchak tezlanishi.

Ixtiyoriy qo'zg'almas aylanish o'qiga nisbatan jism inertiya momenti bilan burchak tezlanishning ko'paytmasi jismiga ta'sir etayotgan kuchlarning shu o'qga nisbatan momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

4.5.Aylanma harakatda kinetik energiya

OZ o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan qattiq jisimning biror bo'lagining kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{m \vartheta^2}{2} \quad (4.20)$$

bo'ladi. Bunda m va ϑ – mos ravishda jism bo'lakchasining massasi va chiziqli tezligi. Bu formulani burchak tezlik orqali ifodalasak quyidagi ko'rinishni oladi:

$$W_k = \frac{mR^2\omega^2}{2} = \frac{I\omega^2}{2} \quad (4.21)$$

SHu formula aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasini ifodalaydi.

Ayrim jismlarning inertiya momentlari			
T.R.	Jism	Aylanish o'qining xolati	Inertiya momenti (J)
1	Yupqa devorli silindr	Aylanish o'qi silindrning markazidan o'tgan	mR^2

2	Disk yoki ichi to'la silindr	Aylanish o'qi silindrning markazidan o'tgan	$\frac{1}{2}mR^2$
3	Shar	O'q sharining markazidan o'tgan	$\frac{2}{5}mR^2$
4	Yupqa devorli sfera	O'q sferaning markazidan o'tgan	$\frac{2}{3}mR^2$
5	l uzunlikdagi sterjn	Aylanish o'qi sterjnga tik vauning markazidan utgan	$\frac{1}{12}ml^2$
6	l uzunlikdagi sterjn	Aylanish o'qi sterjnga tik va uning oxirgi uchidan o'tgan	$\frac{1}{3}ml^2$

Savollar:

1. Burchak tezlik va burchak tezlanish?
2. Kuch momenti nima?
3. Impuls momenti nima?
4. Inertsia momenti nima?
5. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni?
6. Aylanma harakatda kinetik energiya?

5-Ma'ruza

Noinertsial sanoq sistemalarida jismning harakati

Reja:

1. Noinertsial sanoq sistemalari;
2. Ilgarilanma harakatdagi noinertsial sanoq sistemasida inertsia kuchi;
3. Aylanuvchi sanoq sistemasidagi inertsia kuchi.

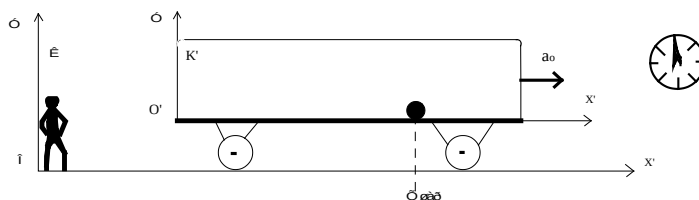
Tayanch iboralar: Noinertsial sanoq sistemalari. Inertsia kuchlari. Koriolis kuchi.

Adabiyotlar:[1;2;3;6;10.]

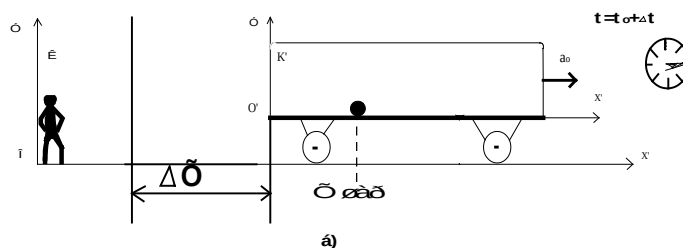
Noinertsial sanoq sistemalari

Yo'lning to'g'ri chiziqli gorizontol qismida harakatlanayotgan vagon ichidagi jismlar vaziyatini tekshiraylik. Buning uchun Yer sirti bilan bog'langan K sanoq sistemasida va vagon bilan bog'langan K' sanoq sistemasida turgan kuzatuvchilar nuqtai nazaridan fikr yuritaylik.

1. Vagon harakatlanmayotgan holda K va K' sanoq sistemalaridagi kuzatuvchilarning fikri aynan bir xil bo'ladi (5.1 rasm). Vagonning gorizontol polida turgan sharning og'rlik kuchi polning reaksiya kuchi bilan muvozanatlanganligi uchun Nyutonning birinchi qonuniga asosan, shar o'zining tinch holatini saqlaydi. Vagon to'g'ri chiziq bo'lib tekis harakatlangan ($a_0 = \text{const}$) holda ham sharning vaziyati o'zgarmasligini K va K' sanoq sistemalaridagi kuzatuvchilar qayd qiladilar. Ma'lumki, Yer sirti bilan bog'langan sanoq sistemasini taqriban inertsial sanoq sistemasi deb hisoblash mumkin edi. Shuning uchun K' sanoq sistemasi K sanoq sistemasiga (ya'ni inertsial sanoq sistemasiga) nisbatan tinch turgan yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan hollarda inertsial sanoq sistemasi deb hisoblanadi.



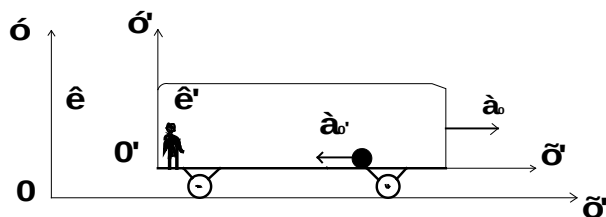
5.1 rasm



5.2 rasm,

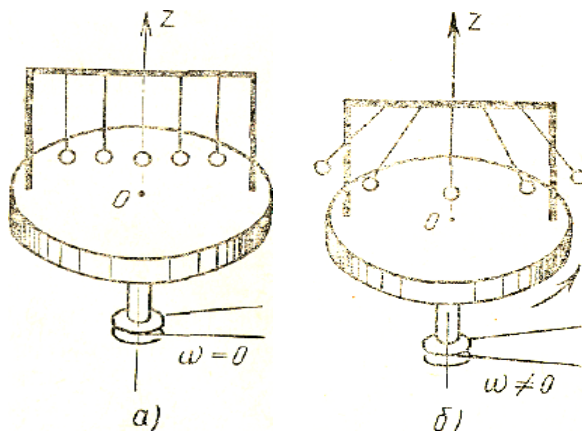
2. Vagon a_0 tezlanish bilan harakatlanayotgan holda (5.2 rasm) K va K' sanoq sistemalaridagi kuzatuvchilarning fikrlari farqlanadi. K sanoq sistemasidagya kuzatuvchi quyidagicha fikr yurita oladi. Vagon va u bilan mustahkam bog'langan jismlar OX yo'nalishida a_0 tezlanish bilan harakatlanyapti. Sharni esa vagon bilan bog'lanmagan jism deb hisoblash mumkin, chunki shar bilan vagon poli orasidagi ishqalanish kuchi e'tiborga olmasa ham bo'ladigan darajada kichik. Binobarin, shar vagon bilan birgalikda tezlanuvchan harakatda qatnashmaydi. Aksincha, Nyutonning birinchi qonuniga asosan, shar o'zining tinch holatini saqlaydi. Shuning uchun vagonning tezlanuvchan harakati boshlangan (5.2a- rasm) t_0 vaqtda ham, harakat boshlanganidan biror Δt vaqt o'tganida K sanoq sistemasidagi sharning kordinatasi (x_{shar}) o'zgarmay qolayapti. Vagon esa Δt vaqt davomida OX yo'nalishida biror Δx masofaga siljib qoladi. Shy sababli vagon devori va shar orasidagi masofa o'zgaradi.

K' sanoq sistemasidagi kuzatuvchi esa sharni chap tomonga qarab tezlanuvchan harakat qilayotgailigini qayd qiladi (5.3 rasm). Jism tezlanishga ershishi uchun unga, Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan, biror kuch ta'sir etishi lozim, albatta. Shuning uchun K' sanoq sistemasidagi kuzatuvchi sharga mazkur kuch bilan ta'sir etayotgan jismni axtaradi, lekin topa olmaydi. Natijada kuzatuvchi quyidagi xulosaga keladi: K' sanoq sistemasidagi sharga to'liq jismlar ta'sir etmayotgan bo'lsada, u o'zining



5.3 rasm.

tinch vaziyatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlamayapti, ya'ni inertsia qonuni bajarilmayapti. Shuning uchun K' sistemadagi kuzatuvchi mazkur sistemani *noinertsial sanoq sistemi deb hisoblashi, tabiiydir*. Aylanuvchi sanoq sistemalaridagi jismlar uchun ham inertsia qonuni bajarilmaydi. Bunga quyidagi tajriba asosida ishonch hosil qilish mumkin. 5.4 a rasmda tasvirlangan disk ustiga Π -simon sterjen o'rnatilgan, sterjenga esa sharlar osilgan. Disk tinch turganida sharlar osilgan barcha iplar vertikal ravishda yo'nalgan. Disk aylanish o'qi atrofida ω burchak tezlik bilan aylantirilganda (5.4 b rasm) sharlar (ipi OZ bilan ustma-ust tushgan shardan boshqalari) tashqi tomonga og'adi. Bu holda ham sharlarga to'liq jismlar ta'sir etmayapti. Lekin sharlar tezlanish oladi. Shuning uchun aylanuvchi sanoq sistemasini ham *noinertsial sanoq sistemi deb hisoblanadi*.



5.4 rasm.

5.2. Ilgarilanma harakatlanayotgan noinertsial sanoq sistemasidagi inertsia kuchi

Vagon bilan bog'liq bo'lgan K' sanoq sistemasidagi sharni kuzataylik. K' sanoq sistemi K sanoq sistemasiga nisbatan $\vec{a}_0$ tezlanish bilan o'ng tomonga qarab ilgarilanma harakat qilayotgan holda (5.3- rasm) K' dagi kuzatuvchi sharni O' tezlanish bilan chap tomonga harakatlanayotganligini qayd qiladi. Shar o'rniga ishq-

lanishsiz harakatlana oladigan boshqa jismlar qo'yib kuzatishnn davom ettirsa, K' dagi kuzatuvchi quyidagi xulosaga keladi:

a) jismlarning tezlanishi ularning massalariga bog'lik emas;

b) barcha jismlarning tezlanishi (a_0') bir xil, uning qiymati K' sanoq sistemasining ilgarilanma harakat tezlanishiga teng, yo'nalishi esa qarama-qarshi.

Demak noinertsial sanoq sistemalarida jismlar

$$a_0' = -a_0 \quad (5.5)$$

tezlanish bilan harakatlanadi. Ikkinchi tomondan, jismga tezlanish beruvchi ta'sirni kuch deb atagandik. Lekin a_0' tezlanish K' sanoq sistemasidagi jismga boshqa jismlarning ta'siri tufayli emas, balki K' sanoq sistemasining K sanoq sistemasiga nisbatan tezlanuvchan ilgarilanma harakati tufayli vujudga keladi. Shuning uchun noinertsial sanoq sistemasidagi jismga ta'sir etuvchi mazkur kuchlarni, ularni oddiy kuchlardan (ya'ni nyuton kuchlaridan) farq qilish maqsadida, **inertiya kuchlari** deb ataladi. Inertiya kuchlarining jismlarga ta'siri xuddi oddiy nyuton kuchlarining ta'siridek bo'ladi. Bu ta'sirni kundalik turmushda, xususan, biror transport pasajiri sifatida ham sezib turamiz. Masalan, transport keskin tormozlanganda yoki ilgarilanma harakat tezligini tezkorlik bilan oshirganda gavdamizni beixtiyor oldinga yoki orqaga egilishiga majbur qilayotgan kuchni sezamiz. Bu kuch transport bilan, bog'liq bo'lgan noinertsial sanoq sistemasining tezlanuvchan (a_0') harakati tufayli vujudga kelayotgan inertiya kuchlaridir. Yerdagi kuzatuvchi, ya'ni inertsial sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun inertiya kuchlari mavjud emas. Transport tormozlanishi yoxud keskin oldinga intilishi chog'ida jismlarning harakatlanishini u oddiygina Nyutonning birinchi konuniga muvofiq (ya'ni jismlar o'zining tinch yoxud tug'ri chiziqli tekis harakat holatini saqlashga intilishi tarzida) tushuntiraveradi.

Tekshirilayotgan holda K' sanoq sistemasidagi jismga ta'sir etuvchi nyuton kuchlari (og'irlik kuchi va tayanchning reaksiya kuchi) ning yig'indisi nolga teng. Shuning uchun jism erishayotgan tezlanish (a_0') faqat inertiya kuchi (F_u) sifatida namoyon bo'ladi:

$$F_u = ma_0' \quad (5.6)$$

Lekin (5.5) munosabatni hisobga olsak (5.2) ni qo'yidagi ko'rinishda ham yozsa olamiz:

$$F_u = -ma_0' \quad (5.7)$$

Demak **tezlanuvchan ilgarilanma harakat qilayotgan sanoq sistemasidagi ixtiyoriy jismga ta'sir etadigan inertiya kuchining yunalishi sanoq sistemasining harakati o'ynalishiga teskari, kuchning moduli esa jism massasi bilan sanoq sistemasini tezlanishning ko'paytmasiga teng.**

Sanoq sistemi o'zgarmas tezlanish bilan harakatlanganda ($a_0 = \text{const}$) m massali jismga ta'sir etuvchi inertiya kuchi ham doimiyligini saqlaydi. Aks holda, ya'ni ($a_0 \neq \text{const}$) bo'lganda, mazkur jismga ta'sir etuvchi inertiya kuchi ham

o'zgaruvchan bo'ladi. Bu holda (5.7) ifoda inertsia kuchining oddiy qiymatini aniqlaydi. Bundan ko'rinib turibdiki, inertsia kuchining qiymati jism massasiga proporsional. Bu xossasi bilan inertsia kuchi og'irlik kuchi ($P = mg$) ga o'xshab ketadi. Demak inertsia kuchi jism massasiga bog'liq bo'lga ekan.

Endi, inertsia kuchi tushunchasidan foydalanib noinertsial sanoq sistemalari uchun harakat tenglamasini yozaylik. Tabiiyki, bu holda jismga ta'sir etuvchi kuchlarning vektor yig'indisiga nyuton kuchlari bilan bir qatorda inertsia kuchi ham hissa qo'shadi:

$$ma = \sum F_i + F_u$$

yoki

$$ma = \sum F_i - F_u \quad (5.8)$$

Misol tariqasida a_0 tezlanish bilan tik yuqoriga (4,5- a rasm) va pastga (4.5-6 rasm) harakatlanayotgan liftning shipiga osib qo'yilgan m massali jismning vaznini hisoblaylik. Mazkur hollarda jismning vazni deganda ipga taranglik berayotgan F_m kuch tushuniladi.

Lift yuqoriga ko'tarilayotgan bo'lsin (5.5- a rasm). Lift bilan bog'liq sanoq sistemasidagi jism tinch holatda turibdi, ya'ni $a_0 = 0$. SHuning uchun jismga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng: $F_R + P + F_u = 0$.

Barcha kuchlar bir to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalganligi uchun yuqoridagi yig'indi algebraik tarzda $F_R - P - F_u = 0$. ko'rinishda yoziladi. $P = mg$ va $F_u = ma_0$ ekanligini hisobga olsak

$$F_R = m(g + a_0) \quad (5.9)$$

Bo'ladi, ya'ni tezlanuvchan harakat qilib yuqoriga ko'tarilayotgan lift bilan bog'liq sanoq sistemasidagi jismning vazni qo'zg'almas liftidagi vazni (mg) dan katta bo'lar ekan. Lift pastga tushayotgan bo'lsin (5.5- b rasm). Bu holda $F_R + F_u - P = 0$ bo'ladi. Bundan

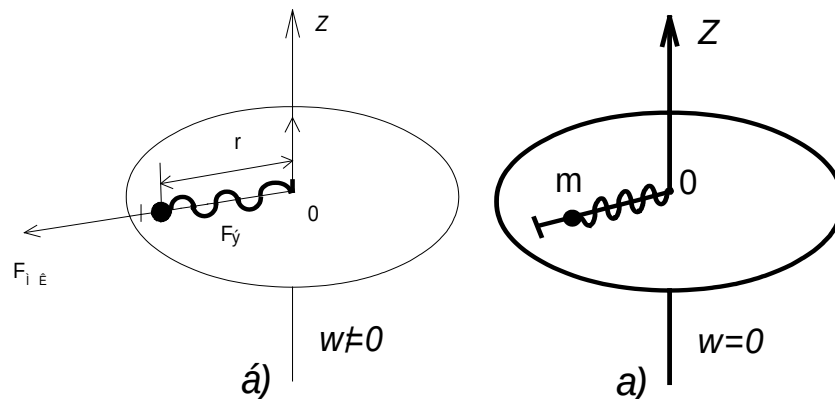
$$F_R = m(g - a_0), \quad (5.10)$$

ya'ni tezlanuvchan harakat qilib pastga tushayotgan lift bilan bog'liq bo'lgan sanoq sistemasidagi jismning vazni qo'zg'almas liftidagi vazni, ya'ni mg dan kichikroq bo'lar ekan. Agar $a_0 = g$ bo'lsa jism vazni nolga teng bo'lib qoladi. $a_0 > g$ bo'lganda esa jism liftning shipiga moduli $m(a_0 - g)$ bo'lgan kuch bilan bosadi.

Aylanuvchi sanoq sistemasidagi inertsia kuchlari

Aylanuvchi sanoq sistemalariga nisbatan jism harakatining faqat bir xususiy holini, ya'ni qo'zg'almas o'q atrofida o'zgarmas burchak tezlik ($\omega = \text{const}$) bilan aylanadigan noinertsial sanoq sistemasidagi jism harakatini tekshiraylik. 5.6-rasmda tasvirlangan qurilma OZ o'q atrofida aylantiriladigan diskdan iborat. Disk radiusi bo'ylab ingichka sterjen o'tkazilgan. r massali sharcha diametri bo'ylab teshilgan va shu sterjenga kiygizilgan. Sharcha disk markazi bilan elastik prujina yordamida birlashtirilgan. Disk aylanma harakatga keltirilmaguncha (5.6 a rasmga), sharcha tinch holatini saqlaydi. Sharchani disk markazi bilan birlashtiruvchi prujina esa normal holatda bo'ladi (ya'ni cho'zilgan ham emas, siqilgan ham emas).

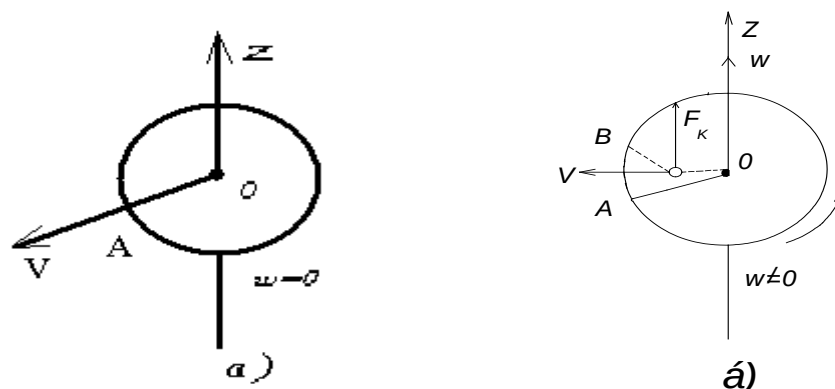
Diskni OZ o'q atrofida ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiraylik (5.6- b rasm). Disk bilan birgalikda sharcha ham OZ o'q atrofidagi aylanma harakatda qatnashadi va u sterjen bo'ylab sirpanib prujinani cho'zadi. Sharcha aylanish markazidan r masofaga uzoqlashganida cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi (tekshirilayotgan holda bu kuch disk markazi tomon yo'nalgan) uni yanada uzoqlashishiga yo'l qo'ymaydi. Buning sababi shundaki, aylanuvchi sanoq sistemasidagi



5.6- rasm.

sharchaga ta'sir etuvchi inertsiya kuchi va cho'zilgan prujina tomonidan sharchaga ta'sir etuvchi kuch (F_{pr}) bir-birini muvozanatlaydi. Inertsiya kuchi disk radiusi bo'ylab aylanish markazidan tashqari tomonga yo'nalgan. Shuning uchun uni **markazdan qochma inertsiya kuchi** ($F_{\text{M.H.}}$) deb ataladi. U quyidagi ifoda bilan aniqlanadi;

$$F_{\text{M.H.}} = m\omega^2 r, \quad (5.11)$$



5.7- rasm.

bundagi ω -aylanuvchi sanoq sistemasining aylanma harakatini ifodalovchi burchak: tezlik v esa aylanish markazi va moddiy nuqtani (tekshirilayotgan holdagi sharchani) birlashtiruvchi radius-vektor.

SHunday qilib, aylanuvchi sanoq sistemasida moddiy nuqtaga ta'sir etadigan markazdan qochma inertsia kuchi moddiy nuqtaning massasiga, sanoq sistemi burchak tezligining kvadratiga va aylanish o'qidan nuqtagacha bo'lgan masofaga proporsionaldir. Aylanuvchi sanoq sistemasidagi jism tinch holatini saqlayotganligi yoxud harakatlanayotganligidan qat'iy nazar unga markazdan qochma inertsia kuchi ta'sir etaveradi. Lekin jism harakatlanayotgan holda unga markazdan qochma inertsia kuchidan tashqari inertsion tabiatli yana bir kuch ta'sir etadi. Bu kuchni uni nazariy usulda kashf etgan frantsuz fizigi Koriolis nomi bilan *koriolis inertsia kuchi* deb yuritiladi. Koriolis kuchi bilan quyidagi tajribada tanishaylik. Gorizontall disk ustida OA radial to'g'ri chiziqli chizaylik va O dan A tomon sharchani v tezlik bilan dumalatib yuboraylik. Disk aylanmayotgan holatda. (5.7a-rasm) sharcha OA to'g'ri chiziqli bo'ylab harakatlanadi. Lekin disk ω burchak tezlik bilan OZ o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan holda (5.7b- rasm) sharcha disk ustidagi OA to'g'ri chiziqli bo'yicha emas, balki OB egri chiziqli bo'ylab harakatlanadi. Buning sababi aylanuvchi sanoq sistemasida sharcha tezligi (v) ga perpendikulyar yo'nalishda qandaydir F_K kuch ta'sir etayotganligida ekan. Bu kuch koriolis inertsia kuchidir. Tajribalarning ko'rsatishicha, koriolis inertsia kuchi disk tekisligida yotadi, yo'nalishi esa v va ω vektorlar vektor ko'paytmasining yo'nalishi bilan aniqlanadi:

$$F_K = 2m[v \cdot \omega], \quad (5.8)$$

Маъмур формула ω бурчак тезлик билан айланувчи саноқ системасидаги m массали жисмнинг v тезлик билан қар қандай қаракатида шу жисмга таъсир этадиган кориолис инерция кучини ифодалайди. Бу қолларда v ва ω векторлар о'заро перпендикуляр бўлганда $|F_K|$ максимал қийматга эга. v ва ω о'заро параллел бўлса, кориолис инерция кучининг қиймати нолга тенг бўлади. Умумий қолда F_K нинг қиймати учун қуйидаги ифода о'ринли:

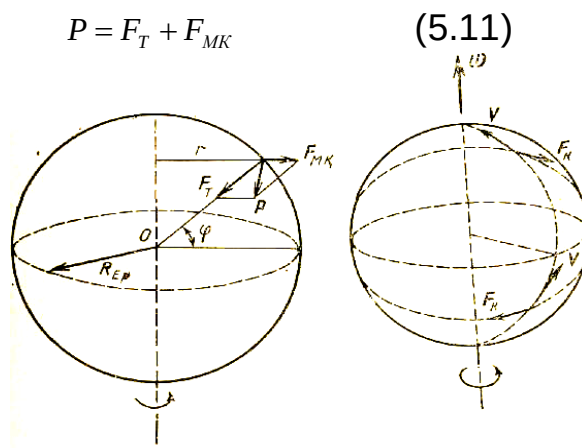
$$F_K = 2m v \omega \sin \alpha, \quad (5.9)$$

бунда v ва ω орасидаги бурчак α деб белгиланган.

Демак текис айланувчи саноқ системасига нисбатан жисмнинг қаракат тенгламасини тузиш учун шу жисмга таъсир этаётган ньютон кучлари, марказдан қочма инерция кучи ва кориолис инерция кучининг қийиндисини олиш керак:

$$ma = \sum F_i + F_{m.k.} + F_K. \quad (5.10)$$

Yer ham aylanuvchi sanoq sistemasi bo'lib hisoblanadi. Uning burchak tezligi $\omega = 2\pi \cdot \text{pad} / \text{cymka} \approx 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ pad} / \text{c}$ ga teng. Yer bilan bog'lik bo'lgan sanoq sistemasining noinertsialligi tufayli Yer sirtidagi jismlarga markazdan qochma va koriolis inertsiya kuchlari ta'sir etadi. Yer kenglikidagi jismning og'irlik kuchi (5.8-rasm) mazkur jismning Yerga tortilish kuchi (F_T) va markazdan kochma inertsiya kuchi (F_{MK}) ning vektor yig'indisidan iborat:



5.8-rasm

Yer sirti bo'ylab harakatlanuvchi har qanday jismga koriolis inertsiya kuchi ta'sir etadi. Rasmda janubdan shimol tomon ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan jismga ta'sir etuvchi koriolis inertsiya kuchining yo'nalishlari tasvirlangan. Rasmdan ko'rinishicha, koriolis inertsiya kuchlari yerning shimoliy yarmidagi jismni o'ng tomonga, janubiy yarmidagi jismni esa chap tomonga og'dirishga harakat qiladi. Shuning uchun ekvatorдан shimolroqdagi daryolarning o'ng qirg'oqlari, janubroqdagi daryolarning esa chap qirg'oqlari ko'proq yemirilgan bo'ladi.

Savollar:

1. Noinertsial sanoq sistemalari?
2. Inertsiya kuchlari?
3. Koriolis kuchi?

6-Ma'ruza Suyuqliklar mexanikasi

Reja:

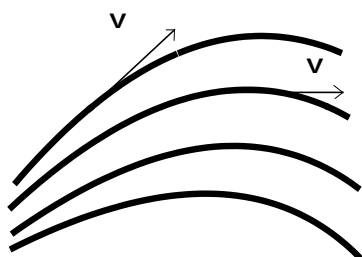
1. Uzuliksizlik tenglamasi;
2. Bernulli tenglamasi;
3. Qovushqoqlik;
4. Laminar va turbulent oqimlar;
5. Jismlarning suyuqlik va gazlardagi harakati.

Tayanch iboralar: Barqaror oqim. Uzuliksizlik tenglamasi. Bernulli tenglamasi. Dinamik bosim. Gidravlik bosim. Statik bosim. Qovushqoqlik. Reynold soni. Laminar va turbulent oqimlar.

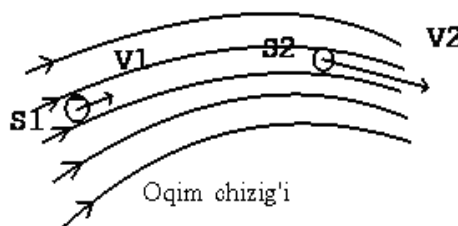
6.1.Uzluksizlik tenglamasi

Suyuqlikning harakatlanishi haqida fikr yuritish uchun qattiq jismlarga xos bo'lmagan yangi tushuncha va kattaliklardan foydalanamiz. Xususan, suyuqlikning harakatlanishini *oqish* deb, harakatlanayotgan suyuqlik zarralarining to'plamini oqim deb yuritiladi. Oqimdagi har bir zarra muayyan paytda aniq v tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir individual zarrasi harakatini kuzatishdan ko'ra boshqacharoq yo'l tutgan ma'qul. Buning uchun *oqim chiziqlari* tushunchasidan foydalaniladi. Oqim chizig'i suyuqlik ichidagi shunday xayoliy chiziq, unishi har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma chiziq urinish nuqtasi orqali o'tayotgan suyuqlik zarrasi oniy tezligining yo'nalishiga mos bo'ladi (6.1rasm). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishinigina emas, balki tezlik qiymatini ham tasvirlash mumkin. Buniig uchun suyuqlik harakati yo'nalishiga perpendikulyar ravishda muayyan soxaga joylashtirilgan birlik yuzni teshib o'tuvchi oqim chiziqlarining soni shu soxadagi suyuqlik zarralari tezligining qiymatiga proportsioial qilib o'tkazilishi lozim. Demak, tezligi kattaroq bo'lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo'lishi lozim.

Oqim chiziqlarining manzarasi vaqt o'tishi bilan o'zgarishi mumkin. Lenin oqim egallagan fazoning ixtiyoriy



6.1 rasm



6.2 rasm

biror nuqtasidan o'tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklari o'zgarmas bo'lsa (ya'ni ayni vaqtda o'tayotgan suyuqlik zarrasining tezligi ilgari shu nuqtadan o'tayotgan paytda to'liq zarralar ega bo'lgan tezlikka teng bo'lsa), oqim chiziqlarining shakli va vaziyati vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Oqim chiziqlarining manzarasi o'zgarmaydigan holdagi suyuqlikning harakatini barqaror harakat yoki **statsionar oqish** deb ataladi. Statsionar oqishdagi oqim chizig'ining biror nuqtasidagi suyuqlik zarrasi shu oqim chizig'i bo'lib harakatini davom ettiraveradi. Boshqacha qilib aytganda, statsionar oqishdagi oqim chiziqlari suyuqlik zarralarining traektoriyasi sifatida ham xizmat qiladi.

Suyuqlik oqimining statsionar harakatini tekshirish uchun uni xayolan oqim naylariga ajratiladi va har bir oqim nayidagi harakat o'rganiladi. Oqim nayi deganda suyuqlik oqimining shunday xayoliy qismi tushuniladiki, uning yon sirtlari oqim chiziqlaridan tashkil topgan bo'lishi kerak (6.2 rasmga q) Bunday nay ichidagi suyuqlik zarralari undan tashqariga chiqa olmaydi va nay tashqarisidagi zarralar uning ichiga kira olmaydilar. Odatda, oqim nayining ko'ndalang kesimi yetarlicha

kichik qilib olinadiki, natijada mazkur kesimning barcha nuqtalaridan utayotgan suyuqlik zarralarining tezliklarini birday deb hisoblash mumkin. Oqim nayi ichidagi suyuqlik **sharra** deb ataladi. Oqim nayini kuzatish uchun uni bo'yash lozim. Xususan, zilol suv oqimida bo'yalgan suyuqlik sharrasi juda yaxshi kuzatiladi. 6.3-rasmda tasvirlangan oqim nayining (rasmda nayning yon sirtlarini qalin chiziq bilan ko'rsatilgan) S_1 va S_2 kesimlaridagi suyuqlik oqimining tezliklari mos ravishda ϑ_1 va ϑ_2 suyuqlikning zichliklari esa ρ_1 va ρ_2 bo'lsin. Oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridan 1 s davomida statsionar ravishda oqib o'tayotgan suyuqlik massalari

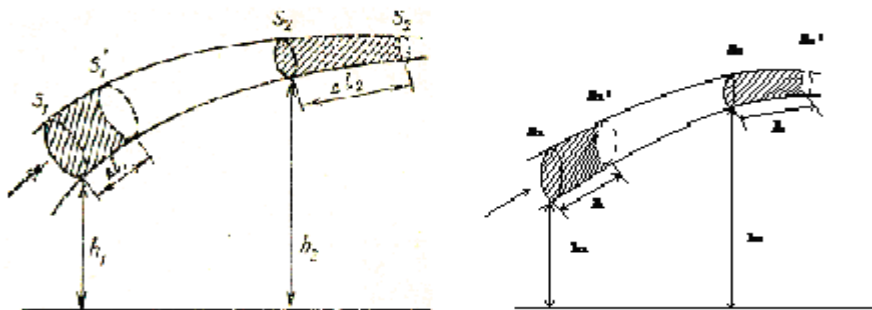
$$m_1 = \rho_1 \vartheta_1 S_1 \text{ va } m_2 = \rho_2 \vartheta_2 S_2$$

o'zaro teng bo'lishi kerak (aks holda, ya'ni $m_1 \neq m_2$ bo'lgan holda suyuqlikning oqishi nostatsionar bo'lib qoladi). Shuning uchun

$$\rho_1 \vartheta_1 S_1 = \rho_2 \vartheta_2 S_2 \quad (6.1)$$

Munosabat o'rinli. Siqilmas suyuqliklar (muayan masalani hal qilayotganda siqilishni hisobga olmasa ham bo'ladigan suyuqliklar) uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo'ladi. Natijada (5.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vartheta_1 S_1 = \vartheta_2 S_2 \quad (6.2)$$



6.3-rasm

(6.1) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun, (6.2) esa siqilmas suyuqliklar uchun **o'zilmalik tenglamasidir**. (6.3) ga asosan, oqim nayi ensizrok bo'lgan sohalarda suyuqlikning oqim tezligi kattaroq, oqim nayi kengayib boradigan yo'nalishda suyuqlikning oqim tezligi kamayib boradi.

Demak, siqilmas suyuqlik uchun oqim nayi ko'ndalang kesimining yuzini shu kesimdan o'tayotgan suyuqlikning oqim tezligiga ko'paytmasi mazkur oqim nayi uchun doimiy kattalikdir.

6.2. Bernulli tenglamasi

Suyuqliklar siqiluvchanlik va ichki ishqalanish (qovushoqlik) xossalariga ega. Suyuqlik harakatini o'rganish chog'ida bu xossalarning barchasini hisobga olmoqchi bo'lsak masala ancha murakkablashadi. Shu sababli suyuqlik oqimining takribiy

(umumiy) manzarasini tekshirayotganda ideal suyuqlik modelidan foydalanish anchagina qulayliklar turdiradi. **Ideal suyuqlik** deganda qovushoqlikka ega bo'lmagan (ya'ni qatlamlari orasida ishqalanish kuchlari ta'sir etmaydigan) siqilmas suyuqlik tushuniladi. Ideal suyuqlik uchun hosil qilingan xulosalarni siqiluvchanligi va qovushoqligi kuchsiz namoyon bo'ladigan real suyuqliklarga ham qo'llash mumkin.

Ideal suyuqlikning oqim tezligi va bosimi orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Buning uchun ideal suyuqlik barqaror oqimi ichida ko'ndalang kesimi yetarlicha kichik bo'lgan oqim nayini xayolan ajrataylik (6.4 rasm). Oqim nayining S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda ϑ_1 va p_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa ϑ_2 va ρ_2 harflari bilan belgilaylik, S_1 va S_2 kesimlar markazlarining biror gorizontaal sathdan balandliklari mos ravishda h_1 va h_2 bo'lsin. S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan oqim nayi ichidagi suyuqlik massasining Δt vaqt davomida to'liq energiyasining o'zgarishini aniqlaylik. Shu vaqt davomida suyuqlikning tekshirilayotgan massasi oqim nayi bo'lib o'ng tomonga siljib qoladi va Δt vaqtning oxirida S'_1 va S'_2 kesimlar bilan chegaralangan hajmi egallaydi. 6.5-rasmdan ko'rinishicha, tekshirilayotgan suyuqlik massasining S'_1 va S'_2 kesimlar orasidagi qismi energiya o'zgarishiga hech qanday hissa qo'shmayotganligi uchun Δt vaqt davomidagi o'zgarishni quyidagicha tasavur qilish mumkin; S_1 va S'_2 kesimlar orasidagi t massali suyuqlik

$$W_1 = \frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1$$

to'liq energiyaga ega bo'lgan vaziyatdan S_1 va S_2 kesimlar orasidagi hajmi egallagan

$$W_2 = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2$$

to'liq energiyali vaziyatga o'tib qolgandek bo'ladi. Natijada tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan vaziyatdan S'_1 va S'_2 kesimlar bilan chegaralangan vaziyatga ko'chishi tufayli uning to'liq energiyasi

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \left(\frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2 \right) - \left(\frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1 \right) \quad (6.3)$$

miqdorga o'zgaradi. Energiyaning bu o'zgarishi, mexanik energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng bo'lishi lozim. Mazkur holda ish bajaradigan tashqi kuchlar-oqim nayining tekshirilayotgan qismiga suyuqlik tomonidan ta'sir etuvchi bosim kuchlaridir. Oqim nayining yon devorlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari suyuqlik zarralarining harakati yunalishiga perpendikulyar bo'lganligi uchun ular hech qanday ish bajarmaydi, Shuning uchun S_1 va S_2 kesimlar orqali ta'sir etuvchi $F_1 = \rho_1 S_1$ va $F_2 = \rho_2 S_2$

kuchlarga ish bajaradi. Δt vaqt davomida S_1 kesimdagi suyuqlik zarralari $\Delta l_1 = g_1 \Delta t$ masofaga siljiganligi tufayli F_1 kuch bajargan ishning qiymati

$$\Delta A_1 = F_1 \Delta l_1' = \rho_1 S_1 g_1 \Delta t$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ish musbat, chunki bosim kuchi suyuqlik zarralarining kuchil yo'nalishida ta'sir etadi. F_2 kuch va suyuqlik zarralarining ko'chish yo'nalishlari teskari bo'lganligi tufayli u bajargan ish manfiy, ya'ni

$$\Delta A_2 = -F_2 \Delta l_2 = -\rho_2 S_2 g_2 \Delta t.$$

Natijada tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = \rho_1 S_1 g_1 \Delta t - \rho_2 S_2 g_2 \Delta t. \quad (6.4)$$

6.3 rasm dan ko'rinishicha, $S_1 g_1 \Delta t$ -oqim nayiga Δt vaqt davomida S_1 kesim orqali kirayotgan suyuqlik hajmi, $S_2 g_2 \Delta t$ esa kesimdan chiqayotgan suyuqlikning hajmi. Ikkinchi tomondan, o'zilmaslik tenglamasiga asosan, $S_1 g_1 = S_2 g_2$. SHuning uchun

$$S_1 g_1 \Delta t = S_2 g_2 \Delta t = \Delta V.$$

Natijada (6.4) ni quyidagicha yoza olamiz:

$$\Delta A = \rho_1 \Delta V - \rho_2 \Delta V. \quad (6.5)$$

Yuqorida qayt, qilganimizdek, ideal suyuqlikning statsionar oqimida $\Delta W = \Delta A$ shart bajarilishi lozim. Binobarin, (6.3) va (6.5) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$\frac{m g_1^2}{2} + m g h_1 + \rho_1 \Delta V = \frac{m g_2^2}{2} + m g h_2 + \rho_2 \Delta V.$$

Bu tenglikning ikkala tomonini ΔV ga bo'lib yuborsak va $m/\Delta V = \rho$ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak

$$\frac{\rho g_1^2}{2} + \rho g h_1 + \rho_1 = \frac{\rho g_2^2}{2} + \rho g h_2 + \rho_2 \quad (6.6)$$

munosabat vujudga keladi.

S_1 va S_2 kesimlarni ixtiyoriy ravishda tanlagan Edik, shuning uchun (6.6) munosabat oqim nayining ixtiyoriy kesimlariga ham ta'luqlidir.

Demak, statsionar oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqim chizig'i bo'lib

$$\frac{\rho g^2}{2} + \rho gh + \rho = \text{const} \quad (6.7)$$

shart bajariladi. (6.7) **Bernulli tenglamasi** deb ataladi.

Bernulli tenglamasidagi kushiluvchi xadlarning fizik ma'nosi bilan tanishaylik:

1. ρ — harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosimni aniqlatadi. Uni *statik bosim* deb ataladi, (6.7) ga asosan statik bosim

$$\rho = \text{const} - \frac{\rho g^2}{2} - \rho gh \quad (6.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar mazkur ifodada, $h=0$ deb olsak, $\rho = \rho_0 = \text{const}$ bo'ladi. Bunchan Bernulli tenglamasi chagi konstantaning ma'nosi kelib chiqadi: U tinch turgan suyuqlikning sanoq boshi tarzida qabul qilingan satxidagi (nolinchi sathdagi) bosimdir. U holda (6.8) ga asosan, oqim tezligi ortsa yoki oqim nayini nolinchi sathiga nisbatan balandroq ko'tarilsa, statik bosimning qiymati ortadi, degan xulosaga kelamiz.

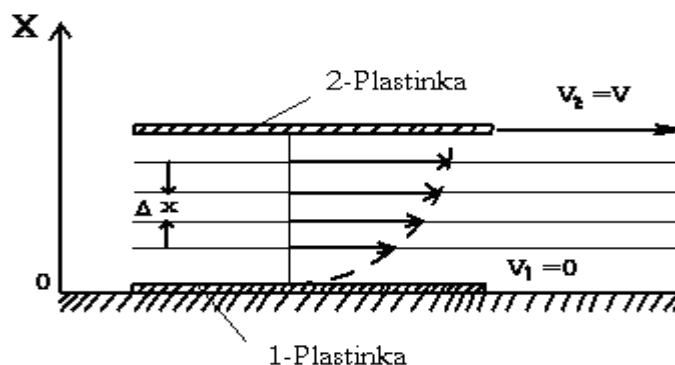
2. $\frac{\rho g^2}{2}$ -**dinamik bosim**. U suyuqlik ichidagi bosim suyuqlikning harakatlanishi tufayli qandaydir miqdorga kamayishini harakterlaydi.

3. ρgh — **gidravlik bosim**. U oqim nayi h balandlikka ko'tarilgan taqdirda statik bosimning qanchaga kamayishini ifodalaydi.

Bo'larni hisobga olib Bernulli tenglamasining mohiyatini quyidagicha ta'riflash mumkin: **ideal suyuqlikning statsionar oqishidagi to'liq bosim—dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig'indisidan iborat bo'lib, uning qiymati oqim nayining barcha kesimlari uchun birday bo'ladi.**

6.3.Qovushqoqlik

Suyuqlik qatlamlarining bir-biriga nisbatan harakatlanishi jarayonida ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunga quyidagi tajribada ishonch hosil qilish mumkin. Ikki o'zaro paralel gorizontal plastinkalarning biri ikkinchisining tepasida joylashgan bo'lib, ular oralig'ida biror suyuqlik, masalan, suv qatlami mavjud (6.4rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $v_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $v_2 = v$ tezlik bilan harakatlantiraylik. Bu plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tutinish kuchi tufayli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birgalikda (v tezlik bilan) harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami esa shu plastinkaga yotufayli harakatlanibatta. Oraliq qat-tezliliklari esa 6.5



lik qatlami qo'zg'almas pishganligi maydi, al-lamlarning rasmda tas-

virlangan. Suyuqlik har-bir qatlamining o'ziga qo'shni quyi qatlamga nisbatan tezligi harakatlanayotgan plastinka yo'nalishida, qo'shni yuqori qatlamga nisbatan tezligi esa plastinka harakatiga teskari yo'nalgan bo'ladi. Bundan quyidagi xulosaga kelamiz:

6.4 rasm

suyuqlikning ikki qo'shni qatlamlariga oid molekulalar orasidagi o'zaro tutinish tufayli quyi qatlam yuqori qatlam tezligini kamaytiradi va aksincha, yuqori qatlam quyi qatlam tezligini oshiradi. Suyuqlikning bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan qatlamlari orasida vujudga kelayotgan bu kuchni **ichki ishqalanish, kuchi** deb yuritiladi. Ichki ishqalanish kuchi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik xossasini esa **qovushoqlik** deb ataladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, suyuqlikning ikki qatlami orasidagi ichki ishqalanish kuchi (F) ning qiymati qatlamlarning bir-biriga tegish sohasining yuzi (S) ga va tezlik gradienti deb ataladigan $\frac{\Delta g}{\Delta x}$ kattalikka to'g'ri proporsional:

$$F = \eta S \frac{\Delta g}{\Delta x} \quad (6.9)$$

Bu ifoda Nyuton formulasi deb ataladi. Undagi tezlik gradienti suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda (ya'ni qatlamlar sirtiga perpendikulyar bo'lgan OX yo'nalishda) o'zgarish jadalligini harakterlaydi. (6.9) dagi η suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning qovushoqlik koeffitsienta deb yuritiladi. Ba'zan, oddiygina qovushoqlik deb ham ataladi.

Qovushoqlikning o'lchov birligini munosabatdan foydalanib aniqlaymiz:

$$\eta = \frac{F}{S \frac{\Delta g}{\Delta x}} \quad (6.10)$$

qovushoqlikning SI dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning qovushoqligi qabul qilinishi kerakki, tezlik gradienti $\Delta g / \Delta x = c^{-1}$ bo'lgan holda mazkur suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlami orasidagi $S = 1m^2$ sirtida $1H$ ga teng ichki ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bu birlik $H \cdot c$ deb ataladi. Haqiqatan, (6.10) da $F = S \frac{\Delta g}{\Delta x}$ larning o'rniga ularning SI dagi birliklarini qo'yib $H \cdot c$ ni hosil qilamiz. Suyuqliklarning qovushoqligi temperaturaga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Buning sababi-temperatura ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasidaga o'zaro ta'sirning susayishidadir.

Suyuqlik qatlamlarining tezliklari bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda tekis o'zgarmasligi ham mumkin. Bunday hollarda Nyuton formulasidagi $\Delta g / \Delta x$ o'rniga uning limitini qo'yish kerak:

$$F = \eta S \frac{d\vartheta}{dx} \quad (6.11)$$

bundagi F - suyuqlikning S yuzli biror qatlamiga ta'sir etuvchi ichki ishqalanish kuchi, $\frac{d\vartheta}{dx}$ esa shu qatlamga yaqinidagi tezlik gradienti. (6.12) ni quyidagi shaklda yozaylik:

$$\frac{F}{S} = \eta \frac{d\vartheta}{dx}. \quad (6.12)$$

Mazkur munosabatning chap tomonidagi nisbatni **urinma kuchlanish** $\tau = F/S$ nomi bilan ham yuritiladi. U suyuqlik qatlamining birlik sirtiga ta'sir etuvchi ichki ishqalanish kuchini ifodalaydi. Demak urinma kuchlanishni

$$\tau = \eta \frac{d\vartheta}{dx} \quad (6.14)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Umuman, suyuqlik qatlamining turli nuqtalarida urinma kuchlanish turlicha qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Bunday holda qatlamning elementar sirti (dS) ga ta'sir etadigan ichki ishqalanish kuchi τ shu qatlamning barcha qismiga ta'sir etadigan ichki ishqalanish kuchi esa

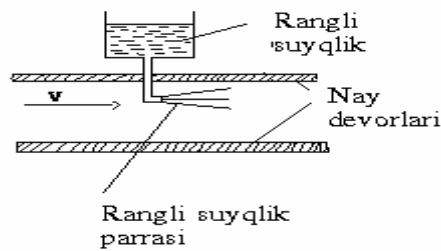
$$F = \int_S \tau dS \quad (6.15)$$

bo'ladi.

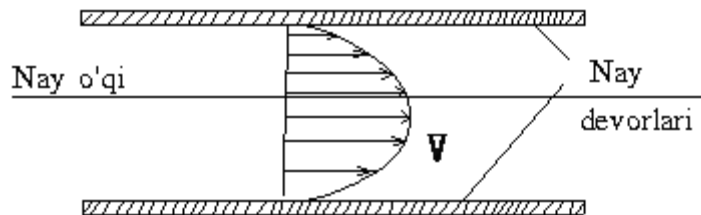
6.4. Suyuqlikning laminar va turbulent oqishi

Suyuqlik oqishining turlari haqida fikr yuritaylik. Avvalo, oldingi paragrafdagi tajribaga yana bir marta murojat etib suyuqlikning qatlamsimon oqishi qanday vujudga kelishi bilan tanishaylik. Molekulyar tutinish tufayli suyuqlikning qattiq jismga bevosita tegib turgan yuqqagina qatlami shu qattiq jismga «yopishgan» bo'ladi. Qattiq jism harakatlangan holda, masalan, 6.4-rasmda tasvirlangan tajribadagi yuqori plastinka harakatlanganda unga «yopishgan» suyuqlik qatlami ham harakatlanadi. Ichki ishqalanish kuchlari tufayli bu qatlam qo'shni qatlamni ilashtiradi, u esa o'ziga qo'shni bo'lgan yana bir qatlamni ilashtiradi va hokazo. Qattiq jism, sirtidan unga perpendikulyar yo'nalishda uzoqlashilgan sari suyuqlik qatlamlarining tezliklari kamayib boradi. Suyuqlikning qatlamsimon oqishini kuzatish maqsadida shaffof shishadan yasalgan qo'zg'almas nayni gorizont ravishda joylashtirib, uning ichidan biror suyuqlikni (masalan, suvni) tashqaridan bosim berish usuli bilan oqizaylik. Tashqaridan berilayotgan bosimga monand ravishda suvning oqish tezligini o'zgartirish mumkin. Suv oqishining manzarasini kuzatish uchun suv oqimi ichiga biror rangli suyuqlik sharrasini kirgizamiz (6.5-rasm). Kuzatishlardan aniqlanishicha, suv oqimining unchalik katta bo'lmagan tezliklarida rangli sharraning shakli nayning barcha qismlarida saqlanadi. Demak, suyuqlik zarralarining bir qatlamdan to'liq qatlamga o'tishlari kuzatilmaydi. Boshqacha qilib

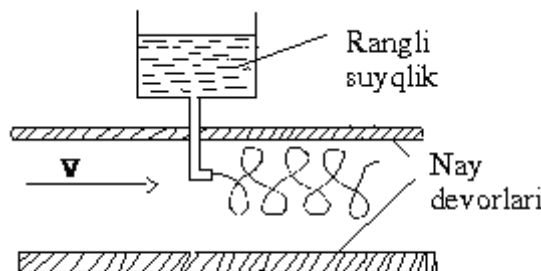
aytganda, suyuqlikning qatlamsimon oqishi sodir bo'ladi. **Suyuqlikning qatlamsimon oqishiga laminar oqish deb ataladi.**



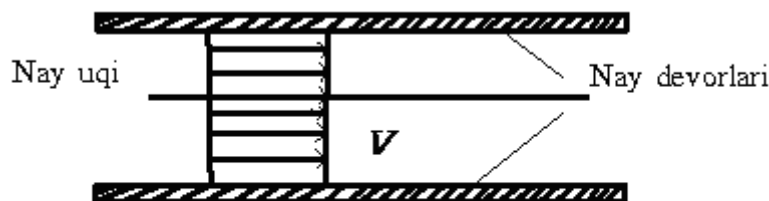
6.5-rasm



6.6-rasm



6.7-rasm



6.8- rasm

Suvning naydagi oqish tezligini oshirib borsak, tezlikning biror qiymatidan boshlab rangli suyuqlik sharrasi nay kesimi bo'ylab yoyila boshlaydi (6.7-rasm). Demak, oqishning qatlamsimonligi buzilib, suyuqlikning aralashishi sodir bo'ladi. **Suyuqlikning aralashib harakatlanishini turbulent oqish deb ataladi.** Turbulent oqish jarayonida suyuqlik zarralarining tezliklari xaotik ravishda o'zgarib turadi. Shuning uchun nay kesimining u yoki bu nuqtasidagi suyuqlik zarrasining o'rtacha tezligi haqida muloxaza yuritish mumkin. O'rtacha tezliklarning nay o'qidan uzoqlashtirilgan sari o'zgarishi 6.8-rasmda tasvirlangan Rasmdan ko'rinib turibdiki, suyuq-

likning aralashishi tufayli nay kesimining deyarli barcha qismida zarralar bir xil o'rtacha tezliklar bilan harakatlanadi. Faqat nay devorlariga bevosita yaqin qatlamda-gina o'rtacha tezlik to'liq qatlamlardagiga nisbatan kichik bo'ladi. Bundan laminar oqishda suyuqlikning qovushoqligi nay kesimining barcha qismida, turbulent oqishda esa faqat nay kesimining devorlarga juda yaqin qismida namoyon bo'ladi degan xulo-sa kelib chiqadi.

Yuqorida qayd qilganimizdek, nay orqali oqayotgan suyuqlik tezligining biror kritik qiymatidan boshlab oqish turbulentlik harakteriga ega bo'la boshlaydi. Suyuq-lik oqishining harakteri Reynolds soni (Re) deb ataladigan o'lchamsiz kattalikka bog'liq.

$$Re = \frac{\rho \vartheta l}{\eta} \quad (6.16)$$

ρ - suyuqlik zichligi, ϑ - nay kesimi bo'yicha suyuqlik oqishining o'rtacha tezligi, η suyuqlikning qovushoqligi (dinamik qovushoqlik),

l - nay kesimining o'lchami, masalan, tsilindrsimon nayning diametri.

Reynolds soni ifodasidagi suyuqlik xossasiga bog'liq bo'lgan η va ρ lar nisbatini kinematik qovushoqlak deb ataladigan

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (6.17)$$

Buni hisobga olsak, (6.16) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$Re = \frac{\vartheta l}{\nu} \quad (6.18)$$

Tajribalarning ko'rsatishicha, oddiy sharoitlarda tsilindrsimon naylar orqali suyuqlikning oqishi laminar harakterga ega bo'lishi uchun $Re < 2300$ bo'liganda lo-zim. $Re > 2300$ bo'lganda esa turbulent oqish namoyon bo'ladi.

Savollar:

1. Barqaror oqim?
2. Uzuliksizlik tenglamasi?
3. Bernulli tenglamasi?
4. Dinamik bosim?
5. Gidravlik bosim?
6. Statik bosim?
7. Qovushoqlik
8. Reynold soni?
9. Laminar va turbulent oqimlar?

7-Ma'ruza

Nisbiylik nazariyasi elemeitlari

Reja:

1. Galiley va Lorents almashtirishlari;

2. Relyativistik dinamikaning asosiy qonuni;
3. Energiya, massa va impuls orasidagi bog'lanish.

Tayanch iboralar: Galileyning nisbiylik printsipi. Nisbiylik printsipi. Yorug'lik printsipining nisbiylik printsipi va Relyativistik dinamikaning asosiy qonuni. Energiya, massa va impuls orasidagi bog'lanish

Adabiyotlar:[1;2;3;4;6.]

Galiley va Lorents almashtirishlari

Galileyning nisbiylik printsipi. Jism harakati sanoq sistemasiga nisbatan aniqlanadi. Sanoq sistemasini tanlash kuzatuvchining ixtiyorida. Shuning uchun bir harakatni turli sanoq sistemalariga nisbatan tekshirish natijasida bu sanoq sistemalaridan birortasini boshqalariga nisbatan imtiyozli deb hisoblash mumkinmi? Bu savolga javob berish maqsadida yetarlicha aniqlik bilan inertsial sanoq sistemi deb hisoblash mumkin bo'lgan K sistemaga nisbatan K' sanoq sistemasining to'g'ri chiziqli tekis harakatini tekshiraylik. Soddashtirish maqsadida K' sistema K sistemaga nisbatan g_0 tezlik bilan OX o'q yo'nalishida harakatlanadi deb hisoblaylik (7.1-rasm). $t=0$ vaqtda ikkala sanoq sistemi bir-birining ustiga tushadi. $t \neq 0$ da K' sanoq sistemasining boshi (ya'ni O' nuqta) K sanoq sistemasida

$$x = g_0 t; \quad y = 0; \quad z = 0$$

koordinatalar bilan aniqlanuvchi nuqtada joylashgan bo'ladi. U holda moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy paytda ikkala sanoq sistemasidagi koordinatalari *Galiley almashtirishlari* deb ataladigan quyidagi munosabatlar bilan o'zaro bog'langan:

$$x = x' + g_0 t; \quad y = y'; \quad z = z'; \quad t = t'; \quad (7.1)$$

bundagi t va t' moc ravishda K va K' sanoq sistemalaridagi soatlar ko'rsatayotgan vaqtlardir. Agar vaqt hisobi ikkala sanoq sistemalarining boshlari (O va O' nuqtalar)

bir-birining ustiga tushib turgan paytdan boshlansa, ikkala sistemadagi bir xil soatlar bir xil vaqtlarni ko'rsatishi (ya'ni $t = t'$ bo'lishi) tabiiy hol ekanligiga kundalik turmushimizda o'rganib qolganmiz.

Demak bir sanoq sistemi (K) dan ikkinchi sanoq sistemi (K') ga o'tganda koordinatalar o'zgaradi, ya'ni koordinatalar nisbiy kattaliklardir. Vaqt o'tishi esa sanoq sistemalarining nisbiy harakatlanishiga bog'liq emas, ya'ni vaqt absolyut kattalikdir.

Endi biror sterjen uzunligini ikkala sistemada aniqlaylik (7.2- rasm). Sterjen uchlari (A va B nuqtalar)ning K sistemadagi koordinatalarinya moc ravishda x_1, y_1, z_1 va x_2, y_2, z_2 deb belgilasaq uning uzunligi

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (7.2)$$

bo'ladi. K' sanoq sistemasi esa K ga nisbatan $\mathbf{OX}$ yo'nalishida $\mathcal{G}_0$ tezlik bilan harakatlanyapti. Shuning uchun K' da sterjen uchlarining koordinatalari moc ravishda $x_1' = x_1 - \mathcal{G}_0 t$, $y_1' = y_1$, $z_1' = z_1$ BQ $x_2' = x_2 - \mathcal{G}_0 t$, $y_2' = y_2$, $z_2' = z_2$ bo'ladi. Natijada sterjenning K' sistemasidagi uzunligi uchun

$$l' = \sqrt{(x_2' - x_1')^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (7.3)$$

ifodani hosil qilamiz, (7.2) va (7-Z) larni o'zaro taqqoslab

$$l = l', \quad (7.4)$$

degan xulosaga kelimiz. Umuman, bir sanoq sistemasidan ikkinchi sanoq sistemasiga o'tganda biror kattalikning qiymati o'zgarmasa, bu kattalik mazkur almash-tirishga nisbatan **invariant** deb gapiriladi. U holda, (7.4).ifodaga asosan, quyida-gini ayta olamiz: uzunlik (ya'ni nuqtalar orasidagi masofa) Galiliy almashti-rishlariga nisbatan invariantdir.

Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tez-liklarining proektsiyalari orasidagi bog'lanishni topish uchun (7.1) ifodalardan vaqt bo'yicha hosila olamiz:

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + \mathcal{G}_0 t) = \mathcal{G}_x' + \mathcal{G}_0, \\ \mathcal{G}_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = \mathcal{G}_y', \\ \mathcal{G}_z &= \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = \mathcal{G}_z'. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Mazkur munosabatlarni vektor ko'rinishida

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \mathbf{v}_0 \quad (7.6)$$

shaklda yozish mumkin. Bu ifoda **tezliklarning qo'shilish qonuni** bo'lib, uni quyidagicha tavsif qilish mumkin: moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligi ($\mathbf{v}$) shu nuhtaning K' dagi tezligi ($\mathbf{v}'$) va K' ning K ga nisbatan tezligi ($\mathbf{v}_0$) ning vektor yig'indisiga teng.

(7.5) ifodalardan vaqt bo'yicha hosila olsak moddiy nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining proektsiyalari orasidagi bog'lanishni hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{d\mathcal{G}_x}{dt} = \frac{d}{dt}(\mathcal{G}_x' + \mathcal{G}_0) = \frac{d\mathcal{G}_x'}{dt} = a_x', \\ a_y &= \frac{d\mathcal{G}_y}{dt} = \frac{d}{dt}(\mathcal{G}_y') = a_y', \end{aligned} \quad (7.7)$$

$$a_z = \frac{d\mathcal{G}_z}{dt} = \frac{d}{dt}(\mathcal{G}_z') = a_z'.$$

Vektor ko'rinishida (7.7) ifodalarni

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}' \quad (7.8)$$

shaklda yoza olamiz. Demak moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezlanish ($\mathbf{a}$) va K' sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\mathbf{a}'$) bir xil ekan. Boshqacha aytganda, tezlanish Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Tajribalarning ko'rsatishicha, barcha inertsial sanoq sistemalarida jism massasi bir xil qiymatga ega va u harakat tezligiga [yorug'lik tezligi (c) dan ancha kichik tezliklar nazarda tutiladi] bog'liq emas:

$$m = m'. \quad (7.9)$$

Nyuton mexashkasida o'rganiladigan kuchlar, xususan elastiklik kuchi yoki tortishish kuchi jismlar yoxud bir jismning ayrim qismlari orasidagi masofaga borliq. Masofa (ya'ni uzunlik) Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Ba'zi kuchlar, masalan, ishqalanish kuchlari ta'sirlashuvchi jismlar tezliklarining farqiga. Tezliklar farqi, (7.6) munosabatga asosan, birchi nertsial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi ($\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1 = \mathcal{G}_2' - \mathcal{G}_1'$). SHuning uchun klassik mexanikada kuch Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir, ya'ni

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}'. \quad (7.10)$$

Dinamikaning asosiy qonuni-Nyutonning ikkinchi qonuniga e'tibor bersak

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} \quad (7.11\alpha)$$

undagi barcha kattaliklar [(7.8), (7.9) va (7.10)] Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Binobarin, dinamika asosiy qonunining K sanoq sistemasiga nisbatan v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq sistemasidagi matematik ifodasi

$$\mathbf{F}' = m'\mathbf{a}' \quad (7.11\beta)$$

mazkur qonunning K sanoq sistemasidagi ifodasiga to'liq moc keladi. Demak ***barcha inertsial sanoq sastemalarida aynan bir mexanik hodisa bir xil tarzda sodir bo'ladi va mazkur inertsial sanoq sistemasida o'tkaziladigan mexanik tajribalar yordamada sanoq sistemasi tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi.***

Bu fikrni Galiley bayon etganligi uchun Galileyning «nisbiylik printsipi, ba'zan, nisbiylikning mexanik printsipi deb yuritiladi. Mazkur printsipga asosan, agar biror sistema (masalan, K sanoq sistemasi) inertsial bo'lsa, unga nisbatan to'g'ri chi-

ziqli tekis harakatlanuvchi juda ko'p inertsial sistemalar (K' lar) ham mavjud. *Inertsial sistemalarning barchasida klassik mexanika qonunlari aynan bir xil namoyon bo'lishidan bu sistemalarning barchasi teng xuquqli va ular orasidan biror imtiyozli inertsial sanoq sistemasini ajratish mumkin emas, degan xulosa kelib chiqadi.*

SHuni ham qayd qilaylikki, tezlikka bog'liq bo'lgan kattaliklar, masalan, impuls ($p = mv$) yoki kinetik energiya ($E = \frac{mv^2}{2}$) bir inertsial sanoq, sistemasidan ikkinchi inertsial sanoq sistemasiga o'tganda o'zgaradi, chunki mazkur o'tishda tezlik o'zgarar edi ($V = V' + V_0$ ifodani eslang). Biroq impuls va energiyalarning turli inertsial sanoq sistemalaridagi qiymatlari bir-biridan v_0 bilan aniqlanuvchi doimiy miqdorga farqlanadi. Shuning uchun bunday kattaliklarni harakterlovchi qonunlar ifodasining ko'rinishi turli inertsial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi.

Umuman, bir sanoq, sistemasidan ikkinchisiga o'tilganda biror kattalikning absolyut qiymati o'zgarsa, lekin bu kattalik qatnashgan tenglamaning ko'rinishi o'zgarmasa, bu tenglama mazkur almashtirishga nisbatan **kovariant** deb aytiladi. Binobarin, impulsning saqlanish qonuni va mexanik energiyaning saqlanish qonuni Galiley almashtirishlariga nisbatan kovariantdir.

Lorents almashtirishlari. XX asr boshlarida Maksvell tomonidan elektrodinamika asosiy qonunlarini umumlashtiruvchi tenglamalar yaratildi. Mexanikada Nyuton tenglamalari qanchalik muhim bo'lsa, elektrodinamikada Maksvell tenglamalari shunchalik ahamiyatga ega. Maksvell tenglamalari nihoyag ko'p tajriba dalillari bilan isbotlandi. Lekin Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emasligi aniqlandi.

Asrimiz boshida fizik olimlarni hayratga solgan mazkur muammoni hal qilish uchun Puankare va undan mustaqil ravishda Eynshteyn quyidagi xulosaga keldilar; Galiley almashtirishlaridan farqlanadigan yangi almashtirishlardan foydalanish zarurki, bu almashtirishlarga nisbatan Maksvell tenglamalarining ifodalari o'z ko'rinishlarini o'zgartirmasliklari lozim. Bunday o'zgartirishlarni Eynshteyn quyidagi ikki printsip asosida keltirib chiqardi:

1. Nisbiylik printsipi. Fizik qonunlar barcha inertsial sanoq, sistemalarida o'rinalidir. Boshqacha qilib aytganda, ayni bir fizik hodisani inertsial sanoq sistemalarining birida kuzatish tufayli olingan natijalar boshqa inertsial sanoq sistemalarida olingan natijalardan farqlanmaydi. Galileyning nisbiylik printsipi ham xuddi shuni ta'kidlar edi, lekin unda faqat mexanik hodisalar (barcha fizik hodisalar emas) haqida mulohaza yuritilgan edi.

2. Yorug'lik tegligining doimiylik printsipi, Yorug'likning vakumdagi (bo'shliqdagi) tezligini qiymati barcha inertsial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi. U yorug'likning tarqalish yo'nalishiga hamda yorug'lik chiqaruvchi jism va kuzatuvchining harakatiga bog'liq emas. Bu printsip klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish: Qoidasiga mutlaqo ziddir. Haqiqatan, K sanoq sistemasiga nisbatan $\mathcal{S}_0$ tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilib uzoqlashayotgan K sanoq sistemasidagi jism tomonidan tarqatilayotgan yorug'lik tezligini s deb belgilasak Galiley almashtirishlariga asosan, K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun yorug'lik tezligi $c + \mathcal{S}_0$

bo'lishi lozim edi. Vaholanki, K sanoq sistemasida ham, K' sanoq sistemasida ham yorug'lik tezligi bir xil bo'lishi kerak binobarin, Nyuton nuqtai nazari asosida fikr yuritsak $c + g_0$ nima uchun s ga teng bo'lishi lozimligini tushuntira olmaymiz, albatta. Buni tushunish uchun fazo va vaqt haqidagi Nyuton tushunchalaridan voz kechish lozim. Fazo va vaqt haqidagi bu yangi tushunchalar Eynshteyn tomonidan yaratilgan nisbiylik nazariyasida aks etgan. 26 yoshli Eynshteynning yaratgan mazkur nazariyasi bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan sanoq sistemalari (ya'ni inertsial sistemalar) uchun o'rinli. Keyinchalik Eynshteyn nisbiylik nazariyasini rivojlantirib, uni bir-biriga nisbatan tezlanuvchan harakat qiladigan sistemalarga qo'llash yo'llarini axtardi va «**tortishish nazariyasi**» deb atalgan umumiy nazariyani yaratdi. Bu nazariyani nisbiylik nazariyasining umumiy holi deb, faqat inertsial sistemalarga ta'luqli bo'lgan nazariyani esa nisbiylik nazariyasining xususiy holi deb hisoblanadi. Binobarin, «**nisbiylik nazariyasi**» deganda shu xususiy holni tushunamiz.

Nisbiylik nazariyasining zaminida yotuvchi **Lorentts almashtirshilari** quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$x = \frac{x' + g_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{g_0^2}{c^2}}}; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{g_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{g_0^2}{c^2}}}. \quad (7.12)$$

Mazkur munosabatlar yordamida K^1 sanoq sistemasidagi koordinatalar (x', y', z') va vaqt (t') dan K sanoq sistemasidagi koordinatalar (x, y, z) va vaqt (t) ga o'tiladi. K sistemadan K' sistemaga o'tish uchun (7.12) ni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$x' = \frac{x - g_0 t}{\sqrt{1 - \frac{g_0^2}{c^2}}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{g_0}{c^2} x}{1 - \frac{g_0^2}{c^2}}. \quad (7.13)$$

Bu ifodalardagi g_0 — bir inertsial sanoq, sistemasi (K) ga nisbatan **OX** o'q yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ikkinchi inertsial sanoq sistemasining tezligi, c esa yorug'likning vakumda tarqalish tezligi. Ba'zi adabiyotlarda (7.12) va (7.13) munosabatlar Lorents almashtirishlari deb ham atalgan. Lorents almashtirishlari formulalarini to'g'ri mulohazalar asosida keltirib chiqarish va ularning haqiqiy ma'nosini ochib 1905 yilda Eynshteyn tomonidan amalga oshirildi.

Relyativistik dinamikaning asosiy tsonuni

Nisbiylik nazariyasining zaminida yotuvchi ikki printsipling birinchisiga asosan, fizika qonunlari barcha inertsial sanoq sistemalarida bir xil ko'rinishga ega bo'lishi, ya'ni Lorents almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi lozim. Eynshteynning ko'rsatishicha, moddiy nuqta dinamikasining asosiy qonuni (ya'ni Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\frac{dp}{dt} = F \quad (7.26)$$

Lorentts almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi uchun moddiy nuqta impulsi

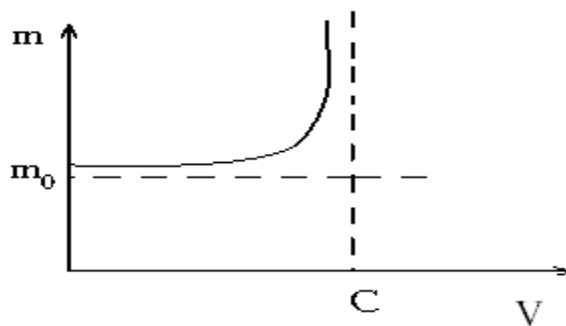
$$p = \frac{m_0 \vartheta}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \quad (7.27)$$

ifoda bilan xarakterlanishi lozim. Bu ifodadagi

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} = m \quad (7.28)$$

kattalikni (ya'ni ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan jism massasini) **relyativistax massa** deb, m_0 ni esa **tinch holatdagi jism massasi** deb ataladi. Ba'zan, qisqaroq qilib, m_0 ni jismning tinchlikdagi massasi deb ataladi. Jism relyativistik massasining uning harakat tezligiga bog'liqligi 7.4- rasmda tasvirlagan. Harakat tezligi (ϑ) yorug'lik tezligi (c) ga yaqinlashganda relyativistik effekt keskinroq namoyon bo'la boshlaydi: jism massasi nihoyat tez ortib boradi, $\vartheta = c$ da esa massaning qiymati cheksiz katta bo'ladi. Shuni ham qayd qilaylikki, harakat tezligiga monand ravishda jism massasining relyativistik ortishi zamonaviy tezlatkichlarda juda katta tezliklarga tezlatilgan zarralar misolida tekshirilgan va tasdiqlangan.

SHunday qilib, Nyutonning ikkinchi qonunining umumiy ko'rinishi relyativistik shaklda



7.1-rasm

$$\frac{d}{dt} \cdot \left(\frac{m_0 \vartheta}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \right) = F \quad (7.29)$$

ko'rinishda yoziladi.

7.3. Energiya, massa va impuls orasidagi bog'lanish

Energiya va massaning o'zaro bog'liqligi. Klassik mexanikada jism massasi o'zgarmas kattalik deb hisoblanadi. Binobarin, jism kinetik energiyasining o'zgarish faqat tezlikning o'zgarish bilan bog'liq, xolos, nisbiylik nazariyasida esa jism massasi uning tezligiga bog'liq bo'lganligi tufayli kinetik energiya o'zgarishining ifodasida massa o'zgarishini ham hisobga olish zarur.

Tinch holatdagi massasi m_0 bo'lgan jismga F kuch ta'sir etayotgan bo'lsin. Bu kuch ta'sirida jism to'g'ri chiziqli traektoriya bo'yicha ds masofaga ko'chayotgan bo'lsa, mazkur kuchning bajargan ishi (dA) jism kinetik energiyasining o'zgarishi (dE) ni vujudga keltiradi, ya'ni

$$dE = dA = Fds. \quad (7.30)$$

Lekin $F = \frac{d(m\mathcal{G})}{dt}$ bo'lganligi uchun (7.30) ni

$$dE = \frac{d(m\mathcal{G})}{dt} ds \quad (7.31)$$

shaklda yoza olamiz. Bundagi $\frac{ds}{dt} = \mathcal{G}$ ekanligini hisobga olsak

$$dE = \mathcal{G}d(m\mathcal{G}) = \mathcal{G}^2 dm + m\mathcal{G}d\mathcal{G} \quad (7.32)$$

bo'ladi.

Jismning relyativistik massasi va tinch holatdagi massasi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi (7.28) munosabatni kvadratga ko'taraylik:

$$\frac{m_0^2}{1 - \frac{\mathcal{G}^2}{c^2}} = m^2 \quad \text{yoki} \quad m_0^2 = m^2 \left(1 - \frac{\mathcal{G}^2}{c^2}\right).$$

Bundan

$$m^2 c^2 = m^2 \mathcal{G}^2 + m_0^2 c^2 \quad (7.33)$$

ni hosil qilamiz. Agar m_0 va c doimiy kattaliklar ekanligini hisobga olib, (7.33) ni differentsiallasak

$$2mc^2 dm' = 2m\mathcal{G}^2 dm + 2m^2 \mathcal{G}d\mathcal{G}$$

vujudga keladi. Bu tenglikni 2τ ga bo'laylik:

$$c^2 dm = \mathcal{G}^2 dm + m \mathcal{G} d\mathcal{G}. \quad (7.34)$$

Mazkur munosabatni (7.32) bilan taqqoslasak ularning o'ng tomonlari bir xil ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Natijada

$$dE = c^2 dm \quad (7.35)$$

munosabat vujudga keladiki, u nisbiylik nazariyasida jism kinetik energiyasining o'zgarishi massa o'zgarishi orqali ifodalanishi mumkinligini ko'rsatadi. (7.35) ni integrallaylik:

$$E = \int_0^E dE = c^2 \int_m^m dm = c^2(m - m_0)$$

yoki

$$E = mc^2 - m_0 c^2. \quad (7.36)$$

τC^2 ni W bilan belgilab, (7.36) ni quyidagi shaklda yozib olaylik:

$$W = mc^2 = m_0 c^2 + E \quad (7.37)$$

Bu munosabat nisbiylik nazariyasining asosiy natijalaridan biri hisoblanadi. U Eynshteyn kashf etgan **energiya va massaning o'zaro bog'lanish qonunini** ifodalaydi. (7.37) dagi W —jismning ixtiyoriy holatidagi to'liq relyativistik energiyasi. Jism tinch holatda bo'lsa (ya'ni $\mathcal{G}=0$) uning kinetik energiyasi (E) nolga teng. Natijada (7.37) ga asosan, jism energiyasi $m_0 c^2$ ga teng bo'ladi, uni **tinch holatdagi jism energiyasi** deb ataladi:

$$W_0 = m_0 c^2. \quad (7.38)$$

Xulosa qilib aytganimizda, klassik fizikada energiya — jismning ish bajara olish qobiliyatini, massa esa jismning inertsia o'lchovini ifodalaydi va ular bir-biri bilan mutlaqo bog'lanmagan kattaliklar deb qaralar edi. Nisbiylik nazariyasida ular bir-biridan ajralmas kattaliklardir. Jism massasining ortishi uning energiyasini ortishi bilan birgalikda yuz beradi. Jism massasini ortirmasdan uning energiyasini hech qanday usul vositasida orttirib bo'lmaydi, albatta.

Energiya va impuls orasidagi bog'lanish. Jismning energiyasi va impulsi shu jism relyativistik massasi m bilan moc ravishda quyidagi ifodalar yordamida bog'langan:

$$\begin{aligned} W &= mc^2, \\ p &= m\mathcal{G} \end{aligned}$$

Energiya va impuls orasidagi bog'lanishni ifodalovchi munosabatni hosil qilaylik Buning uchun yuqoridagi munosabatlarning ikkinchisini c ga ko'paytiraylik so'ng ikkala ifodani kvadratga ko'taraylik:

$$\begin{aligned} W^2 &= m^2 c^4, \\ p^2 c^2 &= m^2 g^2 c^2. \end{aligned}$$

Birinchi ifodadan ikkinchisini ayirsak,

$$W^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 \left(1 - \frac{g^2}{c^2}\right)$$

ni hosil qilamiz. Bundagi τ o'rniga uning m_0 orqali ifodalangan qiymatini qo'yib quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$W^2 - p^2 c^2 = \frac{m_0^2 c^4 \left(1 - \frac{g^2}{c^2}\right)}{1 - \frac{g^2}{c^2}} = m_0^2 c^4.$$

Bundan

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}. \quad (7.39)$$

Mazkur munosabat **relyativistik energiya va impuls orasidagi munosabatni** ifodalaydi. (7.39) ΔCH kelib chiqadigan xulssalardan biri shundan iboratki, tinch holatda massaga ega bo'lmaydigan zarralar ham (masalan, neytrino va foton) relyativistik energiyaga ega bo'laveradi. Binobarin, (7.39) da $m_0 = 0$ deb hisoblasak

$$W = pc \quad (7.40)$$

ifodani hosil qilamiz. Shunday qilib, barcha mikroskopik zarralar $E_0 = m_0 c^2$ relyativistik energiyaga ega bo'ladilar.

8-Ma'ruza Tebranishlar va to'lqinlar

Reja:

1. Garmonik tebranma harakatning harakteristikalari;
2. Myatniklar va ularning tebranish davrlari;
3. Tebranishlar va tashqi kuchlar;
4. Mexanik to'lqinlar.

Tayanch iboralar: Garmonik tebranishlar tenglamasi. Sunuvchi va majburiy tebranish. Rezonans. To'lqin tenglamasi. Fazaviy va guruh tezliklar. Tulqin energiyasi

Adabiyotlar:[1;2;3;6;10.]

8.1. Garmonik tebranma harakatning xarakteristiklari

Tabiatda va texnikada juda ko'p tarqalgan takrorlanuvchi protsess asosida u yoki bu darajada tebranishlar va ularning hosil qilgan to'lqinlari mavjud. Bunday protsendlarga soat mayatnigining tebranishi zanjirdagi o'zgaruvchan tok, elektromagnit tebranishlar, tovush va shu kabilar misol bo'la oladi.

Tebranma harakat yoki tebranish deb, davriy ravishda takrorlanadigan harakatga aytiladi.

Muhit zarralari orasida bog'lanish mavjudligi sababli elastik muhitining biror qismida mavjud bo'lgan tebranishlar shu muhitning barcha tomoniga to'lqin ko'rinishda tarqaladi. Texnika va tabiatda uchraydigan turli ko'rinishdagi tebranish va to'lqinlar bir xil qonuniyatlarga bo'ysunadi.

Hozirgi zamon fizikasida tebranishlar fizikasi maxsus soxa sifatida ajralib chiqqan bo'lib, unda turli xil tebranish yagona nuqtai nazardan qaralib chiqiladi. Tebranishlar fizikasining xulosalari mexanik tebranishlar, o'zgaruvchan tok elektrotexnika radiotexnikaning naziriy asosini tashkil qiladi.

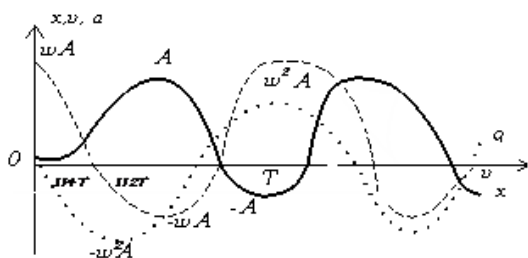
Tebranma harakatning asosiy belgilaridan biri uning davriyligidir. Har qanday davriy ravishda takrorlanuvchi harakat T davr ν chastota bilan harakterlanadi.

Tebranish davri deb, bir marta to'la tebranish uchun ketgan vaqtga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Tebranish chastotasi deb, vaqt birligi ichida to'la tebranishlar soniga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Agar tebranayotgan moddiy nuqta t vaqt ichida N marta to'la tebransa, uning T davri va ν chastotasi quyidagicha yoziladi:

$$T = \frac{1}{\nu} \quad \text{ёku} \quad \nu = \frac{1}{T} \quad (8.1)$$



8.1-rasm

Demak davr bilan chastota bir-biri bilan teskari munosabatda bo'ladi. Tebranish chistotasining birligi qilib gerts ($\Gamma\text{Ц}$) qabul qilingan.

Tebranishning maksimal siljishini harakterlaydigan kattalik tebranish amplitudasi deb ataladi.

Amplitudasi A ning vaqt bo'yicha o'zgarishiga qarab tebranishlar ikki xil: sunmas va sunuvchi tebranishlarga bo'linadi.

Vaqt o'tishi bilan amplitudasining moduli o'zgarmay qoladigan tebranishga sunmas tebranish deyiladi, vaqt o'tishi bilan kamayib boruvchi tebranishga esa sunuvchi tebranish deyiladi.

SHunday qilib, turli xil tebranishlar bir-biridan farq qilish uchun davr, amplituda va chistotadan iborat bo'lgan parametrlardan foydalaniladi.

Garmonik tebranishlar. Tebranma protsesslarning fizik tabiati va murakkablik darajasi jihatidan turli tuman bo'lishiga qaramay, ularning hammasi ba'zi umumiy qonuniyatlar asosida ro'y beradi va ularni garmonik tebranishlar deb ataluvchi eng sodda davriy tebranishlar to'plamiga keltirish mumkin. Shuning uchun garmonik tebranish qonuniyatlarini o'rganish katta amaliy va nazariy ahamiyatga ega. Garmonik tebranishning asosiy qonuniyatlari va karakteristikalarini bilan moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati misolida qarab chiqish qulay. (8.2-rasm)

Faraz qilaylik, M moddiy nuqta A radiusli aylana bo'lib soat strelkasining yo'nalishiga teskari yo'nalishda o'zgarmas ω burchakli tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. U vaqtda bu nuqtaning vertikal N o'qi bo'lib proektsiyasi O muvozanat holati atrofida davriy tebranishni ifodalaydi. ($x=ON$) +A dan – A gacha o'zgaradi. U holda chizmaga asosan tebranishning t paytidagi siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$x = A \cdot \sin \varphi \quad (8.2)$$

Bu yerda φ –fazoviy burchak yoki tebranishning fazasi deyiladi. Fazaviy burchak tebranayotgan nuqtaning holatini va tebranish paytidagi yo'nalishini harakterlaydi. M moddiy nuqta aylana bo'lib tekis ω burchak tezlik bilan harakat qilayotganligini hisobga olsak fazoviy burchak quyidagicha ifodalanadi:

$$\varphi = \omega t = \frac{2\pi}{T} t = 2\pi \nu t, \quad (8.3)$$

(8.2) formulani quyidagi ko'rinishga olib kelimiz: $x = A \cdot \sin \omega t$.

Ma'lumki burchak tezlik ω aylanish davri T, aylanish chastotasi bilan ν bilan quyidagicha bog'langan: $\omega = 2\pi / T = 2\pi \nu$ (8.4)

(8.3) va(8.4) larni (8.2) ga qo'yib quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$x = A \sin \omega t = A \sin 2\pi \nu \quad (8.5)$$

Bu M nuqtaning vertikal o'qdagi proektsiyasi, agar gorizonta o'qdagi proektsiyasini olsak (8.5) tenglama kosinus funktsiya orqali ifodalanadi, ya'ni:

$$x = A \cos \omega t = A \cos 2\pi \nu \quad (8.6)$$

SHunday qilib, garmonik tebranma harakat deb, sinus yoki kosinus funktsiyalari bilan ifodalanadigan eng sodda tebranishlarga aytilar ekan.

Garmonik tebranma harakatning tezligi va tezlanishi. Garmonik tebranma harakat qilayotgan jism oniy tezlik va oniy tezlanishga ega bo'ladi. Garmonik tebranayotgan nuqtaning $\mathcal{G}$ oniy tezligi x siljishning vaqt bo'yicha o'zgarishini harakterlaydi.

$$\mathcal{G} = \frac{dx}{dt} = \mathcal{G}_M \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (8.7)$$

Bunda $\mathcal{G}_M = A\omega$ tezlikning amplituda ifodasi. Garmonik tebranayotgan nuqtaning a oniy tezlanishi $\mathcal{G}$ tezlikning vaqt bo'yicha o'zgarishiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$A = \frac{d\mathcal{G}}{dt} = a_M \sin(\omega t + \varphi_0) = \omega^2 x \quad (8.8)$$

Bu yerda $a_M = a\omega^2$ tezlanishning amplituda ifodasi. Garmonik tebranyotgan nuqtaning tezligi va tezlanishi ham garmonik ravishda o'zgarar ekan.

Garmonik tebranayotgan m massali moddiy nuqta $\mathcal{G}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa o'nga $F = 2kx$ (bunda $k = m\omega^2$ kvazielastik kuch koeffitsienti) kuch ta'sir qiladi shuning uchun u W_k kinetik va W_n potentsial energiyalarga ega bo'ladi

$$W_k = \frac{m\mathcal{G}^2}{2} = \frac{mA\omega^2}{2} \cos^2(\omega t + \varphi_0) \quad (8.9)$$

$$W_n = \frac{kx^2}{2} = \frac{mA\omega^2}{2} \sin^2(\omega t + \varphi_0) \quad (8.10)$$

Garmonik tebranayotgan moddiy nuqtaning to'liq energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W_T = W_k + W_n = \frac{mA\omega^2}{2} \quad (8.11)$$

SHunday qilib garmonik tebranayotgan moddiy nuqtaning energiyasi massasi m ga, amplitudaning kvadrati A^2 ga proporsional bo'ladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga binoan garmonik tebranadigan moddiy nuqtaning to'liq energiyasi o'zgarmas bo'lib, kinetik energiya potentsial energiyaga va aksincha aylanib turadi, ya'ni:

$$W_T = W_k + W_n = \text{const} \quad (8.12)$$

8.2. Myatniklar va ularning tebranish davrlari.

Garmonik tebranishga misol qilib kichik burchak ostida tebranayotgan matematik mayatnikning tebranishini olish mumkin.

Mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmagan ixtiyoriy o'q atrofida tebrana oladigan har qanday qattiq jismga aytiladi.

Mayatniklarga mixga osilgan gardishni, shipga osilgan qandilni, tarozini shayinini va shu kabilarni misol qilib ko'rsatish mumkin.

Mayatniklar matematik mayatnik, fizik mayatnik va prujinali mayatniklarga bulinadi.

Matematik mayatnik. Matematik mayatnik deb, vazinsiz ingichka cho'zilmaydigan ipga osilgan, ma'lum massali moddiy nuqtadan iborat ideallashtirilgan sistemaga aytiladi.

Juda kichik shar osilgan ingichka ipdan tashkil topgan mayatnik amalda matematik mayatnik bo'la oladi. Matematik mayatnikning tebranish davri formulasini keltirib chiqaraylik.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \text{va} \quad \omega = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (8.13)$$

ekanligini hisobga olsak, matematik mayatnikning tebranish davri quyidagicha bo'ladi:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (8.14)$$

SHunday qilib, matematik mayatnikning tebranish davri uning uzunligi l ga bog'liq bo'lar ekan.

Fizik mayatnik. *Fizik mayatnik deb inertsia markazidan o'tmaydigan qo'zg'almas aylanish o'qi atrofida og'irlik kuchi ta'sirida harakatlana oladigan qattiq jism tushuniladi.*

Fizik mayatnikning tebranish davri quyidagicha bo'ladi:

$$T_{\phi} = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}} \quad (8.15)$$

Bu yerda J –inertsia momenti, m –jism massasi, h –fizik mayatnikning osilish o'qidan inertsia markazigacha bo'lgan masofa, g –erkin tushish tezlanishi.

Prujinali mayatnik. *Bir uchi maxkamlangan prujina va unga osilgan m massali yukdan iborat sistemani prujinali mayatnik deyiladi.*

Uning tebranish davri ifodasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$T_n = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (8.16)$$

Bu yerda k –prujina materialining bikrligi, m –yukning massasi.

Mayatniklar uchun umumiy xossa shundan iboratki, mayatniklarning kichik tebranishlarida, ya'ni garmonik tebranishlarda tebranish davri amplitudaga bog'liq emas. Mayatniklarning bu xossasi izoxronlik deyiladi. Izoxronlik xossasi mayatniklardan vaqtini ulchagich soatlar sifatida foydalanishga asos bo'ladi.

8.3. Tebranishlar va tashqi kuchlar

Mayatniklar xususan prujinali yoki matematik mayatnik tebranishlarini ko'rganimizda, prujinali mayatnikda prujinaning elastiklik kuchi, matematik mayatnikda ipning taranglik kuchi va og'irlik kuchlarini ko'rdik. Bu kuchlar ichki kuch

bo'lib hisoblanadi. Tashqi kuchlar ya'ni xususan ishqalanish kuchlari bu tebranish sistemalariga ta'sir qilmaydi deb qaradik.

Tashqi kuchlar ta'siridan xoli bo'lgan bunday sistemalardagi tebranishlar erkin tebranishlar deb ataladi.

Tashqi kuchlar ta'sir qilmaydigan bunday tebranish sistemalarini berk sistema deyiladi. Berk tebranish sistemasida tebranish abadiy bo'lishi kerak, ya'ni erkin tebranishlarda to'la energiya saqlanadi va tebranish amplitudasi o'zgarmas bo'ladi. Real sharoitlarda bunday tebranishlarning bo'lishi mumkin emas.

So'nuvchi tebranishlar. Real Yer sharoitida ishqalanish kuchlarining mavjudligi tebranishlarga qarshi ta'sir qilib, manfiy ish bajaradi. Bu manfiy ish tebranishlar amplitudasining kamayishiga olib keladi va nixoyat shu zaylda tebranishlar so'nadi va tebranuvchi sistema harakatdan to'xtaydi.

Amplitudasi kamayib boruvchi tebranishlarni so'nuvchi tebranishlar deb aytiladi.

Majburiy tebranishlar. Tebranayotgan sistemaga ishqalanish kuchi emas, balki davriy ravishda ta'sir etib turadigan tashqi kuch qo'yilgan bo'lsin. Bunday kuchlar ta'siridagi tebranishlar majburiy tebranishlar bo'lib hisoblanadi. Majburiy tebranishlar chastotasi majburlovchi tashqi kuch chastotasiga teng bo'ladi. Majburiy tebranishlarda ishqalanish kuchi ta'sirida yo'qotilgan energiya majburlovchi kuch bajaran ish hisobiga tuldirlib turiladi.

Rezonans. Majburlovchi tashqi kuchning tebranish chastotasini o'zgartirib shu xolga olib kelaylikki, tebranayotgan sistemaning xususiy chastotasi bilan teng bo'lib kolsin bunday holatda majburlovchi kuchning amplitudasi ortib ketadi, ya'ni rezonans hodisasi sodir bo'ladi.

Majburiy tebranishlar chastotasining xususiy tebranishlar chastotasiga mos kelib, majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishiga rezonans deyiladi.

Rezonans hodisasi kundalik xayotda teztez uchrab turadi. Rezonans hodisasining salbiy okibatlaridan saqlanish maksadida xususiy tebranishlar va majburiy tebranishlar chastotalarini xisoblab turiladi.

8.4. Mexanik to'lqinlar

Mexanik tebranishlarning elastik muhitda tarqalish jarayoniga mexanik to'lqin deyiladi.

To'lqinlar ikki turga buylama va ko'ndalang to'lqinlarga bulinadi.

Buylama to'lqinlar. Muhit zarralari tebranish bo'lib tarqaladigan to'lqinlar buylama to'lqin bo'lib hisoblanadi. Bunga bir uchidan ushlab tebratilgan ipni misol keltirsa bo'ladi.

Tebranishni birinchi boshlagan zarra keyin elastiklik kuchlari ta'sirida bo'lgan kushni zarralar tebranma harakatga keladi. Bu kushni zarralar uz navbatida xuddi shu harakatni takrorlay boshlaydi. Biz to'lqin deb ataydigan narsa tebranishlarning nuqtadan nuqtaga, zarradan zarraga tarqalishidir. Hosil bo'lgan to'lqin modelini quyidagicha tasavvur qilishimiz mumkin. Bu modelga ko'ra, tizimchada har birining massasi m bo'lgan bir-biriga o'zaro elastiklik kuchi bilan ta'sirlashadigan mayda sharcha-

lardan iborat zanjirni misol qilib olamiz. Bu sharchalar orasida juda kichik bo'lgan prujinalar urnatilgan deb faraz qilishimiz mumkin.

Buylama to'liqlar elastik hajmga ega bo'lgan muhitlarda, ya'ni qattiq, suyuq va gazsimon jismlardagina tarkala oladi.

Ko'ndalang to'liqlar. Muhit zarralari tebranishiga ko'ndalang tarkalsa bunday tebranish ko'ndalang to'liq deyiladi. Bunga otilgan toshdan keyin suv to'liqlarining tarqalishini misol qilsa bo'ladi.

Biz yuqorida bir-biriga prujinalar bilan elastik kuchlari orqali bog'langan sharchalar ya'ni nuqtalar zanjirini ifodalovchi to'liq hosil bo'lishini qarab chiqdik. Bu zanjirdagi birinchi sharcha yoki nuqta yuqoriga surilganda, ya'ni vertikal to'g'ri chiziq bo'lib tebranganda, bu tebranishning qanday tarqalishini ko'rdik.

Zarralarning to'liqning tarqalish yo'nalishiga tik (perpendikulyar) bo'lgan to'liq ko'ndalang to'liq deb ataladi.

Ko'ndalang to'liqlar faqat qattiq jismlarda va ikkita muhit chegarasida tarqaladi, chunki bu muhitlar siljish deformatsiyasiga ega.

Bo'ylama to'liqlarga tovush to'liqlari misol bo'ladi, ko'ndalang to'liqlarga esa suyuqlik sirtida, arqon, rezina shnur, tor va shu kabilar misol bo'ladi. To'liqlarning shakli to'liq sirti va to'liq fronti bilan harakterlanadi.

To'liq sirti deb bir xil fazada tebranayotgan nuqtalarning geometrik urniga aytiladi.

To'liq sirtiga normal yo'nalishda o'tkazilgan chiziqlarga nur deb aytiladi. Nurning yo'nalishi to'liqlarning tarqalish yo'nalishi bilan mos tushadi.

To'liqning manbadan eng uzoqda joylashgan sirti to'liq fronti bo'lib hisoblanadi va shu nuqtalarning geometrik urniga to'liq fronti deb aytiladi

To'liq fazasining bir davr ichidagi siljishiga teng bo'lgan kattalikka to'liq uzunligi deb aytiladi.

Agar to'liqning tebranish davri T , to'liq uzunligi λ va chastotasi ν ekanligini nazarda tutsak uning tezligi quyidagicha ifodalanadi:

$$g = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot \nu \quad (8.17)$$

Savollar:

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deyiladi?
2. Garmonik tebranma harakat tenglamasi?
3. Garmonik tebranma harakatda tezlik va tezlanish?
4. Garmonik tebranma harakatning energiyasi?
5. Matematik mayatnikning tebranish davri?
6. Fizik mayatnikning tebranish davri?
7. Prujinali mayatnikning tebranish davri?
8. Rezonans?
9. Mexanik to'liqlar deb nimaga aytiladi?
10. Buylama va ko'ndalang to'liqlarni tushintiring.

9-Ma'ruza

Gazlarda molekulyar kinetik nazariyaning asoslari

Reja:

1. Ideal gaz uchun molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari;
2. Ideal gaz holati uchun Mendelev Klapeyron tenglamasi;
3. Izojarayonlar tenglamalari.

Tayanch iboralar: Molekulyar kinetik usul. Sistema parametrlari. Izojarayonlar. Mendelev-Klapeyron tenglamasi. Ideal gaz bosimi, o'rtacha kvadratik tezligi va gaz molekullari ilgarilanma harakat kinetik energiyasi. Erkinlik darajasi. Ideal gazning ichki energiyasi.

Adabiyotlar: [1;2;3;4;8;11;14.]

Ideal gaz uchun molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari

Molekulyar fizikada kup zarralar ta'sirida sodir bo'ladigan hodisalar o'rganiladi. Molekulyar fizika qonunlarini mexanik qonunlarga keltirib bo'lmaydi. Makrosistemadagi molekulyar hodisalarga baxo berish uchun sistema tarkibidagi mikrozaralar orasidagi jarayonlarni o'rganish kerak. Molekulyar fizikadagi hodisalar molekulyar kinetik (statistik) usul va termodinamik (energiya almanishuvi tarzi) usuli yordamida o'rganiladi.

Jismlar nixoyat kup mikrozaralar (atom va molekulalar) yig'indisidan tashkil topgan. Molekulyar fizikada jism mikrozaralar sistemasi yok oddiygina qilib sistema deyiladi. Sistema xossalarini o'rganish uchun tegishli fizik kattaliklarni kiritishimiz kerak. ***Bu kattaliklar sistema parametrlari deb ataladi. Ular: hajm; temperatura; bosim va modda miqdori bo'lib hisoblanadi.***

Hajm. Qattiq va suyuq holatlarda moddani tashkil etgan molekulalarning tortilishi ancha kuchli bo'ladi. Shu sababli bu jismlar o'zining hajmini va qattiq jismlar uz shakliniham saqlaydi. Gazsimon holatlarda esa modda molekulalari orasidagi tortishish kuchlari ancha zaif bo'ladi. Shuning uchun gazlar shaklga ega emas va qanday idishga solinsa usha idish shaklini va hajmini to'liq egallaydi. Shunday qilib, sistema hajmi deganda gaz solingan idishning hajmini tushinishimiz kerak.

SI sistemasida hajm birligi qilib m^3 qabul qilingan. Hajmni litrlardaham ifodalash mumkin $1\text{ litr} = 10^3 \text{ m}^3$ ga teng.

Temperatura. Sistemaning isiganlik darajasini miqdor jixatdan baxolash uchun temperatura degan kattalikni kiritamiz. SI sistemasida temperaturaning absolyut termodinamik shkalasi (Kelvin) shkalasidan foydalaniladi. SI sistemasida temperaturaning Tselsi ($^{\circ}\text{C}$) shkalasidam ishlatiladi. Celsi shkalasidan Kelvin shkalasiga utiш учун $\text{shu yidagi formula dan foydalaniladi}$:

$$T = t + 273,15 \quad (9.1)$$

Bu yerda T –Kelvin shkalasidagi temperatura, t Tselsi shkalasidagi temperatura. Odatda T ni absalyut yoki termodinamik temperatura, t ni esa Tselsiy temperaturasi deyiladi.

Bosim. Yuza birligiga normal ravishda ta'sir etuvchi kuch bilan harakterlanuvchi kattalik bosim deyiladi. Bosimning o'lchov birligi $\text{H} / \text{m}^2 = \text{Pa}$, yoki $1\text{ mm.sim.ust.} = 133,322\text{ Pa}$ ekanligini bilamiz.

Modda miqdori. Modda miqdorining o'lchov birligi sifatida mol kobul qilingan. Modda miqdori modda tarkibidagi atom, molekulalar miqdorini ifodalaydi. ***1 mol moddadagi molekulalar miqdorini Avagadro soni deb ataladi.***
 $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} / \text{mоль}$

SHunday qilib, jism tarkibidagi modda miqdorini quyidagi formula bilan ifodalaymiz:

$$\nu = \frac{N_A}{N} = \frac{m}{\mu} \quad (9.2)$$

Bu yerda N jismdagi molekular soni, m –jismda mujassamlashgan molekulaning kilogrammlardagi massasi, μ moddaning molyar massasi.

Bosim tenglamasi. Ideal gaz bosimi uchun molekulyar kinetik nazariyaning tenglamasi quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$P = \frac{1}{3} n m g_{yp.k6.}^2 \quad (9.3)$$

Bu yerda $g_{yp.k6.}^2$ –gaz molekulasiining o'rtacha kvadratik tezligi, m –gaz molekulasiining massasi, n –gaz molekulariining birlik hajmdagi soni, ya'ni kontsentratsiya-si.

SHu (9.3) tenglamaning o'ng tarafini 2 ga kupaytirib, 2 ga bo'lsak bosim bilan gaz molekulariining kinetik energiyasi orasidagi bog'lanish kelib chikadi, ya'ni:

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m g^2}{2} = \frac{2}{3} n W_k \quad (9.4)$$

Demak gaz molekulariining bosimi molekulalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyamiga bog'liq ekan. (4) va (3) ni birgalikda yechsak quyidagi formula hosil bo'ladi:

$$W_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N_A} T \quad (9.5)$$

Bu yerda $R = 8,314 \text{ J} / (\text{mol} \cdot \text{K})$ bo'lib, uni gaz universal doimiysi deyiladi va hamma gazlar uchun o'zgarmas bo'ladi.

$R / N_A = k$ Boltsman doimiysi deb ataladi. (Uning son qiymati $k = 1,3806 \cdot 10^{23} \text{ J} / \text{K}$) Buni hisobga olsak (9.5) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$W_k = \frac{3}{2} k T \quad (9.6)$$

Bu tenglama gaz molekulariining ilgarilanma harakat kinetik energiyasini ifodalaydi. Shunday qilib molekulalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi faqat temperaturaga bog'liq bo'lar ekan.

Bu tenglamani gaz bosimi tenglamasi bilan taqqoslab yechsak quyidagi formula hosil bo'ladi:

$$P = n k T \quad (9.7)$$

Demak gaz molekulariining bosimi ham faqat temperaturaga bog'liq bo'lar ekan. Shunday qilib, molekulyar hodisalarni o'rganishda temperaturani bilish zarur.

O'rtacha kvadratik tezlik ham faqat temperaturaga bog'liq bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$g = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (9.8)$$

Ko'rinib turibdiki, ildiz ostidagi R va μ o'zgarmas va faqat temperatura o'zgarib turadi.

9.2. Ideal gaz holati uchun Mendeleev-Klaapeyron tenglamasi

Molekulyar kinetik nazariyada sistemaning holati va parametrlari temperatura-ga bog'liqligini ko'rdik. Ideal gazning holati asosan P , V va T lar orqali ifodalanadi. Shu uchta parametрни bir-biriga bog'liqligini ifodalovchi tenglama ideal gazning holat tenglamasi bo'lib hisoblanadi. Molekulyar kinetik nazariya qoidalariga asoslanib holat tenglamasini keltirib chikaramiz.

Gaz bosimi uchun chikarilgan (9.7) tenglamaga gaz kontsentratsiyasi $n = N/V$ ni keltirib kuyamiz. U holda quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$PV = \frac{m}{\mu} k N_A T \quad (9.9)$$

Yoki $k N_A = R$ ekanligini hisobga olsak (9.9) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (9.10)$$

Bu tenglama ideal gazning holat tenglamasi bo'lib, Mendeleev-Klaapeyron tenglamasi deb nomlanadi. Bu ixtiyoriy m massali gaz uchun. Bir qilomol ($m/\mu = 1$) gaz uchun Mendeleev-Klaapeyron tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$PV = RT \quad (9.11)$$

SHunday qilib gaz bosimining hajmga ko'paytmasi faqat temperaturaga bog'liq ekan.

Izojarayonlar tenglamalari

Ideal gazlar uchun urinli bo'lgan emperik qonunlar mavjud. Bu qonunlar izojarayonlar qonunlari bo'lib

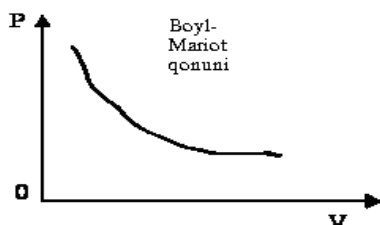
hisoblanadi. Gaz bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda uning parametrlari (P, V, T) o'zgari mumkin. Shu uch parametrdan birortasi o'zgarmay kolib kolgan ikkitasi o'zgargan holatlarni izojarayonlar deb ataladi. Uchta (izotermik, izoxorik, izobarik) jarayonni ko'rib chiqaylik.

Izotermik jarayon. Bu jarayonda temperatura o'zgarmas kolib, gaz bosimi P ning gaz hajmi V ga bog'liq o'zgarish holati namoyon bo'ladi. Bu o'zgarish Boyle-Mariott qonuni bilan ifodalanadi. (9.1 rasm)

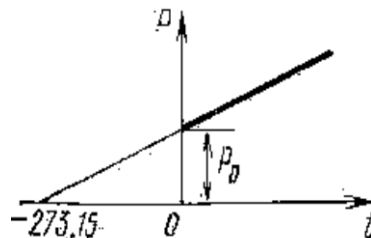
O'zgarmas massali ($m = \text{const}$) gaz bosimining hajmga ko'paytmasi o'zgarmay qoladi.

$$PV = \text{const.} \quad (9.12)$$

Bu bog'lanish PV diagrammada giperbola tarzida aks etadi, ya'ni bosimning ortishi bilan gaz hajmi giperboloik tarzda kamaya boradi



9.1 rasm



9.2 rasm

Izobarik jarayon. Bu jarayon gaz bosimi ($P = \text{const.}$) o'zgarmas bo'lganda hajm V bilan T temperaturaning o'zaro bog'lanishini aks etadi va Gey-Lyussak qonuni qonunida ifodalanadi. (9.2rasm)

O'zgarmas massali ($m = \text{const}$) gaz hajmi (V) temperatura (T) ga chiziqli bog'langan bo'ladi.

$$V_t = V_0(1 + \alpha t) \quad (9.13)$$

Bu yerda V_0 –gaz molekulalari egallagan boshlang'ich hajm, V_t –gaz molekulalarining biror t temperataradan keyin egallagan hajmi, $\alpha = 1/273$ gazning termik koeffitsienti. Ko'rinib turibiki, izobatik jarayonda temperaturaning ortishi bilan gazning hajmi chiziqli ravishda ortib boradi.

Izoxorik jarayon. Bu jarayon gaz hajmi ($V = \text{const.}$) o'zgarmas bo'lganda bosim P bilan T temperaturaning o'zaro bog'lanish qonuniyatini ifoda etadi va Sharl qonuni nomi bilan yuritiladi.

O'zgarmas massali ($m = \text{const}$) gaz bosimi (P) temperatura (T) ga chiziqli bog'langan bo'ladi.

$$P_t = P_0(1 + \alpha t) \quad (9.14)$$

Bu yerda P_0 –gaz molekulalarining boshlang'ich bosimi, P_t – t 3 molekulalarining biror t temperataradan keyingi bosimi, $\alpha = 1/273$ gazning termik koeffitsienti. Ko'rinib turibiki, izoxorik jarayonda temperaturaning ortishi bilan gazning bosim chiziqli ravishda ortib boradi.

Savollar:

1. Sistema parametrlarini ayting?
2. Molekulyar kinetik nazariya uchun bosim tenglamasi?
3. Molekulyar kinetik nazariya uchun kinetik energiya?
4. Molekulyar kinetik nazariya uchun o'rtacha kvadratik tezlik?

5. Kilomol gaz uchun Mendeleev – Klapeyron tenglamasi?
6. m massali gaz uchun Mendeleev – Klapeyron tenglamasi?
7. Boyl – Mariott qonuni?
8. Gey – Lyussak qonuni?
9. SHarl qonuni?

10- Ma'ruza.

Termodinamikaning birinchi bosh qonuni

Reja:

1. Termodinamik usul;
2. Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ish;
3. Issiqlik miqdori.

Tayanch iboralar: Termodinamik usul. Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ish. Issiqlik miqdori.

Adabiyotlar:[1;2;3;6;7;10;14.]

10.1. Termodinamik usul

Termodinamika fizikaning issiqlik hodisalarini energiya almashinuvi yo'li bilan o'rganadigan bobi bo'lib hisoblanadi. ***Molekulyar fizikadagi hodisalarni o'nergiya almashinuvi yo'li bilan o'rganish usulini termodinamik usul deyimiz.***

Termodinamika qonunlari tajribalar asosida ochilgan qonunlar bo'lib hisoblanadi.

Sistemaga atrof jismlar tomonidan berilgan issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini o'zgarishiga va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga sarflanadi.

Bu qonunning matematik ifodasi quyidagi kurinishda yoziladi:

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (10.1)$$

Termodinamikaning birinchi qonuni birinchi tur abadiy dvigatel (perpetuum mobile) yasash mumkin emasligini isbotladi. Ko'rinib turibdiki, berilidigan issiqlik miqdori evaziga ish bajaradi va sistema davriy ravishda o'zining boshlang'ich holatiga qaytib turadi, ya'ni: $\Delta U = 0$ bu degani tenglama $Q = A$ ko'rinishni oladi. Bunday holda dvigatelning bajargan ishi unga berilayotgan issiqlik miqdoridan kata bo'lishi kerak, ammo bunday bo'lishi aslo mumkin emas. Shunday qilib aytish mumkinki, berilgan issiqlik miqdoridan katta miqdorda ish bajaruvchi abadiy dvigatel yasash mumkin emas.

10.2. Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ish

Mexanikada ish kuch va kuch bilan jism ko'chishining yo'nalishi orasidagi burchak kosinusiga ko'paytmasiga teng deb ta'riflanadi. Harakatlanayotgan jismga kuch ta'sir etganda ish bajariladi va bu ish jismning kinetik energiyasining o'zgarishiga teng.

Termodinamikada gaz hajmining o'zgarishida ish bajariladi. Bu termodinamik ish deyiladi. Shu ishni quyidagi misol ustida xisoblab chiqaylik. Tsilindir idish ichiga gaz qamalgan bo'lsin. Yengil harakatlanayotgan porshenning siljishi tufayli gazning hajmi o'zgarib, ish bajariladi. Porshenning harakati natijasida tsilindr ichida-

gi gazning hajmi o'zgarib, kengayishi yoki siqilishi mumkin. Bunday holda ish bajariladi. Shu ishni hisoblaylik. Bunda porshenga gaz tomonidan ta'sir qiladigan kuchning moduli $F' = pS$ ga teng, bu yerda p - gaz bosimi, S - porshen yuzi. Gaz kengayayotganda porshen F kuch yo'nalishida juda kichik $\Delta h = h_2 - h_1$ masofaga siljisin unda gazning kengayish jarayonida bajargan elementar ishi quyidagicha bo'ladi:

$$A' = F' \Delta h = pS(h_2 - h_1) = p(S h_2 - S h_1) \quad (10.2)$$

Agar gaz hajmining $S \Delta h = \Delta V$ qadar ortganligini hisobga olsak elementar ish quyidagi ko'rinishni oladi:

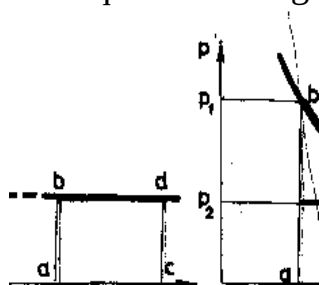
$$A' = p(V_2 - V_1) = p \Delta V, \quad (10.3)$$

bu yerda $\Delta V = V_2 - V_1$ gaz hajmining o'zgarishi.

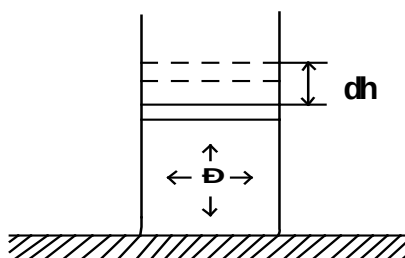
Kengayganda gaz musbat ish bajarada, chunki kuch yo'nalishi bilan porshening ko'chish yo'nalishi bir xil. Kengayish jarayonida gaz uz atrofidagi jismlarga energiya uzatadi.

Agar gaz siqilsa, u holda gaz bajargan ish uchun (3) formula to'g'riligicha qolaveradi. Biroq gaz siqilganda $V_2 < V_1$ bo'ladi va shuning uchun $A' < 0$.

Tashqi jismlarning gaz ustida bajargan ishi A gaz bajargan ish A' dan faqat ishorasi bilan farq qiladi: $A = -A'$, chunki gazga ta'sir etuvchi F kuch F' kuchga qarshi yunaladi, ko'chish esa avvaligicha bo'laveradi. Shuning uchun gazga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning ishi quyidagiga teng:



10.1- rasm



10.2- rasm

$$A = -A' = -p \Delta V \quad (10.4)$$

Gaz siqilganda, ya'ni $\Delta V = V_2 - V_1 < 0$ bo'lganda tashqi kuch musbat ish bajaradi chunki kuchning yo'nalishi bilan ko'chish yo'nalishi bir xil bo'ladi. Tashqi jismlar gaz ustida musbat ish bajarib, gazga energiya beradi. Gaz kengayganda, aksincha, tashqi jismlar bajargan ish manfiy ($A < 0$), chunki bu holda $\Delta V = V_2 - V_1 > 0$. Endi kuch va ko'chish yo'nalishlari qarama-qarshidir.

Ishning geometrik talqini. Gazning bosim o'zgarmas bo'lgan holda bajargan A' ishini geometrik tomondan soddagina tushuntirish mumkin.

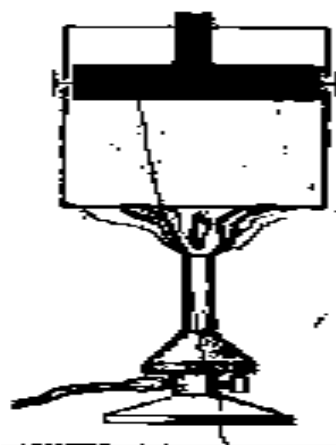
Gaz bosimining hajmiga bog'lanish grafigini chizamiz (10.1rasm). Bu yerda $p_1 = \text{const}$ grafik bilan, V o'q va gaz bosimiga teng bo'lgan ab va cd kesmalar bilan chegaralangan ab va sd to'g'ri turtburchakning yuzi son jihatdan ishga teng:

$$A^1 = p_1(V_2 - V_1) = |ab| \cdot |ac| \quad (10.5)$$

Umumiy holda gazning bosimi o'zgarmay qolmaydi. Masalan, izotermik jarayonda bosim hajmga teskari proportsional ravishda o'zgaradi. Bu holda ishni xisoblab topish uchun hajmning umumiy o'zgarishini mayda-mayda qismlarga bo'lish, elementar ishlarni xisoblab chiqarish, so'ng esa ularning hammasini qo'shish kerak. Bunda ham ish avvalgicha P ning V ga bog'lanish grafigi bilan, V o'q va gazning boshlang'ich va oxirgi holatidagi P_1 va P_2 bosimlariga teng bo'lgan ab va cd kesmalar bilan chegaralangan shaklning yuziga son jixatdan teng.

10.3. Issiqlik miqdori

Tsilindrda turgan gazning ichki energiyasini faqat ish bajarish yo'li bilangina emas, balki gazni isitish yo'li bilan ham o'zgarishi mumkin.



10.3-rasm

Agar porshen qimirlamaydigan qilib quyilsa (15rasm), isitilganda gazning hajmi o'zgara olmaydi va ish bajarilmaydi. Biroq harorati va binobarin, ichki energiyasi ortadi.

Bir jismdan to'liq jismga ish bajarmasdan energiya uzatish jarayoniga issiqlik almashuvi yoki issiqlik uzatish deyiladi.

Issiqlik almashuvi natijasida jismga berilgan energiya issiqlik miqdori deyiladi.

Issiqlik almashuvida jismlar orasidagi chegarada sovuq jismning tezroq harakatlanadigan molekullari bilan issiq, jismning tezroq harakatlanadigan molekullari o'zaro ta'sirlashadi. Natijada molekullarning kinetik energiyalari tenglashadi va sovuq jism molekullarining tezligi ortadi, issiq jism molekullarining tezligi kamayadi.

Issiqlik almashuvida energiya bir turdan to'liq ikkinchi turga aylanmaydi: issiq, jism ichki energiyasining bir qismi sovuq jismga uzatiladi.

Issiqlik sig'imi. Ma'lumki, massasi m bo'lgan jismni t_1 haroratdan t_2 haroratgacha isitish uchun o'nga Q issiqlik miqdori berish kerak:

$$Q = cm(t_2 - t_1) = cm\Delta t \quad (10.6)$$

Soviganda jismning oxirgi harorati t_2 boshlang'ich harorati t_1 dan past bo'ladi va jism beradigan issiqlik miqdori manfiy bo'ladi.

Formuladagi C koeffitsient solishtirma issiqlik sig'imi deb ataladi. **Solishtirma issiqlik sig'imi - 1 kg moddaning haroratini 1K ga o'zgartirishda unga beriladigan yoki undan olinadigan issiqlik miqdoridir.**

Solishtirma issiqlik sig'imi faqat moddaning xossalari-gagina, emas, balki issiqlik qanday jarayonda uzatilayotganiga ham bog'liq. O'zgarmas bosim sharoitida isitilganda gaz kengayib, ish bajaradi. Gazni o'zgarmas bosim sharoitida isitish uchun unga beriladigan issiqlik miqdori gazni o'zgarmas hajm sharoitida 1°S ga isitishda beriladigan issiqlik miqdoridan ortiq bo'ladi.

Suyuq va qattiq jismlar isitilganda arzimagan darajada kengayadi, ularning o'zgarmas hajm va o'zgarmas bosim sharoitidagi solishtirma issiqlik sig'implari birbiridan kam farq qiladi.

Bug' hosil bo'lishining solishtirma issiqligi. Suyuqlikni bug'ga aylantirish uchun unga ma'lum miqdor issiqlik berish lozim. Bug'ga bunday aylanishda suyuqlikning harorati o'zgarmaydi. Suyuqlik o'zgarmas harorat sharoitida bug'ga aylangan molekulalarning kinetik energiyasi ortmaydi, biroq ularning potentsial energiyasi ortadi. Chunki gaz molekulalari orasidagi urtacha masofa suyuqlik molekulalari orasidagi masofadan ko'p marta ortiq.

1kg suyuqlikni o'zgarmas harorat sharoitida bug'ga aylantirish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori bug' hosil bo'lishining solishtirma issiqligi deb ataladi. Bu miqdor r harfi bilan belgilanadi va kilogrammga to'g'ri kelgan joullar (J/kg) hisobida ifodalanadi.

Massasi m bo'lgan suyuqlikni bug'ga aylantirish uchun Q bug' issiqlik miqdori kerak:

$$Q_{\text{öyz}} = rm \quad (10.7)$$

Bug' kondensatsiyalanganda xuddi shunday miqdorda issiqlik ajralib chiqadi:

$$Q_R = -rm \quad (10.8)$$

Solishtirma erish issiqligi. Kristall jism eriyotganda unga berilayotgan butun issiqlik molekulalarining potentsial energiyasini ortirishga sarf bo'ladi. Molekulalarning kinetik energiyasi o'zgarmaydi, chunki jism o'zgarmas harorat sharoitda eriyapti.

1kg kristall moddani erish haroratida o'shanday haroratli suyuqlikka aylantirish uchun zarur bo'ladigan issiqlik miqdori solishtirma erish issiqligi deb ataladi.

1kg modda kristallanganda xuddi shunday miqdorda issiqlik ajralib chiqadi. Massasi m bo'lgan kristall jismni eritish uchun $Q_{\text{эp}}$ issiqlik miqdori kerak:

$$Q_{\text{эp}} = \lambda m. \quad (10.9)$$

Jism kristallanganda xuddi shunday miqdorda issiqlik ajralib chiqadi.

$$Q_{KP} = \lambda m \quad (10.10)$$

Bu yerda m - gazning massasi, λ - solishtirma erish issiqligi.

Savollar:

1. Termodinamik usul nima?
2. Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ish?
3. Issiqlik miqdori?
4. Issiqlik sig'imi?

11-Ma'ruza

Termodinamikaning birinchi qonunining izojarayonlarga tadbiqu

Reja:

1. Ichki energiya;
2. Izoprotsesslarda bajarilgan ish;
3. Ideal gazning issiqlik sig'imi.

Tayanch iboralar: Ichki energiya. Izotermik jarayonda bajarilgan ish. Ideal gazning issiqlik sig'imi. Mayer tenglamasi.

Adabiyotlar:[1;2;3;6;7;10;14.]

11.1. Ichki energiya

Termodinamika va molekulyar kinetik nazariya issiqlik jarayonlarini tushuntiruvchi asosiy ikki usul bo'lib hisoblanadi. Termodinamikada ish bajarish uchun issiqlikdan foydalanish yo'llari ko'rsatiladi. Hozir fan va texnikada issiqlik hodisalarini o'rganishda termodinamikadan ham, molekulyar kinetik nazariyadan ham birday foydalanilmokda.

Termodinamikaning asosiy mazmuni energiyaning tabiatiga oid bo'lgan ikkita asosiy qonunidir. Bu qonunlar tajribada aniqlanadi. Bu qonunlar ichki tuzilishidan qat'iy nazar hamma moddalar uchun to'g'ridir.

Makroskopik jismlar mexanik energiya bilan birga usha jismlarning ichida bo'lgan energiyaga ham ega ekanligi isbot etildi. Bu ichki energiya tabiatda energiya aylanishlarning balansiga kiradi.

Ichki energiya kashf etilgandan keyin energiyaning saqlanishi va aylanish qonuni o'z ta'rifini topdi.

Muz ustida sirpanib ketayotgan shayba ishqalanish kuchi ta'sirida to'xtaganda uning mexanik (kinetik) energiyasi shunchaki tartibsiz harakatlanayotgan molekulalariga uzatiladi. Ishqalanuvchi sirtlarning g'adir-budirliklari harakat davomida defor-

matsiyalanib, molekulalar betartib harakatining intensivligi ortadi. Ikkala jism isishi natijasida ularning ichki energiyasi ortadi.

Ichki energiyani mexanik energiyaga aylanishi mumkin. Agar og'ziga tiqin tiqilgan probirka ichidagi suv isitilsa, suvning ichki energiyasi orta boshlaydi. Suv qaynaydi, bug' bosimi shu qadar ortib ketadiki, tiqin otilib chiqib ketadi. Tiqinning kinetik energiyasi bug'ning ichki energiyasi hisobiga ortadi. Suv bug'i kengayganda, ish bajarib, soviydi. Bunda bug'ning ichki energiyasi kamayadi.

Molekulyar kinetik nazariyaga asosan makroskopik jismning ichki energiyasi barcha molekula (yoki atom) larning jismning massalar markaziga nisbatan qiladigan xaotik harakatining kinetik energiyalari bilan barcha molekulalarning bir-biri bilan qiladigan o'zaro ta'sirining potentsial energiyalari yig'indisiga teng Makroskopik jismlarda molekulalar nihoyatda ko'p bo'lgani sababli jismning ichki energiyasini (yoki uning o'zgarishini) ayrim molekulalarining harakatini va ularning bir-biriga nisbatan egallagan vaziyatlarini e'tiborga olib hisoblab chiqarish amalda mumkin emas. Shuning uchun jismning ichki energiyasining o'rtacha qiymatini (yoki uning o'zgarishini) bevosita o'lchab topish mumkin bo'lgan to'liq usullarni bilishimiz kerak.

Ideal gaz molekulalari bir-biriga to'qnashgan qisqa vaqtlarda to'liq o'zaro ta'sirlashmaydi. Shu sababli ularning potentsial energiyasi nolga teng deb hisoblanaadi. Ideal gazning butun ichki energiyasi uning molekulalarining issiqlik harakatining kinetik energiyasidan iborat.

Alohida atomlardan tuzilgan bir atomli gazning xossalari juda sodda. Geliy, neon, argon va shular kabi inert gazlar bir atomli gazlar jumlasidandir.

Massasi m bo'lgan bir atomli ideal gazning ichki energiyasini xisoblab topish uchun bitta atomning o'rtacha kinetik energiyasi $\bar{E} = \frac{3}{2}KT$ ni atomlar soni

$N = \frac{m}{M} N_A$ ga ko'paytirish kerak. $KN_A = R$ ekanligini hisobga olib, ideal ichki energiyasini qiymati U ni topamiz.

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT \quad (11.1)$$

Bir atomli ideal gazning ichki energiyasi uning absalyut haroratiga to'g'ri proporsional.

Ichki energiya sistemaning hajmiga va to'liq makroskopik parametrlariga bog'liq emas. Ma'lum massali ideal gazning ichki energiyasi uning harorati o'zgargandagina o'zgaradi.

$$\Delta U = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T \quad (11.2)$$

Agar gazni massasi orttirilsa uning ichki energiyasi ham ortadi ($U \sim m$). Ichki energiya gazning turiga ya'ni gazning molyar massasiga bog'liq $U \approx \frac{1}{\mu}$, chunki

molyar massa μ qancha katta bo'lsa ma'lum massali gazda atomlar shuncha oz bo'ladi.

Ideal gazning ichki energiyasi gazning bosimiga bog'liq emas, chunki uning molekulalarining o'zaro ta'sir potentsial energiyasi nolga teng hisoblanadi.

Real gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlarda molekulalarning o'zaro ta'sirining o'rtacha potentsial energiyasi nolga teng emas. To'g'ri gazlarda bu energiyaning O'rtacha kinetik energiyasidan ancha kam biroq suyuqlik va qattiq jismlarda kinetik energiyaga yaqin bo'ladi.

Molekulalar o'zaro ta'sirining O'rtacha potentsial energiyasi moddaning hajmiga bog'liq bo'ladi, chunki hajm o'zgarganda molekulalar orasidagi O'rtacha masofa o'zgaradi. Termodinamikada ichki energiya umumiy holda harorat T bilan birga hajm. V ga ham bog'liq.

Harorat T , hajmi V va to'liq makroskopik parametrlarning, qiymatlari jismlarning holatini aniq, ifodalaydi. Shuning uchun bu parametrlar makroskopik jismlarning ichki energiyasini ham aniqlaydi.

11.2. Izoprotsesslarda bajarilgan ish

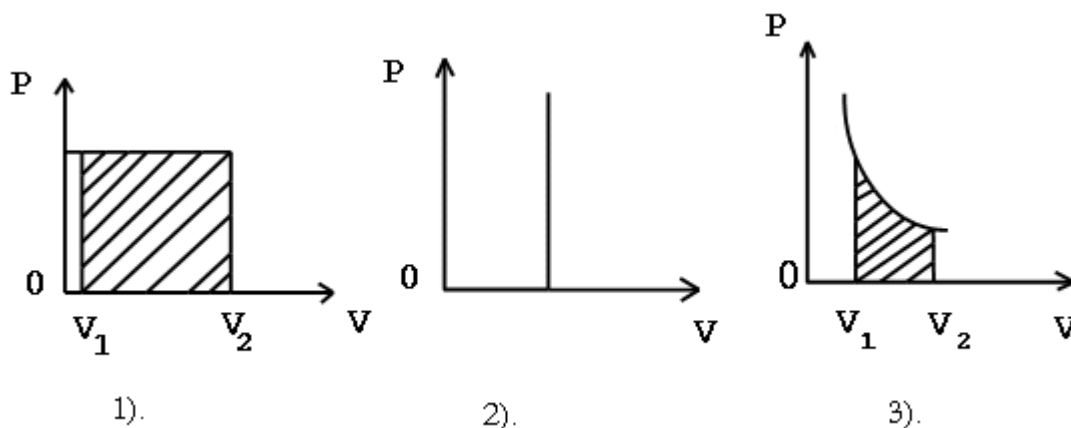
Termodinamikaning birinchi bosh qonuni ifodalaydigan $\delta Q = dU + \delta A$ munosabat ideal gazdagi turli izoprotsesslar uchun qanday ko'rinishga kelishini aniqlaylik.

1. Izobarik protsess. Mazkur protsessda ideal gaz bosimi o'zgarmay saqlangan holda ($P = \text{const}$) kengayadi. Sistemaga berilayotgan issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini o'zgartirishga va o'zgarmas bosim sharoitida ish bajarishga sarf etiladi.

Izobarik protsessning (PV) diagrammadagi grafigi abstsissa o'qiga paralel to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi. (11.1-rasm). Gaz hajmining V_1 dan V_2 gacha izobarik kengayishida bajariladigan ishning qiymati rasmdagi shtrixlangan to'g'ri to'rt burchakning yuzi bilan aniqlanadi, ya'ni:

$$A = P(V_2 - V_1) \quad (11.3)$$

Ideal gazga berilayotgan issiqlik miqdori Q ning holgan qismi, ichki energiyaning o'zgarishi ΔU ga sababchi bo'ladi. Shuning uchun termodinamikaning bosh tenglamasini qo'yidagicha o'zgartirib yozamiz:



11. rasm

$$Q = \Delta U + A = U_2 - U_1 + p(V_2 - V_1) = (U_2 + pV_2) - (U_1 + pV_1) \quad (11.4)$$

Bundagi

$$H = U + pV \quad (11.5)$$

kattalik holat funktsiyasi bo'lib, u entalpiya deb ataladi. Shunday qilib, izobarik protsessda sistemaga berilayotgan issiqlik miqdori sistema entalpiyasining o'zgarishiga sarflanar ekan, ya'ni:

$$Q = H_2 - H_1 \quad (11.6)$$

Shu sababli H ni, ba'zan, issiqlik saqlam deb ham ataladi.

2. Izohorak protsess. Bu protsess sodir bo'layotganda ideal gazning hajmi o'zgarmaydi ($V = \text{const}$), bosimi esa o'zgaradi. Shu sababli izohorik protsessning (p, V) diagrammadagi grafigi ordinata o'qi (p o'qi) ga parallel bo'lgan to'g'ri chiziqdan iborat (11.2-rasm). va shuning uchun uning ishi nolga teng bo'ladi. Ichki energiyaning o'zgarishi berilgan issiqlik miqdoriga teng:

$$\Delta U = Q \quad (11.7)$$

Agar gaz isitilayotgan bo'lsa, $Q > 0$ va $\Delta U > 0$ bo'ladi, gazning ichki energiyasi ortadi. Gaz soviyotganda $Q < 0$ va $\Delta U = U_2 - U_1 < 0$ ichki energiyaning o'zgarishi manfiy, demak, gazning ichki energiyasi kamayadi. Demak, izohorik protsessda ideal gazga beriladigan issiqlik miqdorining hammasi gazning ichki energiyasini o'zgaptirishga sarflanadi.

3. Izotermik protsess. Mazkur protsess o'zgarmas temperatura ($T = \text{const}$) da amalga oshadi. Izotermik Protsessning (p, V) diagrammadagi grafigi — giperbolik egri chiziqdir (11.3- rasm.) Izotermik protsessda temperatura o'zgarmaganligi tufayli ideal gazning ichki energiyasi ham o'zgarmaydi, ya'ni $\Delta U = 0$. SHuning uchun termodinamikaing birinchi bosh qonuni izotermik protsess uchun qo'yidagi ko'rinishda yoziladi:

$$Q = A \quad (11.8)$$

Demak, izotermik protsessda ideal gaz olayotgan issiqlik miqdorining hammasi ish bajarishga sarflanadi.

Izotermik protsessda ideal gaz bajaradigan ishni hisoblaylik. Mendeleev-Kelapeyron tenglamasidan m massali gazning bosimi qo'yidagicha ifodalanishini bilamiz:

$$p = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V} \quad (11.9)$$

Бу ифодани (11.3) тенгламага ўйиб интегралласак

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \frac{m}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (11.10)$$

munosabatni hosil qilamiz. Bu ifodadagi $\frac{m \cdot RT}{\mu}$ o'zgarmas kattalikdir.

11.3. Ideal gazning issiqlik sig'imi

Jismning issiqlik sig'imi deganda mazkur jism temperaturasini bir kelvinga oshirish uchun unga berilishi lozim bo'ladigan issiqlik miqdori bilan xarakterlanuvchi kattalik tushuniladi. Gazlarning issiqlik sig'imini xarakterlashda solishtirma issiqlik sig'im va molyar issiqlik sig'im tushunchalaridan foydalaniladi:

a). **Gazning solishtirma issiqlik sig'imi** — 1 kg massali gaz temperaturasini 1 K ga oshirish uchun kerak bo'ladigan issiqlik miqdori bilan aniqlanuvchi kattalikdir. U $\mathcal{H}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ larda o'lchanadi.

b). **Gazning molyar issiqlik sig'imi. 1 mol gaz temperaturasini 1 K ga oshirish uchun lozim bo'ladigan issiqlik miqdori bilan xarakterlanuvchi kattalik molyar issiqlik sig'imi deb ataladi.** U $\mathcal{H}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ da o'lchanadi.

Solishtirma issiqlik sig'imni c molyar issiqlik sig'imni esa C bilan belgilaylik. Bunda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi.

$$C = \mu c \quad \text{yoki} \quad c = \frac{1}{\mu} C \quad (11.11)$$

Qattiq jismlar va suyuqliklardan farqli ravishda gazlar hajmining temperaturaga bog'liqligi ancha kuchliroq bo'ladi. Binobarin, gazlar uchun issiqlik sig'imning hajm o'zgarishiga bog'liqligi e'tiborga olinishi lozim. Masalan, δQ issiqlik miqdori ta'siridagi izoxorik protsess tufayli 1 mol ideal gaz temperaturasi dT ga o'zgargan bo'lsin. Protsess izoxorik ($V = \text{const}$) bo'lganligi uchun gazga berilgan issiqlik miqdori uning ichki energiyasini o'zgartirishga sarflanadi, xolos. Shuning uchun

$$\delta Q = dU_M \quad (11.12)$$

tenglik bajariladi. Mazkur tenglikka asosanib issiqlik sig'im ta'rifini qo'yidagicha o'zgartirish mumkin: ***o'zgarmas hajmdagi ideal gazning molyar issiqlik sig'imi*** (odatda C_v deb belgilanadi) *deganda 1 mol ideal gaz temperaturasining 1 K ga o'zgarishiga mos keladigan ikki energiya o'zgarishi, tushunaladi, ya'ni*

$$C_v = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT}. \quad (11.13)$$

Agar ideal gaz ichki energiyasining ifodasidan foydalansak, (11.13) munosabatni quyidagicha o'zgartirib yozish mumkin:

$$C_v = \frac{dU_\mu}{dT} = \frac{d}{dT} \left(\frac{i}{2} RT \right) = \frac{i}{2} R. \quad (11.14)$$

Demak, C_v ning qiymati gaz molekulalari erkinlik darajalaridagi soni (i) ga bog'liq, xolos.

Gaz o'zgarmas bosimda ($p=\text{const}$) isitilsa, uning hajmi kengayadi. Binobarin, gazga berilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning ortishiga va gazning ish bajarishiga sababchi bo'ladi, ya'ni

$$\delta Q = dU_{\mu} + \delta A.$$

SHuning uchun ideal gazning o'zgarmas bosimdagi molyar issiqlik sig'imi (C_p) qo'yidagicha aniqlanadi:

$$C_p = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU_{\mu}}{dT} + \frac{\delta A}{dT}. \quad (11.15)$$

Lekin (11.12) va (11.13) ifodalarga asoslanib (11.14) ni

$$C_p = C_v + \frac{pdV_{\mu}}{dT} \quad (11.16)$$

shaklda ham yozish mumkin. Ikkinchi tomondan, bosimni o'zgarmas deb hisoblangan holda ideal gazning holat tenglamasi ($pV_{\mu} = RT$) ga differentsiallashtirish amalini qo'llab $pdV_{\mu} = RdT$ tenglikni hosil qilamiz. Uni (11.16) tenglamaga qo'ysak, C_p ning ifodasi qo'yidagi ko'rinishga ega bo'ldi:

$$C_p = C_v + R \quad (11.17)$$

(11.17)ning (11.14)ga nisbati har bir gaz uchun xarakterli kattalik bo'lib xizmat qiladi:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_v + R}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (11.18)$$

Masalan, (11.18) ifodaga asosan, $i=3$ bo'lganda $\gamma=1,67$ (bir atomli molekulalardan tashkil topgan gaz uchun), $i=5$ bo'lganda $\gamma=1,40$ (ikki atomli qattiq molekulalardan tashkil topgan gaz uchun), bo'lishi kerak. $T \approx 300K$ dagi gazlar uchun tajribalarda topilgan γ ning qiymatlari nazariy qiymatlarga juda yaqin keladi. Masalan, γ ning tajribada aniqlangan qiymatlari geliy (He) uchun 1,67: kislorod (O_2) uchun 1,40: suv bug'lari (H_2O) uchun 1,31 ga teng

Savollar:

1. Ichki energiya nima?
2. Erkinlik darajasi nima?
3. Izotermik jarayonda bajarilgan ish?

4. Ideal gazning issiqlik sig'imi?
5. Solishtirma issiqlik sig'imi nima?
6. Molyar issiqlik sig'imi nima?
7. Mayyer tenglamasi?

12-Ma'ruza

Termodinamikaning birinchi qonunining adiabatik jarayonlarga tadbiqu

Reja:

1. Puasson tenglamasi;
2. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish;
- 3. Politropik jarayonlar.**

Tayanch iboralar: Adiabatik jarayonlar. Puasson tenglamasi. Adiabatik ko'rsatkichi. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish. Politropik jarayonlar.

Adabiyotlar: [1;3;4;6;8;10.]

12.1. Puasson tenglamasi

Tashqi muhit bilan issiqlik miqdori almashinmay sodir bo'ladigan protsessni adiabatik protsess deb ataladi. Adiabatik protsessda sistema tashqaridan hech qanday issiqlik miqdori olmaydi va tashqariga hech qanday issiqlik miqdori bermaydi. Binobarin, adiabatik protsessda $\delta Q = 0$ bo'lishi kerak. Natijada termodinamikaning birinchi bosh qonuni adiabatik protsess uchun

$$dU + \delta A = 0 \quad (12.1)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Mulohazalarni 1 mol ideal gaz uchun yuritsak hamda $dU = C_V dT$ va $\delta A = p dV_\mu$ munosabatlarni hisobga olsak, (12.1) ifodani qo'yidagi shaklda yozishimiz mumkin:

$$C_V dT + p dV_\mu = 0 \quad (12.2)$$

Bundan

$$dT = -\frac{1}{C_V} p dV \quad (12.3)$$

munosabatni hosil qilamiz. Undan qo'yidagi xulosaga kelishimiz mumkin: **Gaz adiabatik ravishda kengayayotganda soviydi, chunki $dV_\mu > 0$ bo'lganda, $dT < 0$ bo'ladi. Aksincha, adiabatik siqilish protsessida gaz isiydi, chunki $dV_\mu < 0$ shart bajarilsa, $dT > 0$ bo'ladi.**

Ideal gazning holat tenglamasi $pV_\mu = RT$ ni differentsiallasak qo'yidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$pdV_\mu + V_\mu dp = RdT.$$

Agar dT o'rniga uning (12.3) dagi qiymatini qo'ysak,

$$pdV_\mu + V_\mu dp = -\frac{R}{C_V} p dV_\mu$$

yoki

$$\left(1 + \frac{R}{C_V}\right) p dV_\mu + V_\mu dp = 0 \quad (12.4)$$

ifodani hosil qilamiz. Bunday

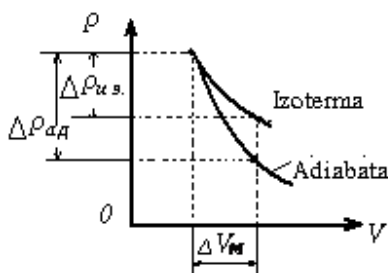
$$1 + \frac{R}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = \gamma$$

ekanini e'tiborga olsak, (12.4) munosabatni $\gamma p dV_\mu + V_\mu dp = 0$ ko'rinishda yozish mumkin. Bu tenglamani pV_μ ga taksimlasak qo'yidagini hosil qilamiz:

$$\gamma \frac{dV_\mu}{V_\mu} + \frac{dp}{p} = 0$$

Bu esa $\ln pV_\mu^\gamma$ funktsiyaning differentsiali ekanligini bilamiz. Shuning uchun uni $d(\ln pV_\mu^\gamma) = 0$ ko'rinishda yozish mumkin. Mazkur munosabat dan adiabatik protsessdagi bosim va hajm orasidagi bog'lanishni ifodalaydigan tenglamani topamiz:

$$pV_\mu^\gamma = \text{const} \quad (12.5)$$



12.1- rasm

Bu tenglamani **Puasson tenglamasi, ya'ni adiabat tenglamasi deb yuritiladi.** Undagi γ esa adiabatik doimiy deb ataladi. 12.1-rasmda adiabatik protsessning (pV) diagrammadagi grafigi tasvirlangan. Adiabat izotermaga nisbatan tikrok bo'ladi. Adiabat tenglamasini boshqacha ko'rinishlarda ham yozish mumkin. Agar (12.5) ifodani ideal gazning holat tenglamasi ($pV_\mu = RT$) ga bo'lsak,

$$\frac{pV_{\mu}^{\gamma}}{pV_{\mu}} = \frac{const}{RT} \quad \text{yoki} \quad TV^{\gamma-1} = const \quad (12.6)$$

munosabatni hosil qilamiz. **Bu ifoda adiabataning holat tenglamasi deb ataladi.** Bu tenglamani qo'yidagi ko'ringishga olib kelish mumkin:

$$\frac{p^{\gamma-1}}{T^{\gamma}} = const \quad (12.7)$$

12.2. Adibatik jarayonda bajarilgan ish

Gazning adiabatik kengayishida bajargan ishini hisoblaylik. Buning uchun $p dV_{\mu} = \delta A$ ekanligini e'tiborga olgan holda (12.7) ifodani

$$\delta A = -C_V dT$$

ko'rinishda yozib olamiz. Gaz hajmi $V_{\mu 1}$ dan $V_{\mu 2}$ gacha kengayganda uning temperaturasi T_1 dan T_2 gacha o'zgargan bo'lsa, bu protsesda bajarilgan ish qo'yidagicha aniqlanadi:

$$A = -C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = -C_V (T_2 - T_1) = C_V (T_1 - T_2). \quad (12.8)$$

Agar (12.6) yoki (12.7) tenglamalardan foydalansak, adiabatik kengayish protsessida 1 mol ideal gaz bajargan ishning temperatura va hajm orqali ifodalangan formulasi

$$A = C_V T_1 \left[1 - \left(\frac{V_{\mu 1}}{V_{\mu 2}} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (12.9)$$

yoki temperatura va bosim orqali ifodalangan formulasi

$$A = C_V T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (12.10)$$

hosil qilinadi.

12.3. Politropik jarayonlar

SHuni alohida qayd qilaylikki, adiabatik protsess amalga oshishi uchun gaz solingan idish issiqlikni mutlaqo o'tkazmaydigan devorli bo'lishi lozim. Shuningdek, izotermik protsess amalga oshayotgan har onda gaz temperaturasi atrof muhit tempe-

raturasi bilan tenglashib turishi lozim. Buning uchun tashqi jismlar bilan gaz orasida ideal (yaxshi issiqlik almashinadigan) sharoit mavjud bo'lishi kerak. Shu sababli amaldagi protsesslarni qat'iy ravishda adiabatik yoki izotermik deb hisoblash mumkin emas.

Tabiatda amalga oshadigan protsesslarni adiabatik va izotermik protsesslarning oralig'i deb qaraladi va ularni politropik protsesslar deb ataladi.

Politropik protsess uchun ideal gaz bosimi va hajmi orasida qo'yidagi bog'lanish mavjud:

$$pV_{\mu}^b = \text{const.} \quad (12.11)$$

Bunda b — **politropa kursatkichi** deb yuritiladi. Ideal izotermik protsess uchun $\varphi=1$, ideal adiabatik protsess uchun $b = \gamma$. Demak, real protsesslar uchun

$$1 < b < \gamma \quad (12.12)$$

bo'ladi.

Savollar:

1. Adiabatik jarayonlar nima?
2. Puasson tenglamasi?
3. Adiabata ko'rsatkichi nima?
4. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish?
5. Politropik jarayonlar nima?

13-Ma'ruza

Gazlarda ko'chish hodisalari

Reja:

1. Gazlarda diffuziya;
2. Issiqlik o'tkazuvchanlik;
- 3. Qovushqoqlik.**

Tayanch iboralar: Gazlarda diffuziya. Issiqlik o'tkazuvchanlik. Qovushqoqlik.

Adabiyotlar:[1;3;4;6;8;11.]

13.1 Gazlarda diffuziya hodisasi

Sistemaning holatini belgilovchi makroskopik kattaliklarning qiymatlari o'zgarmasa sistema termodinamik muvozanatda bo'ladi. Agar sistema muvozanat holatdan chiqarilgan, lekin o'z holicha qoldirilgan bo'lsa, mazkur sistemada shunday protsesslar amalga oshadiki, natijada sistema muvozanat holatiga qaytadi.

Sistemaning termodinamik muvozanat holatiga o'z-o'zicha o'tish protsessini relaksatsiya deb, bunday o'tishga sarflanadigan vaqtni esa relaksatsiya vaqti deb ataladi.

Termodinamik muvozanat holatining qaror topishida ko'chish hodisalari muhim rol o'ynaydi. Ko'chish hodisalariga mansub bo'lgan hodisalardan biri diffuziya-dir.

Bir-biriga chegaradosh bo'lgan gazlar molekulalarining issiqlik harakat tufayli o'zaro aralashib ketish protsessi diffuziya deb ataladi.

Masalan biror hajmning ikki qismida turli gazlar joylashgan bo'lsa yoki ayni bir gazning kontsentratsiyalari turlicha bo'lsa, issiqlik harakati tufayli biror vaqtdan so'ng hajmning barcha sohalaridagi molekulalar kontsentratsiyasi tenglashib qoladi.

Molekulalar kontsentratsiyasi (n) va gaz zichligi (ρ) qo'yidagi munosabat orqali bog'langan:

$$\rho = nm_M \quad (13.1)$$

Binobarin, diffuziya hodisasi tufayli hajmning turli qismlarida gaz zichligi tenglashadi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, gaz zichligining o'zgarish yo'nalishiga perpendikulyar ravishda joylashtirilgan ΔS yuzli sirt orqali (13.1- rasm.) diffuziya hodisasi tufayli $\Delta \tau$ vaqt davomida ko'chadigan gaz massasi

$$\Delta m = -D \frac{d\rho}{dx} \Delta S \Delta \tau \quad (13.2)$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bu fik qonunini ifodalovchi tenglama bo'lib hisoblanadi. Bunday minus ishora gaz massasi zichlik kamroq bo'lgan tomonga ko'chishini ko'rsatadi. $d\rho/dx$ -zichlik gradienti deb ataladi, u gaz zichligining biror yo'nalish bo'yicha o'zgarish jadalligini xarakterlaydi va kg/m^4 larda o'lchanadi. D - diffuziya koeffitsienti, u gazlar xossasiga va diffuziya amalga oshayotgan sharoitga bog'liq. (13.2) munosabatdan

$$D = \frac{\Delta m}{\frac{\Delta S \Delta \tau}{\left| \frac{d\rho}{dx} \right|}}, \quad (13.3)$$

Diffuziya koeffitsienta zichlik gradienti 1 birlikka teng bo'lgan holda birlik yuz orqali birlik vaqtda ko'chadigan gaz massasiga miqdoran teng bo'lgan kattaligidir.

(13.3) munosabatdan foydalanib diffuziya koeffitsientining o'lchov birligi

$$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} \cdot \frac{\text{m}^4}{\text{kg}} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

degan xulosaga kelimiz.

Diffuziya hodisasini molekulyar kinetik nazariya asosida tahlil qilaylik. Bir-birini ichiga kirib borayotgan ikki gaz molekulalarining massalari, o'rtacha tezliklari va effektiv kesimlari aynan birday bo'lsin. U holda (13.3) munosabatga asosan, ikka-

la gaz molekulalarining erkin yugurish o'rtacha masofalari ham birday bo'ladi. ΔS yuzni OX o'qqa perpendikulyar qilib (ya'ni YOZ tekisligida) joylashtiraylik. Natijada mazkur yuz orqali kuchayotgan gaz massasini hisoblash uchun ΔS yuz orqali OX o'q yo'nalishida va unga teskari yo'nalishda o'tadigan molekulalar massalarining farqini topish kerak. Tabiiyki, ΔS yuz orqali o'tadigan molekulalar undan uzoq'i bilan l_{yp} qadar masofada joylashgan bo'lishi lozim. l_{yp} dan uzoqroqdagi molekulalar esa OX ga parallel ravishda hapakatlanib ΔS yuzaga yetib kelguncha yo'lda boshqa molekulalar bilan $\tau\phi\check{\sigma}\eta\alpha\psi\eta\beta$ chetga og'adi. ΔS yuzadan chap va o'ng tomonda l_{yp} qadar uzoqlikdagi sohalarda molekulalar kontsentratsiyasi mos ravishda n_1 va n_2 bo'lsin. Molekulalar kontsentratsiyasi OX yo'nalishida tekis kamayib borganligi uchun molekulalar kodtsengratsiyasining gradienti (dn/dx) ham OX o'q yo'nalishiga mos bo'ladi. Shu sababli, n_1 va n_2 larning qiymatlarini qo'yidagicha ifodalash mumkin:

$$n_1 = n + \frac{dn}{dx} l_{yp}, \quad n_2 = n - \frac{dn}{dx} l_{yp} \quad (13.4)$$

Bu ifodalarda n orqali ΔS yuz sohasidagi molekulalar kontsentratsiyasini belgiladik.

Molekulalar harakati xaotik bo'lganligi uchun barcha molekulalarning $1/6$ qismi OX ga parallel ravishda harakatlanadi. $\frac{1}{6}$ qismi esa OX ga teskari yo'nalishda harakatlanadi. Binobarin, ΔS yuz orqali $\Delta\tau$ vaqt davomida OX molekulalarning umumiy massasi

$$m_1 = \frac{1}{6} g_{yp} m_M \left(n + \frac{dn}{dx} l_{yp} \right) \Delta S \Delta \tau$$

bo'ladi. Xuddi shu vaqt davomida OX ga teskari yo'nalishda ΔS yuz orqali o'tgan molekulalarning umumiy massasi

$$m_2 = \frac{1}{6} g_{yp} m_M \left(n - \frac{dn}{dx} l_{yp} \right) \Delta S \Delta \tau$$

bo'ladi. Bu ikki ifodaning ayirmasi diffuziya xodisasi tufayli ΔS yuz orqali $\Delta\tau$ vaqt davomida ko'chib o'tgan gaz massasini aniqlaydi:

$$\Delta m = m_2 - m_1 = -\frac{1}{3} g_{yp} m_M \frac{dn}{dx} l_{yp} \Delta S \Delta \tau. \quad (13.5)$$

Bundan

$$m_M \frac{dn}{dx} = \frac{d(m_M n)}{dx} = \frac{d\rho}{dx}$$

ekanini e'tiborga olsak, (13.5) ifoda qo'yidagi ko'rinishga keladi

$$\Delta m = \frac{1}{3} g_{yp} l_{yp} \frac{d\rho}{dx} \Delta S \Delta \tau. \quad (13.6)$$

Mazkur kfoani tajribalar asosida aniqlangan Fik qonunining ifodasi (13.2) bilan taqqoslab gazlardagi diffuziya koeffitsientining qiymati uchun

$$D = \frac{1}{3} g_{yp} l_{yp}. \quad (13.7)$$

munosabatni hosil qilamiz.

SHunday qilib diffuziya koeffitsienti molekulalarning o'rtacha kvadratik tezligi va o'rtacha yugurish masofasiga bog'liq ekan.

Agar $l_{yp} = kT / \sqrt{2} \sigma p$ ekanligini hisobga olsak diffuziya koeffitsientining ifodasi qo'yidagi ko'rinishga keladi:

$$D = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{g_{yp} kT}{\sigma p}. \quad (13.8)$$

Demak, ***muayyan temperaturada diffuziya koefftsenti gaz bosimiga teskari proportsional bo'ladi.***

O'zaro diffuziyalashadigan gazlar molekulalari bir-biridan farqlanadigan hol-larda Fik qonuni murakkabroq ko'rinishga ega bo'ladi, lekin hodisaning xarakteri yu-qorida bayon etilgandek bo'laveradi.

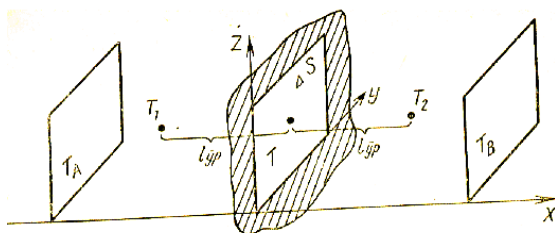
13.2. Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi

Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi temperatura gradienti mavjud bo'lgan holda gaz molekulalarining xaotik harakati tufayli issiqlik miqdorining uzatilishi-dir.

Temperaturalari T_A va T_B bo'lgan ikki o'zaro parallel sirtlar orasidagi gazning issiqlik o'tkazuvchanligini tekshiraylik. OX o'qni mazkur sirtlarga perpendikulyar ravishda yo'naltiramiz (13.2- rasm). Agar temperaturani biror yo'nalish bo'yicha o'zgarish jadalligini xarakterlovchi ***temperatura gradienti*** tushunchasidan foydalan-sak, faqat OX o'q bo'ylab temperatura gradienti (dT/dx) mavjud bo'ladi. Gazni che-garalab turgan sirtlarga paralel bo'lgan OY va OZ o'qlar yo'nalishida esa temperatu-ra o'zgarmaydi. OX o'qqa perpendikulyar bo'lgan ixtiyoriy ΔS yuzli sirt orqali OX yo'nalishida $\Delta \tau$ vaqt davomida uzatilayotgan issiqlik miqdori Fure qonuni deb atala-digan qo'yidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\delta Q = -x \frac{dT}{dx} \Delta S \Delta \tau \quad (13.9)$$

bundagi minus ishora issiqlik miqdorining temperatura pastroq bo'lgan tomonga uzatilayotganligini ko'rsatadi. χ esa **issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti**. (13.9) ifodaga asosan qo'yidagicha bo'ladi:



13.2-rasm

$$\chi = \frac{\delta Q}{\left| \frac{dT}{dx} \right| \Delta S \Delta \tau} \quad (13.10)$$

Demak, gazning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti temperatura gradienti 1 birlikka teng bo'lgan holda birlik yuz orqali birlik vaqtda uzatiladigan issiqlik miqdori bilan xarakterlanuvchi kattalikdir.

$U \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$ hisobida o'lchanadi. χ ning gaz xossalariga bog'liqligini ifodalovchi munosabatni keltirib chiqarish uchun molekulyar-kinetik nazariyaga murojat etamiz.

Molekulaning erkin yugurish o'rtacha masofasi qadar ΔS yuzdan chap va o'ng tomonda joylashgan nuqtalardagi temperaturalarining qiymatlari mos ravishda qo'yidagi munosabatlar bilan aniqlanadi:

$$T_1 = T + \frac{dT}{dx} l_{yp} \quad (13.11)$$

$$T_2 = T - \frac{dT}{dx} l_{yp} \quad (13.12)$$

Molekulasining erkinlik darajalari soni i bo'lgan gaz birlik hajmdagi molekular sonini n deb belgilasak, uning energiyasi

$$U = n \frac{i}{2} kT \quad (13.13)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Mazkur munosabatdan temperatura bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila dU/dT birlik hajmdagi gazning issiqlik sig'imini ifodalaydi. Ikkinchi tomondan, birlik hajmdagi gaz massasi birlik massadan ρ marta katta bo'lganligi tufayli uning issiqlik sig'imi ham shu gazning solishtirma issiqlik sig'imidan ρ marta katta, ya'ni ρc_v bo'ladi. Shuning uchun

$$\rho c_v = \frac{dU}{dT} = n \frac{i}{2} k \quad (13.14)$$

munosabat o'rinli bo'ladi. Bundagi c_v - gazning o'zgarmas hajmdagi solishtirma issiqlik sig'imi.

Gaz molekularining harakati xaotik bo'lganligi tufayli barcha molekularning 1/6 qismi OX yo'nalishida yana 1/6 qismi OX ga teskari yo'nalishda harakatlanadi, deb hisoblash mumkin. U holda ΔS yuz orqali $\Delta \tau$ vaqt davomida chapdan o'ngga va o'ngdan chapga uzatilgan issiqlik miqdorlari mos ravishda

$$Q_1 = \frac{1}{6} n \frac{i}{2} k \vartheta_{yp.} (T + \frac{dT}{dx} l_{yp.}) \Delta S \Delta \tau \quad (13, 15)$$

$$Q_2 = \frac{1}{6} n \frac{i}{2} k \vartheta_{yp.} (T + \frac{dT}{dx} l_{yp.}) \Delta S \Delta \tau \quad (13, 16)$$

munosabatlar bilan aniqlanadi. Mazkur ifodalarning ayirmasi esa ΔS yuz orqali $\Delta \tau$ vaqt davomida uzatilgan issiqlik miqdorini xarakterlaydi:

$$\delta Q = Q_2 - Q_1 = -\frac{1}{3} n \frac{i}{2} k \vartheta_{yp.} \frac{dT}{dx} l_{yp.} \Delta S \Delta \tau \quad (13, 17)$$

Agar (13.14) munosabatni e'tiborga olsak, δQ ning ifodasi qo'yidagi ko'rinishga keladi:

$$\delta Q = -\frac{1}{3} \rho c v \vartheta_{yp.} l_{yp.} \frac{dT}{dx} \Delta S \Delta \tau. \quad (13.18)$$

Bu ifodani (13, 9) tenglama bilan taqqoslab qo'yidagi natijaga kelimiz:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho C_v \vartheta_{yp.} l_{eyy.} \quad (13.19)$$

Agar molekularning erkin yugirish o'rtacha masofasining $l_{yp} = 1/\sqrt{2}\sigma n$ va gaz molekularining zichligi $\rho = nm_\mu$ munosabatlarni e'tiborga olsak, χ ning ifodasini quyidagicha o'zgartira olamiz:

$$\chi = \frac{1}{3} nm_\mu C_v \vartheta_{yp} \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} = \frac{1}{3\sqrt{2}\sigma} m_\mu C_v \vartheta_{yp.} \quad (13.20)$$

Demak, diffuziya koeffitsienti (D) dan farqli ravishda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti gazning zichligi (ρ) ga ham, bosimi (p) ga ham bog'liq emas.

13.3. Gazlarda qovushqoqlik

Gazlardagi ichki ishqalanish hodisasi (yoki qovushoqlik) - gazning turlicha tezliklar bilan harakatlanayotgan ikki o'zaro parallel qo'shni qatlamlari orasida vujudga keladigan ishqalanish kuchlari tarzida namoyon bo'ladi, Tezroq harakatlanayotgan qatlam tomonidan sekinroq harakatlanayotgan qatlamga

tezlatuvchi kuch taʼsir etadi. Aksincha, sekinroq harakatlanayotgan qatlam tezroq harakatlanayotgan qatlamga tormozlovchi taʼsir koʻrsatadi. Vujudga keladigan ishqalanish kuchlari ishqalanuvchi qatlamlar sirtiga urinma ravishda yoʻnalgan boʻladi. Quyidagi tajriba asosida gazlarda ichki ishqalanish hodisasi mavjudligiga ishonch hosil qilish mumkin. Ingichka ipga metall tsilindr osib qoʻyilgan (13.3-rasm). Bu tsilindr ichiga koaksial ravishda (yaʼni oʻqlari mos tushadigan tarzda) diametri kichikroq tsilindr kiritilgan. Kichik diametrli tsilindr oʻz oʻqi atrofida aylanma harakatga keltirilganda oʻziga bevosita tegib turgan gaz qatlamini ilashtirib uni harakatga keltiradi. Bu qatlam oʻzida qoʻshni boʻlgan qatlamni ilashtiradi. U esa oʻzining qoʻshnisini ilashtiradi va hokazo. Ikki koaksial tsilindr oraligʻidagi eng oxirgi qatlam, yaʼni katta diametrli tsilindrning ichki devoriga bevosita tegib turgan gaz qatlam harakatlanish jarayonida katta tsilindrning bir oz burilishiga sababchi boʻladi.

Koordinata oʻqlarini shunday oʻtkazaylikki, OZ tsilindrlar oʻqi bilan parallel, OY oʻq esa qatlamlarning ayni paytdagi chiziqli tezliklarining yoʻnalishiga paralel boʻlsin. U holda ikki tsilindr oraligʻidagi gaz qatlamlarining tezliklari sxematik tarzda 13.4-rasmdagidek tasvirlanishi mumkin. Agar gaz qatlamlari oqimining tezliklarini gaz molekulalarining xaotik harakat tezliklari (ϑ) dan farq qilish maqsadida η harfi bilan belgilasak, **tezlik gradienti** du/dx boʻladi.

du/dx -gaz qatlamlari oqim tezliklarining OX yoʻnalishidagi uzunlik birligida oʻzgarishini xarakterlaydi.

Tajribalar asosida gaz qatlamidagi ΔS yuzli sirtiga taʼsir etadigan ichki ishqalanish kuchi

$$F = -\eta \frac{du}{dx} \Delta S \quad (13.21)$$

formula bilan ifodalanishi aniqlanadi. Mazkur ifoda Nyuton formulasi deb, undagi η -**ички ishqalanish koefitsienti** yoki **qovushqoqlik koefitsienti** deb ataladi. (13.21) ga asosan η qoʻyidagicha ifodalanadi:

$$\eta = \frac{F}{\left| \frac{du}{dx} \right| \Delta S} \quad (13, 22)$$

Demak, gazning qovushqoqlik koefitsienti-tezlik gradienti 1 birlikka teng boʻlgan holda qatlam sirtining birlik yuziga taʼsir etadigan ichki ishqalanish kuchining miqdori bilan xarakterlanuvchi kattalikdir.

Qovushqoqlik koefitsient $H/(c^{-1}m^2) = \Pi a \cdot c$ hisobida oʻlchanadi.

Molekulyar-kinetik nazariyaga asosan xaotik xarakat tufayli gaz molekulalari bir katlamdan boshqa qatlamga oʻtadi. Masalan, oqim tezligi u_1 boʻlgan qatlamdagi molekula harakat tufayli impulsiga ega edi. U oqim tezligi $u_2 < u_1$ boʻlgan qatlamga oʻtishi natijasida shu qatlamga $m_\mu(u_1 - u_2)$ impuls olib oʻtadi va uni tezlatishga hissa

qo'shadi. Aksincha, oqim tezligi u_2 qatlamdagi molekula oqim tezligi u_1 bo'lgan qatlamlarga o'tganda, bu qatlam impulsi $m_\mu(u_1 - u_2)$ ga kamayadi. Bunday holda molekula o'zi o'tgan yangi qatlamning oqimini sekinlatadi.

Yuza ΔS bo'lgan sirt orqali molekulalar olib o'tadigan impulsni hisoblaylik. Tabiiyki, ΔS yuz orqali undan chap va o'ng tomonda uzog'i bilan l_{yp} uzoqlikda joylashgan molekulalargina o'ta oladi. ΔS yuzdan chap va o'ng tomonda $l_{o'p}$ masofadagi qatlamlarni tezliklari mos ravishda

$$u_1 = u + \frac{du}{dx} l_{yp}, \quad u_2 = u - \frac{du}{dx} l_{yp} \quad (13,23)$$

bo'ladi. Harakatning xaotikligi tufayli barcha molekulalarning $1/6$ qismi OX o'q yo'nalishida, yana $1/6$ qismi esa OX ga teskari yo'nalishda harakatlanadi, deb hisoblash mumkin. Shuning uchun molekulalar $\Delta\tau$ vaqt davomida chapdan o'ngga olib o'tgan natijaviy impuls

$$\frac{1}{6} n g_{yp} m_M (u + \frac{du}{dx} l_{yp}) \Delta S \Delta\tau, \quad (13,24)$$

va o'ngdan chapga olib o'tilgan natijaviy impuls

$$\frac{1}{6} n g_{yp} m_M (u - \frac{du}{dx} l_{yp}) \Delta S \Delta\tau, \quad (13,25)$$

ga teng. Bu impulslar ayrimasi esa ichki ishqalanish kuchining impulsi tarzida namoyon bo'ladi:

$$F \Delta\tau = -\frac{1}{3} n g_{yp} m_M \frac{du}{dx} l_{yp} \Delta S \Delta\tau \quad (13,26)$$

yoki

$$F = -\frac{1}{3} n m_M g_{yp} l_{yp} \frac{du}{dx} \Delta S. \quad (13,27)$$

Bu ifodani (13.21) formula bilan taqqoslab ichki ishqalanish koeffitsientining ifodasini hosil qilamiz:

$$\eta = \frac{1}{3} n m_M g_{yp} l_{yp}. \quad (13.17)$$

Bu ifodadagi $l_{yp} = kT / \sqrt{2} \sigma p$ ekanligini hisobga olsak ichki ishqalanish koeffitsienti uchun quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$\eta = \frac{1}{3} n m_M g_{yp} \frac{1}{\sqrt{2} \sigma n} = \frac{1}{3\sqrt{2}} m_M g_{yp}. \quad (13.18)$$

Demak, gazlarning ichki ishqalanish koeffitsienti gazning tabiatiga, bosimi va zichligiga bog'liq, lekin birlik hajmdagi molekulalar soni (p) ga bog'liq bo'lmaydi.

Savollar:

1. Gazlarda diffuziya nimalarga bog'liq?
2. Issiqlik o'tkazuvchanlik nimalarga bog'liq?
- 3.** Qovushqoqlik nimalarga bog'liq?

14-Ma'ruza

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni

Reja:

1. Isitkich, sovitkich mashinalar;
2. Karno tsikli va uning foydali ish koeffitsienti;
3. Karno teoremasi;
4. Entropiya.

Tayanch iboralar: Qaytuvchi va qaytmas protsesslar. Tsikl. Isitkich va sovitkich mashinalar. Karno tsikli. Karno teoremasi. entropiya.

Adabiyotlar:[1;2;3;4;5;6;8;10.]

14.1. Isitkich va sovitkich mashinalar

Termodinamikaning ikkinchi qonuni bo'lishi mumkin bo'lgan energetik aylanishlarning yo'nalishini ko'rsatadi va shu bilan tabiatdagi jarayonlarning kaytmaydigan jarayon ekanligini ifodalaydi.

Bu qonun tajribadan olingan faktlarni bevosita umumlashtirish yo'li bilan aniqlangan.

Klauzius ta'rif: ***Agar sovuqrok, sistema bilan issiqrok, sistemaning ikkalasida yoki atrofdagi jismlarda ayni bir paytda to'liq o'zgarishlar bo'lmasa, sovuqrok, sistemadan issiqroq, sistemaga issiqlik, o'tkazib bo'lmaydi.***

Issiqlik faqat issiq jismlardan sovuq jismlarga o'z-o'zidan o'ta oladi. Sovitkich qurilmalarda issiqlik sovuq jismdan issiqrok jismga uzatiladi, lekin issiqlikning bunday uzatilishi «atrof jismlardagi to'liq o'zgarishlarga» bog'liq, ya'ni bunda sovish ishi bajarilishi kerak.

Bu qonunning muhimligi shundan iboratki, bu qonundan faqat issiqlik uzatish jarayonining qaytmas jarayon ekanligi to'g'risidagina emas, balki tabiatdagi to'liq jarayonlarning ham qaytmas jarayon ekanligi to'g'risida xulosa chiqarish mumkin. Agar biror hollarda issiqlik sovuq jismlardan issiq jismlarga o'z-o'zidan o'tsa edi, u holda to'liq jarayonlarni ham qaytadigan jarayonga aylantirish mumkin bo'lar edi.

Hamma jarayonlar o'z-o'zidan tayinli bir yo'nalishda kechadi. Ular qaytmas jarayonlardir. Issiqlik hamisha issiq jismdan sovuq jismga o'tadi, makroskopik jismlarning mexanik energiyasi ichki energiyaga o'tadi.

Tabiatdagi jarayonlarning yo'nalishini termodinamikaning ikkinchi qonuni ko'rsatib beradi.

Yer qobig'i va okeanlardagi ichki energiya zahiralarini amalda chegaralanmagan deb hisoblash mumkin. Energiya hisobiga fabrika va zavodlarda stanoklarni, transport vositalarini, traktor va mashinalarni harakatga keltirish Kundalik ehtiyojimiz uchun dvigatellar, ya'ni ish bajara oladigan qurilmalar kerak. ***Issiqlik dvigatellari yoqilg'ining ichk energiyasini mexanik energiyaga aylantiruvchi qurilmalardir.***

Dvigatel ish bajarishi uchun dvigatel porshenining yoki turbina kuraklarining ikkala tomonida bosimlar farqi bo'lishi zarur. Hamma issiqlik dvigatellarida bosimlarning bu farqi ish bajaradigan jismning haroratini atrofdagi muhitning haroratiga nisbatan bir necha yuz yoki bir necha ming gradus ko'tarish hisobiga paydo bo'ladi. Haroratning bunday ko'tarilishi yoqilg'i yonganda yuz beradi.

Issiqlik dvigatellarining hammasida ishchi jism (ish bajaradigan jism) gaz bo'lib, gaz kengayganda ish bajaradi.

Ishchi jismning (gazning) boshlang'ich haroratini T_1 bilan belgilaymiz. Bug' turbinalari yoki bug' mashinalarining bug' qozonida bug' o'sha T_1 haroratga ega bo'ladi.

Ichki yonuv dvigatellari yoki gaz turbinalarida harorat yoqilg'i bevosita dvigatelning ichida yonganda ko'tariladi. T_1 harorat isitkichning harorati deb ataladi.

Sovitkichlarda ish bajarila borgan sari gazning energiyasi kamaya boradi va bitor T_2 haroratga qadar soviydi. Bu harorat atrofdagi muhitning haroratidan past bo'lolmaydi, chunki aks holda gaz bosimi atmosfera bosimidan kichik bo'lib qolib, dvigatel ish bajarolmay qoladi. Odatda T_2 harorat atrofdagi muhitning haroratidan birmuncha yuqori bo'ladi. Bu harorat sovitkichning harorati deb ataladi. Sovitkich sifatida atmosferadan foydalaniladi.

Ishchi jism dvigatel ichida kengayganda o'zining butun ichki energiyasini ish bajarishga bera olmaydi. Issiqlikning bir qismi muqarrar ravishda ishlatib bo'lingan bug'lar yoki ichki yonuv dvigatellari va gaz turbinalaridan chiqadigan gazlar bilan birga sovitkichga (atmosfera) uzatiladi. Ichki energiyaning o'sha qismi yo'qoladi. Issiqlik dvigateli ishchi jismning ichki energiyasi hisobiga ish bajaradi. Shu bilan birga bu jarayonda issiqlik issiqrok jismlardan (isitkichdan) sovuqrok jismlarga (sovitkichga) uzatiladi.

Yoqilgi yonganda dvigatelning ishchi jismi Q_1 issiqlik miqdorini oladi. A' ish bajaradi va sovitkichga $Q_2 < Q_1$ issiqlik miqdori beradi.

Issiqlik dvigatellarida ichki energiyaning ishga to'liq aylanmay qolishiga tabiatdagi jarayonlarning qaytmas jarayon ekanligi sabab bo'ladi.

Agar issiqlik sovitkichdan isitkichga o'z-o'zidan qaytadigan bo'lganda edi, u holda ichki energiya har qanday issiqlik dvigateli yordamida ishga to'liq aylantira olinar edi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan, dvigatel bajarayotgan ish

$$A' = |Q_1| - |Q_2| \quad (14.1)$$

bo'ladi, bu yerda Q_1 isitkichdan olingan issiqlik miqdori, Q_2 sovitkichga berilgan issiqlik miqdori.

Issiqlik dvigatelinining foydali ish koeffitsienti deb dvigatel bajarayotgan A' ishning isitkichdan olingan Q_1 issiqlik miqdoriga nisbatiga aytidadi:

$$\eta = \frac{A'}{|Q_1|} - \frac{|Q_1| - |Q_2|}{|Q_2|} = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} \quad (14.2)$$

Hamma dvigatellarda ma'lum miqdor issiqlik sovitkichga berilgani uchun hamma hollarda $\eta < 1$ bo'ladi.

Issiqlik dvigatelinining FIK isitgich va sovitgich haroratlarining farqiga to'g'ri proporsional bo'ladi.

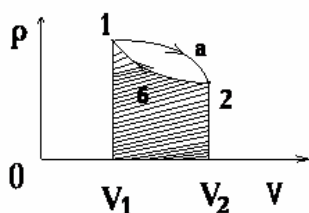
Termodinamika qonunlari isitkichining harorati T_1 va sovitkichining harorati T_2 bo'lgan issiqlik dvigatelinining bo'lishi mumkin bo'lgan eng katta FIK ni xisoblab chiqarishga imkon beradi. Buni birinchi bo'lib frantsuz injeneri Sadi Karno xisoblab topdi.

Karno ishchi jism sifatida ideal gaz qo'llaniladigan ideal issiqlik mashinasini o'ylab topdi. Karnoning hisobi bo'yicha bu mashinaning FIK qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (14.3)$$

Karno mashinasining FIK isitkich va sovitkich absolyut temperaturalarining farqiga to'g'ri proporsional bo'lib chiqdi. Bu formulaning asosiy ahamiyati shundaki, T_1 haroratli isitkich va T_2 haroratli sovitkich bilan ishlaydigan har qanday real issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti ideal issiqlik mashinasining FIK dan ortiq bulolmaydi. Bu formula issiqlik dvigatellari FIK ning maksimal qiymatining nazariy chegarasini ko'rsatib beradi. Isitkichning harorati qanchalik yuqori va sovitkichning harorati qanchalik past bo'lsa, issiqlik dvigateli shunchalik samarali bo'lar ekan. Sovitkichning harorati absolyut nolga teng bo'lgan holdagina $\eta = 1$ bo'ladi. Biroq amalda sovitkichning harorati atrofda xavoning haroratidan past bo'lolmaydi. Isitkichning haroratini ko'tarish mumkin. Birok, har qanday materialning (qattiq jismning) issiqqa chidamliligi cheklangan bo'ladi. Isitilganda material asta-sekin o'zining elastiklik xossalarini yo'qotadi, yetarlicha haroratda esa erib ketadi.

Xozirgi vaqtda asosiy masalalardan biri issiqlik dvigatellarining qismlarida bo'ladigan ishqalanishni kamaytirish hisobiga, yoqilg'ining to'liq yonmay qolishi oqibatida isrof bo'lishini kamaytirishdan iborat va dvigatellarning FIKni orttirishga karatilgan. Masalan, bug' turbinolari uchu FIK taxminan:



$$\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \approx 0,62$$

14.1-rasm

Energiyaning turli xil isroflari tufayli bu koeffitsientning haqiqiy qiymati $\eta_{\max} = 40\%$ bo'ladi. Maksimal FIK 44 % ga yaqin bo'lib, dizel dvigatellari shunday FIK ga ega.

Issiqlik dvigatellari gazning porshenlar sirtidagi yoki turbina kuraklari sirtidagi bosimlar farqi evaziga, ish bajaradi. Bu bosimlar farqi haroratlar farqi yordamida yaratiladi. Mumkin bo'lgan maksimal FIK bu haroratlar farqiga proporsional bo'lib, isitkichning absolyut haroratiga teskari proporsionaldir.

Tsikl. Jismni 1 holatdan 2 holatga o'tkazib so'ng uni boshqa oraliq holatlar-dan yana dastlabki holatga qaytarilganda tsiklik protsess yoki, oddiygina nom bilan ataganda, tsikl amalga oshirilgan bo'ladi. $1 \rightarrow 2$ va $2 \rightarrow 1$ o'tishlar muvozanatli bo'lsa, tsiklni ham muvozanatli tsikl deb ataladi. (pV) diagrammada muvozanatli tsiklning grafigi berk chiziqdan iborat bo'ladi. Tsikl ikki xil bo'ladi:

1) to'g'ri tsikl yoki isitkich mashina tsikli;

2) teskari tsikl yoki sovitkich mashina tsikli.

To'g'ri tsikl. To'g'ri tsikl amalga oshayotganda ishchi jism tashqaridagi temperaturasi yuqoriroq bo'lgan istkichdan Q_1 issiqlik miqdori oladi.

Temperaturasi yuqoriroq bo'lgan va ishchi jismga Q issiqlik miqdori berayotgan jismga isitkich deb ataladi.

Bu Q_1 issiqlik miqdori ta'sirida ishchi jism kengayadi. Kengayish protsessida bajarilgan ishning qiymati (A_1) 12.4-rasmdagi $1a2V_2V_1$ shaklning yuziga teng. Agar kengayish protsessidagi ishchi jism ichki energiyasini o'zgarishi $\Delta U = U_2 - U_1$ ekanligini e'tiborga olsak, termodinamikaning birinchi bosh qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

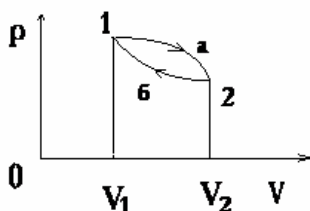
$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1. \quad (14.4)$$

Ishchi jismni 2 holatdan dastlabki 1 holatga qaytarish uchun uni siqish lozim. Buning uchun ishchi jism kengayayotganda bajarilgan ishning bir qismidan foydalaniladi. Masalan, issiqlik mashinalarda ishchi jism kengayib maxovikni aylanma harakatga keltiradi. Maxovikning kinetik energiyasidan esa ishchi jismni siqishda foydalanish mumkin. ciqish protsessida bajarilgan manfiy ish ($-A_2$) ning miqdori 12.4-rasmda shtrixlangan $1b2V_2V_1$ yuz bilan aniqlanadi. Bu prosesda ishchi jism tashqaridagi pastroq temperaturali sovitkich jismga Q_2 issiqlik miqdori beradi.

Demak ishchi jismdan, ya'ni issitkichdan Q_2 issiqlik miqdori olayotgan jismga sovitkich deb ataladi.

$2 \rightarrow 1$ protsess tufayli ishchi jism ichki energiyasining o'zgaruvi (ΔU) esa muayyan protsessning oxirgi holati (1holat) va boshlang'ich holati (2 holat)ga mos bo'lgan ichki energiya qiymatlarining ayirmasi $U_1 - U_2$ bilan ifodalanadi. U holda termodinamikaning birinchi bosh qonuni

$$-Q_2 = U_1 - U_2 - A_2 \quad (14.5)$$



ko'rinishda yoziladi. Mazkur ifodada ishchi jism sovitkichga berayotgan Q_2 issiqlik miqdori ishchi jism sovitkichdan olayotgan $-Q_2$ issiqlik miqdoriga ekvivalent ekanligiga amal qilindi.

Yuqoridagi ikki tenglamani qo'shish natijasida $Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2$ ifodani hosil qilamiz. Bundagi $A_1 - A_2$ ning miqdori 12.4- rasmdagi tsikl grafigi bilan chegaralangan shakl yuziga teng. Uni tsiklning foydali ishi deb ataylik va A deb belgilaylik:

$$A_{\phi} = Q_1 - Q_2. \quad (14.6)$$

Tsikl tugallangach, ishchi jism o'zining dastlabki holatiga qaytganligi tufayli ishchi jismning ichki energiyasi o'zgarmaydi. Shu sababli tsiklning foydali ishi ishchi jismga issiqlik miqdori berayotgan tashqi manbalar (isitkich) hisobiga bajariladi. Tsikl davomida bajarilgan foydali ish ishchi jism isitkichdan va sovitkichdan olgan issiqlik miqdorlarining yig'indisiga (ya'ni isitkichdan olgan va sovitkichga bergan issiqlik miqdorlarining ayirmasiga) teng bo'ladi.

Isitkich mashinalari. Isitkich mashinalarga misol qilib bug' mashina, bug' turbina, ichki yonish, dvigatellarini ko'rsatish mumkin. Bug' mashina va bug' trubinalarda isitkich vazifasini: bug' qozon, ishchi jism vazifasini bug', sovitkich vazifasini atmosfera yoki ish bajarib bo'lgan bug'ni sovitadigan maxsus qurilma bajaradi. Ichki yonish dvigatellarida esa yoqilg'i (masalan, benzin, kerosin yoxud dizel yoqilg'isi) bir vaqtda ham isitkich, ham ishchi jism vazifasini o'taydi. Maxsus qurilmalar yoqilg'i va havo aralashmasini tayyorlab uni dvigatel tsilindrining ichiga kiritadi. Aralashma tsilindr ichida portlashsimon tarzda yonadi. Yonish maxsullarining o'zi ishchi jism sifatida foydalaniladi va har bir tsikl oxirida atmosferaga chiqarib yuboriladi.

Issiqlik mashinaning foydali ish koeffitsienta tsikl davomida bajarilshn foydali ishning isitkichdan olingan issiqlik mshqdoriga nisbati tarzida anshlanada,

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (14.7)$$

Sovitkich mashinalar. Teskari tsiklning (pV) diagrammadagi grafigi 12.5- rasmda tasvirlangan. Bu tsiklda ishchi jismning kengayish protsessi ($1 \rightarrow 2$) siqilish protsessi ($2 \rightarrow 1$) ga nisbatan pastroq bosim va temperaturalarda amalga oshiriladi, Shuning uchun ishchi jismni siqilish protsessida bajarilgan ish ($1V_1V_22a$) shaklning yuziga teng. Ishchi jismni kengaytirish jarayonida bajarilgan ish ($1bV_2V_11$) ga nisbatan katta, ya'ni $A_2 > A_1$. Binobarin, teskari tsikl ishi quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$A = A_1 - A_2 = -(A_2 - A_1) < 0 \quad (14.8)$$

Ya'ni teskari tsiklda tashqi jismlar ishchi jism ustida ish bajaradi. Bu ish issiqlik miqdoriga aylanadi va ishchi jism sovitkichdan olgan issiqlik miqdori Q_2 bilan birgalikda isitkichga beriladi. Sovitkich mashina tsiklida ishchi jism sovitkichdan is-

siqlik miqdori olib isitkichga issiqlik miqdori. beradi. Binobarin, isitkich — temperaturasi yuqoriroq bo'lgan tashqi jism, sovitkich esa temperaturasi pastroq bo'lgan tashqi jism deb tushunmoq lozim. Bu tashqi jismlarning qaysi biridan issiqlik miqdori olinishi yoki qaysi biriga issiqlik miqdori berilishi tsiklning to'g'ri yoki teskari ekanligiga bog'liq. Teskari tsikldagi *1b2* kengayish protsessi uchun termodinamikaning birinchi bosh qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

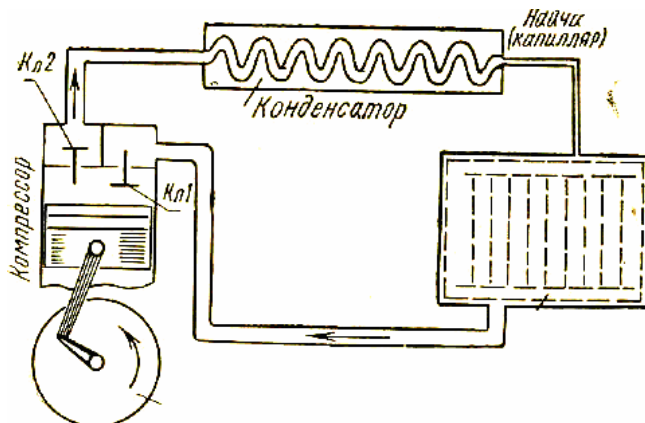
$$Q_2 = U_2 - U_1 + A_1 \quad (14.9)$$

2*a1* siqilish protsessi uchun esa

$$-Q_1 = U_1 - U_2 - A_2 \quad (14.10)$$

shaklda yoziladi. Q_1 oldidagi minus ishora issiqlik miqdorini ishchi jism isitgichga berayotganligini aks ettiradi. A_2 ham minus ishora bilan olindi, chunki siqilish protsessida mazkur ishni ishchi jism emas, balki tashqi jismlar ishchi jism ustida bajaradi. (12-6) va (12.7) tenglamrlarni qo'shib hamda (12.5) munosabatni e'tiborga olsak,

$$|Q_1| = |A| + Q_2 \quad (14.11)$$



14.3-rasm

ifodani hosil qilamiz. Demak, teskari tsiklni amalga oshirishda isitkichga berilayotgan issiqlik miqdori sovitkichdan olingan issiqlik miqdoridan $|A|$ qadar katta bo'ladi.

Issiqlik miqdorini issiqroq jismlardan sovuqroq jismlarga uzatilishida protsess amalga oshishi uchun ish bajarish shart emas, issiqlik uzatilish protsessi o'z-o'zicha sodir bo'laveradi. Teskari tsiklda esa issiqlik miqdori sovuqroq jismdan issiqroq jismga uzatilishi lozim. Bunday protses o'z-o'zicha sodir bo'la olmaydi, shuning uchun teskari tsikl majbur etish usulida amalga oshiriladi.

Sovitkich mashinalari sifatida muzlatgichlarni misol keltirish mumkin. Muzlatgichning tuzilish sxemasi 14.3- rasmda tasvirlangan. Sovitkichlarda ishchi jism sifatida ancha past temperaturalarda qaynaydigan suyuqliklar, xususan organik modda-

lar aralashmasi freon ko'llaniladi. Elektromotor yordamida xarakatga keltiriladigan kompressor freon bug'larini suradi, so'ng ularni siqadi. Surish jarayonida kompressorning 1 klapani ($K\wedge 1$) ochilgan, 2 klapani ($K\wedge 2$) yopilgan bo'ladi. Siqish jarayonida, aksincha, $K\wedge 1$ berkilib $K\wedge 2$ ochiladi. Kompressordan siqib chiqarilgan freon bug'lari sovitkichning tashqi orqa devoriga joylashtirilgan kondensatorda kondensatsiyalashadi (ya'ni gazsimon shakildan suyuq holatga o'tadi). Kondensatsiyalanish jarayonida freon soviydi, bunda jarayon issiqlik miqdori atrof muhitga tarqaladi. Mazkur issiqlik miqdorining tarqalishini tezlatish uchun kondensator devorlarining yuzi yetarlicha katta qilib yasaliadi. Kondensatordan suyuq freon ingichka naycha (kapillyar) orqali bug'latkichga chiqadi. Bug'latkich sovitkich shkafining ichidagi sovitish kamerasining devorlari tarzida yasalgan bo'lib, uning ichki hajmi anchagina katta bo'ladi. Binobarin, kichik diametrli kapillyar naychadan katta hajmli bug'latkichga o'tgan freonning bevosita keskin kamayib ketganligi tufayli freon bug'lanadi. Bug'lanish protsessida freon bug'latkich devori va unga tegib turgan havodan issiqlik miqdori oladi. Shu sababli sovitish kamerasining va sovitkich ichidagi barcha xajmniig temperaturasi pasayadi. Bug'latgichdan freon bug'larini kompressor so'rib oladi va tsikl qaytadan boshlanadi.

Sovitkich mashinalar samaradorligi sovitish koefitsienti deb ataluvchi va sovitgichdan olingan issiqlik miqdorining tsiklni amalga oshirish uchun tashqi jismlar bajargan ishga nisbati tarzida ifodalanuvchi

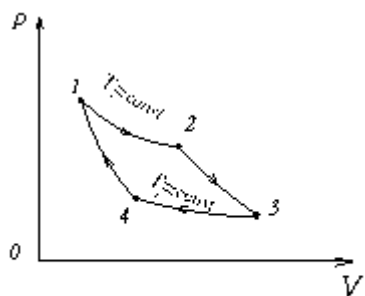
$$\theta = \frac{Q_2}{A} \quad (14.12)$$

kattalik bilan aniqlanadi.

Xulosa qilib aytganimizda, tsikl amalga oshishi uchun ishchi jismdan tashqari ish bajaruvchi tashqi jismlar va issiqlikning tashqi manbalari ham qatnashishi lozim. Binobarin, izolyatsiyalangan sistemaning biror qismida tsikl sodir bo'layotganda sistemaning boshqa qismlari issiqlik manbalari va ish bajaradigan tashqi jismlar vazifasini o'taydi.

14.2 Karno tsikli va uning foydali ish koefitsienti

Karno tsikli ikki izoterma va ikki adiabatadan iborat. Karno tsikli ideal issiqlik mashinada, ya'ni, ishqalanish yoki nur chiqarish vositasida energiyani atrof muhitga tarqatishda qaytmaydigan tarzda energiya sarflash sodir bo'lmaydigan mashinada amalga oshadi. Ishchi jism sifatida 1 mol ideal gazdan foydalanib amalga oshirilgan Karno tsiklining ($p \cdot V$) diagrammadagi grafigi 14.4-rasmda tasvirlangan. Ishchi jism 1 mol ideal gazning boshlang'ich holati P_1, V_{μ_1}, T_1 parametrlar bilan xarakterlansin. Dastlab gazni izotermik ravishda ($T_1 = const$) kengaytiraylik. Bu protsessda gaz isitkichdan Q_1 issiqlik miqdori oladi. Bosim P_1 hajm V_{μ_2} bo'lganda (ya'ni 2 holatda) ishchi jismni isitkichdan ajratamiz. 2 holatdan



14.4-rasm

3 holatgacha gazning adiabatik kengayishiga sharoit yaratamiz. Mazkur protsessda gaz tashqi muhit bilan issiqlik miqdori almashmaydi. Shu sababli gazning ichki energiyasi kamayib, temperaturasi T_2 gacha pasayadi. Adiabatik kengayish protsessi tugallanganda (3 holatda) gazning parametrlari $p_3, V_{\mu 3}, T_3$ bo'ladi. Shundan so'ng gazni izotermik ravishda ($T_2 = \text{const}$) siqamiz. Izotermik kengayish protsessi ($1 \rightarrow 2$) da ishchi jism T_1 temperaturali isitkichga tutashtirilganligi tufayli undan issiqlik miqdori olib turishi evaziga gaz temperaturasi doimiy saqlangandi. Izotermik siqilayotgan gaz qizib ketmasligi, ya'ni temperatura doimiy saqlanishi uchun gazni T_2 temperaturali sovitkichga tutashtiramiz. Natijada gaz izotermik siqilish protsessi ($3 \rightarrow 4$) da sovitkichga Q_2 issiqlik miqdori beradi. Nihoyat, 4 holat (bu holat parametrlari $(p_4, V_{\mu 4}, T_2)$) dagi gazni sovitkichdan ajratamiz va adiabatik ravishda siqib boshlang'ich holatga qaytaramiz. Natijada $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ tsikl yakunlanadi. Mazkur tsiklning adiabatik ravishda amalga oshirilgan $2 \rightarrow 3$ tarmog'idagi gazning kengayish ishi musbat, $4 \rightarrow 1$ tarmog'idagi gazni siqishda bajarilgan ish esa manfiy, lekin ularning qiymatlari teng. Haqiqatan, ideal gazning adiabatik o'zgarishlarda bajargan ishi, termodinamikaning birinchi bosh qonuniga asosan, faqat ichki energiyaning o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi. Xususan, (10.30) munosabatga asosan, $2 \rightarrow 3$ protsessda (temperatura T_1 dan T_2 gacha o'zgarayotganda)

$$A' = C_v(T_1 - T_2) > 0$$

va $4 \rightarrow 1$ protsessda (temperatura T_2 dan T_1 gacha o'zgarayotganda)

$A'' = C_v(T_2 - T_1) < 0$ ish bajariladi. SHuning uchun tsikli davomida ikkala adiabatik protsessda bajarilgan umumiy ish

$$A' + A'' = C_v(T_1 - T_2) + C_v(T_2 - T_1) = 0$$

bo'ladi. Binobarin, Karno tsiklidagi foydali ish (A) 1 mol ideal gazning izotermik ravishda ($T_1 = \text{const}$) hajmini $V_{\mu 1}$ dan $V_{\mu 2}$ gacha kengayishda bajarilgan ish

$$A_1 = RT_1 \ln \frac{V_{\mu 2}}{V_{\mu 1}} \quad (14.13)$$

va $V_{\mu 3}$ dan $V_{\mu 4}$ gacha izotermik ($T_2 = \text{const}$) siqilishida bajarilgan ish

$$A_2 = RT_2 \ln \frac{V_{\mu 2}}{V_{\mu 3}} = -RT_2 \ln \frac{V_{\mu 3}}{V_{\mu 4}} \quad (14.14)$$

larning yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$A = A_1 + A_2 = RT_1 \ln \frac{V_{\mu 3}}{V_{\mu 4}}. \quad (14.15)$$

U holda ishchi jism sifatida ideal gazdan foydalanilgan Karno tsikli uchun foydali ish ko'effitsientining ifodasi qo'yidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\eta = \frac{RT_1 n \frac{V_{\mu 2}}{V_{\mu 1}} - RT_2 n \frac{V_{\mu 3}}{V_{\mu 4}}}{RT_1 n \frac{V_{\mu 2}}{V_{\mu 1}}}. \quad (14.16)$$

Ikkinchi tomondan, ideal gazning Karno tsikli davomidagi 2 va 3 holatlari bitta adiabatik protsessga tegishli holatlardir. Shuning uchun, Puasson tenglamasiga asoslanib, 2 va 3 holatlarning parametrlari orasidagi bog'lanishni

$$T_1 V_{\mu 2}^{\gamma-1} = T_2 V_{\mu 3}^{\gamma-1} \quad (14.17)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Shuningdek, ideal gazning 4 va 1 holatlari uchun ham yuqoridagi mulohazalar o'rinli, ya'ni

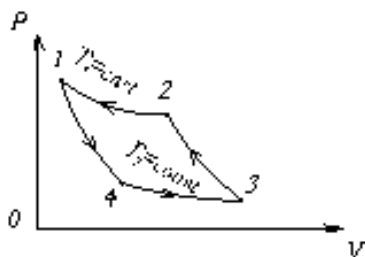
$$T_1 V_{\mu 1}^{\gamma-1} = T_2 V_{\mu 4}^{\gamma-1} \quad (14.18)$$

bo'ladi. Agar (14.17) tenglamani (14.18) tenglamaga bo'lsak va vujudga kelgan nisbatni $(\gamma - 1)$ darajali ildizdan chiqarsak,

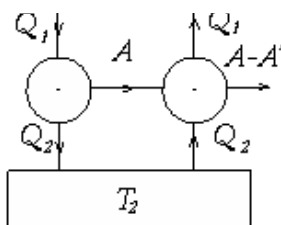
$$\frac{V_{\mu 2}}{V_{\mu 1}} = \frac{V_{\mu 3}}{V_{\mu 4}}$$

munosabat hosil bo'ladi. Undan foydalanib (14.15) munosabatni qo'yidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (14.19)$$



14.5-rasm



14-5 rasm

Demak, **ideal gaz bilan Karno tsikli bo'yicha ishlaydigan issiqlik mashinaning foydali ish ko'effitsienti, faqat isitkich va sovitkich temperaturalarining qiymatlari bilan aniqlanadi**, Umuman, Karno tsiklining foydali ish ko'effitsienti ishchi jismning turiga bog'liq bo'lmaydi.

Yuqorida bayon etilgan tsiklda bajarilgan foydali ish musbat qiymatga ega. Shu sababli 14.5-rasmda grafigi tasvirlangan tsiklni Karnoning to'g'ri (yoki musbat) tsikli deb ataladi. Teskari yo'nalishda so'dir bo'la-digan Karnoning teskari (manfiy) tsiklini ham

amalga oshirish mumkin. Teskari tsiklda tashqi jismlar gaz ustida ish bajaradi ($A < 0$). Bu ish evaziga energiya issiqlik miqdori tarzida sovuqroq jism (sovitkich) dan issiqroq jism (isitkich) ga uzatiladi. Isitkichga berilgan issiqlik miqdori sovigichdan olingan issiqlik miqdoridan bajarilgan ishning miqdori $|A|$ qadar ortiq bo'ladi.

SHuni aytish kerakki, (14.19) munosabat qaytuvchan tsiklning foydali ish ko'effitsientini ifodalaydi. Tsikl qaytmas bo'lgan holda boshqacha holat bo'ladi. Masalan, porshen va tsilindr orasidagi ishqalanish tufayli bajarilayotgan ishning bir qismi issiqlik miqdoriga aylanadi. U esa sovitkichga o'tadi yoki atrof-muhitga tarqaladi. Binobarin, isitkichdan olingan Q_1 issiqlik miqdorining foydali ishga sarflanmagan qismi (Q_2) ning qiymati qaytmas tsiklda qaytuvchan tsikldagiga nisbatan kattaroq bo'ladi. Shu sababli qaytmaydigan tsiklning foydali ish ko'effitsienti

$$\eta' = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (14.20)$$

bo'ladi. Odatda, real mashinalarda energiyaning bir qismi qaytmaydigan tarzida sarflanadi. Demak, ***real mashinaning foydali ish ko'effitsienti ideal mashinaning foydali ish, ko'effitsientidan kichiroq bo'ladi.***

14.3. Karno teoremasi

Karno tsikli bo'yicha ishlaydigan ideal mashinaning foydali ish koeffitsienti mashinada qo'llanilgan ishchi jism tabiatiga bog'liq emas.

Karno tsikli bo'yicha ishlaydigan ikki ideal mashina berilgan bo'lsin. Bu ikkala mashinaning isitkichlari umumiy, sovitgichlari ham umumiy bo'lsin (14.5-rasm). Mashinalarning birida qullanilgan ishchi jism - ideal gaz, ikkinchisidagi esa ixtiyoriy boshqa jism, masalan, biror bug' yoki suyuqlik bo'lsin. Birinchi mashinani to'g'ri tsikl bo'yicha, ya'ni issiqlik mashina sifatida ishlataylik Uning foydali ish koeffitsientini η deb belgiliylik Ikkinchi mashinani teskari tsikl bo'yicha, ya'ni sovitkich mashina tarzida ishlataylik uning foydali ish koeffitsientini η' deb belgilaylik Karno teoremasi bo'yicha $\eta = \eta'$ bo'lishi kerak.

Mashinalardan birining, masalan, birinchisining foydali ish koeffitsienti ikkinchisikiga qaraganda kattaroq ya'ni $\eta > \eta'$ deb faraz qilaylik U holda $A > |A'|$ bo'lishi tufayli birinchi mashina sovitkichga beradigan issiqlik miqdori (Q_2) ikkinchi mashina sovitkichdan oladigan issiqlik miqdori (Q'_2) dan kichik bo'ladi. Mazkur issiqlik miqdorlarining farqi $|Q'_2| - Q_2$ birlashtirilgan mashinalarning bajargan umumiy ishi $A - |A'|$ ni xarakterlaydi. Demak mavjud jismlar ichidagi eng sovug'idan (T_2 temperaturali sovitkichdan) issiqlik miqdori olinib, u faqat foydali ishga sarflanishi lozim ekan. Lekin bunday hol termodinamikaning ikkinchi bosh qonuniga zid bo'lganligi tufayli amalga oshmaydi. Binobarin, $\eta > \eta'$ bo'lishi mumkin emas.

SHunday qilib, faqat $\eta = \eta'$ bo'lishi, ya'ni Karnoning ideal mashinasida foydali ish koeffitsienti ishchi jism tabiatiga bog'liq bo'lmasligi lozim, degan xulosaga kelamiz. Ikkinchi tomoadan, Karno tsikli bo'yicha ishlaydigan ideal issiqlik mashinaning foydali ish koeffitsienti formulasidan

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (14.21)$$

munosabatni hosil qilamiz. Bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi: **Qaytuvchan Karno tsiklida ishchi jism isitkichdan olgan issiqlik miqdori (Q_1) ni sovitkichga bergan issiqlik miqdori (Q_2) ga nisbati faqat isitkich va sovitkich temperaturalarining nisbati bilan aniqlanadi.** Mazkur nisbat absolyut, ya'ni u ishchi jismning tabiatiga bog'liq emas. (14.21) munosabat temperatura va issiqlik miqdori orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Shuning uchun undan foydalanib **Kelvin tomonidan termometrik jism xossalari bog'liq bo'lmagan termodinamik temperaturalar shkalasi yaratildi.**

Kelvin tomonidan taklif etilgan temperatura shkalasida, birinchidan, qaytuvchan Karno tsiklida isitkichdan olinayotgan issiqlik miqdorining isitkich temperatura-siga proportsionalligi, ikkinchidan, normal bosimda qaynayotgan suv va eriyotgan muz temperaturalarining farqi 100 gradusga tengligiga amal qilingan. Kelvin shkalasini, odatda, **temperaturalarining termodinamik absolyut shkalasi** deb yuritiladi.

Kelvin shkalasida hisob boshi bir qiymatli tarzda aniklanayotgan qaytuvchan **Karno tsiklining foydali ish koeffitsienta 1 ga teng bo'ladigan holdagi sovitkich temperaturasi absolyut nol deb hisoblanadi.**

Termodinamik absolyut shkalani faqat bitta tayanch nuqta vositasida suvning uchlanma nuqtasi (ya'nn muz, suv va ularnng to'yingan bug'i o'zaro muvozanatda bo'lgan temperatura) vositasida ifodalanadi. Mazkur temperatura **273,16 K ga teng.**

14.4. Entropiya

Qaytuvchan Karno tsikli bo'yicha ishlaydigan ideal issiqlik mashina uchun foydali ish koeffitsientini xarakterlaydigan tenglamani

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (14.22)$$

Bu ifodadagi Q_1 -isitkich ishchi jismga bergan issiqlik miqdori, Q_2 -sovitkich ishchi jismga bergan issitslik miqdori deb atayliq

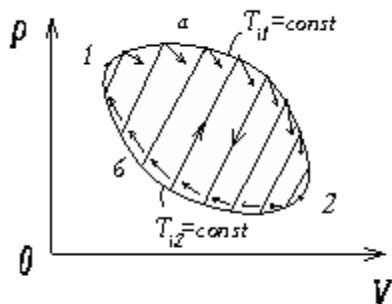
U xolda (14.23) ifodadagi ko'shiluvchi har bir had izotermik protsessda ishchi jism miqdorining mazkur protsess amalga oshadigan temperaturaga nisbati bo'lib, uni issiqlikning keltirilgan miqdori deb ataladi.

Demak Karnoning qaytuvchan tsikli uchun issiqliklar keltirilgan miqdorlarining algebratik yig'indisi nolga teng. Limitda, ya'ni δQ nihoyat kichik qilib olinganda quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (14.23)$$

Matematikadan ma'lumki, Biror kattalikning berk kontur bo'yicha integrali nolga teng bo'lsa, integral ostidagi ifoda jism holatini xarakterlovchi biror funktsiyaning to'liq differentsiali bo'ladi. Klauzius bu funktsiyani entropiya deb atadi.

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (14.24)$$



14-6 rasm

SHunday qilib, entropiya sistema holatining shunday funktsiyasi ekanki, jismning har bir holatiga entropiyaning bita qiymati mos keladi.

Bu tenlamaga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak quyidagini yozamiz:

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dU + \delta A}{T} \quad (14.25)$$

ёки

$$dS = \frac{dU + pdV}{T} \quad (14.26)$$

Savollar:

1. Qaytuvchi va qaytmas protsesslar?
2. Tsikl?
3. Karno teoremasi?
4. Entropiya?
5. Isitkich va sovutkich mashinalar?

15-Ma'ruza **Real gazlar**

Reja:

1. Real gaz molekularining potentsial energiyasi;
2. Van-der-Vaals tenglamasi;
3. Ekperimental izotermalar;
4. Real gazning ichki energiyasi.

Tayanch iboralar: Molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlari va potentsial energiyasi. Van-der-Vaals tenglamasi. Ekperimental izotermalar. Kritik holat. Real gazning ichki energiyasi.

Adabiyotlar:[1;3;4;6;8;10.]

15.1. Real gaz molekularining potentsial energiyasi

Real gazlarning xossalari Mendeleev –Kelapeyron tenglamasiga asoslanib tushintiriladigan ideal gazlar xossalari bilan farq qiladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, real gazlarning issiqlik sig'imi, qovushqoqligi va boshqa parametrlari ideal gazlardagi shu parametrlardan tubdan boshqacha bo'ladi.

Molekulalari o'rtasida o'zaro ta'sirlar mavjud bo'lgan gazlarni real gazlar deb aytiladi.

Gaz molekulari o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlari juda qisqa davom etadi va bu kuchlar molekular orasidagi masofaning uzoqlashishi bilan yo'qoladi. Molekular orasidagi masofa 10^{-9} m atrofida bo'lsa molekular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari hisobga olinmaydi. Molekular orasidagi o'zaro ta'sirlar tortishish va itarishish

kuchlariga bo'linadi. Bu kuchlarning har ikkalasi ham bir vaqtning o'zida namoyon bo'ladi. Haqiqatdan ham shunday bo'lmaganda edi suyuq yoki qattiq jismlarning hajmlarini aniqlashning iloji bo'lmas edi, jismlarni tashkil etgan zarralar yoki umuman sochilib ketardi yoki o'zaro yopishib qolgan bo'lar edi.

O'zaro tortishish va itarishish kuchlari molekulalar orasidagi masofaga turlicha bog'liq bo'ladi. Agar molekulalar orasidagi masofa atomning chiziqli o'lchamiga yaqin uzoqlikda (10^{-10} m) bo'lsa molekula **F₁** itarishish kuchiga ega bo'ladi? Masofa 10^{-9} m tartibida bo'lsa molekula o'zaro tortishish kuchi **F₂** ga ega bo'ladi. Natijaviy kuchni quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 \quad (15.1)$$

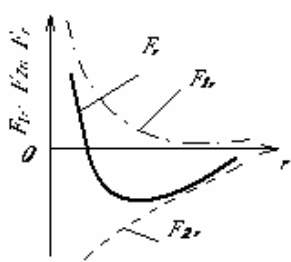
Molekulalar orasidagi masofa dr ga o'zgarganida natijaviy kuch potentsial energiyani kamayishi hisobiga δA elementar ish bajaradi. Va u quyidagicha ifodalanadi:

$$\delta A = F dr = -dW \quad (15.2)$$

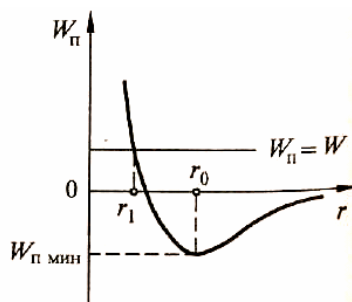
Buni r dan ∞ gacha chegarada integrallasak

$$\int_r^\infty W = - \int_r^\infty F_r dr \quad \text{ёки} \quad W_r - W_\infty = \int_r^\infty F_r dr \quad (15.3)$$

Cheksizlikdagi potentsial energiya 0 ekanligini hisobga olsak



15.1 rasm



15.2-rasm

$$W = \int_r^\infty F_r dr \quad (15.4)$$

hosil bo'ladi.

Bu integralni grafik tarzda ham hisoblash mumkin. Unda rasmda ko'rsatilganidek $F = F_r(r)$ bog'lanishdagi egri chiziq bilan

chegaralangan yuzani hisobga olishimiz kerak. $r = \text{const}$ da W_{II} ning qiymati hisoblanadi, $r > r_0$ da $W_{II} < 0$, yoki, $F_r < 0$ va $r = r_0$ da potentsial energiya W_{II} minimumga erishadi, ya'ni $W_{II}(r_0) = W_{II, \text{min}}$. Bu quyidagi tenglamaga asoslanadi:

$$\left(\frac{dW_{II}}{dr} \right)_{r=r_0} = -F_r(r_0) = 0. \quad (15.5)$$

Ikkita o'zaro ta'sirlashayotgan molekuladan iborat barqaror muvozanatda turgan ($r = r_0$) sistema minimal potentsial energiyaga ega bo'lar ekan. $r < r_0$ da energiya orta boshlaydi va ch kamayib borishi itarishish kuchining oshishi bilan musbat qiymatlarga ega bo'lib keskin ortib ketadi.

O'zaro ta'sirlashayotgan molekulalarning potentsial energiyasining minimal qiymati jismlar agregat holatlarining kriteriyasi bo'lib hisoblanadi.

Agar jism gaz holatda bo'lsa $kT \ll |W_{n, \text{min}}|$ shart o'rinli bo'ladi, jism qattiq xolatga o'tadi. $kT \leq |W_{n, \text{min}}|$ shart jismning suyuq holatga o'tganligini ifodalaydigan chegaraviy shart hisoblanadi. Bu yerda kT – molekulaning issiqlik harakati bo'yicha bit-ta erkinlik darajasiga mos keluvchi ikkilangan o'rtacha energiyasi.

Molekulalarning o'zaro ta'sirlarini qarar ekanmiz Van-der-Vaal's kuchi haqi-da tasavvurga ega bo'lishimiz kerak.

Van-der-Vaal's kuchi deb oralaridagi masofa 10^{-9} m. gacha bo'lgan molekulalar o'rtasidagi o'zaro tortishish kuchlari tushiniladi.

O'zaro tortishish Van-der-vaals kuchi uch turga bo'linadi va ularning uchalasi ham elektr tabiatga ega bo'ladi.

1.Orientirlangan tortishish kuchlari. Bu kuchlar qutblangan molekulalar elektr dipoli momentining orientatsiyasiga asoslangan. Molekulalarning orientatsisi ularning issiqlik harakatiga to'sqinlik qiladi. Bir jinsli molekulalarning tortishish ku-chi orientatsiyasi quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$F_{op} = 4 \frac{P_e^4}{kTr^7}, \quad (15.6)$$

Bu yerda r – molekulalar orasidagi masofa, k – Boltsman doimiysi, T – tem-peratura.

2. Induksion tortishish kuchlari. Bir jinsli bo'lmagan qutbli va qutblanma-gan molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari elektr maydoni ta'sirida molekula-larning dipol momentiga bog'liq bo'lsa bu kuchlar induksion tortishish kuchlari bo'lib hisoblanadi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha bir jinsli molekulalar uchun bu kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$F_{ind} = 12\alpha p_e^2 \frac{1}{r^7}, \quad (15.7)$$

Bu yerda α - molekulalarning qutblanganlik ko'rsatkichi.

3.Dispersion tortishish kuchlari. Bu kuchlar qutblangan va qutublanmagan molekulalar o'rtasidagi o'zaro ta'sirlarga ham tegishli. Bu kuchlar kvantomexanik kuchlar turiga kiradi. Agar klassik mulohozalar yuritsak elektronlarning harakati tu-fayli bu kuchlarning molekulalarga ta'siri doimo o'zgarib turadi. Shuning uchun ham qutblanmagan molekulaning elektr dipoli nol bo'ladi. Vaqtning har bir momentida bunday molekulalar oniy elektr momentiga ega bo'ladi va qo'shni molekula bilan di-formatsion qutblanishga olib keladi. Shuning uchun ham molekulalar tortisha bosh-

laydi. Ikkita molekulaning dispersion tortishish kuchi molekulalarning o'rtacha tortishish kuchiga teng bo'ladi. Drude modelining ko'rsatishicha molekulalar, uch o'lchamli ostsilyator sifatida qaralganda matematik hisoblashlar natijasida dispersion tortishish kuchi quyidagicha ifodalanadi:

$$F_{\text{dusen}} = \frac{9}{2} \alpha^2 h \nu_0 \frac{1}{r^7}, \quad (15.8)$$

Bu yerda h – Plank doimiysi, ν_0 – ostsilyatorning tebranish chastotasi (ko'pincha $h\nu_0$ qiymat molekulaning ionizatsiya energiyasiga yaqin bo'ladi).

Ko'rinib turibiki, molekulalarning o'zaro ta'sir tortishishlarida ahamiyatli o'rinni dispersion kuchlar o'ynar ekan. Dispersion kuchlar ko'pchilik holatlarda riyantatsion va induksion kuchlardan qiymat jihatdan katta bo'ladi.

Dispersion kuch deb nomlashimizning boisi shundaki, elektromagnit to'lqinlar moddalardan o'tganda dispersiya hodisasi hosil bo'lib bu kuchlar yuzaga kelar ekan, shuning uchun bu kuchlarni dispersion kuch deb atar ekanmiz.

Ikkita molekula o'rtasidagi tortishish kuchi F_{2r} , barcha tortishish kuchlarining teng tashkil etuvchisi bo'lib hisoblanadi.

Molekulalar oralig'i $r < 10^{-10} \text{ m}$ bo'lganda elektromagnit o'zaro ta'sirlardan tashqari kvant o'zaro ta'sirlar paydo bo'la boshlaydi. Bu kuchlar yoki molekulalarni o'zaro itarishishga olib keladi, yoki qo'shni atomlarni o'zaro tortishishga olib keladi. Bu atomlar o'rtasida ion va kovalent ximiyaviy bog'lanishlar sodir bo'ladi. Natijada barqaror molekulalar paydo bo'ladi. Ximiyaviy bog'lanishning potentsial energiyasi Van-der-Vaals tortishish energiyasidan ortib ketadi.

Ikkita molekuladan iborat sistemada o'zaro ta'sir kuchlari sistemaning to'liq energiyasini o'zgartira olmaydi. To'liq energiya:

$$dW = dW_K + dW_n = 0, \quad \text{ёKи} \quad dW_K = -dW_n = F_r dr. \quad (15.9)$$

Molekulalarning yaqinlashishi da W_K ortadi. Bu molekulalar o'rtasida o'zaro tortishish kuchlarining musbat ish bajarishi natijasida sodir bo'ladi. Molekulalarning keyingi yaqinlashishlarida o'zaro itarishish kuchlari ortib boradi va ($F_r > 0, r < r_0$). Bunda molekulalarning kinetik energiyasi ortib ketadi. Molekulalar juda yaqinlashganda ($r = r_1$) kinetik energiya $W_K = 0$ nol bo'ladi. Molekulalarning energiyasi to'lig'inch qitarishish kuchlariga qarshi ish bajarishga sarflanadi. va to'liq energiya potentsial energiyadan iborat bo'lib qoladi. $W = W_n$.

Real gazlarda temperaturadan tashqari boshqa parametrlari o'zgarimas bo'lib qoladi, molekulalar orasidagi masofa r_1 qizdirish natijasida kamayadi. Shuni ham aytib o'tish kerakki masofaning bu kamayishi yuqori temperaturalar sohasida ham sezilarli emas Bu itarishishish kuchlarining xususiyatli o'zgarishidan kelib chiqadi. Shunday qilib, r_1 molekulalarning effektiv diametri tarzida qaraladi va u holatni baholashda miqdoriy parametr hisoblanadi. Shunday qilib, real gazlarda molekulaning o'lchami molekulalar o'rtasidagi o'zaro itarishishni xarakterlaydi.

15.2. Van-der-Vaals tenglamasi

Real gaz molekullari absolyut qattiq sharchalar sifatida qaraladi va ular o'rtasida ishqalanish va tutinish kuchlari mavjud bo'ladi. Real gaz holatini ifodalochi tenglamani keltirib chiqarish uchun Van-der-Vaals ideal gazning holat tenglamasi bo'lib hisoblangan Mendeleev-Klapeyron tenglamasiga molekullarning o'lchamini va tutinish kuchlarini hisobga oluvchi tuzatmalar kiritdi.

Real gazning har bir molekulasini idish ichida $v' = \frac{1}{6}\pi d^3$ hajmini egallab harakatlana-
lanadi. Real gazmolekullarining ideal gaz molekullariga o'xshab erkin harakatlana-
olmasligini hisobga olib, Mendeleev-Klapeyron tenglamasi $pV_\mu = RT$ ga V_μ o'rniga
 $V_\mu = V'_\mu + b$ tuzatma kiritamiz. Bu yerda b -erkin hajmini hisobga oluvchi Van-der-
Vaals tuzatmasi bo'lib hisoblanadi. U 1 mol gazda xususiy hajmi bo'lib hisoblanadi
va quyidagiga teng:

$$b = 4N_A V' \quad (15.10)$$

Bu yerda N_A —Avogadro doimiysi, V' -bitta molekulaning hajmi. Bunda mo-
lekullar o'rtasida juda qisqa o'zaro ta'sir kuchlari yuzaga keladi, shuning uchun ham
molekula o'zidan $r = 10^{-9} \text{ m}$ masofadan uzoq bo'lmagan zarralar bilan to'qnashadi.
Shu masofni molekullarning ta'sir chegarasi deb yuritiladi.

Idish sirtidan ichkariroqdagi qatlamlarda harakat qilayotgan molekullar
o'rtalaridagi o'zaro ta'sir kuchlari muvozanatlashib turadi, gazning chegara qatlam-
laridagi, ya'ni idish sirtiga yaqin sohalarda molekullar o'rtasidagi ta'sir kuchlar mo-
vozanatda bo'lmaydi va ularning harakat yo'nalishi idish ichiga tomon yo'налgan
bo'ladi. Buning natijasida real gaz molekullar idish devori bilan to'qnashishda ideal
gaz molekullariga nisbatan devorga juda kichik impuls va bosim beradi. Buni quyi-
dagicha ifodalaymiz:

$$p = p_{u0} - p^* \text{ yoki } p_{u0} = p + p^* \quad (15.11)$$

Bu yerda p^* -o'zaro tutinish ta'sir kuchlariga asoslangan Van-der-Vaals tuzat-
masi bo'lib, uni ichki bosim deb ataladi. Ichki bosim gaz hajmining kvadratiga teska-
ri proportsional bo'ladi.

$$p^* = a / V_\mu^2 \quad (15.12)$$

Bunda a - Van-der-Vaals koeffitsienti, u gazning ximiyaviy tabiatiga bog'liq.

SHunday qilib, 1 kilomol gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasini quyidagi
ko'rinishda yozamiz:

$$(p + \frac{a}{V_\mu^2})(V_\mu - b) = RT \quad (15.13)$$

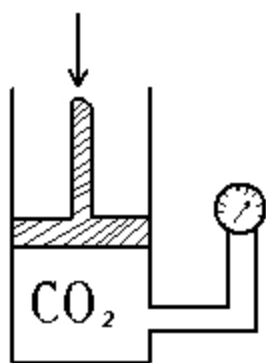
Ixtiyoriy m massali gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasi V - modda miqdorini hisobga olganda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\left(p + \frac{m^2}{\mu^2 V_\mu^2}\right) \left(V_\mu - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (15.14)$$

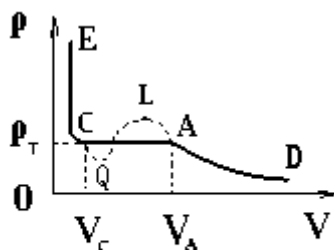
Agar Ideal gazda molekular o'rtasida ishqalanish kuchlarining hisobga olinmasligini nazarda tutsak, ya'ni $V_\mu \gg b$ va $p^* \ll p$ ekanligini e'tiborga olsak Van-der-Vaals tenglamasi Mendeleev-Klapeyron tenglamasiga aylanib qoladi.

15.3. Eksperimental izotermalar. Kritik holatlar

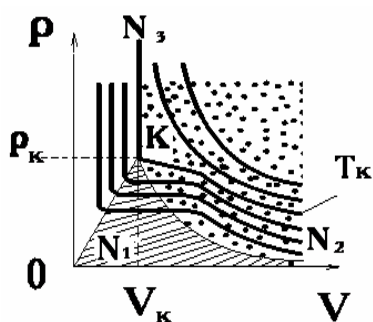
Ingliz fizigi T. Endryus tomonidan amalga oshirilgan tajribalarda karbonat anhidrid gazi uchun izotermik protsesslardagi bosim va hajm orasidagi bog'lanish tekshirildi (15.3-rasm). Qalin devorli tsilindr ichiga 1 mol karbonat anhidrid (CO_2) gazi qamalgan. Tsilindr ichidagi porshenni harakatlantirish yo'li bilan gazning hajmini o'zgartirishga erishildi. Hajmning har bir qiymatiga mos keladigan gaz bosimi manometr yordamida o'lchanadi. Tajribada gaz temperaturasi o'zgarmas saqlanadi. Hajmning katta qiymatlariga mos keluvchi DA sohada gaz hajmi kamaytirilgan sari bosim monoton ravishda ortib boradi. Izoterma mazkur sohasining shakli giperbolaga yaqin. Binobarin, bu sohada karbonat anhidrid gazining xossalari ideal gaz xossalriga o'xshab ketadi. Lekin bosim biror p_T qiymatga erishganda karbonat anhidrid xossasida o'zgarish ro'y bera boshlaydi: porshenni yanada pastroq tushirib gaz hajmini kamaytirganimiz bilan bosimning qiymati o'zgarmaydi. Bu holda gazning bir qismi suyuqlikqa aylana boshlaydi. Porshen qanchalik pastga tushirilsa, karbonat anhidrid gazining shunchalik ko'proq qismi suyuqlikqa aylangan bo'ladi. Hajm biror V_C qiymatgacha kamaytirilganda gaz butunliq suyuqlikqa aylangan bo'ladi. Porshen ostidagi hajmni yanada kamaytirish uchun juda katta bosim talab etiladi, chunki suyuqlik juda kam siqiladi. Shu sababli izotermaning CE sohasi deyarli vertikal chiziqdan iborat. Demak, tajribaviy izotermaning DA va CE soxalari karbonat anhidridning bir fazali holatlarini (DA sohada faqat gazsimon holat, SYe sohada faqat suyuq holat mavjud), AC soxasi esa ikki fazali holatini xarakterlaydi. Ikki fazali holat amalga oshganda (hajmning V_A dan V_C gacha qiymatlarida) dastlabki karbonat anhidrid gazining bir qismi suyuqlikqa aylanib, qolgan qismi gazsimon holatda qoladi. Agar AC sohadagi biror V



15.3- rasm



15.4- rasm



15.5-rasm

hajmga ($V_C < V < V_A$) erishilganda porshenning harakatini to'xtatib qo'ysak, porshen ostidagi hajmda suyuq holatdagi karbonat angidridning bug'lanishi va karbonat angidrid bug'larining kondensatsiyalanishi (ya'ni suyuqlikka aylanishi) bir-birini muvozanatlab turadi. Boshqacha qilib aytganda, bug'lanish va kondensatsiya jarayonlari dinamik muvozanatlashgan bo'ladi: suyuqlik va bug' miqdori o'zgarmaydi. Suyuqlik bilan muvozanatda bo'lgan bug' to'yingan bug' deyiladi. Ikki fazali xolatga moc keladigan bosim qiymati **to'yinish bosimi** (p_T) deb ataladi. To'yinish bosimining qiymati turli temperaturalar uchun turlicha bo'ladi.

Turli temperaturalar uchun bosimning hajmga bog'liqligini tekshirish asosida bir qator izotermalarni hosil qilamiz (15.5-rasm). Temperaturalar ortgan sari izotermalardagi ikki fazali holatni aks ettiruvchi sohalar (to'yinish soxalari) ensizroq bo'lib boradi. Nihoyat, biror T_K temperaturaga moc keluvchi izotermada to'yinish sohasi nuqtaga aylanadi. Bu nuqta kritik nuqta deb, unga moc bo'lgan bosim va hajmning qiymatlari esa kritik bosim (p_K) va kritik hajm (V_K) deb ataladi.

SHunday qilib, T_K dan past temperaturalaridagi izotermalardagina to'yinish soxalari mavjud. Bu sohalar 15.5- rasmda punktir chiziq (N_1KN_2) bilan ajratilib shtrixlangan. (N_1KN_3) chiziq va ordinata o'qi orasidagi soha esa moddaning suyuq holatlariga mos keladi. Rasmdagi nuqtalar bilan akslangan soha esa moddaning gaz holatini ifoda etadi. Bu sohada modda ikki fazali holatda bo'la olmaydi. Binobarin, kritik temperatura gazni suyuqlikka aylantirish mumkin bo'ladigan eng yuqori temperaturadir. Temperaturasi T_K dan katta bo'lgan gaz har qanday bosim ostida ham suyuqlikka aylanmaydi.

Kritik parametrlar $-p_K, V_K, T_K$ moddaning kritik holatini xarakterlaydi. Kritik holatdagi modda uchun suyuqlik va bug' orasidagi farq yo'qoladi. Kritik holatda bug'ning suyuqlikka, suyuqlikning esa bug'ga aylanishi uzluksiz ravishda sodir bo'lib turadi. Kritik temperaturada suyuqlikning solishtirma bug'lanish issiqligi va sirt taranglik koeffitsienti nolga teng bo'ladi. Turli moddalar uchun kritik parametrlar turlicha bo'ladi.

Eksperimental izotermalarni (15.5-rasm) Van-der-Vaals izotermalari (15.2-rasm) bilan taqqoslasak, nazariy izotermalardagi sohalar tajribalarda qayd qilingan ikki fazali holatlarni aks ettiruvchi to'yinish sohasiga mos kelishini aniqlaymiz. Biroq moddaning gazsimon holatdan suyuq xolatga va aksincha suyuq xolatdan gazsimon holatga o'tishlarida bosimning hajmga bog'liqligi to'g'ri chiziq bilan xarakterlanadi. Boshqacha qilib aytganda izotermalarning to'yinish sohasida bosimning qiymati Van-der-Vaals izotemalaridagidek maksimum va minimumga ega bo'ladigan tarzda o'zgarish o'rniga o'zgarmas p_T ga teng bo'ladi.

15.4. Real gazning ichki energiyasi

Real gazning ichki energiyasini hisoblashda molekulalarning o'zaro ta'sirlashish potentsial energiyasini ham e'tiborga olish kerak. Bu energiyani qo'yidagi mulohazalar asosida topish mumkin. Ichki bosim ($p_{\mu} = a/V_{\mu}^2$) kuchlari 1 mol gazning hajmi V_{μ_1} dan V_{μ_2} gacha kengayganda bajargan ish

$$A = \int_{V_{\mu_1}}^{V_{\mu_2}} p_{\text{H}} dV_{\mu} = \int_{V_{\mu_1}}^{V_{\mu_2}} \frac{a}{V_{\mu}^2} dV_{\mu} = -\frac{a}{V_2} - \left(-\frac{a}{V_{\mu_1}} \right) \quad (15.10)$$

munosabat bilan aniqlanishi lozim. Mazkur ish sistema potentsial energiyasining o'zgarishiga teng. Shu sababli 1 mol gazning potentsial energiyasi $(-a/V_{\mu})$ ga teng, deya olamiz. U holda real gazning ichki energiyasi molekulalar kinetik energiyalari va potentsial energiyalarining yig'indisi tarzida ifodalanadi. Lekin molekulalar kinetik energiyalarining yig'indisi ideal gaz ichki energiyasi bo'lib hisoblanadi. 1 mol ideal gaz uchun ichki energiya

$$(U_{\mu})_{\text{ideal}} = \frac{i}{2} RT = C_V T \quad (15.11)$$

ifoda bilan aniqlanar edi. Binobarin, 1 mol real gazning ichki energiyasi uchun.

$$(U_{\mu})_{\text{real}} = C_V T - \frac{a}{V_{\mu}} \quad (15.12)$$

munosabat o'rinli bo'ladi.

Demak, **real gazning ichki energiyasi, ideal gazdan farqli temperaturaga ham, hajmga ham bog'liq.**

Real gaz vakuumda kengayish protsesini biror tajribada ko'raylik. To'siq bilan ikki qismga ajratilgan idish olaylik (15.6 - rasm). Idishning bir qismida gaz mavjud, ikkinchisida esa vakuum hosil qilingan. Idishning germetikligini buzmaydigan tarzda to'siqni yuqoriga ko'taraylik, Natijada gaz idishning bo'sh qismini ham egallaydi. Mazkur protsessda tashqi muhit bilan issiqlik almashinish va tashqi kuchlarga qarshi ish bajarish sodir bo'lmadi, ya'ni $Q=0$ va $A=0$, Binobarin, termodinamikaning birinchi bosh qonuniga asosan, sistema ichki energiyasi ham o'zgarmasligi lozim. Shuning uchun real gazning kengayguncha va kengaygandan keyingi ichki energiyalari teng bo'ladi. Agar real gazning temperaturasi va hajmining kengayishdan oldingi qiymatlarini T_1 va V_{μ_1} bilan, kengaygandan keyingi qiymatlarini esa T_2 va V_{μ_2} bilan belgilasak, quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$C_V T_1 - \frac{a}{V_{\mu_1}} = C_V T_2 - \frac{a}{V_{\mu_2}}. \quad (15.13)$$

Bundan

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_{\mu_2}} - \frac{1}{V_{\mu_1}} \right) \quad (15.14)$$

munosabatni hosil qilamiz. Gaz kengayayotganligi, ya'ni $V_{\mu_2} > V_{\mu_1}$ bo'lganligi uchun (15.14) ifodada qavs ichidagi ayirma manfiy qiymatga ega. Bino-

barin, ΔT ning qiymati ham manfiydir. Vakuumba kengaygan gazning sovishining sababi shuki, real gazning adiabatik kengayishida, ya'ni molekulalararo masofa kattalashishida molekulalarning o'zaro tortishish kuchlariga qarshi ish bajarilishi lozim. Mazkur ish molekulalar kinetik energiyasining kamayishi evaziga bajarilganligi tufayli gaz soviydi.

Joul-Tomson effekti. Tajribalarda gaz bir idishdan ikkinchi idishga g'ovakli jismdan tayyorlangan to'siq orqali o'tganda idishlardagi gaz bosimlari $\Delta p = p_1 - p_2$ ga farqlanganligi tufayli gaz to'siqning g'ovaklari orqali sekin oqib o'ta boshlaydi. Mazkur kengayishda real gaz temperaturasi o'zgarishi qayd qilindi. Bu hodisa **Joul—Tomson effekti** deb nom oldi. Gazning temperaturasi pasayganda ($\Delta T < 0$) musbat Joul-Tomson effekti, aksincha, temperatura ortgan hollarda manfiy Joul - Tomson effekti sodir bo'ladi. Xona temperaturasidagi ko'pchilik gazlar uchun musbat Joul-Tomson effekti kuzatildi. Faqat vodorod va geliy uchun manfiy Joul - Tomson effekti qayd qilindi.

Joul-Tomson effektining ishorasi (ya'ni mazkur hodisada gazning sovishi yoki isishi) Van-der-Vaals tenglamasidagi a va b tuzatmalarning nisbiy hissasi bilan bog'liq. Molekulalarning xususiy hajmini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan hollarda (ya'ni $d=0$, lekin $a \neq 0$) gaz soviydi. Molekulalarning o'zaro tortishish kuchlarini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan hollarda (ya'ni $a=0$, lekin $d \neq 0$) molekulalarning itarishishi muhim rol o'ynaydi. Bunday hollarda gaz kengayishi tufayli molekulalarning potentsial energiyasi kamayadi. Lekin, gazning kengayishi issiqlik almashinmay va tashqi ish bajarilmay sodir bo'layotganligi uchun ichki energiya

o'zgarmasligi lozim. Shu sababli kengayish jaraenida real gaz molekulalarining kinetik energiyasi ortadi, ya'ni gaz isiydi.

Umuman, Joul-Tomson effektining ishorasi gazning tabiatiga, temperatura va bosimiga bog'liq. Ko'pchilik gazlar uchun yuqori temperaturalarda manfiy effekt, past temperaturalarda esa musbat effekt qayd qilindi. U holda shunday temperatura mavjud bo'lishi kerakki, bu temperaturada Joul-Tomson effekti ishorasini o'zgartirishi lozim. Temperaturaning bu qiymati **inversiya temperaturasi** deb ataladi. Inversiya temperaturasidagi gaz kengayganda uning isishi ham, sovishi ham kuzatilmaydi. Ko'pchilik gazlarning inversiya temperaturasi normal temperaturadan yuqori bo'ladi. Shuning uchun gazlar normal temperaturalarda kengaygan hollarda soviydi, yuqori temperaturalarda kengayganda esa isiydi. Gazlarning Joul-Tomson protsessida sovishi sovitish texnikasida, xususan gazlarni suyultirishda keng qo'llanilyapti.

Savollar:

1. Orientirlangan tortishish kuchlari?
2. Dispersion tortishish kuchlari?
3. Dispersion tortishish kuchlari?
4. Molekulalarning potentsial energiyasi?
5. Van-der-Vaals tenglamasi?
6. Kritik temperatura?
7. Real gazning ichki energiyasi?

XOTIMA

Kursni o'rganish davomida mexanik masalalarni yechish usullari bilan tanishdik. Dinamikaning qonunlari inertsial sanoq sistemalarida bajarilishini ko'rdik. Noinertsial sanoq sistemalarida Nyuton qonunlari bajarilmasligi ko'rildi va noinertsial sanoq sistemalaridagi mexanik masalalarni yechishda inertsia kuchlari tushunchasidan foydalanish kerakligi aniqlandi.

Klassik mexanika qonunlari yoruglik tezligidan juda kichik bo'lgan tezliklar chegarasida bajarilishi ko'rsatildi. Katta tezliklar soxasidagi (yoruglik tezligiga yaqin) mexanik masalalarni yechishda relyativistik dinamika qonunlariga asoslanamiz. Fizika fani ma'lumotlariga asoslanib tabiatda sodir bo'ladigan har bir jarayonning sabablari tahlil etiladi. Mexanik hodisalarni tahlil qilishda noelastik to'qnashishlar jarayonida mexanik energiyaning saqlanish qonunining bajarilmasligini hisobga olish kerak. Hozirgi zamon texnikasining yaratilishi, zamonaviy texnologik mashinalarning ishlash karakteristikalari fizika fannining qonunlariga asoslanib oldindan loyixalashtirilgan.

Molekulyar fizikada ko'p zarralar ta'sirida sodir bo'ladigan hodisalarni o'rgandik. Molekulyar fizikadagi hodisalar molekulyar kinetik (statistik) usul va termodinamik (energiya almanishuvi tarzi) usuli yordamida o'rganilishini ko'rdik. Ideal gazlarda sodir bo'ladigan molekulyar hodisalar faqat temperaturaga bog'lik ekanligini ko'rdik. Bunda molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari sifatida gaz molekulalarining bosimi, o'rtacha kvadratik tezlik va molekulalarning ilgari lanma harakat kinetik energiyasi bilan tanishdik. Real gazlarda molekulyar hodisalarni tushintirishda erkin hajmni ham hisobga olish kerak.

Energiya almashinuvi tarzida sodir bo'ladigan molekulyar hodisalarni termodinamik usulda tushintirdik. Bunda asosan quyidagi tushunchalar bilan tanishdik: Termodinamik sistema; Termodinamik sistema holati; termodinamik muvozanat; termodinamik jarayon. Temperatura; energiyaning saqlanish va aylanish qonuni; termodinamik sistemaning ichki energiyasi; termodinamik ish; issiqlik miqdori; holat funktsiyasi va holat tenglamasining asosiy mohiyati bilan tanishdik.

ИҶОБАҲА

Karrali va miqdoriy birliklar				Asosiy fizikaviy doimiyliklar	
T.P .	Ko'pay tuvchi	Atali shi	Belgila nishi	Doimiyliklarning nomi	Son qiymatlari
1	10^{18}	eksa	E	Gravitatsiya doimiysi	$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{(kg \cdot s^2)}$
2	10^{15}	peta	P	Avagadro soni	$N_A = 6,025 \cdot 10^{26} kmol^{-1}$
3	10^{12}	tera	T	Universal gaz doimiysi	$R = 8,31 \frac{J}{(K \cdot mol)}$
4	10^9	giga	G	Faradey soni	$F = 9,65 \cdot 10^4 \frac{Kl}{mol}$
5	10^6	mega	M	Stefan Boltsman doimiysi	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \frac{Vt}{(m^2 \cdot grad^4)}$
6	10^3	kilo	k	Plank doimiysi	$h = 6,62 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
7	10^2	gekto	G	Boltsman doimiysi	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$
8	10^1	deka	da	Neytronning tinchlikdagi massasi	$m_N = 1,675 \cdot 10^{-27} kg$
9	10^{-1}	desi	d	Protonning tinchlikdagi massasi	$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} kg$
10	10^{-2}	santi	sm	Elektronning tinchlikdagi massasi	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} kg$

11	10^{-3}	milli	mm	Elektronning zaryadi	$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$
12	10^{-6}	mikro	mk	Elektronning solishtirma zaryadi	$\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Kl}}{\text{kg}}$
13	10^{-9}	nano	na	Vakuumda yorug'lik tezligi	$c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
14	10^{-12}	piko	p	Elektr doimiysi	$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$
15	10^{-15}	фем-то	ф	Magnit doimiysi	$\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Gn}}{\text{m}}$
16	10^{-18}	atto	a		

Ayrim astronomik kattaliklar

Astronomik kattalikning nomlanishi	Son qiymati
Yerning O'rtacha radiusi	$6,37 \cdot 10^6 \text{ m}$
Yerning O'rtacha zichligi	$5,5 \cdot 10^3 \text{ kg/ m}^3$
Yerning massasi	$5,96 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Quyoshning radiusi	$6,95 \cdot 10^8 \text{ m}$
Quyoshning O'rtacha zichligi	$1,4 \cdot 10^3 \text{ kg/ m}^3$
Quyoshning massasi	$1,97 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Oyning radiusi	$1,74 \cdot 10^6 \text{ m}$
Oyning massasi	$7,3 \cdot 10^{22} \text{ kg}$
Yer va oy markazlarigacha bo'lgan masofa	$3,84 \cdot 10^8 \text{ m}$
Yer va quyoshning markazlarigacha bo'lgan masofa	$1,5 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Oyning yer atrofidan aylanish davri	27 sutka 7 s 43 min

Moddalarning zichligi

Moddalar	$\rho \times 10^3 \text{kg/m}^3$	Moddalar	$\rho \times 10^3 \text{kg/m}^3$
Alyuminiy	2,70	Ko'rg'oshin	11,3
Muz	0,90	Kumush	10,5
Mis	8,90	Pulat	7,80
Kaliy	7,30	Xrom	7,20
Benzin	0,70	Neft	0,80
Suv	1,00	Simob	13,6
Kerosin	0,80	Spirt	0,79

Gazlar

Moddalar	$\rho \times 10^3 \text{kg/m}^3$	Moddalar	$\rho \times 10^3 \text{kg/m}^3$
Azot	1,25	Xavo	1,29
Vodorod	0,09	Kislorod	1,43

Moddalar	Bug' hosil bo'lishining so-lishtirma issiqligi (kJ/kg)	Moddalar	Kritik harorat, °C
Suv	2260	Geliy	268
Spirt	860	Vodorod	240
Nitrat kislota	480	Azot	147
Efir	360	Kislorod	118
Simob	290	Xlor	146
Kerosin	210	Efir	194
		Simob	1460

Asosiy xalqaro birliklar sistemasi

Miqdorlar		Miqdorlar	
Atalishi	O'lchami	Atalishi	Belgilanishi
Uzunlik	L	Metr	M
Massa	M	Kilogramm	Kg
Vaqt	T	Sekunda	S
Tok kuchi	I	Amper	A
Termod.temper.	$^{\circ}\text{K}$	Kelvin	K
Modda miqdori	ν	Mol'	Mol
Yorig'lik kuchi	J	kandela	kd

Hosilaviy birliklar

Atalishi	O'lchami	Belgilanishi
Yuza	L^2	m^2
Hajm	L^3	m^3
Tezlik	LT^{-1}	m/s
Tezlanish	LT^{-2}	m/s^2
Chastota	T^{-1}	Gs
Burchak tezlik	T^{-1}	rad/s
Burchak tezlanish	T^{-2}	rad/s^2
Zichlik	$L^{-3}M$	kg/m^3
Inersiya momenti	L^2M	$kg \cdot m^2$
Impul's	LMT^{-1}	$kg \cdot m / s$
Impul's momenti	L^2MT^{-1}	$kg \cdot m^2 / s$
Kuch	LMT^{-2}	N
Kuch momenti	L^2MT^{-2}	$N \cdot m$
Kuch impul'si	LMT^{-1}	$N \cdot s$
Bosim	$L^{-1}MT^{-2}$	Pa
Ish, energiya	L^2MT^{-2}	Dj
Quvvat	L^2MT^{-3}	Vt
Dinamik yopishqoqlik	$L^{-1}MT^{-1}$	$Pa \cdot s$
Kinematik yopishqoqlik	L^2T^{-1}	m^2/s
Issiqlik miqdori	L^2MT^{-2}	J
Solishtirma iss. miqdori	L^2T^{-2}	J/kg

ADABIYOTLAR:

1. O. I. Ahmadjonov. Fizika kursi 1-qism, Toshkent, «O'qituvchi» 1989
2. A.S.Safarov. Umumiy fizika kursi, Toshkent, «O'qituvchi». 1992
3. S.P.Strelkov Mexanika, Toshkent, «O'qituvchi»,1977.
4. V.S. Volkenshteyn. Umumiy Fizika kursidan masalalar to'plami. Toshkent, «O'qituvchi». 1979.
5. V. I. Iveronova. Fizikadan praktikum, Toshkent, «O'qituvchi», 1971.
6. R.I. Grabovskiy. Umumiy fizika, Toshkent, «O'qituvchi», 1974
7. N.A.Sultonov Fizika kursi, Farg'ona, «Texnika»,2002.
8. E.N.Nazirov,Z.A.Xudoyberganov,N.X.Safiullina Mexanika va molekulyar fizikadan Amaliy mashg'ulot, Toshkent, «O'qituvchi», 2001.
9. T.Turg'unov Amaliy fizika, «O'zbekiston», 2003.
10. . M. Sh. Xaydarova, U. K. Nazarov fizikadan laboratoriya ishlari. «O'qituvchi» 1989.
11. . S. A. Budarina, A. A. Isroilov. Fizikadan laboratoriya mashg'ulotlari. «O'qituvchi» 1993.
12. B Yavorskiy, A.Detlaf. Fizika, «Drofa»,Moskva 2003.
13. M. Mo'minov, X. Haydarov. Fizikadan laboratoriya ishlari uchun qo'llnma. «O'qituvchi» -1971.
14. M.Ismoilov, P.Habibullaev, M.Xaliulin Fizika kursi, «O'qituvchi»,2000

MUNDARIJA

	Kirish	3
1-Ma'ruza	Moddiy nuqta kinematikasining elementlari.....	4
2-Ma'ruza	Ilgarilanma harakat dinamikasi.....	10
3-Ma'ruza	Energiya - harakat va o'zaro ta'sirlarning universal o'lchovi....	15
4-Ma'ruza	Qattiq jismlarning aylanma harakati.....	28
5-Ma'ruza	Noinertsial sanoq sistemalarida jismning harakati.....	37
6-Ma'ruza	Suyuqliklar mexanikasi.....	44
7-Ma'ruza	Nisbiylik nazariyasi elemeitlari.....	53
8-Ma'ruza	Tebranishlar va to'lqinlar.....	62
9-Ma'ruza	Gazlarda molekulyar kinetik nazariyaning asoslari.....	68
10-Ma'ruza	Termodinamikaning birinchi bosh qonuni	73
11-Ma'ruza	Termodinamikaning birinchi qonunining izojarayonlarga tadbiqu.	77
12-Ma'ruza	Termodinamikaning birinchi qonunining adiabatik jarayonlarga tadbiqu.....	83
13-Ma'ruza	Gazlarda ko'chish hodisalari.....	86
14-Ma'ruza	Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni.....	93
15-Ma'ruza	Real gazlar.....	10
		5
	Xotima	11
		4
	Ilovalar	11
		5
	Adabiyotlar	11
		8