

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI

ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

UO‘K 53(075)

KBK 22.36 J-91

JURAYEV U.B.

MOLEKULAR FIZIKA

(Fizika fakulteti talabalari uchun darslik)

Oliy o‘quv yurtlararo ilmiy-uslubiy birlashmalar
faoliyatini muvofiqlashtiruvchi kengashi prezidiumining
2004 yil 26 iyunda bo‘lib o‘tgan yig‘ilishi qarori bilan (№
43-bayonnoma) universitetlar fizika fakultetlari talabalari
uchun darslik sifatida nashrga tavsiya etilgan.

ISBN 978-9943-4215-6-1

Voris-Nashriyoti. 2015

Juraev U.B. Molekulyar fizika. Darslik.

Ushbu o'quv darsligi umumiy fizika kursining molekulyar fizika va termodinamika bo'limidan iborat bo'lib, fizika fanidan mutaxassis bo'lib yetishuvchi talabalar uchun mo'ljallangan. O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim tizimini qaytadan isloh qilinishi va bakalavr, magistrLAR tayyorlash davlat dasturiga binoan oliy o'quv yurti rejalariga ham ma'lum o'zgartirishlar kiritildi. Bu esa o'z navbatida umumiy fizika kursida o'tiladigan predmetlar strukturasi va mavzular ketma-ketligi o'zgarishini ham taqozo etadi. Mazkur kitobda shu o'zgartirishlar ham inobatga olindi.

Mazkur darslik O'zbekiston Milliy universiteti tomonidan 2012-yilda nashr etilgan «Universitet ta'limi uchun fizika va astronomiya mutaxassislari bo'yicha o'quv dasturlari» nomli namunaviy hamda shu universitet fizika fakulteti tomonidan 2012 yilda nashr qilingan ishchi o'quv dasturlariga to'la mos keladi.

O'quv darsligi asosan fizik bakalavrlar uchun mo'ljallangan bo'lib, undan fizika fanini o'qiyotgan va o'qitayotgan boshka mutaxassislar ham foydalanishlari mumkin.

SO‘Z BOSHI

Ushbu o‘quv darsligi Samarqand davlat universiteti fizika fakulteti talabalari uchun mo‘ljallangan va 1999 yilda SamDU da nashr qilingan o‘quv qo‘llanmasi asosida yozildi. Muallif shu o‘quv yurtida 1986 yildan boshlab molekulyar fizika fanidan ma‘ruzalar o‘qib keladi.

Fizika fanidan mutaxassis bo‘lib yetishuvchi talabalar uchun molekulyar fizika kursidan bir necha mualliflarning darsliklari bo‘lishiga qaramasdan (A.N.Matveev “Molekulyarnaya fizika” Vishkola 1983, 1987; A.K.Kikoin, I.K.Kikoin “Molekulyar fizika” “O‘qituvchi” 1978; D.V.Sivuxin “Umumiy fizika kursi, termodinamika va molekulyar fizika”, “O‘qituvchi” 1984) ular rus tilida yozilgan yoki undan tarjima qilingan. Har qanday tarjima asarida esa tarjimonlar saviyasi qancha yuqori bo‘lishiga qaramasdan unda tarjima “hissi” sezilib turadi. Shuning uchun ham ushbu kitob o‘zbek muallifi tomonidan yozilgan darslik sifatida ham arzigulikdir va uning yozilishida yuqorida ko‘rsatilgan adabiyotlardan foydalanildi. O‘zbekiston Respublikasida “Kadrlar Tayyorlash Milliy dasturi va Ta’lim To‘g‘risidagi qonun” qabul qilinishi munosabati bilan o‘quv adabiyotlarini qaytadan ko‘rib chiqish zarurati tug‘ildi. Oliy o‘quv yurtlari o‘quv rejalariga ma’lum o‘zgartirishlar kiritildi. Shu o‘zgarishlar ruhi ham o‘zbek mualliflarining yangi o‘quv adabiyotlarini chop etishini taqozo etadi.

Darslikda mavzularni yoritishda fizik hodisalarning mohiyatini imkoni boricha soddaroq qilib bayon qilishga harakat qilindi. Bu kitobni yozishda muallif O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi tomonidan Oliy o‘quv yurtlari uchun ishlab chiqilgan va 1996 yilda O‘zMU tomonidan nashr qilingan dasturga amal qilgan holda shu kursdan ma‘ruzalar o‘qish borasida orttirgan o‘z tajribasidan ham foydalandi. Bu ayniqsa mavzularni bayon etishdagi tartibda o‘z ifodasini topdi. Qo‘lyozmani o‘qib, o‘zining qimmatli maslahatlarini bergan O‘zMU fizikaviy elektronika kafedrasining professori K.A.Tursunmetovga, SamDU kosmos fizikasi va astrofizika kafedrasi dotsenti A.A.Yusupovga muallif o‘z samimiy minnatdorchiligini bildiradi.

Bu nashr kitobning respublika miqyosida ilk bor nashri bo‘lganligi sababli u kamchiliklardan xoli bo‘lmasligi tabiiy. Shuning uchun muallif kitob haqida o‘z fikr va mulohazalarini bildirgan o‘rtoqlarga samimiy tashakkurini izhor etadi.

Muallif

K I R I S H

Siz fizika fanining ilk kursi mexanika va boshqa bo'limlari bilan tanishganingizda, jismlarning harakat qonuniyatlarini o'rganishda ular bir butun, yaxlit jism deb qaradingiz. Ammo qizdirilgan qattiq jismlarning hajmlarining ortishi, qizdirilish davom ettirilsa suyuq holatga o'tishi, shuningdek, suyuqliklarning qizdirilganda bug' holatga o'tishi har qanday qattiq va suyuq modda kichik ko'zga ko'rinmas zarralar – molekulalardan tashkil topganligi haqidagi fikrga olib keladi. Barcha agregat holatdagi (qattiq, suyuq, gaz) moddalar ana shu molekulalardan tashkil topgan. Qattiq moddalarning suyuqlik va gaz holatga o'tishi, gazlarning ham suyuq, qattiq holatga o'tishi, suyuqliklarning qattiq yoki gaz holatga o'tishi bu fikrni tasdiqlaydi. Moddaning barcha ximiyaviy xossalarini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrasiga uning molekulasi deyiladi.

Moddani tashkil etuvchi ko'p sondagi zarralar – molekulalarning xarakati bilan bog'liq xossalari, moddaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi kabi jarayonlar va ularning qonuniyatini o'rganish bilan molekulyar fizika fani shug'ullanadi.

Moddaning molekulyar tuzilishi haqidagi tasavvur juda qadim zamonlardayoq paydo bo'lgan. Ammo bu tasavvurlar ilmiy asoslanmagan va tajribada isbotlanmagan tasavvurlar edi.

XVII asr oxirlari va XIX asr boshlarida Boyle, Mariott, Gey-Lyussak, Dalton, Avogadro tomonidan eksperimental ravishda ochilgan gaz qonunlari modda tuzilishining molekulyar nazariyasiga qo'shilgan ulkan hissa bo'ldi.

Ayniqsa, XIX asrning ikkinchi yarmiga kelib Joul, Klauzius, Maksvell, Boltsman, Gibbs kabi olimlarning qo'shgan hissasi bilan molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy qonuniyatlari hozirgi zamon ko'rinishini oldi.

Molekulyar harakatlarning mavjud ekanligini isbotlashda ingliz botanigi Brouning tajribasi hozir ham o'z ahamiyatini yo'qotgani yo'q. Broun harakatini temperaturaga bog'liq ravishda o'rganish molekulyar harakatlarning bevosita temperaturaga bog'liq ekanligini ko'rsatdi. Temperatura ortganda Broun harakati

tezlashadi, temperatura pasayganda esa aksincha, sekinlashadi. Bundan temperatura molekulyar harakat tezligiga bog‘liq ekanligi isbotlandi.

Harakatning molekulyar formasi mavjud ekanligini isbotlovchi yana muhim hodisalardan biri diffuziya hodisasidir. Diffuziya hodisasi moddaning har qanday agregat holatida ro‘y bersa ham, qattiq holatdagi jismlarda eng sekin, suyuqliklarda unga nisbatan tezroq, gaz holda esa tez ro‘y beradi. Diffuziya tezligi ham modda temperaturasiga bog‘liq.

SHunday qilib, harakatning molekulyar formasi modda agregat holatining har qanday turi uchun ham o‘rinli bo‘lib, gaz holatda u tartibsiz xaotik harakatdan, qattiq jismlarda kristall panjara tugunida muvozanat holat atrofida tebranma harakatdan, suyuqliklarda esa qattiq jismlardagidek muvozanat holat atrofida tebranma va aylanma hamda bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga sakrab o‘tish kabi harakat turlaridan iborat.

Molekulyar fizika fanining amaliy ahamiyati ham juda muhimdir. Issiqlik energiyasining bevosita mexanik energiyasiga aylantirilishi inson aqli zakovatining molekulyar fizika fani doirasidagi eng buyuk kashfiyotlaridan hisoblanadi. Keyingi yillarda juda murakkab molekulyar sistemalarning ish faoliyatlarini modellashtirishlarda elektron hisoblash mashinalarining (EHM) qo‘llanilishi ilmiy-texnika inqilobi bosqichida katta voq‘elikka aylandi.

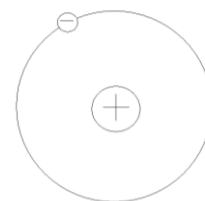
SHunday qilib, molekulyar fizika umumiy fizika kursining muhim va asosiy bo‘limidan biri hisoblanadi.

I B O B

MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYANING ASOSLARI

1-§. Atom, molekula va ularning xossalari to'g'risida umumiy tushunchalar

Tabiatdagi barcha moddalar yuzdan ortiq ximiyaviy elementlardan tashkil topgan. Elementning barcha xossasini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrachasiga atom deyiladi. Hozirgi vaqtda, ma'lumki, atomning o'zi ham elementar zarralar - yadrodagi proton va neytronlar hamda ular atrofida ma'lum orbitalar bo'ylab harakatlanuvchi elektronlardan tashkil topgan. Ammo, bu zarralar elementning xarakterli xossalari ega bo'lmasdan, turli xil elementlarning proton, neytron va elektronlari o'z sifatleri bilan bir-biridan farq qilmaydi. Turli xil atomlarda ularning soni turlicha bo'lganligi tufayli ularning xossalari bir-birlaridan keskin farq qiladi.



1-rasm

Eng sodda element bu vodorod atomidir. Vodorod atomining yadrosi bitta proton va uning atrofida ma'lum orbita bo'ylab harakatlanuvchi bitta elektrondan iborat (1-rasm).

Hamma ximiyaviy elementlardagi musbat zaryadlar - protonlar soni, manfiy zaryadlar - elektronlar soniga teng bo'lib, ularning miqdori shu elementning davriy sistemadagi egallagan tartib raqami bilan aniqlanadi.

Bu zarralar massaga ega. Elektronning massasi $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ va zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$. Protonning massasi esa elektronning massasidan 1836 marta katta, ya'ni $m_p = 1836 \cdot m_e = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ va zaryadi elektronning zaryadiga teng.

Atomda bor bo'lgan neytronlar soni shu elementning massa sonidan davriy sistemada egallagan tartibining ayirmasiga teng. Masalan: kislorod atomining massa soni 16 ga teng. Uning davriy sistemadagi tartib nomeri esa 8. Demak, kislorod atomida 8 ta proton va $16 - 8 = 8$ ta neytron bor ekan.

Molekulyar fizikada atom massa sonini nisbiy birliklarda o'lchash qabul qilingan. Atomning birlik massasi qilib, massa soni o'n ikkiga teng bo'lgan uglerod izotopi massasining o'n ikkidan bir ulushi qabul qilingan. Uglerod o'n ikki

izotopi atomining massasi $m_c = 19,92 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Uning o‘n ikkidan bir ulushi esa $m = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Boshqa barcha elementlarning massa soni ana shu birliklarda o‘lchanadi. Masalan: fluor atomining massasi uglerod atomi massasining o‘n ikkidan bir ulushidan o‘n to‘qqiz marta katta ekan. Nisbiy birliklarda $m_F = 19$. Absolyut birliklarda esa

$$m_F = 19 \cdot \frac{1}{12} \cdot 19,92 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 31,54 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

Shunday qilib, barcha ximiyaviy elementlarning atom massalari absolyut birliklarda $\sim 10^{-27} \div 10^{-25} \text{ kg}$, nisbiy birliklarda esa $\sim 1 \div 300$ oraliqlarda bo‘lar ekan.

Tabiatda ko‘pgina moddalar atom holda emas, molekula holida uchraydi. Modda molekulasi bir, ikki yoki undan ortiq sondagi atomlardan va shuningdek, bir xil atomlardan yoki bir necha xil atomlardan tashkil topgan bo‘lishi mumkin. Masalan, kislorod gaz molekulasi O_2 ikkita kislorod atomidan iborat. Suv molekulasi (H_2O) uchta atom - bitta kislorod va ikkita vodorod, sulfat kislota molekulasi esa uch xil atomlardan tashkil topgan bo‘lib, uning molekulasidagi (H_2SO_4) atomlar soni yettitaga teng. Yuqori birikmali moddalarda (polimerlarda) molekuladagi atomlar soni hatto bir necha mingdan iborat bo‘lishi mumkin. Xo‘sh, shunday ekan, molekulaning o‘zi nima? U qanday tuzilgan? Molekula so‘zi lotincha - **“mole cula”** so‘zidan olingan bo‘lib, shu moddaning asosiy va o‘ziga xos xarakterli xossalari o‘zida aks ettiruvchi eng kichik zarrachasidir. Molekula so‘zini fanga birinchi bo‘lib, 1658 yilda fransuz olimi P.Gassendi kiritgan. Uning haqiqatan ham mavjud ekanligini tajribada (1906 yilda Fransiyada) J.Perren isbotladi.

Molekulaga berilgan ta’rifni quyidagi hayotiy misollarda tushuntirish mumkin. Modda qanday agregat holatida bo‘lishidan qat’iy nazar uni mayda bo‘laklarga bo‘lish mumkin. Masalan, bir bo‘lak osh tuzini mayda bo‘laklarga bo‘lsak, u bo‘laklarda ham osh tuzi xossasi namoyon bo‘ladi. Bu mayda bo‘laklarni ham undan ham kichik bo‘laklarga bo‘lish mumkin. Bo‘linishni yana davom ettiraversak, osh tuzining xossalari saqlanib qoladimi? Uning xossalari molekulyar bo‘laklarga bo‘linguncha saqlanib qoladi. Osh tuzi molekulasi natriy (Na) va xlor

(Cl) atomlaridan tashkil topgan bo‘lib, uning xossasi molekulaning parchalanishi boshlanguncha saqlanib qoladi.

Har bir modda molekulasi o‘ziga xos xossalarga ega bo‘lib, atomlarning birikib molekula tashkil qilishi asosan ikki xil bog‘lanish ionli va kovalent bog‘lanish asosida hosil bo‘ladi.

Bu bog‘lanishlarning hosil bo‘lish mexanizmi bilan tanishib chiqamiz.

Atomdagi elektronlar yadro atrofida ma’lum qobiqli orbitalar bo‘yicha harakatlanib, qobiqdagi elektronlar soni ma’lum tartibga bo‘ysunadi. Masalan: birinchi qobiqda ikkita, ikkinchi qobiqda sakkizta, uchinchi qobiqda ham sakkizta, to‘rtinchi qobiqda esa o‘n sakkizta va h.k., ya’ni davriy sistemadagi har bir davrda joylashgan elementlar soni bilan aniqlanadi. Atomlarning molekulaga birikishida tashqi qobiqdagi elektronlar asosiy rolni o‘ynaydi. Bu elektronlarga valent elektronlar deyiladi. Davriy sistemadagi bir xil gruppada elementlarning tashqi valent elektronlarining soni o‘zaro teng. Masalan: birinchi gruppada vodorod, litiy, natriy, kaliy va h.k. kabi elementlarning tashqi qobig‘ida bittadan valent elektronlari mavjud bo‘lsa, yettinchi gruppada fluor, xlor, brom kabi elementlarning yettitadan valent elektronlari bor. Atomdagi umumiy elektronlar soni atomning davriy sistemadagi tartib raqamiga teng bo‘lib, tashqi valent elektronlar soni gruppada tartibi bilan aniqlanadi. Sakkizinchi gruppada elementlarning tashqi qobig‘i valent elektronlar bilan to‘lgan bo‘lib, eng turg‘un atomlarni tashkil etadi. Bu element atomlari inertdir. Shuning uchun ham ular ko‘pincha inert gazlar deb aytiladi. Bularga geliy, neon, argon, kripton, ksenonlar kiradi.

Ionli va kovalent bog‘lanish asosida molekula hosil bo‘lishida tashqi valent elektronlar asosiy rolni o‘ynaydi.

a) **Ionli bog‘lanish.** Ionli bog‘lanish asosida molekula hosil bo‘lishini osh tuzi (NaCl) misolida ko‘rib o‘taylik. Natriy atomining tashqi orbitasida bitta valent elektroni bor. Agar shu elektronni boshqa bir atomga bersa, uning atomi inert elementlar atomi kabi turg‘un atomga aylanadi. Xlor atomining tashqi orbitasida yettita elektron bo‘lib, boshqa element atomidan sakkizinchi elektronni olsa, u ham

turg'un atomga aylanadi. Shunday qilib, natriy atomi tashqi elektronni xlor atomiga berib musbat ionga (Na^+), xlor atomi esa u elektronni qabul qilib olib, manfiy ionga (Cl^-) aylanadi. Musbat va manfiy zaryadlangan ionlar o'zaro elektrostatik tortishadi va natijada turg'un osh tuzi molekulasini hosil bo'ladi.

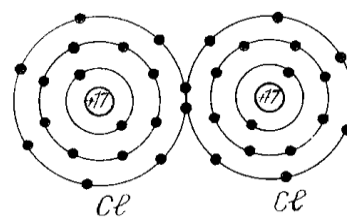
Bunday bog'lanish asosida hosil bo'lgan molekuladagi ionlarning ta'sir potentsiali

$$E_n(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda e - ionning zaryadi, r_0 - ionlar orasidagi masofa. Ionlarning tashqi elektron qobiqlari ma'lum masofagacha o'zaro yaqinlashishi mumkin. Agar yaqinlashish shu r_0 masofadan kichraysa, u holda elektron qobiqlarning ta'siri tufayli itarishish yuzaga keladi. Odatda tashqi valent elektronlari to'rttadan ortiq bo'lgan elementlar boshqa element elektronlarini olib manfiy zaryadlangan ionlar (anionlar)ga aylanishsa, davriy sistemaning boshlang'ich gruppalaridagi elementlar esa elektronlarini berib, musbat ionlar (kationlar)ga aylanishga intiladi. Atomlar orasidagi elektron almashinuv ma'lum energiya hisobiga bo'ladi va elektronlar almashinuvi qancha ko'p bo'lsa, shuncha ko'p energiya talab qilinadi.

b) **Kovalent bog'lanish.** Vodorod, kislorod, azot molekulasini hosil bo'lishini ionli bog'lanish asosida tushuntirib bo'lmaydi. Bunday molekulalar atomlarning kovalent bog'lanishi asosida hosil bo'ladi. Kovalent bog'lanish asosida hosil bo'lgan molekula atomlaridagi tashqi bittadan valent elektronlar har ikkala atom uchun ham umumiy bo'lib, inert gazlar elektron qobig'i strukturasi eslatadi. Masalan, xlor molekulasining hosil bo'lishini ko'raylik.

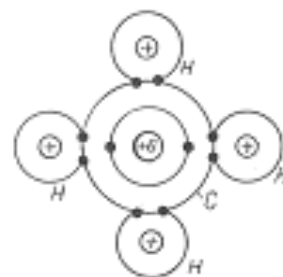
Xlor atomining tashqi qobig'ida yettita elektron mavjud. Molekuladagi har bir xlor atomiga oltitadan elektron tegishli bo'lib, bittadan elektron umumiy bog'lanish hosil qilishda qatnashadi (2-rasm). Tashqi orbitasida sakkizta elektron bo'lgan atom turg'un bo'lganligi tufayli xlor molekulasini ham turg'unidir.



2-rasm

Bunday bog‘lanishning hosil bo‘lishini metan molekulasini misolida yanada yaqqolroq tasavvur qilish mumkin. Uglerodning tashqi qobig‘ida to‘rttadan valent elektroni mavjud. Bu elektronlarning har qaysisi to‘rtta vodorod atomidagi elektronlar bilan juft hosil qilib, metan molekulasini CH_4 ni hosil qiladi (3-rasm).

Kovalent bog‘lanish tabiati kvant mexanikasi nuqtai nazaridan yanada yaqqolroq tushuntiriladi. Kovalent bog‘lanish hosil bo‘lishida har doim juft elektronlar qatnashadi. Shuning uchun ham bunday bog‘lanishga kovalent (juft) bog‘lanish deyiladi.



3-rasm

Molekulaning massasi uni tashkil etgan atomlar massalarining yig‘indisidan iborat bo‘ladi va ular ham atomlar kabi mutloq va nisbiy birliklarda o‘lchanadi.

Masalan: suv (H_2O) molekulasining nisbiy birliklardagi massasi $M=18$ ga teng. Mutloq birliklardagi uning massasi

$$m = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot 18 = 29,88 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \text{ ga teng.}$$

Moddalarning molekulyar massasi nisbiy birliklarda birdan tortib bir necha ming va hatto million (polimerlarda)larga yetishi mumkin.

Agar molekula bir tipdagi atomlardan (H_2 , O_2 , N_2 , Cl_2 kabi) tashkil topgan bo‘lsa gomeopolyar, turli tipdagi atomlardan (HF , $NaCl$, H_2SO_4 kabi) tashkil topgan bo‘lsa geteropolyar molekular deyiladi. Ayrim molekular bir-biridan atomlarning ulardagi joylashish o‘rni bilan farq qilishi mumkin.

Turli xil modda molekulari faqatgina tarkibi, atomlar soni bilangina farq qilib qolmasdan ular o‘lchami, formasi, strukturasi bilan ham bir-biridan farq qiladi. Agar molekuladagi atomlar bir to‘g‘ri chiziqli yotsa chiziqli, yotmasa chiziqli bo‘lmagan molekula deyiladi. Molekulalarning o‘lchami juda kichik bo‘lib ($\sim 10^{-10} \text{ m}$), ajrata olish qobiliyati katta optik mikroskoplar yordamida ham ularni ko‘rib bo‘lmaydi. Molekuladagi atomlar sonining ortishi bilan uning o‘lchami ham orta boradi. Molekulaning o‘lchami nihoyatda kichik bo‘lganligi tufayli kichik hajmdagi moddada ham nihoyatda ko‘p miqdorda molekula bo‘ladi. Masalan: diametri $0,1 \text{ mm}$ bo‘lgan suv tomchisida $\sim 10^{16}$ dona suv molekulasini mavjud.

Normal sharoitdagi ($T=273K$ temperatura, $H=1,013 \cdot 10^5 Pa$ atmosfera bosimida) $1 m^3$ hajmdagi havoda $2,7 \cdot 10^{25}$ dona molekula bor. Buni birinchi marta 1865 yilda avstraliyalik olim I.Loshmidt aniqlaganligi uchun bu son uning nomi bilan Loshmidt soni deb yuritiladi.

SHunday qilib, barcha moddalar atomlar yoki molekulalardan tashkil topgan. Molekulalar berilgan moddaning asosiy xossalarini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarralardan iborat bo'lib, ionli va kovalent bog'lanish asosida birikkan atomlardan tuzilgan.

2-§. Modda miqdori

Molekulyar fizikadagi muhim tushunchalardan biri modda miqdoridir. Xalqaro birliklar (XB) sistemasida modda miqdori mollarda o'lchanadi. Modda miqdorining mollarda olinishining afzalligi shundan iboratki, har qanday moddaning bir moli birday molekulalar miqdoridan iborat bo'ladi.

Modda miqdori molga quyidagicha ta'rif berish mumkin: massa soni o'n ikkiga teng bo'lgan uglerod izotopining ($^{12}_6C$) $0,012 kg$ massasida qancha struktura elementi (atomi) bo'lsa, shuncha struktura elementi bor bo'lgan modda miqdori bir molga teng bo'ladi. Ta'rifga ko'ra, bu miqdor quyidagicha topiladi:

$$N = -\frac{1}{12m_c} \cdot 0,012 kg/mol = \frac{0,012 kg}{12 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} kg \cdot mol} = \\ = 6,02 \cdot 10^{23} mol^{-1}$$

Bu songa Avogadro soni ham deyiladi. Shunday qilib, Avogadro soniga teng bo'lgan struktura elementi (atomi yoki molekulasi) bor bo'lgan modda miqdoriga $1 mol$ deyiladi.

Modda miqdori tushunchasi struktura elementiga tegishlidir. Bir bo'lak temir parchasida qancha mol modda borligi haqida fikr yuritish mumkin. Agar uning massasi ma'lum bo'lsa, unda necha mol modda borligi osonlikcha aniqlanadi.

Masalan, 10 g temir parchasida qancha mol atomlar borligini aniqlaylik. Temir atomining nisbiy atom massasi $m_{Fe}=56$ (55,85) ga teng bo'lganligi tufayli modda miqdori 10/56 molga teng. Agar temir parchasining massasi 56 ga teng bo'lsa, undagi mollar soni $56/56=1$ ga teng bo'lar edi.

10 g suvda qancha modda miqdori borligini aniqlash uchun shu massani suv molekulasi nisbiy molekulyar massasiga bo'lish kerak. Suv molekulasi nisbiy molekulyar massasi 18 ga teng bo'lganligi uchun 10 g suvdagi modda miqdori 10/18 molga teng bo'ladi. Agar suvdan 18 g olinsa, shuncha suvda Avogadro soniga teng miqdorda molekula bo'lar edi. Shuncha suv miqdoriga 1 mol suv moddasi bor deyiladi.

Azot gazining nisbiy molekulyar massasi 28 ga teng bo'lganligi uchun uning 28 g modda miqdori bir mol bo'ladi. Bu misollardan ko'rinadiki, modda miqdori moddaning qattiq, suyuq yoki gaz holatda bo'lishiga bog'liq emas.

SHunday qilib, modda molekulyar (atom) massasiga teng qilib olingan miqdorida Avogadro soniga teng struktura elementi mavjud bo'ladi. Agar bir mol miqdordagi modda massasi μ ga va molekula massasi m ga teng bo'lsa, Avogadro soni

$$N_A = \frac{\mu}{m}$$

Bu tenglikda $\mu = N_A \cdot m$ moddaning molyar massasidir. Bir mol modda massasiga molyar massa deyiladi. Molyar massa *kg/mol* birligida o'lchanadi.

Moddadagi mollar soni $\nu = \frac{M}{\mu}$ ifoda orqali topiladi. Bu yerda M modda massasi. Agar modda miqdori struktura elementlari soni (N) orqali ifodalansa, mollar soni $\nu = \frac{N}{N_A}$ bilan aniqlanadi.

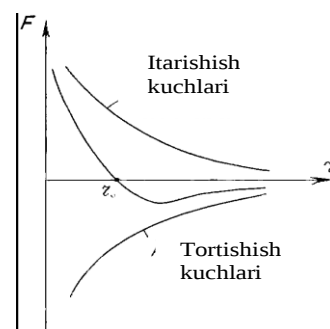
Xullas $\nu = \frac{M}{\mu} = \frac{N}{N_A}$, bundan $N = \frac{M}{\mu} \cdot N_A$ kelib chiqadi, ya'ni istalgan M massali

moddada bor bo'lgan struktura elementlari sonini aniqlash mumkin.

Modda miqdori *kilomol*=1000 mol yoki *millimol*= 10^{-3} mol kabi birliklarda ham berilishi mumkin.

3-§. Molekulalararo ta'sir kuchlari. Moddaning agregat holatlari

Modda molekulalari (atomlari) orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud bo'lib, bu kuchlar molekulalararo masofaga bog'liq. Bir-biridan uzoq masofalarda ular o'zaro tortishishadi, yaqin masofalarda esa itarishishadi. O'z tabiatiga ko'ra, bu kuchlar elektromagnit ta'sirdan iborat bo'lib, ularning kattaligi moddaning agregat holatiga bog'liq. Modda molekulalari orasidagi ta'sir kuchlarining masofaga bog'liq ravishda o'zgarishi 4-rasmda keltirilgan. Bu rasmdan ko'ri-nadiki, molekulalar orasida-gi masofaning ortishi bilan o'zaro itarilish kuchlari kamayib, tortishish kuchlari ortar ekan va ma'lum bir r_0 masofada har ikkala kuchlar tenglashib, bir-birini muvo-zanatlaydi.



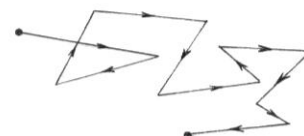
4-rasm

Moddaning molekula va atomlari to'xtovsiz issiqlik harakatida bo'ladilar va shuning uchun ma'lum kinetik energiyaga ega. Ular o'zaro ta'sirlashganliklari tufayli ma'lum potensial energiyaga ham ega.

Moddaning agregat holatlari esa ana shu o'rtacha kinetik va potensial energiyalarning o'zaro nisbatiga bog'liq.

Agar molekulalarning (atomlarning) kinetik energiyasi ularning potensial energiyasidan son qiymati jihatidan bir necha barobar katta ($E_{kin} \gg E_{pot}$) bo'lsa, modda gaz holatda, kichik bo'lsa ($E_{kin} < E_{pot}$) modda qattiq holatda, ularning qiymati bir-biriga yaqin bo'lsa, ($E_{kin} \sim E_{pot}$) suyuq holatda bo'ladi.

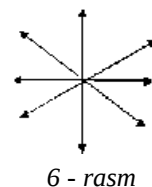
SHunday qilib, gaz holatda modda molekulalarining issiqlik-kinetik energiyasi molekulalararo ta'sir-potensial energiyasidan juda katta bo'lganligi tufayli ular xaotik harakatda bo'ladi. Shuning uchun ham gaz o'zi solingan idishning shakli va hajmi qanday bo'lishidan qat'iy nazar hamma qismlarini bir tekis to'ldiradi.



5- rasm

Gaz molekulari to'xovsiz issiqlik harakati davomida o'zaro to'qnashib, o'z harakat yo'nalishlarini o'z-gartirib turganligi tufayli, ularning harakat traektoriyalari uzluksiz siniq chiziqlardan iborat bo'ladi (5-rasm).

Modda qattiq (kristall) holatda bo'lganda ularning zarralari (molekula, atomlari) orasidagi ta'sir potensial energiyasi kinetik energiyasidan katta bo'lganligi uchun ular o'z hajmi va shaklini saqlaydi. Faqatgina uning zarralari kristall panjara tugunlarida joylashib, muvozanat holat atrofida juda kichik amplitudali tebranma harakatda bo'ladi. Bunday tebranma harakat amplitudasi va harakat yo'nalishi vaqt o'tishi bilan juda sekin o'zgarib turadi (6-rasm).



Suyuqliklarda modda zarralarining kinetik va potensial energiyalari o'zaro bir-biriga son jihatdan yaqin bo'lganliklari tufayli ular muvozanat holat atrofida tebranma va aylanma harakat qilish bilan birgalikda bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga ko'chib ham turadi. Shuning uchun ham suyuqliklar o'z hajmlarini saqlasalar ham, o'z shakliga ega bo'lmaydilar. Suyuqlik zarralarining harakat qonuniyat-lari gaz va qattiq jism zarralari harakat qonuniyatlari oralig'ida bo'ladi. O'z xossalariga ko'ra suyuqliklar qaynash temperaturasiga yaqin temperaturalarda gazlarga yaqin bo'lsa, muzlash temperaturalariga yaqin temperatura-larda qattiq jismlarga yaqindir.

SHunday qilib, moddaning agregat holati moddani tashkil etuvchi zarralarning kinetik va potensial energiyasi bilan aniqlanadi.

4-§. Molekulyar fizikada qo'llaniladigan usullar va modellar

Molekulyar fizika fanida ko'p sondagi zarralar sistemasi bilan ish ko'riladi. Bunday holda moddaning xossalarini to'la tasavvur etmoq va tushunmoq uchun ma'lum modellar va usullardan foydalaniladi. Chunki juda kichik o'lcham ($\sim 10^{-10}$ m) va massalarga ($\sim 10^{-27}$ kg) ega bo'lgan zarralar sistemasini o'rganishda mexanikada qo'llaniladigan qonunlardan foydalanib bo'lmaydi.

Haqiqatan ham normal sharoitda 1 m^3 havoda $2,7 \cdot 10^{25}$ ta molekula borligini va har bir havo molekulasi harakat qonuniyatini o'rganish uchun uchtdan tenglama tuzish lozimligini hisobga olsak (chunki har bir molekula fazoda harakatlanganligi tufayli uch o'qli koordinata sistemasida harakat tenglamasini tuzish kerak), bunday tenglamalar sistemasini eng zamonaviy EHM mashinalarida yechish ham amri mahol ekanligini anglash qiyin emas. Molekulalararo ta'sir hisobga olinsa, bu masala yanada murakkablashadi. Qattiq jismlarning 1 sm^3 hajmidagi zarralar soni esa undan ham bir necha barobar katta bo'lganligi uchun masala yanada og'irlashadi. Shuning uchun ham ko'p sonli zarralar sistemasi bilan ish ko'rilganda bevosita mexanika (dinamika) qonunlarini qo'llab bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, ko'p sonli zarralarning harakat qonuniyatlarini o'rganishda dinamik usul yaroqsizdir.

Zarralar soni bunday katta bo'lgan sistemalarni o'rganishda shu sistema holatini xarakterlovchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlarini yoki sistemani tashkil etuvchi zarralarning ko'p sonli qismi holatini xarakterlovchi, masalan, ularning o'rtacha tezliklari, o'rtacha energiyasi va shunga o'xshash o'rtacha kattaliklarni aniqlash bilan cheklanish mumkin. Bu usulga statistik usul deyiladi. Bu usul ko'p sonli zarralar sistemasi bilan bir qatorda kvantomexanik hisoblashlarda ham keng qo'llaniladi.

Molekulyar fizikada statistik usul bilan bir qatorda termodinamik usul ham keng qo'llaniladi. Bu usulda sistemani tashkil etuvchi zarralarning ichki strukturasi, tuzilishi bilan qiziqmasdan, butun sistema holatini xarakterlovchi parametrlar – bosim, hajm, temperaturaning o'zgarishi bilan ish ko'riladi. Termodinamik usul termodinamika qonunlariga tayanib, uning xulosalari tajriba dalillarini umumlashtiruvchi prinsiplarga asoslangan. Ko'p zarrali sistemalarni o'rganishning termodinamik va statistik usullari bir-birini to'ldiradi. Chunki termodinamikada sistema bir butun, to'liq olib qaralsa, statistik fizikada shu sistema ichida bo'ladigan jarayonlar sistemani tashkil etuvchi zarralarning umumiy xossalari orqali o'rganiladi.

Molekulyar sistemalardagi qonuniyatlarni statistik usulda o'rganishda ma'lum molekulyar modellardan foydalaniladi va shu modellarga matematik statistika qonunlari tadbiq qilinadi. Eng sodda molekulyar sistema modeli bo'lib ideal gaz hisoblanadi. Bu modelga ko'ra, gaz ma'lum massaga ega bo'lgan moddiy nuqtalardan iborat bo'lib, ular o'zaro ta'sirlashmaydi. Ta'sir faqatgina ular to'qnashgandagina ro'y beradi. Ularning to'qnashuvi sharlar to'qnashuvi qonunlariga bo'ysunadi, ya'ni ular to'qnashguncha to'g'ri chiziqli harakat qilib, to'qnashuvdan keyin ular o'z harakat yo'nalishlarini o'zgartiradilar. Juda siyraklangan gazlar o'z xossalari jihatidan bu modelga yaqinroqdir.

Garchi bu ideal gaz modeli haqiqatdan uzoqroq bo'lsada, ko'p zarrali sistemalardagi qonuniyatlarni o'rganishda boshlang'ich va muhim bosqich bo'lib xizmat qiladi. Shuning uchun ham molekulyar fizika predmeti ideal gaz qonunlarini bayon qilishdan boshlanadi.

Ideal gaz qonuniyatlarini ko'rib o'tishdan oldin molekulyar fizika kursini yoritish uchun zarur bo'lgan statistik usulning qisqacha matematik asoslari bilan tanishaylik.

5-§. Molekulyar fizikada qo'llaniladigan matematika asoslari.

Umumiy tushunchalar

YUqorida ta'kidlanganidek, ko'p sondagi zarralar sistemasi xossalarini o'rganishda dinamika qonunlarini qo'llab bo'lmaydi. Haqiqatan ham ma'lum hajmli idishda ideal gaz olib, ma'lum molekulaning qaysi paytda idishning qaysi bo'lagida bo'lishini aniqlash yechib bo'lmaydigan mushkul masala. Chunki bu molekula idish hajmining o'sha bo'lagida o'sha paytda bo'lishi ham, bo'lmasligi ham mumkin. Shuning uchun ham bunday jarayonlarni o'rganishda tasodifiy voqealar va matematik stastistika qonuniyatlaridan foydalaniladi. Tasodifiy voqealar qonuniyatini ehtimollar nazariyasi o'rganadi. Ehtimollar nazariyasi tasodifiy voqealarni imkoniyatlilik darajasini aniqlaydi, ya'ni bir necha voqea

qaraladigan bo'lsa ularning qaysi birining ro'y berish imkoniyati katta degan savolga javob beradi. Tajriba natijasida albatta ro'y beradigan voqea ishonchli voqea deyiladi. Tajriba natijasida ro'y bermaydigan voqea ishonchsiz voqea deyiladi. Tajriba natijasida ro'y berishi ham, ro'y bermasligi ham mumkin bo'lgan hodisa tasodifiy voqea deyiladi.

Faraz qilaylik, tasodifiy A voqea ustida N tajriba o'tkazilayotgan bo'lsin. Ularning N_A tasida A hodisa ro'y bersin, N_A/N nisbat A voqeaning ro'y berish chastotasi deyiladi. Agar tajribalar soni yetarli darajada katta bo'lsa voqeaning ro'y berish chastotasi uning ro'y berish ehtimoliga yaqinlashadi.

Nard toshini bir marta tashlaganda uning qaysi tomoni tushishini avvaldan bilish qiyin. Lekin tashlashlar sonining ortishi bilan har qaysi tomonlari bilan tushish chastotalari tenglasha boradi. Uning toshi olti tomonli kubikdan iborat bo'lganligi tufayli tosh N marta tashlanganda har qaysi tomonining tushish chastotasi $1/6$ ga yaqinlashadi. Yoki boshqa bir misolni olib ko'raylik. Biror qutida to'rt xil rangdagi to'rtta bir xil shar bo'lsin. Agar shu qutidagi sharni ko'rmasdan oladigan bo'lsak, har qaysi rangdagisini chiqarib olish chastotasi tajribalar sonining ortishi bilan tenglasha boradi va $1/4$ ga intiladi.

Endi ehtimollikning ta'rifi bilan tanishaylik. Biror voqeaning sodir bo'lish yoki bo'lmasligi kuzatilayotgan bo'lsin. Agar tajribalar soni N ta bo'lib, N_A marta ($N > N_A$) shu voqea sodir bo'lsa, u holda shu voqeaning sodir bo'lish ehtimolligi $\mathfrak{R}(A)$ deb quyidagicha aniqlanadigan kattalikka aytiladi:

$$\mathfrak{R}(A) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_A}{N} \quad (5.1)$$

Bitta sistema ustida bajarilgan bir xildagi N ta tajribani shu sharoitda N ta sistema ustida bajarilgan bitta tajriba bilan almashtirish mumkin. Bunga sistemalar ansambli deyiladi. Masalan: bitta nard toshini 100 marta tashlash tajribasini 100 ta nard toshini bir marta tashlash tajribasi bilan almashtirish mumkin. Bunday hollarda har bir tomonning tushish ehtimolini hisoblashda o'rinlash-tirish, o'rin almashtirish va gruppalashlar sonini e'tiborga olish kerak.

Agar voqealar vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchan kattalik bilan xarakterlansa, ularning sodir bo'lish ehtimolligini (5.1) formula bilan aniqlab bo'lmaydi va bunday holda berilgan voqeaning sodir bo'lish ehtimollik zichligi tushunchasi kiritiladi. Masalan: biror V hajmli idishdagi gazning belgilangan molekulasining harakati kuzatilayotgan bo'lsin. Gaz molekulalari to'xtovsiz issiqlik xaotik harakatda bo'lganligi tufayli belgilangan molekulaning tezligi va koordinatasi ham vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi. Berilgan V hajmni $i(1,2,3\dots n)$ ta ΔV_i kichik hajmlarga ajrataylik. Belgilangan molekulaning kuzatish paytida ΔV_i hajmda bo'lish ehtimolligi

$$\Re(\Delta V_i) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_A}{N} \quad \text{bilan aniqlanadi.}$$

Molekula yer tortishish kuchi maydonida bo'lganligi uchun bu ehtimollik idishning pastki qismlarida kattaroq, yuqori qismlarida kichikroq qiymatga ega va ΔV_i hajmga ham bog'liq. Shuning uchun qiymati o'zgaruvchan bunday kattaliklar ehtimollik zichligi tushunchasi bilan xarakterlandi. Ehtimollik zichligi deb, berilgan voqeaning ΔV_i hajm birligida yuz berishi ehtimolligiga aytiladi, ya'ni

$$f(V) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\Re(\Delta V_i)}{V} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_A}{VN} \quad (5.2)$$

(5.2) formuladan ko'rinadiki, hajm birligidagi ehtimollikka ehtimollik zichligi deyiladi. Butun hajmda sodir bo'ladigan ehtimolliklar zichligining yig'indisi, ya'ni integraliga ehtimollik zichligining normallashtirish sharti deyiladi. Normallashtirish sharti quyidagicha topiladi:

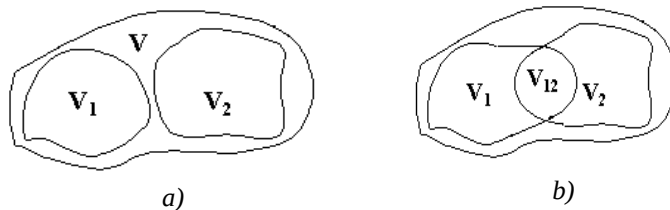
$$\int f(\Delta V) dx dy dz = \int f(\Delta V) dV = 1 \quad (5.3)$$

Agar voqealar bir-birini inkor etuvchi bo'lsa, masalan, biror molekula V_1 hajmda bo'lsa, uning shu paytda qo'shni V_2 hajmda bo'la olmasligi aniq, u holda shu molekulaning $V = V_1 + V_2$ hajmda bo'lish ehtimolligi

$$\Re(V_1 + V_2) = \frac{V_1 + V_2}{V} = \frac{V_1}{V} + \frac{V_2}{V} = \Re(V_1) + \Re(V_2) \quad (5.4)$$

bilan topiladi (7-rasm(a)). Bu formuladan ko'rinadiki, o'zaro bir-birini inkor etuvchi voqealar ehtimolligi shu ehtimolliklar yig'indisiga teng bo'ladi.

Agar V_1 va V_2 hajmlar bir-birini qisman qoplasa va ularning o‘zaro qoplash sohasining hajmi V_{12} bo‘lsa (7-rasm (b)), u holda zarraning shu $V=V_1+V_2$ hajmda bo‘lish ehtimolligi



7-rasm

$$\mathfrak{R}(V_1 + V_2) = \frac{V_1 + V_2 - V_{12}}{V} = \mathfrak{R}(V_1) + \mathfrak{R}(V_2) - \mathfrak{R}(V_{12}) \quad (5.5)$$

formula orqali ifodalanadi. Bu yerda $\mathfrak{R}(V_{12})$ zarraning V_1 va V_2 hajmlar o‘zaro qoplagan qismi V_{12} da bo‘lish ehtimolligi.

Agar voqealar o‘zaro aloqador bo‘lmasa, ya’ni birinchi A voqeaning ro‘y berishi ikkinchi voqea B ga bog‘liq bo‘lmasa, u holda ehtimolliklar quyidagicha bog‘lanishda bo‘ladi:

$$\mathfrak{R}(A, B) = \mathfrak{R}(A)\mathfrak{R}(B) \quad (5.6)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, o‘zaro aloqador bo‘lmagan voqealar ehtimolligi, har bir voqea yuz berishi ehtimolliklarining ko‘paytmasiga teng bo‘ladi.

Agar biror tasodifiy kattalik z vaqt o‘tishi bilan $z_1, z_2, \dots, z_n$ qiymatlarni qabul qilsa, uning o‘rtacha qiymati quyidagicha topiladi:

$$\bar{z} = \frac{z_1 + z_2 + \dots + z_n}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N z_i}{N} \quad (5.7)$$

Agar shu z_i ning N ta qiymatidan N_j tasi z_j miqdorga ega bo‘lsa

$$\bar{z} = \sum_j \frac{N_j}{N} z_j \quad (5.8)$$

Bu formuladagi $\frac{N_j}{N} = \mathfrak{R}(N_j)$ ehtimollik ekanligini hisobga olsak, (5.8)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\bar{z} = \sum_j \mathfrak{R}(N_j) z_j \quad (5.9)$$

(5.9)dan ko‘rinadiki, biror o‘zgaruvchan kattalikning o‘rtacha miqdorini uning ro‘y berish ehtimolligi orqali ifodalash mumkin ekan.

O'zgaruvchan kattalikning qiymati vaqt o'tishi bilan uzluksiz o'zgaruvchan bo'lsa, uning o'rtacha qiymati vaqtga ham bog'liq bo'ladi. Biror t_1 va t_2 vaqt oralig'ida o'zgaruvchan z kattalikning o'rtacha qiymati

$$\bar{z} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} z(t) dt \quad (5.10)$$

bilan topiladi. Umumiy holda, uzluksiz ravishda o'zgaruvchan kattalik uchun o'rtacha qiymat quyidagicha topiladi:

$$\bar{z} = \int_{-\infty}^{\infty} z f(z) dz \quad (5.11)$$

Bu yerda $f(z)$ o'zgaruvchan z kattalikning ehtimollik zichligi. Bu formuladan ko'rinadiki, o'zgaruvchan kattalikning o'rtacha qiymati ehtimollik zichligi orqali aniqlanadi.

O'zgaruvchan kattalikning o'rtacha miqdordan chetlanishi dispersiya bilan xarakterlanadi. Dispersiya o'rtacha miqdordan chetlanish kvadratining o'rtacha qiymatiga quyidagicha bog'liq:

$$\sigma^2 = \overline{(z - \bar{z})^2} = \overline{z^2 - 2z\bar{z} + (\bar{z})^2} = \overline{z^2} - (\bar{z})^2 \quad (5.12)$$

Vaqt birligi ichida diskret o'zgaradigan tasodifiy voqealar uchun dispersiya

$$\bar{\sigma}^2 = \sum_j (z_j - \bar{z})^2 \mathfrak{R}_j(z) \quad (5.13)$$

va vaqt birligi ichida uzluksiz o'zgaradigan tasodifiy voqealar uchun

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (z - \bar{z})^2 f(z) dz \quad (5.14)$$

orqali aniqlanadi.

Statistik fizikadagi eng muhim kattaliklardan biri ehtimolliklarning taqsimot funksiyasidir. Bu funksiya o'zgaruvchan tasodifiy z kattalik berilgan z_0 dan kichik qiymatlar qabul qilish ehtimolligini ko'rsatuvchi funksiyadir:

$$\mathfrak{R}(z < z_0) = F(z_0) = \sum_{z < z_0} \mathfrak{R}_j \quad (5.15)$$

Bu yerdagi $F(z_0)$ funksiyaga ehtimolliklarning taqsimot funksiyasi deyiladi va uzluksiz o'zgaruvchan kattaliklar uchun ehtimolliги zichligi orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$F(z_0) = \int_{-\infty}^{z_0} f(z) dz \quad (5.16)$$

Oxirgi formuladan ko‘rinadiki, uzluksiz o‘zgaruvchan tasodifiy kattaliklar uchun ehtimollik zichligi ehtimollik taqsimot funksiyasi orqali

$$f(z) = \frac{dF(z)}{dz} \quad (5.17)$$

ko‘rinishda bog‘langan ekan. Shunday qilib, istalgan vaqt birligi ichida o‘zgaruvchan kattalikning o‘rtacha qiymatini ehtimolliklar taqsimot funksiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$\bar{z} = \int_{-\infty}^{\infty} z dF(z) \quad (5.18)$$

Ko‘p sondagi zarralar sistemasining xossalarini statistik usul orqali bayon qilishda ko‘pincha statistik taqsimotlar tushunchasidan foydalaniladi. Bunday taqsimotlar deyilganda, o‘zgaruvchan fizik kattalikning ehtimollik zichligining masofaga yoki vaqtga bog‘liq ravishda o‘zgarish qonuniyatlari tushuniladi va ehtimollik zichligi tushunchasi tushirib qoldirilib, bevosita taqsimot funksiyasi deyiladi. Masalan, gaz molekulalari tezligining taqsimot funksiyasi, gaz molekulalarining tashqi potensial maydondagi taqsimot funksiyasi va h.k. taqsimot funksiyalari haqida so‘z yuritish mumkin. Bunday taqsimot funksiyalari ko‘p sondagi zarralar sistemasidagi umumiy qonuniyatlarni o‘rganishda asosiy va fundamental rol o‘ynaydi. Biz bularga alohida to‘xtalib o‘tamiz. Shunday muhim taqsimotlardan yana biri Gauss tomonidan kiritilgan bo‘lib, uning nomi bilan yuritiladi.

Gauss dekart koordinata sistemasida sakrab harakatlanuvchi moddiy nuqtaning juda ko‘p sakrashlardan keyin uning koordinatalarini aniqlash ehtimolligini hisoblab, bu ehtimollik zichligi $F(z)$, z koordinata sistemasida

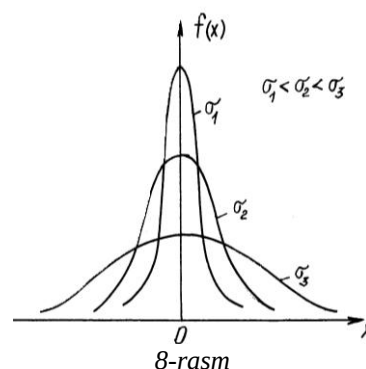
$$\varphi(z^2) = Ae^{-\alpha z^2} \quad (5.19)$$

ekanligini ko'rsatdi. Bu yerda A va α lar integrallash doimiylari. Ular normallashtirish shartidan topiladi ($A = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma}}$; $\alpha = \frac{1}{2\sigma^2}$; σ – dispersiya). Bunday ehtimollik zichligi taqsimotiga Gauss taqsimoti deyiladi.

Bu taqsimot funksiyasi orqali juda ko'pgina o'zgaruvchan kattaliklarning o'zgarish qonuniyatlari tushuntiriladi. Shuning uchun ham juda katta ahamiyatga ega.

Gauss taqsimot funksiyasining grafigini uning ehtimoliyat zichligi va biror o'zgaruvchan koordinata o'qi sistemasida ifodalash mumkin.

Xuddi shunday ifodalangan Gauss taqsimotining ko'rinishi 8-rasmda keltirilgan. Bu rasmdan ko'rinadiki, taqsimot funksiya grafigi dispersiyaga bog'liq. Dispersiya qiymati qancha kichik bo'lsa, uning ko'rinishi shunchalik tik bo'ladi va dispersiya qiymatining ortishi bilan bu taqsimot funksiyasi shuncha yoyila boradi.



6-§. Sistemaning makroskopik va mikroskopik holatlari. Makroskopik va mikroskopik parametrlar. Ergodik gipoteza

Molekulyar fizikada modda qanday agregat holatida bo'lishidan qat'iy nazar ko'p sondagi zarralar to'plami bilan ish ko'riladi. Ana shunday zarralar to'plamiga sistema deb ataladi. Sistema fazoda ma'lum bir chegaraga ega bo'lib, gaz holatda bo'lsa, gaz to'ldirilgan idish devorlari bilan chegaralanadi. Sistema chegaralari orqali boshqa atrof-muhit bilan energiya almashinishi yoki almashmasligi mumkin. Agar sistema bilan atrof-muhit energiyaning hech qanday turi bilan almashinishi ro'y bermasa, bunday sistemaga yakkalangan deb aytiladi. Sistema faqat o'zining chegarasi bilan emas, undagi zarralarning xossalari bilan ham xarakterlidir. Eng oddiy sistemalardan biri ideal gazdir. Vaqt o'tishi bilan sistemada muvozanat

yuzaga keladi. Ya'ni sistemaning hamma nuqtalarida bosim va temperatura tenglashadi. Sistemaning holati uning bosimi, hajmi va temperaturasi orqali aniqlanadi. Bunday parametrlar sistemaning makroskopik holatini xarakterlaganligi uchun makroskopik parametrlar deyiladi.

Makroskopik sistema o'z navbatida juda ko'p sondagi zarralar to'plamidan iborat. Bu sistemadagi zarralar soni n ta bo'lsa, mikroskopik sistemalar orqali makroskopik sistema tashkil topadi. Har bir zarra holati uning x, y, z o'qlaridagi koordinatalari va tezliklarining shu o'qlardagi proeksiyalari bilan xarakterlanganligi uchun har bir mikroskopik sistema holati $6n$ ta son bilan aniqlanadi.

Agar makroskopik parametrlar berilgan sistema uchun vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bunday holatga sistema muvozanatli holatda deb aytiladi. Yakkalangan sistemalar muvozanatli holatda bo'lishi mumkin. Agar sistema yakkalangan bo'lmasa turg'un holatda bo'lishi mumkin, ammo muvozanatli holatda bo'la olmaydi. Bunga quyidagicha misol keltirish mumkin. Biror idishga gaz solingan bo'lib, idishning turli qismlari turli temperaturali doimiy tashqi muhit bilan kontaktda bo'lsa, gazning temperaturasi vaqt o'tishi bilan o'zgarib qolmaydi. Ammo bu muvozanatli holat emas.

Istalgan ko'p sondagi zarralar sistemasini o'zaro teng hajmdagi n ta kichik sistemalardan iborat deb qarash mumkin. Ana shunday bir xil hajmdagi zarralar sistemasiga statistik ansambl deyiladi. Binobarin, istalgan makroskopik sistema bir necha mikroskopik sistemalar – ansamblidan iborat bo'ladi. Makroskopik sistema holati o'zgarmasa ham undagi mikrosistemalar holati vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi va hamma ansambl mikrosistema holatlarining o'zgarishi teng ehtimollidir. Xuddi shuningdek, ularda vaqt o'tishi bilan bo'ladigan o'zgarishlar ham teng ehtimolli.

SHunday qilib, mikrosistemalar holatining vaqt bo'yicha ham, ansambl bo'yicha ham o'zgarishi teng ehtimolli bo'lar ekan. Ana shunday tasdiqqa ergodik gipoteza deyiladi va bu esa birinchi marta 1871 yilda L.Boltsman tomonidan

aytilgan edi. Bu gipotezadan ko‘rinadiki, ansambl bo‘yicha o‘rtacha kattalik bilan vaqt bo‘yicha o‘rtacha kattaliklar o‘zaro teng bo‘lar ekan.

7-§. Fluktuatsiya

Ma’lum V hajmga ega bo‘lgan ko‘p sondagi zarralar sistemasini olib qaraylik. Agar shu hajmdagi zarralar soni N ta bo‘lsa, hajm birligidagi zarralar soni $n = \frac{N}{V}$ bo‘ladi. Issiqlik harakati va boshqa turli sabablarga ko‘ra elementar ΔV hajmda olingan konsentratsiya n o‘rtacha miqdor n dan farq qiladi va bu farq vaqt o‘tishi bilan o‘zgarib turadi. O‘rtacha miqdordan bunday chetlanishlarga fluktuatsiya deyiladi.

Fluktuatsiya faqatgina hajm birligidagi zarralar soni – zichlik uchun o‘rinli bo‘lib qolmasdan, zarralar sistemasining holatini aniqlovchi boshqa parametrlar uchun ham o‘rinlidir. Xususan, zichlik qiymatining o‘rtacha miqdordan chetlanishi o‘z navbatida o‘sha hajmdagi bosimning qiymatini o‘rtacha miqdordan chetlanishiga olib keladi. Shu tufayli bosim fluktuatsiyasi to‘g‘risida ham so‘z yuritish mumkin. Fluktuatsion qiymat tushunchasi temperaturaga ham tegishlidir. Agar makrosistemani bir necha mikrosistemalar majmuasidan iborat deb qaralsa, har bir mikrosistemalarning temperaturasi to‘g‘risida fikr yuritish mumkin.

Ta’kidlash kerakki, sistema o‘lchami va temperaturasining ortishi bilan fluktuatsiyalarning sodir bo‘lish ehtimolligi yanada ortadi. Moddaning kritik holatida u yanada ortib, eng katta qiymatga erishadi. Shunday qilib, biror sistemaning makro holati ma’lum z parametr bilan aniqlanib, shu sistemadagi mikro holatlar tufayli uning qiymati z , $z+dz$ oraliqda o‘zgarsa, dz intervaldagi fluktuatsiyalarning mavjud bo‘lish ehtimolligi Gauss taqsimoti bilan aniqlanadi:

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(z-z_0)^2}} \cdot e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2(z-z_0)^2}} \quad (7.1)$$

Ushbu ifodadan ko‘rinadiki, fluktuatsiyaning sodir bo‘lish ehtimolligi uning qiymatining ortishi bilan eksponensial ravishda kamayib boradi.

Fluktuatsiya dispersiya bilan uzviy bog‘liq bo‘lib, uning son qiymati (5.14) formula bilan aniqlanadi. Biror z kattalik uchun nisbiy fluktuatsiya deb $\frac{\sqrt{\Delta \bar{z}^2}}{\bar{z}}$ – ifodaga aytiladi. Qaralayotgan hajmning kamayishi bilan fluktuatsiyaning roli yanada ortadi.

Fluktuatsiya tushunchasi faqatgina ideal gazlar uchun o‘rinli bo‘lib qolmasdan, o‘zaro ta’sirlashmaydigan yoki kam ta’sirlashadigan zarralar sistemalari uchun ham o‘rinlidir va shuning uchun ham uning ahamiyati juda katta. Xususan, osmon gumbazining zangoriligi va Quyosh chiqish va botish paytida ufqning qizarishi yer atmosferasidagi havo molekulalari fluktuatsiyasi tufayli Quyoshdan keluvchi yorug‘lik nurlarining yer atmosferasida sochilishi bilan tushuntiriladi.

Nazorat savollari:

1. Atom va molekulalarning mutloq va nisbiy massalari nimaga teng?
2. Modda miqdori deb nimaga aytiladi?
3. Modda miqdori qanday birlikda o‘lchanadi?
4. Molekula atomlarning qanday bog‘lanishlari tufayli hosil bo‘ladi?
5. Moddaning agregat holatlari haqida gapiring.
6. Molekulyar fizikada qanday usullardan foydalaniladi?
7. Moddaning eng sodda modeli sifatida molekulyar fizikada qanday modda qabul qilingan?
8. Ehtimollik deb nimaga aytiladi?
9. Fluktuatsiya nima?

II B O B

IDEAL GAZLARNING KINETIK NAZARIYASI

8-§. Ideal gazning bosimi

Gaz molekulalari to'xtovsiz issiqlik harakatida bo'lib, ular o'zaro va idish devorlari bilan to'qnashib, o'z harakat yo'nalishlarini o'zgartirib turadi. Gaz molekulalari idish devorlari bilan to'qnashganda unga bosim beradi. Agar gaz solingan idishning ichki yuzasi S va gaz molekulalarining idish devoriga ta'sir kuchini F deb olinsa, gazning idish devoriga ko'rsatgan bosimi

$$P = \frac{F}{S} \quad (8.1)$$

bilan aniqlanadi. Gazning idish devoriga bergan bosimi orqali idishda gaz mavjudligini sezish mumkin.

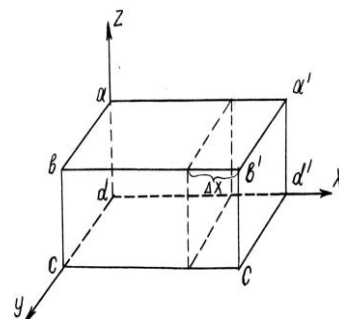
Gazning bosimi qanday kattaliklarga bog'liq ekanligini topaylik.

Soddalik uchun gaz parallelepiped shaklidagi idishga solingan deb faraz qilaylik. Agar gaz muvozanat holatda bo'lsa, ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanayotgan gaz molekulalari soni o'zaro teng ehtimolga ega ekanligi uchun gaz molekulalarining idish devorlari bilan to'qnashib, unga bergan bosimi hamma yo'nalishlarda bir xil bo'ladi. Shuning uchun gazning bosimini aniqlash uchun uning idish devorlaridan biriga bo'lgan bosimini aniqlash kifoya.

x, y, z koordinata sistemasi-da $abcd a'b'c'd'$ parallelepiped olib, shu sistemadagi x o'qi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan $a'b'c'd'$ devoriga bergan gaz bosimini aniqlaylik (9-rasm).

Molekula harakat tezligi-ning x o'kidagi proeksiyasi $\mathcal{Q}_x$ bo'lsin. Nyuton qonuniga ko'ra idish devoriga F kuch bilan uriluvchi molekulalar unga $F\Delta t$

miqdorda impuls beradi. Bu yerda Δt molekulalarning idish devoriga ta'sir vaqti. SHu vaqt ichida $a'b'c'd'$, ya'ni S yuzadan Δx uzoqlikdagi qatlamga chapdan



9-rasm

o'ngga $\mathcal{G}_x$ tezlik bilan kiruvchi molekulalar soni $n' = \frac{1}{2} n S \mathcal{G}_x \Delta t$. Bu yerda n birlik hajmdagi molekulalar soni. Har bir molekula $m \mathcal{G}_x$ impulsiga ega bo'lsa, barcha qatlamga kirayotgan molekulalarning umumiy impulsi

$$m \mathcal{G}_x n' = m \mathcal{G}_x \frac{1}{2} n S \mathcal{G}_x \Delta t = \frac{1}{2} n m \mathcal{G}_x^2 S \Delta t \quad (8.2)$$

ga teng. O'ngdan chapga harakatlanayotgan molekulalar tomonidan qatlamdan olib ketilayotgan impuls ham son jihatdan shunga teng bo'lganligi tufayli natijaviy impuls

$$\frac{1}{2} n m \mathcal{G}_x^2 S \Delta t - \left(-\frac{1}{2} n m \mathcal{G}_x^2 S \Delta t \right) = n m \mathcal{G}_x^2 S \Delta t \quad (8.3)$$

bo'ladi. Parallelepipedning $S \Delta x$ hajmdagi impuls o'zgarishi kuch impulsi $F \Delta t$ bilan kompensatsiyalangan-ligi uchun

$$F \Delta t = n m \mathcal{G}_x^2 S \Delta t \quad (8.4)$$

deb yozish mumkin. Bu ifodadan esa

$$\frac{F}{S} = n m \mathcal{G}_x^2 \quad (8.5)$$

kelib chiqadi.

Gaz molekulalarining hammasi bir xil tezlik bilan harakatlanmaydi. Undan tashqari, to'qnashuvlar tufayli ularning tezliklari o'zgarib ham turadi. Shuning uchun gaz molekulalari tezligining aniq qiymatidan emas, o'rtacha qiymatidan foydalanish lozim. U holda gazning idish devoriga bosimi

$$P = n m \overline{\mathcal{G}_x^2} \quad (8.6)$$

bo'ladi.

Gaz molekulasini tezligi $\mathcal{G}$ bilan uning x, y, z o'qlaridagi tashkil etuvchilari $\mathcal{G}_x, \mathcal{G}_y, \mathcal{G}_z$

$$\mathcal{G}^2 = \mathcal{G}_x^2 + \mathcal{G}_y^2 + \mathcal{G}_z^2$$

ko'rinishda bog'langanligi uchun uning o'rtacha qiymatlari uchun ham shu munosabat o'rinlidir.

$$\overline{\mathcal{G}^2} = \overline{\mathcal{G}_x^2} + \overline{\mathcal{G}_y^2} + \overline{\mathcal{G}_z^2} \quad (8.7)$$

Gaz molekulari xaotik harakat qilganliklari uchun tezlikning turli o'qlardagi proeksiyalari kvadratlarining o'rtacha qiymatlarini o'zaro teng deb faraz qilish mumkin, ya'ni

$$\overline{g_x^2} = \overline{g_y^2} = \overline{g_z^2} \text{ yoki } \overline{g^2} = 3\overline{g_x^2}$$

kelib chiqadi.

U holda (8.6) formula

$$P = \frac{1}{3} nm \overline{g^2} = \frac{2}{3} n \frac{m \overline{g^2}}{2} \quad (8.8)$$

ko'rinishni oladi.

SHunday qilib, gazning idish devoriga bergan bosimi hajm birligidagi molekulalar soni n va gaz molekularining o'rtacha kinetik energiyasi $\frac{m \overline{g^2}}{2}$ ga to'g'ri proporsional ekan. Bu formula molekulyar fizikaning muhim tenglamalaridan biridir. Chunki bu formula gaz bosimini, gazning o'rtacha kinetik energiyasi bilan bog'laydi va shuning uchun ham bu tenglamaga ideal gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deb aytiladi.

(8.8) formulani keltirib chiqarishda molekulalar-ning o'zaro to'qnashuvi hisobga olinmadi. Zichligi uncha katta bo'lmagan gazlar uchun molekulalararo to'qnashuv gaz bosimiga deyarli ta'sir qilmaydi. Shuningdek, bu formulani keltirib chiqarishda gaz molekularini strukturasiz moddiy nuqtalar deb hisoblab, molekulalar ichidagi harakatlar, ularning aylanma harakatlari hisobga olinmadi, chunki aylanma harakat tezligi yuzaga urinma yo'nalgan va u bosim hosil qilmaydi.

Ideal gaz bosimi uchun keltirib chiqarilgan bu formula bir jinsli gazlar uchun o'rinli bo'lib qolmasdan gaz aralashmalari uchun ham o'rinlidir va $\frac{m \overline{g^2}}{2}$ - barcha gaz molekulari uchun ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasini ifodalaydi.

XB sistemasida bosim N/m^2 larda o'lchanadi. Bu birlikni fransuz olimi B.Paskal sharafiga Paskal (Pa) deb atash qabul qilingan. Bu birlik ancha kichik

bo'lganligi uchun undan 10^3 barobar katta kilopaskal, 10^6 barobar katta bo'lgan Megapaskallarda ham bosimni o'lchaydilar.

Ko'p hollarda bosimning fizik yoki texnik atmosfera birligi ishlatiladi. Fizik atmosfera birligi Torichelli tajribasiga asoslangan bo'lib, uning Pa bilan o'zaro bog'lanishi quyidagicha keltirib chiqariladi:

1 fizik atmosfera bosimi 760 mm simob ustunining bergan gidrostatik bosimiga teng. Gidrostatik bosim $P = \rho gh$ bo'lganligidan ($\rho = 13,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ – simobning zichligi, g – yer tortish kuchining beradigan tezlanishi, h – simob ustunining balandligi),

$$1 \text{ fiz. atm} = 13,6 \frac{10^{-3} \text{ kg}}{10^{-6} \text{ m}^3} 9,8 \text{ m/s}^2 \cdot 0,76 \text{ m} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

ga teng.

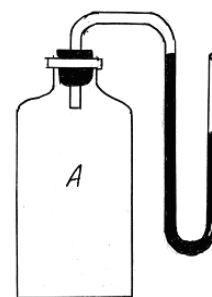
Texnikada bosimning texnik atmosfera birligidan foydalaniladi. U bir kg kuch ning 1 m^2 yuzaga ko'rsatadigan bosimiga tengdir.

$$1 \text{ tex. atm. bosimi} = 1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} = \frac{9,8 \text{ N}}{10^{-4} \text{ m}^2} = 0,98 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

Juda kichik bosimlarni o'lchashda bosimning Torichelli sharafiga quyilgan *tor* birligi ham ishlatiladi. 1 *tor* deb, 1 mm simob ustunining bergan bosimiga aytiladi. Shunday qilib,

$$1 \text{ tor} = \frac{1}{760} \text{ fiz. atm.} = 133,32 \text{ Pa}$$

Gaz bosimini o'lchash uchun maxsus asboblardan foydalaniladi. Bunday asboblarga monometrlar deyiladi. Bosimlarni o'lchash diapazoniga qarab (juda xilma xil monometrlar ishlatiladi. Atmosfera bosimini o'lchash uchun ishlatiladigan monometrlarga barometrlar deyiladi. Eng oddiy monometr U simon shaffof naychadan iborat bo'lib, unga ma'lum suyuqlik (suv, simob) quyiladi. U simon naychaning bir uchi gaz bosimi o'lchanadigan A idish bilan tutashtirilib, ikkinchi uchi bevosita ochiq bo'ladi. U simon naycha tirsaklaridagi suyuqlik sathi balandliklari



10-rasm

farqiga qarab bosimi o'lchanayotgan idishdagi gaz bosimi bilan atmosfera bosimi o'rtasidagi farqni aniqlash mumkin (10-rasm).

Bosimlarni bevosita yoki bilvosita o'lchash darajasiga qarab monometrlar ikki turga bo'linadi: birinchi tipdagi monometrlarda bosim bevosita o'lchanadi; ikkinchi tip monometrlar esa gaz bosimiga bog'liq ravishda biron-bir fizik kattaliklarning o'zgarishini qayd qilishga asoslangan. Ularga ionizatsion, termoelektrik monometrlarni misol qilib keltirish mumkin.

Hozirgi zamon monometrlari 10^{-10} Pa dan boshlab 10^{12} Pa gacha bo'lgan bosimlarni o'lchash imkonini beradi.

9-§. Temperatura

Molekulyar fizikadagi muhim kattaliklardan biri temperaturadir. Kundalik turmushda temperatura so'zi juda ko'p qo'llansa-da, u qanday fizik kattalik ekanligini his etish ancha mushkul. Chunki temperatura oddiy tushuncha bo'lmasdan uning fizik mohiyatini bilmoq uchun ikki jism o'rtasida issiqlik almashinuv jarayonini kuzataylik.

Biror qizdirilgan metall tayoqcha muzga tekkizilsa muz eriy boshlaydi, ya'ni isiydi, metall esa soviydi. Bu jarayon metall va muz erishidan hosil bo'lgan suvning temperaturasi tenglashguncha ya'ni issiqlik muvozanati o'rnatilguncha davom etadi. Issiqlik muvozanatida bo'lgan jismlar temperaturasi bir xil bo'ladi.

Agar A va B jismlar boshqa uchinchi V jism bilan issiqlik muvozanatida bo'lsa, har ikkala A va B jismlar o'zaro issiqlik muvozanatida bo'ladi va ularning temperaturalari teng bo'ladi.

SHunday qilib, temperatura "issiq"ni "sovuq"dan farqlaydigan yoki jismning qizdirilish darajasini, binobarin, temperatura jismning isitilish darajasini miqdoriy jihatdan xarakterlovchi kattalikdir.

Temperaturaning o'ziga xos xususiyatlaridan biri shundaki, u boshqa ayrim kattaliklar (massa, hajm) kabi additivlik qoidasiga bo'ysunmaydi. Boshqacha qilib

aytganda, biror jismning temperaturasi uning mayda bo‘laklari temperaturalarining yig‘indisidan iborat bo‘lmaydi.

Jismning qizdirilish darajasiga bog‘liq ravishda uning uzunligi, hajmi o‘zgaradi. Doimiy hajmdagi gazlarning qizdirilish darajasining ortishi bilan uning bosimi ham ortadi. Jism temperaturasini o‘lchash uchun uning qizdirilish darajasiga bog‘liq ravishda ma’lum parametrlar qiymatining o‘zgarishidan foydalaniladi. Bu holda qo‘llaniladigan jismga termometrik jism, foydalaniladigan kattalikka esa termometrik kattalik deb aytiladi.

Jism temperaturasini o‘lchashning an’anaviy usuli termometrik jism bilan temperaturasi aniqlanishi lozim bo‘lgan jismning bevosita kontakt hosil qilib, termometrik kattalikning o‘zgarishini qayd qilishga asoslangan. Termometrik jism sifatida ideal (siyraklashgan) gaz, simob, turli xil metallar, termometrik kattalik sifatida esa hajm, bosim, elektr qarshiligi, nurlanish intensivligi va h.k. parametrlar olinishi mumkin.

Temperaturani o‘lchashda turli shkalalardan foydalaniladi:

a) temperaturaning emperik shkalasi.

Bu shkalada eng avvalo termometrik jism tanlab olinadi va bu jismning termometrik kattaligi xarakterli ikki nuqtada, masalan, normal atmosfera bosimidagi toza suvning muzlash va qaynash temperaturalarida doimiy qiymatga ega bo‘lishi lozim. Bunday xarakterli t_1 va t_2 temperaturalaridagi termometrik kattalikning mos holdagi qiymatlari L_1 va L_2 bo‘lsa, temperaturaning o‘lchov birligi, bir gradusning qiymati quyidagiga teng bo‘ladi:

$$1^\circ = \frac{L_2 - L_1}{t_2 - t_1} \quad (9.1)$$

Termometrik jism temperaturasi esa quyidagicha aniqlanadi:

$$t = t_1 + \frac{L_t - L_1}{1^\circ} = t_1 + \frac{L_t - L_1}{L_2 - L_1} (t_2 - t_1) \quad (9.2)$$

bu yerda L_t – termometrik kattalikning o‘lchanayotgan qizdirilish darajasidagi qiymati. (9.1) va (9.2) ifodalar temperaturaning emperik shkalalarini xarakterlaydi.

Amalda bir necha emperik shkalalardan foydalaniladi. Eng ko‘p tarqalgan emperik shkalalardan biri shved astronomi A.Selsiy taklif qilgan shkaladir. Bu shkalada muzning normal atmosfera bosimidagi erish temperaturasi $t_1 = 0^{\circ}\text{C}$, qaynash temperaturasi $t_2 = 100^{\circ}\text{C}$ deb olinadi. U holda gradusning qiymati

$$t^{\circ}\text{C} = \frac{L_t - L_1}{L_2 - L_1} 100 \quad (9.3)$$

bilan aniqlanadi.

Fransuz olimi R.Reomyur muzning erish va qaynash temperaturasi intervalini Selsiydek yuz bo‘lakka emas, 80 bo‘lakka bo‘lishni taklif etdi. Bu shkalaga ko‘ra jism temperaturasi

$$t^{\circ}\text{R} = \frac{L_t - L_1}{L_2 - L_1} 80 \quad (9.4)$$

bilan aniqlanadi.

Gollandiyalik D.Farengeyt esa butunlay boshqa masshtabni tanladi. Uningcha muzning erish temperaturasi $t_1 = 32^{\circ}\text{F}$, qaynash temperaturasi esa $t_2 = 212^{\circ}\text{F}$ bo‘lib, bu intervalni bir yuz sakson bo‘lakka bo‘ldi.

$$t^{\circ}\text{F} = 32 + \frac{L_t - L_1}{L_2 - L_1} 180 \quad (9.5)$$

(9.3), (9.4) va (9.5) formulalardan ko‘rinadiki, bu shkalalardagi bir gradusning qiymati mos tushmaydi va shuning uchun bir jismning qizdirilish darajasi turli shkalalarda turlicha qiymatga ega. Bu shkalalar o‘rtasidagi munosabatni topish uncha murakkab emas:

$$\begin{aligned} t^{\circ}\text{R} &= 0,8t^{\circ}\text{C} \\ t^{\circ}\text{F} &= 32 + 2,25t^{\circ}\text{R} \\ t^{\circ}\text{F} &= 32 + 1,8t^{\circ}\text{C} \end{aligned} \quad (9.6)$$

Emperik shkalalarda o‘lchangan temperaturalar tanlangan termometrik jismga va termometrik kattalikka ham bog‘liq. Misol uchun ikki xil metall – alyuminiy va mis olib, ularning uzunligini termometrik kattalik sifatida Selsiy shkalasi bo‘yicha darajalaylik. Boshqa biror jismning qizdirilish darajasini shu simlar yordamida aniqlansa, ular boshqa-boshqa temperaturani ko‘rsatar ekan. Bu esa jismning qizdirilish darajasini ko‘rsatuvchi temperatura termometrik jismga bog‘liq

ekanligini ko'rsatadi. Shuning uchun ham aniq termometrik jism va o'lchov shkalasi tanlab olinadi. Temperaturani o'lchaydigan turli xil termometrlarda bu farq termometr yasalgan shishaning sifatiga ham bog'liq.

Xullas, bir jismning qizdirilish darajasini turli xil termometrlar bilan o'lchaganda hosil bo'ladigan farq tanlangan termometrik jism va termometrik kattalikka bog'liq bo'lar ekan.

b) temperaturaning mutloq termodinamik shkalasi.

Yuqoridagi mulohazalardan ko'rinadiki, jism temperaturasini emperik shkala bo'yicha aniqlash termometrik jism va termometrik kattalikka bog'liq. Agar termometrik jism sifatida xossalarining takrorlanuvchanligi juda yuqori bo'lgan modda olinsa, temperaturani o'lchash aniqligi yanada ortadi. Ana shunday moddalardan biri ideal gazdir. Bu modda uchun termometrik kattalik sifatida uning bosimi yoki hajmini olish mumkin.

Gey-Lyussakning eksperimental ravishda aniqlagan qonuniga muvofiq muzning erish temperaturasidagi ideal gazning temperaturasini doimiy hajmda 1°C ga ko'tarilsa, uning bosimi boshlang'ich bosimining $1/273$ hissasiga ortadi. Temperaturaning kamayishi bilan bosim ham kamaya boradi, ya'ni bosim temperaturaga to'g'ri proporsional:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (9.7)$$

Suvning qaynash va muzlash temperaturalaridagi ideal gaz bosimlarining nisbatini tajribada tekshirish

$$\frac{P_2}{P_1} = 1,3661 \quad (9.8)$$

ga teng ekanligini ko'rsatdi. Bundan

$$\frac{T_2}{T_1} = 1,3661 \quad (9.9)$$

ekanligi kelib chiqadi. Suvning qaynash va muzlash temperatura intervalini 100 bo'lakka bo'linganligidan

$$T_2 - T_1 = 100 \quad (9.10)$$

Bu va (9.9) tenglamani umumiy holda yechsak muzning erish temperaturasi $T_1=273,15$ va qaynash temperaturasi $T_2=373,15$ ga teng ekanligi kelib chiqadi. Ana shunday temperatura shkalasiga temperaturaning mutloq shkalasi deyiladi. Bu shkala bo'yicha jismning temperaturasi

$$T = \frac{273,15}{P_0} \cdot P \quad (9.11)$$

bilan aniqlanadi. Bu formulada P – T temperaturadagi, P_0 esa T_0 temperaturadagi ideal gaz bosimi.

Amalda suvning muzlash va qaynash temperaturasi ham ko'pgina tashqi faktorlar (tashqi bosim, suvning tozalik darajasi va h.k.)ga bog'liq bo'lganligi tufayli mutloq shkalada bitta maxsus nuqta suvning uchlangan nuqtasi temperaturasini olish qabul qilingan. Bu shkalaga ko'ra, toza suvning uchlangan nuqtasidan ($T=273,16$ K) mutloq nol temperaturagacha bo'lgan intervalni 273,16 bo'lakka bo'lib, shuning bir bo'lagiga bir Kelvin deb aytiladi. Bu shkalada mutloq nol asosiy nuqta emas, balki suvning uchlangan nuqtasidan 273,16 K past temperatura deb olinadi.

Bunday shkala birinchi marta U.Kelvin tomonidan taklif qilinganligi uchun uning nomi bilan yuritiladi va uning bir birligi qiymati Selsiy shkalasidagi graduslar qiymatiga aynan mos tushadi, ammo ularning boshlang'ich nuqtalari (nollari) mos tushmaydi. Kelvin shkalasi bilan Selsiy shkalasi o'rtasida

$$TK = 273,15 + t^{\circ}C \quad (9.12)$$

bog'lanish bor. Termodinamikaning ikkinchi qonuni bilan tanishganimizdan keyin bu shkalaning fizik ma'nosiga alohida to'xtalib o'tamiz.

XB sistemasida temperaturaning mutloq shkalasidan foydalaniladi. Kundalik hayotda esa Selsiy shkalasidan foydalanish qulay.

10-§. Temperaturani o'lchash usullari va termometrlar

Temperaturaning mutloq termodinamik shkalasi asosida ishlaydigan ideal gaz termometrlarida termometrik jism sifatida siyraklangan gazlardan foydalaniladi. Bunday termometrlar yordamida temperaturani 4K dan boshlab, oltinning erish

temperaturasi gacha ($1337,58\text{K}$ yoki $1064,43^{\circ}\text{C}$) o'lchash mumkin. Lekin amalda bunday termometrlardan foydalanish noqulay bo'lganligi uchun, ulardan boshqa ikkilamchi termometrlarni darajalash uchun ishlatiladi. Bunday termometrlarda termometrik jism sifatida simob, etil spirti, toluol, pentan olinib, termometrik kattalik sifatida ularning hajmlari olinadi. Temperaturaning ko'tarilishi bilan ularning hajmlari chiziqli ravishda ortadi va bunday ortish maxsus ideal gaz termometrlari yordamida darajalanadi.

Termometrik jismi simob bo'lgan bunday ikkilamchi termometrlar $-39\div 600^{\circ}\text{C}$ oraliqdagi temperaturalarni o'lchash uchun ishlatiladi. Etil spirti solingan termometrlar ishlash diapazoni -110°C dan 50°C gacha bo'lsa, toluol -70°C dan 100°C gacha, pentan -200°C dan 20°C gacha bo'lgan oraliqdagi temperaturani o'lchash uchun yaroqlidir.

Temperaturani o'lchashning yana bir boshqa usuli o'tkazgichlar qarshiligining temperaturaga qarab o'zgarishini qayd qilishga asoslangan. Ma'lumki, o'tkazgichlarning qarshiligi temperaturaga bog'liq. Temperaturaning ortishi bilan ularning qarshiligi chiziqli ravishda ortadi. Bunday hollarda termometrik jism sifatida ma'lum o'tkazgich, termometrik kattalik sifatida ularning qarshiligi olinadi. Misdan yasalgan ana shunday termometrlar $-20\div 100^{\circ}\text{C}$ oraliqdagi temperaturalarni o'lchashda ishlatiladi. Grafit va bronzadan yasalgan shu tipdagi termometrlar yanada pastroq temperaturalarni o'lchashga yaroqlidir. Platinadan yasalgan termometrlarning temperaturani o'lchash intervali yanada kengroq bo'lib, $-200\div 1100^{\circ}\text{C}$ oraliqni tashkil etadi.

O'tkazgichlardan farqli o'laroq yarim o'tkazgichlarning qarshiligi temperaturaning ortishi bilan kamayadi va bu kamayish temperaturaning o'zgarishiga juda sezgirdir. Termistor deb ataluvchi va temperaturani o'lchashga moslashtirilgan ana shunday asboblarning yordamida ham ma'lum temperaturalar oralig'ini qayd qilish mumkin.

Turli xil metallar o'zaro kavsharlanib, ularning kavsharlanish nuqtalaridagi temperaturalar turlicha bo'lsa, potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Uning qiymati kavsharlanish nuqtalaridagi temperaturalar farqiga bog'liq. Ikki xil metallning

kavsharlanish nuqtalaridagi potentsiallar farqini o'lchab, ulardan birining temperaturasi ma'lum bo'lsa, ikkinchi kavsharlanish nuqtasidagi temperaturani aniqlash mumkin. Ana shunday prinsip asosida ishlaydigan asboblarga termoparalar deyiladi va ular yordamida $-200 \div 3100^{\circ}\text{C}$ temperaturani o'lchash mumkin.

Juda yuqori temperaturalarni o'lchash ancha murakkabdir. Chunki bunday temperaturalarda ko'pgina qattiq jismlar erib ketadi.

SHuning uchun juda yuqori temperaturalarni o'lchash moddaning boshqa xossasiga asoslangan. Ma'lumki, qizdirilgan jismlar elektromagnit nurlanish manbaidir. Pastroq temperaturalarda bu jismlar infraqizil nurlar nurlantiradi. Temperaturaning ko'tarilishi bilan ularning nurlanish chastotasi ham o'zgarib, orta boradi. Juda yuqori temperaturalarni o'lchashda termometrik jism sifatida shu jismning o'zi, termometrik kattalik sifatida shu jism chiqarayotgan nurlanish olinadi. Chunki jismlarning nurlanish energiyasi maksimal qiymatining chastotasi yoki to'lqin uzunligi nurlanuvchi jism temperaturasi bog'liq. Optik pirometriya deb ataluvchi bu usulda temperaturasi 1063°C dan yuqori bo'lgan nurlantiruvchi jismlar temperaturasi aniqlanadi. Kezi kelganda ta'kidlash mumkinki, bizdan million-milliard kilometr masofada bo'lgan samoviy jismlar (Quyosh, turli xil yulduzlar, galaktikalar) temperaturalari ham ana shu usul bilan baholanadi.

Temperaturani o'lchashning yuqorida qayd qilingan usullari va ular asosida yasalgan termometrlar juda past temperaturalarni o'lchash uchun yaroqsizdir. Bunday temperaturalarni o'lchashda, jismlarning magnit xossalariidan foydalaniladi. Bu usulning mohiyati quyidagicha: juda past temperaturalarda modda zarralarining ilgarilanma va aylanma harakatlari keskin susayadi. Ammo moddaning magnit xossasini ifodalovchi atomlarning magnit momentlari hali harakatda bo'ladi. Ularning temperaturalarini pasaytirib va doimiy qoldirib, tashqi magnit maydoni ulansa, ularning magnit momentlari ham tashqi maydon ta'sirida ma'lum yo'naliqda orientirlanadi. Bu esa o'z navbatida atomlarning ham harakati yanada susayganidan, ya'ni temperaturaning pasayganligidan dalolat beradi. Bu jarayonni takrorlab, juda past temperaturalarni olish mumkin va shu usul bilan bu

temperaturalarni o‘lchash imkoniyati tug‘iladi. Ana shu usul bilan 0,000016 K temperaturaga erishilgan va o‘lchangan.

SHunday qilib, o‘lchanayotgan temperaturalar intervaliga qarab, turli xil termometrik jism va termometrik kattaliklardan foydalaniladi hamda turli xil usullar qo‘llaniladi.

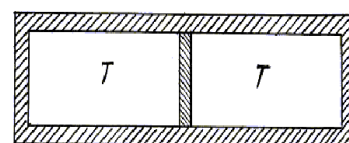
11-§. Ideal gazning bosimi va tempraturasi orasidagi bog‘lanish

Gaz molekulalari to‘xtovsiz issiqlik harakatida bo‘lganliklari tufayli u idish devoriga bosim berishi va bu bosim gaz molekulalarining harakat tezliklariga bog‘liq ekanligini ko‘rib o‘tdik:

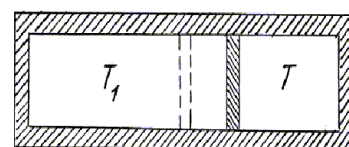
$$P = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m\bar{g}^2}{2} \quad (11.1)$$

Bu tenglama gaz molekulasining o‘rtacha kinetik energiyasini tajribada bevosita o‘lchanuvchi makroskopik kattalik – gaz bosimi bilan bog‘laydi. Gazning temperaturasi ham makroskopik kattalikdir. Gazning holatini aniqlovchi makroskopik kattaliklar bosim va temperatura orasidagi bog‘lanishni ko‘raylik. Buning uchun quyidagicha tajriba o‘tkazaylik: juda siyraklashgan gaz solingan silindr o‘rtasida porshen bo‘lsin.

Agar silindrdagi gaz muvozanat holatda bo‘lsa, porshenning har ikkala tomonida temperatura teng bo‘ladi (11-rasm). Agar silindrdagi porshenning chap tomonidagi gaz qizdira boshlansa, gazning bosimi orta boshlaydi va natijada porshen silindr bo‘ylab o‘ng tomonga siljiydi (12-rasm).



11-rasm



12-rasm

Bu misoldan ko‘rinadiki, yakkalangan sistemada gaz temperaturasi ortishi bilan uning bosimi ham orta boradi. Qizdirish to‘xtatilgandan keyin gaz asta-sekin sovib, porshen yana chap tomonga siljib, o‘zining boshlang‘ich vaziyatini egallaydi va har ikkala tomondagi gazning temperaturasi yana tenglashadi. Muvozanat holatga o‘tishda gazning bir qismidan

ikkinchi qismiga energiya uzatiladi, biroq, butun gazning energiyasi avvalgisiga teng bo'lmagan, balki har bir molekulaga to'g'ri keluvchi har ikkala tomondagi o'rtacha kinetik energiya tenglashadi.

Shunday qilib, gazning bosimi uning temperaturasi proporsional bo'ladi:

$$P \sim T \text{ yoki } P = aT \quad (11.2)$$

Bu yerda a – proporsionallik koeffitsienti. Bu tenglamani (11.1) bilan taqqoslasak

$$T = \frac{2}{3} \frac{n}{a} \frac{m \bar{g}^2}{2} \quad (11.3)$$

kelib chiqadi.

Berilgan hajmdagi gaz uchun $\frac{2}{3} \frac{n}{a}$ kattalik doimiy bo'lganligidan, ideal gazning temperaturasi uning o'rtacha kinetik energiyasiga proporsional ekanligi kelib chiqadi. Binobarin, gaz molekulasi o'rtacha kinetik energiyasi qancha katta bo'lsa, uning temperaturasi shuncha yuqori bo'ladi. (11.3) ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\frac{m \bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{a}{n} T \quad (11.4)$$

(11.4) ifoda o'rtacha kinetik energiya joullarda, temperatura kelvinlarda o'lchansa, a/n doimiy J/K larda o'lchanadigan kattalik ekanligi ma'lum bo'ladi. Bu kattalikni k bilan belgilash qabul qilingan bo'lib, unga Bolsman doimiysi deyiladi:

$$\frac{m \bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{a}{n} T = \frac{3}{2} kT \quad (11.5)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, kT molekulalarning ilgarilanma harakatdagi kinetik energiyasini xarakterlaydi. Bu formuladan muhim xulosalar kelib chiqadi.

Molekularining massalari turlicha bo'lgan gazlarning temperaturasi teng bo'lsa, ularning kinetik energiyalari ham teng bo'ladi. Haqiqatan ham molekulalarining massalari m_1 va m_2 bo'lgan gazlarning temperaturasi teng bo'lsa

$$\frac{m_1 \bar{g}_1^2}{2} = \frac{3}{2} kT \text{ va } \frac{m_2 \bar{g}_2^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

bo'lganligidan

$$\frac{m_1 \bar{g}_1^2}{2} = \frac{m_2 \bar{g}_2^2}{2} \quad (11.6)$$

ekanligi ko‘rinadi. Bu formuladan esa, bir xil temperaturada massalari katta bo‘lgan molekulalar ($m_1 > m_2$)ning o‘rtacha kichik tezlik bilan harakatlanishi haqida xulosaga kelamiz.

(11.1) va (11.5) formulalardan esa

$$P = nkT \quad (11.7)$$

munosabat kelib chiqadi. Bu formulaga gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deyiladi. Bu tenglamadan ko‘rinadiki, ideal gazning bosimi hajm birligidagi gaz molekulalarining soni n ga va mutloq temperatura T ga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi. k Bolsman doimiysidan iborat bo‘lib, eksperimental ravishda aniq o‘lchashlar uning XB sistemasidagi son qiymati

$$k = 1,38062 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \quad (11.8)$$

ga teng ekanligini ko‘rsatadi.

(11.5) va (11.7) formulalardan ko‘rinadiki, $T = 0K$ bo‘lsa, molekulalar tartibsiz harakatining o‘rtacha kinetik energiyasi va gazning bosimi ham nolga teng bo‘ladi. Bu degan so‘z molekulalarning harakati to‘xtaydi. Bu esa mutloq nol temperaturaning fizik mohiyatini ifodalaydi. Kinetik energiya doimo musbat kattalik bo‘lganligi uchun (11.5) formuladan yana bir muhim xulosa kelib chiqadi: mutloq shkalada temperatura manfiy qiymatni qabul qilmaydi.

Shunday qilib, gazlar kinetik nazariyasining asoslarini quyidagicha ta’riflash mumkin:

1. Gaz molekulalari to‘xtovsiz, xaotik issiqlik harakatida bo‘ladi.
2. Gaz molekulalarining kinetik energiyasi va uning bosimi mutloq temperaturaga proporsional.
3. Bir xil temperaturadagi turli xil gazlarning kinetik energiyalari o‘zaro teng.

12-§. Broun harakati

Molekulalar harakatining haqiqatan ham mavjud ekanligi va uning xaotikligini ingliz botanigi R.Broun tajribada isbotladi. U suvda eritilgan turli xil sporalarning harakatini mikroskop yordamida kuzatganda, ularning harakat traektoriyasi uzluksiz siniq chiziqlardan iborat ekanligini ko'rdi. Bu tajriba quyidagicha talqin etiladi: suyuqlikda eritilgan kolloid zarrachalar shu suyuqlik molekulalari bilan bir statistik sistemani tashkil etadi va suyuqlik molekulalari to'xtovsiz issiqlik harakatida bo'lganligi tufayli suyuqlikda eritilgan kolloid zarrachalarning ham harakati mikroskopda kuzatiladi.

Ammo, Broun harakati bevosita molekulalarning harakati bo'lmasdan (chunki molekulalar kuchli mikroskop yordamida ham ko'zga ko'rinmasligini biz uqtirgan edik), molekula massasidan bir necha ming marta katta bo'lgan va molekulalar bilan ta'sirlashuvchi kolloid zarrachalar harakatidan iborat. Mikroskopda bevosita kuzatiladigan zarralar harakati molekulalarning ularga turli yo'nalishlardan beradigan zarbasi tufayli qandaydir teng ta'sir etuvchi kuch F ning ta'siri natijasida yuz beradi. Broun zarrasi harakatining xaotikligi esa molekulyar harakatning xaotikligidan kelib chiqadi.

Broun harakatining mohiyatini molekulyar-kinetik nazariya asosida A.Eynshteyn va M.Smoluxovski tushuntirdilar. Bu nazariyada Broun zarralarining harakat davomida siljish masofasining vaqtga bog'liq ravishda o'zgarish qonuniyati aniqlandi. Shu nazariya bilan qisqacha tanishaylik.

Suyuqliklar mexanikasidan ma'lumki, radiusi r ga teng bo'lgan sferik sharcha yopishqoqligi η bo'lgan suyuqlikda ϑ tezlik bilan harakat qilayotgan bo'lsa, bu sharchaga suyuqlik tomonidan uning harakatiga qarama-qarshi yo'nalishda Stoks ishqalanish kuchi ta'sir etadi. Bu kuch kattaligi

$$f = 6\pi\eta\vartheta r \quad (12.1)$$

ga teng. Shuning uchun ham suyuqlikda zarra biror F kuch ta'sirida harakatlanayotgan bo'lsa, unga ta'sir etuvchi natijaviy kuch $F-f$ ga teng bo'ladi. Endi suyuqlikda harakatlanayotgan zarraning harakat tenglamasini tuzaylik.

Soddalik uchun faqat kuchlarning ma'lum bir x o'qi yo'nalishidagi proeksiyasini qaraylik.

Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra zarraning x o'qi bo'yicha harakat tenglamasi

$$m\ddot{x} = F_x - f_x = F_x - 6\pi\eta r\dot{x} \quad (12.2)$$

bo'ladi. Bu yerda F_x zarraga ta'sir etuvchi kuchning x o'qidagi proeksiyasi.

Ta'kidlab o'tish kerakki, zarra siljishi masofalarining o'rtacha qiymati nolga teng, ammo siljish masofalari kvadratining o'rtacha qiymati noldan farqli. Shuning uchun ham (12.2) tenglamani zarra siljishi masofalari kvadratining o'rtacha qiymatini hosil qiladigan qilib o'zgartiramiz. Buning uchun (12.2) tenglamaning har ikkala tomonini x ga ko'paytiramiz. U holda

$$mx\ddot{x} = xF_x - 6\pi\eta r x\dot{x} \quad (12.3)$$

hosil bo'ladi. Matematik tahlil kursidan $x\ddot{x} = \frac{1}{2} \frac{d^2(x)^2}{dt^2} - \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$, $x\dot{x} = \frac{1}{2} \frac{d(x^2)}{dt}$

ekanligini hisobga olsak, ularni (12.3)ga qo'ysak, quyidagini olamiz:

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(x)^2}{dt^2} - m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = xF_x - 3\pi\eta r \frac{d(x^2)}{dt} \quad (12.4)$$

Bu tenglama har qanday harakatlanayotgan zarralar uchun o'rinli bo'lganligi tufayli, shu tenglamaga kiruvchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlari uchun ham o'rinlidir. Shuning uchun ham (12.4) tenglamani

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(\overline{x^2})}{dt^2} - m\left(\overline{\frac{dx}{dt}}\right)^2 = \overline{xF_x} - 3\pi\eta r \frac{d(\overline{x^2})}{dt} \quad (12.5)$$

deb yozish mumkin.

Zarralar harakati xaotik bo'lganligi tufayli fazoda harakatlanayotgan zarracha uchun har uchchala x, y, z koordinata o'qlaridagi tezliklar proeksiyalarining o'rtacha qiymatlari

$$\left(\overline{\frac{dx}{dt}}\right)^2 = \left(\overline{\frac{dy}{dt}}\right)^2 = \left(\overline{\frac{dz}{dt}}\right)^2$$

o'zaro teng va

$$\left(\frac{\overline{dx}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{\overline{dy}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{\overline{dz}}{dt}\right)^2 = \overline{g}^2$$

bo'lganligi uchun

$$\left(\frac{\overline{dx}}{dt}\right)^2 = \frac{1}{3} \overline{g}^2 \quad (12.6)$$

bo'ladi.

(12.5) tenglamaga kiruvchi x musbat va manfiy qiymatlar qabul qilganliklari uchun $x\overline{F}_x$ ning o'rtacha qiymati nolga teng. Shuning uchun (12.6) ni hisobga olgan holda (12.5) ni

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(\overline{x^2})}{dt^2} - \frac{m}{3} \overline{g}^2 = -3\pi\eta r \frac{d(\overline{x^2})}{dt} \quad (12.7)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu tenglamadagi $\frac{m\overline{g}^2}{3} = \frac{2}{3} E_{kin}$ ifoda Broun zarrasining kinetik energiyasini xarakterlaydi.

Ilgarilanma harakatlanayotgan molekulalarning kinetik energiyasi $\frac{m\overline{g}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ ga teng ekanligidan $\frac{m\overline{g}^2}{3} = kT$ kelib chiqadi. U holda (12.7)ni

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(\overline{x^2})}{dt^2} - kT = -3\pi\eta r \frac{d(\overline{x^2})}{dt} \quad (12.8)$$

deb yozish mumkin. Agar $\frac{d(\overline{x^2})}{dt} = y$ deb belgilash kiritsak (12.8) tenglama

$$\frac{m}{2} \frac{dy}{dt} - kT = -3\pi\eta r y$$

yoki o'zgaruvchilarni ajratsak

$$\frac{dy}{y - \frac{kT}{3\pi\eta r}} = -\frac{6\pi\eta r}{m} dt \quad (12.9)$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglama oson integrallanadi. Uning chap qismini 0 dan y gacha, o'ng qismini 0 dan t gacha integrallab

$$\ln\left(y - \frac{kT}{3\pi\eta r}\right) - \ln\left(-\frac{kT}{3\pi\eta r}\right) = -\frac{6\pi\eta r}{m} t$$

tenglikni hosil qilamiz. Bu tenglamani potentsirlasak

$$y = \left(1 - e^{-\frac{6\pi\eta r}{m}t}\right) \frac{kT}{3\pi\eta r} \quad (12.10)$$

kelib chiqadi. Bu tenglamadagi $e^{-\frac{6\pi\eta r}{m}t}$ had birga nisbatan hisobga olmaslik darajada kichik. Chunki $\eta \sim 10^{-2}$ santipuaaz, $r \sim 10^{-6}m$, $t \sim 10^{-4}s$, $m = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho$, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ bo'lsa, $e^{-\frac{6\pi\eta r}{m}t} \sim e^{-100} \approx 0$ kelib chiqadi.

Shuning uchun (12.10) tenglamani

$$y = \frac{kT}{3\pi\eta r} = \frac{d(\bar{x}^2)}{dt} \quad (12.11)$$

deb yozish mumkin. Vaqtning o'lchash mumkin bo'lgan intervali davomida o'rtacha ko'chishlarning kvadrati esa

$$\Delta \bar{x}^2 = \frac{kT}{3\pi\eta r} \Delta t \quad (12.12)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Shunday qilib, Δt vaqt davomida Broun zarrasining biror o'q bo'ylab ko'chish masofasi kvadratining o'rtacha qiymati shu vaqt oralig'iga to'g'ri proporsional bo'ladi.

Nazariy ravishda Eynshteyn va Smoluxovskiylar tomonidan chiqarilgan bu natija J.Perren tomonidan 1909 yilda tajribada isbotlandi. U suyuqlikda eritilgan zarralar harakatini mikroskopda kuzatib, ma'lum vaqt oralig'idagi zarralarning ko'chish masofasini belgilab borib, haqiqatan ham (12.12) ifoda o'rinli ekanligini va tajriba natijalaridan foydalanib, Bolsman doimiysi k ning qiymatini topdi. Uning aniqlagan qiymati $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ ga yaqin.

SHunday qilib, gaz va suyuqliklar molekulyar harakatining xaotikligini tasdiqlovchi molekulyar kinetik nazariya ham nazariy, ham amaliy ravishda isbotlandi.

Broun zarralari faqatgina ilgarilanma harakat qilibgina qolmasdan, aylanma harakat ham qiladi. Lekin bu harakatni suyuqlikda eritilgan kolloid zarrachalarda kuzatishning iloji yo'q. Shuning uchun Broun aylanma harakati maxsus qurilmada

kuzatiladi. Bu qurilma juda ingichka kvars ipga osilgan ko'zgudan iborat. Ko'zguni o'rab turgan gaz molekulalari unga kelib urilishi tufayli ko'zgu muvozanat holat atrofida burilma harakatlar qiladi. Bu Broun aylanma harakatining natijasidir. Bu harakatni kuzatish uchun ko'zguga ingichka yorug'lik nuri yo'naltiriladi va ko'zgudan qaytgan nur maxsus shkalaga tushiriladi. Qaytgan nurning shkaladagi siljishiga qarab, ko'zguning buralish burchagi φ kvadratinining o'rtacha qiymatini aniqlash mumkin:

$$\overline{\varphi}^2 = \frac{\overline{\varphi}_1^2 + \overline{\varphi}_2^2 + \dots + \overline{\varphi}_n^2}{n}$$

Ko'zgu biror φ burchakka burilganda kvars ip ham shunday burchakka buriladi va burilish tufayli $\frac{1}{2} f \varphi^2$ potensial energiyaga ega bo'ladi (f – ipning buralish moduli). Ko'zgu muvozanat holat atrofida garmonik tebranma harakat qilganligi uchun uning potensial va kinetik energiyalari o'zaro teng. Kinetik energiyaning qiymati $\frac{1}{2} kT$ bo'lganligi uchun

$$\frac{1}{2} f \overline{\varphi}^2 = \frac{1}{2} kT$$

Bu formuladan esa $k = \frac{f}{T} \overline{\varphi}^2$ kelib chiqadi. f , $\overline{\varphi}^2$, T ning qiymatlarini bilgan holda, k ning qiymatini topish mumkin.

SHunday qilib, Broun aylanma harakatidan foydalanib topilgan Bolsman doimiysining qiymati boshqa usullar bilan topilgan uning qiymatiga mos keladi. Bu esa aylanma Broun harakatining ham mavjud ekanligini tasdiqlaydi.

13-§. Ideal gazning holat tenglamasi

Ideal gazning makroskopik parametrlari, ya'ni bosimi P , hajmi V , temperaturasi T , massasi m , molyar massasi μ aniq bo'lsa, uning holati aniqlangan hisoblanadi. Bu parametrlarning har biri o'zicha mustaqil bo'lmasdan, qolganlariga bog'liq. Umumiy ko'rinishda holat tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$f(P, V, T, m, \mu) = 0 \quad (13.1)$$

Agar berilgan massadagi aniq gaz uchun P, V, T parametrlar orasidagi munosabat ma'lum bo'lsa, istalgan ikkitasining berilgan qiymatlari orqali uchinchisining ham qiymatini aniqlash mumkin.

$$P = nkT \quad (13.2)$$

tenglamada $n = \frac{N}{V}$ bo'lganligi uchun (N – butun V hajmdagi molekulalar soni)

$$PV = NkT \quad (13.3)$$

deb yozish mumkin. Amalda molekulalar soni N ni modda miqdori - mollar soni orqali ifodalash qulay va $N = \nu N_A$ ekanligidan

$$PV = \nu N_A kT \quad (13.4)$$

kelib chiqadi. Bu yerdagi $N_A k = R = 8,31 \frac{J}{mol \cdot K}$ kattalikka universal gaz doimiysi deyiladi.

$$PV = \nu RT \quad (13.5)$$

Ana shu tenglamaga ideal gazning holat tenglamasi yoki Mendeleev-Klapeyron tenglamasi deyiladi. $\nu = \frac{M}{\mu}$ ekanligini hisobga olib, bu tenglamani

$$PV = \frac{M}{\mu} RT \quad (13.6)$$

ko'rinishda ham yozish mumkin. Bir mol ideal gaz uchun bu tenglama

$$PV = RT \quad (13.7)$$

ko'rinishga keladi.

SHunday qilib, ideal gazning holat tenglamasini (13.3), (13.5) yoki (13.6) ko'rinishlarda ifodalash mumkin.

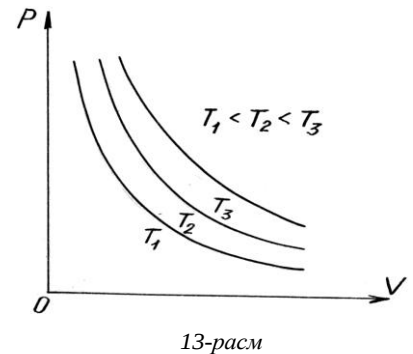
14-§. Ideal gaz qonunlari

Ideal gaz holatining umumlashgan tenglamasidan eksperimental ravishda XVII-XVIII asrlarda kashf etilgan ideal gaz qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

Boyl-Mariott qonuni. Ideal gazning temperatura-si doimiy bo'lsa ($T = \text{const}$) (13.6) formuladan ko'rinadiki,

$$PV = \text{const} \quad (14.1)$$

bo'ladi. Bu ifodaga Boyle-Mariott qonuni deyiladi. Bu qonunga ko'ra, berilgan massadagi gazning temperaturasi-ni doimiy qoldirib, hajmi-ni oshirsak, bosimi kamayadi yoki aksincha, hajmini kamaytirsak, bosimi ortadi. Gazning temperaturasi doimiy qoladigan jarayonga izotermik jarayon deyiladi. Uning grafigi, ya'ni gaz bosimining hajmiga bog'liq ravishda o'zgarishi 13-rasmda keltirilgan. Bu grafikka izotermalar deyiladi. Turli xil temperaturalardagi (T_1, T_2, T_3) izotermalar bir-biridan farq qiladi.



Gaz hajmining kamayishi bilan bosimining ortishi darajasi gazning izotermik siqiluvchanligi bilan aniqlanadi. Izotermik siqiluvchanlik koeffitsienti deb

$$\chi = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dP} \right)_T \quad (14.2)$$

kattalikka aytiladi.

Izotermik jarayonda ideal gaz uchun

$$d(PV) = VdP + PdV = 0$$

bo'lganligi uchun

$$\chi = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dP} \right) = -\frac{1}{P} \quad (14.3)$$

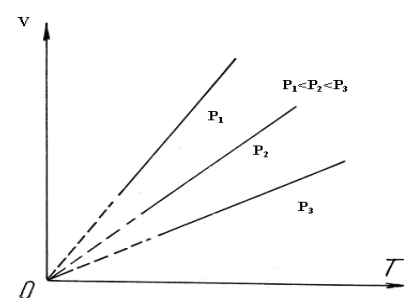
ekanligi kelib chiqadi. Bu yerdagi minus ishora hajmning kamayishi bilan bosimning ortishini ko'rsatadi. (14.3) formuladan ko'rinadiki, izotermik siqiluvchanlik bosimning birligiga teskari (m^2/N) birliklarda o'lchanadi.

Gey-Lyussak qonuni. Ideal gazning bosimi doimiy bo'lgan hol uchun o'rinli qonun Gey-Lyussak tomonidan ochilgan. (13.6) tenglamadan $P = \text{const}$ bo'lsa,

$$\frac{V}{T} = \frac{M}{\mu} \frac{R}{P} = \text{const} \quad (14.4)$$

kelib chiqadi. Bu formuladan ko'rinadiki, berilgan massadagi gazning bosimini doimiy qoldirib, temperaturasi qancha oshirsak, uning hajmi ham shuncha ortadi. Bu qonunga Gey-Lyussak qonuni deyiladi.

Bosim doimiy bo'lgan izobarik jarayondagi gaz hajmining temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarish grafigi 14-rasmda keltirilgan.



Gaz hajmining temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarishini, o'zgarmas bosimdagi gaz hajmining termik koeffitsienti orqali ham ifodalash mumkin.

$P=const$ bo'lganda bu koeffitsient

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_P \quad (14.5)$$

ifoda orqali aniqlana-di. (13.6) tenglamadan

$$\left(\frac{dV}{dT} \right)_P = \frac{M}{\mu} \frac{R}{P} = \frac{V}{T}$$

ekanligidan

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_P = \frac{1}{T} \quad (14.6)$$

kelib chiqadi. Bundan ko'rinadiki, ideal gazning hajm kengayish koeffitsienti mutloq temperaturaga teskari kattalik ekan.

Gey-Lyussak tajriba asosida, hajm kengayish termik koeffitsienti barcha gazlar uchun bir xil va quyidagiga teng ekanligini aniqladi:

$$\alpha = \frac{1}{273,16 \text{ grad}} \approx \frac{1}{273} \frac{1}{\text{grad}}$$

Gey-Lyussak qonunining bajarilishini qo'zg'aluvchan porshenli silindrga solingan siyrak gaz misolida kuzatish mumkin. Bunday qurilmada temperaturaning ozgina ko'tarilishi gaz hajmining ortishiga olib keladi.

Sharl qonuni. Bu qonunga ko'ra, berilgan massadagi ideal gazning hajmi doimiy bo'lsa, uning bosimi temperaturaga to'g'ri proporsional bo'ladi. Haqiqatan ham (13.6) tenglamadan $V=const$ bo'lganda

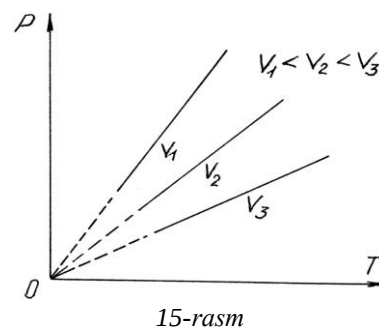
$$\frac{P}{T} = \frac{M}{\mu} \frac{R}{V} = const \quad (14.7)$$

kelib chiqadi.

Doimiy hajmdagi gazning bosimi bilan temperaturasi orasidagi bog'lanish grafigi koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi (15-rasm).

Hajm doimiy bo'lgan jarayonga izoxorik jarayon deyiladi. Ideal gaz bosimi-ning termik koeffitsienti β quyidagicha aniqlanadi:

$$\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{dP}{dT} \right)_V \quad (14.8)$$



(13.6) tenglamadan $V=const$ bo'lganda $\left(\frac{dP}{dT}\right)_V = \frac{M}{\mu} \frac{R}{V} = \frac{P}{T}$ ga teng bo'lganligidan

$$\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{dP}{dT}\right)_V = \frac{1}{T} \quad (14.9)$$

kelib chiqadi. Bu formuladan ko'rinadiki, izoxorik jarayonda gaz bosimining termik koeffitsienti ham α kabi temperaturaga teskari kattalik ekan.

Sharl gaz bosimining termik koeffitsienti gazning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha gazlar uchun bir xil va quyidagiga teng ekanligini tajribada aniqladi:

$$\beta = \frac{1}{273,15 \text{ grad}} \approx \frac{1}{273 \text{ grad}}$$

Dalton qonuni. Bu qonun gazlar aralashmasining bosimi qanday aniqlanishini ko'rsatadi. Faraz qilaylikki, biror hajmli idishda o'zaro reaksiyaga kirishmaydigan va issiqlik muvozanatida bo'lgan gazlar aralashmalari berilgan bo'lsin. Agar aralashmadagi har qaysi gaz komponentalari molekularining soni $N_1, N_2, \dots, N_i$ bo'lsa, bunday aralashma uchun gaz holatining umumlashgan tenglamasi

$$PV = (N_1 + N_2 + \dots + N_i)kT \quad (14.10)$$

bo'ladi. Bu tenglamani

$$P = \frac{N_1}{V} kT + \frac{N_2}{V} kT + \dots + \frac{N_i}{V} kT \quad (14.11)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu tenglamada $\frac{N_1}{V} kT = P_1, \frac{N_2}{V} kT = P_2, \dots, \frac{N_i}{V} kT = P_i$ ekanligini hisobga olsak,

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_i \quad (14.12)$$

kelib chiqadi. Bu ifoda Dalton qonunining matematik ifodasidir. Bu formuladan ko'rinadiki, gaz aralashmasining idish devoriga bergan bosimi gaz aralashmasidagi komponentalar parsial bosimlarining yig'indisiga teng. Bu qonun ideal gazlar uchun bajarilganligi tufayli yuqori bosimli gazlarda bu qonundan ma'lum miqdorda chetlanishlar kuzatiladi.

Dalton qonunidan gaz aralashmalarining molyar massasini aniqlashda amalda foydalaniladi. Misol uchun biror V hajmli idishda m_1 va m_2 massali ikki gaz aralashmasi bo'lsin. Bu gazlarning molyar massalari mos holda μ_1 va μ_2 hamda gazning temperaturasi T bo'lsin. U holda bu gazlarning parsial bosimlari mos ravishda

$$P_1 = \frac{m_1}{\mu_1} \frac{RT}{V} \text{ va } P_2 = \frac{m_2}{\mu_2} \frac{RT}{V}$$

bo'ladi.

Dalton qonuniga ko'ra

$$P = P_1 + P_2 = \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} \right) \frac{RT}{V} = \frac{m_{ap}}{\mu_{ap}} \frac{RT}{V} \quad (14.13)$$

bo'lganligidan, aralashma gaz uchun

$$\mu_{ap} = \frac{m_{ap}}{\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2}} \quad (14.14)$$

kelib chiqadi.

Avogadro qonuni. Ideal gazning holat tenglamasidan ko'rinadiki, bir xil bosim va temperaturada har qanday gazning teng hajmdagi molekular soni ham teng bo'ladi. Haqiqatan ham, $P_1 = P_2$, $T_1 = T_2$ va $V_1 = V_2$ bo'lsa

$$P_1 V_1 = N_1 k T_1 \text{ va } P_2 V_2 = N_2 k T_2$$

tenglamalardan $N_1 = N_2$ ekanligi kelib chiqadi. Bu Avogadro qonunining matematik ifodasidir. Bu qonundan boshqa bir xulosa ham kelib chiqadi.

Molekularining soni birday bo'lgan turli xil gazlar bir xil bosim va temperaturada bir xil hajmni egallaydi. Normal sharoitda ($P = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $T = 273,15 \text{ K}$) har qanday gazning bir moli

$$V = \frac{RT}{P} = \frac{8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \cdot 273,15 \text{ K}}{1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2} \approx 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

hajmni egallaydi. Bunday sharoitda 1 m^3 dagi molekular soni Loshmidt soni deyiladi.

Loshmidt soni

$$n_A = \frac{N_A}{V_0} = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}} = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

ga teng.

Nazorat savollari:

1. Ideal gazning bosimi nimalarga bog'liq?
2. Temperaturaning qanday emperik shkalalarini bilasiz?
3. Temperatura shkalalari o'rtasida qanday bog'lanish bor?
4. Gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasini yozing.
5. Broun harakati nimani ko'rsatadi?
6. Ideal gazning holat tenglamasini yozing va tushuntiring.
7. Ideal gazning qonunlarini aytib bering.

III B O B

STATISTIK TAQSIMOTLAR

15-§. Gaz molekularining tezliklari bo'yicha taqsimoti. Maksvell taqsimoti

Gazlar kinetik nazariyasiga ko'ra gaz molekulari to'xtovsiz issiqlik xaotik harakatida bo'lib, bu harakat davomida uzluksiz o'zaro to'qnashib turadi. Ko'pgina to'qnashuvlardan keyin muvozanat yuzaga keladi. Ammo, makroskopik muvozanat holatda ham mikroskopik jarayonlar, ya'ni ularning to'qnashuvlari davom etaveradi. Bu to'qnashuvlar tufayli molekularining tezliklari o'zgarib turadi. Lekin ularning o'zgarishi ma'lum tezliklar intervalida ro'y beradi va umumiy qonuniyat asosida bo'ladi.

Agar gaz molekularining massalari bir-biridan farq qiluvchi gazlar aralashmasidan iborat bo'lsa, muvozanat holatda ularning o'rtacha kinetik energiyalari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni molekula massalari kattaroq bo'lgan gaz molekulari o'rtacha kichikroq tezlik bilan harakatlanadi.

Gaz molekulari harakat tezliklarining bu qonuniyatlari ingliz olimi D.Maksvell tomonidan (1860 yilda) ochilganligi tufayli uning nomi bilan Maksvell taqsimoti deb yuritiladi. Shu taqsimot bilan tanishaylik.

Ma'lum V hajmdagi idishda N ta gaz molekulasini bo'lsa, hajm birligidagi molekular soni $n = \frac{N}{V}$ ga teng bo'ladi. Ana shu n ta molekular sonidan dn tasi

$\vartheta, \vartheta + d\vartheta$ tezliklar intervalida harakatlansa, $f(\vartheta) = \frac{dn}{n d\vartheta}$ funksiyaga gaz molekularining tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasi deyiladi. Bu ta'rifdan ko'rinadiki, taqsimot funksiyasi $f(\vartheta)$ hajm birligidagi n ta molekularining qancha qismi (dn) $\vartheta, (\vartheta + d\vartheta)$ tezliklar intervalida harakatlanish ehtimolligi bilan aniqlanadi. Bu funksiyaning normallashtirish sharti quyidagicha yoziladi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\vartheta) d\vartheta = 1 \quad (15.1)$$

ya'ni butun tezliklar intervalida harakatlanayotgan molekulalarning yig'indisi hajm birligidagi molekulalar sonini beradi.

Gaz molekulalarining harakatini x, y, z koordinatalar sistemasida qaraydigan bo'lsak, tezlikning shu o'qlaridagi proeksiyalari bilan uning qiymati quyidagicha bog'langan:

$$g^2 = g_x^2 + g_y^2 + g_z^2 \quad (15.2)$$

Taqsimot funksiyasini tezlikning shu x, y, z o'qlaridagi proeksiyalari uchun ham yozish mumkin:

$$f(g_x) = \frac{dn}{ndg_x}; \quad f(g_y) = \frac{dn}{ndg_y}; \quad f(g_z) = \frac{dn}{ndg_z}$$

yoki

$$\frac{dn}{n} = f(g_x)dg_x; \quad \frac{dn}{n} = f(g_y)dg_y; \quad \frac{dn}{n} = f(g_z)dg_z \quad (15.3)$$

x, y, z koordinatalari o'zaro bir-biriga bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilar bo'lganligi uchun va o'zaro aloqada bo'lmagan voqealar ehtimolligi shu voqealar sodir bo'lish ehtimolliklarining ko'paytmasidan iborat bo'lganligi tufayli

$$\frac{dn}{n} = f(g)dg = f(g_x)f(g_y)f(g_z)dg_xdg_ydg_z \quad (15.4)$$

deb yozish mumkin.

Gaz molekulalarining harakati tamomila xaotik bo'lganligi uchun bu ehtimollik yo'nalishga bog'liq emas. Shuning uchun ham tezlik komponentasining o'zgarishi unga ta'sir etmaydi, ya'ni

$$d[f(g_x)f(g_y)f(g_z)] = 0 \quad (15.5)$$

bo'lishi kerak. (15.5) ifodadan

$$f'(g_x)f(g_y)f(g_z)dg_x + f(g_x)f'(g_y)f(g_z)dg_y + f(g_x)f(g_y)f'(g_z)dg_z = 0$$

kelib chiqadi. Hosil bo'lgan ifodani $f(g_x)f(g_y)f(g_z)$ ga bo'lsak, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{f'(g_x)}{f(g_x)}dg_x + \frac{f'(g_y)}{f(g_y)}dg_y + \frac{f'(g_z)}{f(g_z)}dg_z = 0 \quad (15.6)$$

Gaz molekulari tezliklarining komponentalari o'zgarsa ham, uning tezligi o'zgarmaganligi tufayli (15.2)ni differensiallab

$$\mathcal{G}_x d\mathcal{G}_x + \mathcal{G}_y d\mathcal{G}_y + \mathcal{G}_z d\mathcal{G}_z = 0 \quad (15.7)$$

ni hosil qilamiz. Bu tenglamani biror doimiy α songa ko'paytirib, tezlikning mos indeksli hadlari oldidagi (15.6) tenglamaga qo'shsak

$$\left[\frac{f'(\mathcal{G}_x)}{f(\mathcal{G}_x)} + \alpha \mathcal{G}_x \right] d\mathcal{G}_x + \left[\frac{f'(\mathcal{G}_y)}{f(\mathcal{G}_y)} + \alpha \mathcal{G}_y \right] d\mathcal{G}_y + \left[\frac{f'(\mathcal{G}_z)}{f(\mathcal{G}_z)} + \alpha \mathcal{G}_z \right] d\mathcal{G}_z = 0 \quad (15.8)$$

tenglama hosil bo'ladi.

Bu yig'indi nolga teng bo'lishi uchun qavs ichidagi ifodalar alohida-alohida nolga teng bo'lishi kerak:

$$\frac{f'(\mathcal{G}_x)}{f(\mathcal{G}_x)} + \alpha \mathcal{G}_x = 0; \quad \frac{f'(\mathcal{G}_y)}{f(\mathcal{G}_y)} + \alpha \mathcal{G}_y = 0; \quad \frac{f'(\mathcal{G}_z)}{f(\mathcal{G}_z)} + \alpha \mathcal{G}_z = 0$$

Bu ifodalarni integrallagandan keyin,

$$\ln f(\mathcal{G}_x) = -\frac{\alpha \mathcal{G}_x^2}{2} + \text{const};$$

$$\ln f(\mathcal{G}_y) = -\frac{\alpha \mathcal{G}_y^2}{2} + \text{const};$$

$$\ln f(\mathcal{G}_z) = -\frac{\alpha \mathcal{G}_z^2}{2} + \text{const}$$

va potentsirlagandan keyin esa

$$f(\mathcal{G}_x) = Ce^{-\frac{\alpha \mathcal{G}_x^2}{2}}; \quad f(\mathcal{G}_y) = Ce^{-\frac{\alpha \mathcal{G}_y^2}{2}}; \quad f(\mathcal{G}_z) = Ce^{-\frac{\alpha \mathcal{G}_z^2}{2}} \quad (15.9)$$

hosil qilamiz. Bu yerda S – integrallash doimiysi, normallashtirish shartidan topiladi.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\mathcal{G}_x) d\mathcal{G}_x = C \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\alpha \mathcal{G}_x^2}{2}} d\mathcal{G}_x = 1$$

bo'lganligi uchun $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\alpha \mathcal{G}_x^2}{2}} d\mathcal{G}_x$ integralning qiymatini jadval integrali sifatida

hisoblash mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\alpha g_x^2}{2}} d g_x = \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha}}$$

u holda S doimiy $C = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}$ ga teng bo'ladi.

SHunday qilib, taqsimot funksiyalarining x, u, z o'qlaridagi proeksiyalari uchun quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\begin{aligned} f(g_x) &= \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} e^{-\frac{\alpha g_x^2}{2}}; \\ f(g_y) &= \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} e^{-\frac{\alpha g_y^2}{2}}; \\ f(g_z) &= \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} e^{-\frac{\alpha g_z^2}{2}} \end{aligned} \quad (15.10)$$

Bu qiymatlarni (15.4) formulaga olib borib qo'ysak

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\frac{\alpha}{2}(g_x^2 + g_y^2 + g_z^2)} d g_x d g_y d g_z \quad (15.11)$$

hosil bo'ladi.

(15.11) formuladagi α ning qiymati noma'lum. Uni topish uchun molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi nimaga teng ekanligini hisoblaylik.

O'rtacha mikdorni aniqlash formulasiga ko'ra

$$\frac{m \bar{g}^2}{2} = \frac{m}{2} \overline{(g_x^2 + g_y^2 + g_z^2)} = \frac{m}{2} \iiint_{-\infty}^{\infty} (g_x^2 + g_y^2 + g_z^2) \frac{dn}{n} \quad (15.12)$$

deb yozish mumkin. Bu formuladagi $\frac{dn}{n}$ ning o'rniga (15.11)ning qiymatini olib kelib qo'ysak

$$\begin{aligned} \frac{m \bar{g}^2}{2} &= \frac{m}{2} \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{3/2} \iiint_{-\infty}^{\infty} (g_x^2 + g_y^2 + g_z^2) \times \\ &\times e^{-\frac{\alpha}{2}(g_x^2 + g_y^2 + g_z^2)} d g_x d g_y d g_z \end{aligned} \quad (15.13)$$

hosil bo'ladi.

Hisoblashlar bu integralning qiymati

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} (g_x^2 + g_y^2 + g_z^2) e^{-\frac{\alpha}{2}(g_x^2 + g_y^2 + g_z^2)} d g_x d g_y d g_z = 3 \frac{(2\pi)^{3/2}}{\alpha^{5/2}}$$

ga teng ekanligini ko'rsatadi. U holda (15.13)ning qiymati

$$\frac{m\bar{g}^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{3(2\pi)^{3/2}}{\alpha^{5/2}} = \frac{3}{2} \frac{m}{\alpha} \quad (15.14)$$

ekanligini topish mumkin.

Gazlar kinetik nazariyasiga ko'ra,

$$\frac{m\bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (15.15)$$

ekanligini hisobga olib, uni (15.14) formula bilan taqqoslasak $\alpha = \frac{m}{kT}$ ga teng

ekanligini topamiz. α ning bu qiymatini (15.11)ga qo'ysak,

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT}(g_x^2 + g_y^2 + g_z^2)} dg_x dg_y dg_z \quad (15.16)$$

hosil bo'ladi.

Gaz molekularining tezliklar bo'yicha taqsimoti funksiyasini ko'rinishi yo'nalishga bog'liq bo'lmaganligi tufayli (15.16) formuladagi tezliklarning x, y, z o'qlaridagi proeksiyalari taqsimotidan bevosita tezlik taqsimotiga o'tish lozim.

Buning uchun gaz molekularini radiusi $r = g$ ga teng bo'lgan sfera markazida to'plangan deb tasavvur qilsak, bir sekund o'tgandan keyin bu gaz $4\pi r^2 dr = 4\pi(g)^2 d(g)$ sfera qatlamga tarqaladi. Vaqt birligi ichida gaz tarqalgan sfera qatlamining hajmi $4\pi g^2 dg$ ga teng bo'ladi. Ana shu $dg_x dg_y dg_z = 4\pi g^2 dg$ hajmdagi tezligi g dan $g + dg$ oralig'ida bo'lgan gaz molekulari uchun (15.16) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{n} &= \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m g^2}{2kT}} 4\pi g^2 dg = \\ &= 4\sqrt{\pi} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m g^2}{2kT}} g^2 dg \end{aligned} \quad (15.17)$$

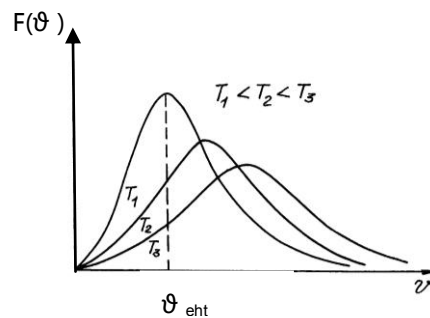
(15.17) ifodaga Maksvell taqsimoti deyiladi. Taqsimot funksiyasining ko'rinishini

$$f(g) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m g^2}{2kT}} g^2 \quad (15.18)$$

deb yozish mumkin. Bu funksiya tezligining nol va cheksizlikka teng qiymatlarida nolga aylanib, uning oraliq qiymatlarida maksimumga erishadi. Boshqacha aytganda, hajm birligidagi n ta umumiy gaz molekularidan eng ko'p qismi ana shu tezlikka yaqin tezliklar bilan harakatlanadi. SHuning uchun ham bu tezlikka

eng katta ehtimolli tezlik deyiladi (16-rasm). (15.18) formuladan ko‘rinadiki, taqsimot funksiyasi gaz molekulasining massasiga va temperaturasiga bog‘liq.

Gazning molekulyar massasi qancha kichik bo‘lsa, ularning tez harakat qiluvchi ulushi shuncha ko‘proq bo‘ladi. Temperatura ortishi bilan gaz molekulalarining eng katta ehtimolli tezligi ortadi, ya’ni taqsimot funksiyasining maksimumi o‘ng tomonga qarab siljiydi. Ammo, berilgan idishdagi gaz molekulalarining soni doimiy qolganligi tufayli taqsimot funksiyasi bilan chegaralangan maydon yuzasi o‘zgarmaydi, uning maksimumi pasayib, o‘ng tomonga siljiydi, xolos (16-rasm).



16-rasm

Biz taqsimot funksiyasining umumiy ko‘rinishini keltirib chiqarishda molekulalararo to‘qna-shuvni hisobga olmadik. Holbuki, shu to‘qnashuvlar tufayli molekula-larning tezliklari o‘zgarib turadi. To‘qnashuvdan keyin molekula-larning birining tezligi ortsa, ikkinchisining tezligi kamayadi. Muvozanat holatda tezliklari ortuvchi molekulalar soni tezliklari kamayuvchi molekulalar soniga teng. Shuning uchun ham gaz molekulalarining to‘qnashuvlarini inobatga olmaslik mumkin.

Maksvell taqsimoti gaz molekulalari harakatining to‘la xaotikligidan keltirib chiqariladi, binobarin, gaz molekulalari harakatining xaotikligiga quyidagicha ta’rif berish mumkin: agar gaz molekulalarining tezliklar bo‘yicha taqsimoti Maksvell qonuniga muvofiq bo‘lsa, unda gaz molekulalari tamomila xaotik harakatda bo‘ladi.

16-§. Gaz molekulalarining o‘rtacha tezliklari

Maksvell taqsimot funksiyasining grafigidan ko‘rinadiki, u assimetrik formaga ega. Bu esa gaz molekulalarining o‘rtacha arifmetik tezligi uning eng katta ehtimolli tezligidan farq qilishini

ko'rsatadi. SHuningdek, o'rtacha kvadratik tezligi ham bu tezliklardan farq qiladi. SHu tezliklar qiymati nimalarga bog'liq ekanligi topaylik:

1. Eng katta ehtimolli tezlik. Eng katta ehtimolli tezlikning ta'rifidan ko'rinadiki, uning qiymati $df(g)=0$ shartidan topiladi. CHunki $f(g)$ funksiya maksimal qiymatga erishgan tezlikka eng katta ehtimolli tezlik deb atagan edik. Funksiya maksimal qiymatga erishganida uning differensial nolgacha teng bo'lishi matematik tahlil kursidan ma'lum. SHunday qilib,

$$\frac{df(g)}{dg} = \frac{d}{dg} \left[4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mg^2}{2kT}} g^2 \right] = 0$$

shartdan

$$2ge^{-\frac{mg_{eht}^2}{2kT}} \left(1 - \frac{mg_{eht}^2}{2kT} \right) = 0$$

kelib chiqadi. Gaz molekulalarining tezligi $g=0$ va $g=\infty$ intervalida o'zgarganligi uchun bu tenglik

$1 - \frac{mg_{eht}^2}{2kT} = 0$ bajarilganda o'rinlidir. Bundan esa

$$g_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (16.1)$$

ekanligi kelib chiqadi.

2. O'rtacha arifmetik tezlik. Gaz molekulalarining umumiy soni N ta bo'lib, shulardan N_1 tasi g_1 , N_2 tasi g_2 va h.k. N_i tasi g_i tezliklar bilan harakatlansa, shu molekulalarning o'rtacha arifmetik tezligi deb quyidagi kattalikka aytiladi:

$$\bar{g}_{ap} = \frac{N_1 g_1 + N_2 g_2 + \dots + N_i g_i}{N_1 + N_2 + \dots + N_i} = \int_0^{\infty} g f(g) dg \quad (16.2)$$

Bu formuladagi $f(g)$ o'rniga uning (15.18) bilan aniqlanadigan qiymatini olib kelib qo'ysak:

$$\begin{aligned} \bar{g}_{ap} &= \int_0^{\infty} g 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mg^2}{2kT}} g^2 dg = \\ &= 2\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{mg^2}{2kT}} g^2 d(g^2) \end{aligned} \quad (16.3)$$

hosil bo'ladi. Agar $\frac{mg^2}{2kT} = y$ deb belgilab olsak,

$$\int_0^{\infty} g^2 e^{-\frac{mg^2}{2kT}} d(g^2) = \left(\frac{2kT}{m} \right)^2 \int_0^{\infty} y e^{-y} dy$$

ko'rinishdagi integralni hosil qilamiz.

$$\int_0^{\infty} y e^{-y} dy = 1 \text{ ekanligini xisobga olsak}$$

$$\bar{g}_{ap} = 2\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^2 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

hosil bo'ladi.

Shunday qilib, o'rtacha arifmetik tezlik

$$\bar{g}_{ar} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (16.4)$$

ga teng

3. O'rtacha kvadratik tezlik. Gaz

molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligi deb,

$$(\bar{g}^2)^{1/2} = \sqrt{\frac{N_1 g_1^2 + N_2 g_2^2 + \dots + N_i g_i^2}{N_1 + N_2 + \dots + N_i}}$$

tenglik bilan aniqlanadigan kattalikka aytiladi.

$$\bar{g}_{kg} = \left(\frac{N_1 g_1^2 + N_2 g_2^2 + \dots + N_i g_i^2}{N_1 + N_2 + \dots + N_i} \right)^{1/2} = \left(\int_0^{\infty} g^2 f(g) dg \right)^{1/2} \quad (16.5)$$

Taqsimot funksiyasining qiymatini (16.5)ga keltirib qo'ysak

$$\bar{g}_{kv} = \left[4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty g^4 e^{-\frac{mg^2}{2kT}} dg \right]^{1/2} \quad (16.6)$$

hosil bo'ladi. $\int_0^\infty g^4 e^{-\frac{mg^2}{2kT}} dg$ integralni bo'laklab integrallash mumkin. Integrallash natijasi quyidagicha

$$\int_0^\infty g^4 e^{-\frac{mg^2}{2kT}} dg = \frac{3}{8} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{5/2} \sqrt{\pi} \quad (16.7)$$

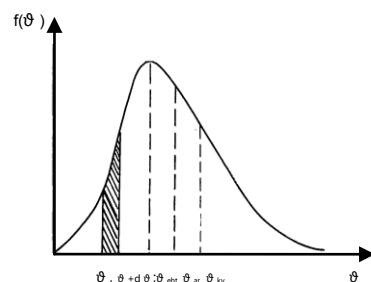
(16.7)ning qiymatini (16.5)ga qo'ysak, o'rtacha kvadratik tezlik

$$\bar{g}_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (16.8)$$

ifodaga teng ekanligi kelib chiqadi.

Olingan natijalarga asoslanib, Maksvell taqsimotiga bo'ysinuvchi gaz molekulalarining eng katta ehtimolli, o'rtacha arifmetik, o'rtacha kvadratik tezliklari $g_{eh} < \bar{g}_{ar} < \bar{g}_{kv}$ munosabatda va ular o'rtasida farq uncha katta emas ekanligini ko'rish mumkin.

Taqsimot funksiyasi grafigidagi g_{eht} , $\bar{g}_{ar}$, $\bar{g}_{kv}$ larning qiymatlari 17-rasmda keltirilgan.



17-rasm

Ayrim masalalarni yechishda Maksvell taqsimotini gaz molekularining mutloq tezliklari bilan emas, uning eng katta ehtimolli tezligiga nisbatan olingan nisbiy tezliklari orqali ifodalash qulaylik tug'diradi. Buning uchun Maksvell taqsimotidagi g tezliklar o'rniga nisbiy tezlik $\frac{g}{g_{eht}} = u$ deb belgilab olish kerak.

$g_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ ekanligini hisobga olsak, Maksvell taqsimoti qonuni juda oddiy

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-u^2} u^2 \quad (16.9)$$

ko'rinishga keladi.

Bu tenglama universal bo'lib, gazning turiga ham, uning temperaturasiga ham bog'liq emas.

Taqsimot funksiyasining grafigidan ko'rinadiki, bu funksiya bilan chegaralangan yuza butun gaz molekulalarining sonini ifodalasa, tezligi ϑ , $\vartheta + d\vartheta$ intervalda yotuvchi molekulalar sonini, shu tezliklar intervali bilan chegaralangan yuza ifodalaydi (17-rasm).

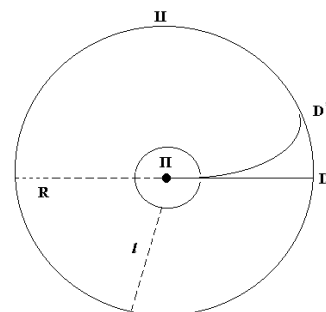
17-§. Gaz molekulalarining tezligini o'lchash.

Shtern tajribasi

Gaz molekulalarining tezliklari bo'yicha Maksvell tomonidan nazariy ravishda chiqarilgan taqsimot qonuni va bu qonundan aniqlanadigan gaz molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligi bir necha olimlar tomonidan tajribalarda tekshirib ko'rildi. Ana shunday tajribalardan biri XX asrning 20 yillarida O.Shtern tomonidan amalga oshirildi. Shtern tajribasi bilan tanishib chiqaylik.

Bu tajribada R radiusli silindr (S) olib, uning o'qi bo'ylab yupqa kumush qatlami bilan qoplangan P platina sim joylashtirildi. Silindr ichidagi havo maxsus nasos yordamida so'rib olinib, undagi bosim 10^{-5} – 10^{-6} mm simob ustuniga erishilgan. Platina sim orqali elektr toki o'tkazilganda, u 1200°C gacha qizib, kumush qatlamini bug'lantiradi va bug'lanayotgan kumush atomlari silindrning ichki hajmi bo'ylab gaz kabi erkin tarqaladi.

Kumush atomlarining ingichka oqimini hosil qilish uchun silindr ichiga tor tirqishli, kichik radiusli ikkinchi silindr koaksial ravishda joylashtirilgan (18-rasm). Tashqi silindrning ichki qatlamiga kumush



18-rasm

atomlarini qayd qiluvchi maxsus plastinka o'rnatilgan. Ana shunday kaoksial silindr sistemasi o'z o'qi atrofida 2500-2700 *ayl/min* tezlikda aylantirilishi mumkin.

Sistema harakatsiz paytida toladan bug'langan kumush atomlari tor tirqish orqali o'tib, tashqi plastinkada o'tirib qolib, kumush atomlarining ingichka izlarini hosil qiladi. Agar sistema harakatga keltirilsa, tor tirqishning tasviri ingichka dastadan iborat bo'lmasdan yoyilgan DD' tasvirni beradi. Chunki bug'lanuvchi kumush atomlarining tezliklari turlicha bo'lib, ular tirqishdan tashqi silindrgacha bo'lgan l masofani turli vaqt oralig'ida bosib o'tadi. Silindrning chiziqli tezligi $v' = \omega R$ (ω – silindrning burchak tezligi, R – uning radiusi) ma'lum bo'lsa D va D' orasidagi masofa S ni o'lchab, kumush atomlarining tirqishdan ekranning turli nuqtalariga kelib tushish vaqti $\tau = \frac{l}{v}$ ni aniqlash orqali, kumush atomlarining tezligi $v = \frac{\omega R l}{S}$ ni topish mumkin. Ana shunday usulda topilgan o'lchashlar kumush molekulasiining tezliklari 560–640 *m/s* intervalda ekanligini ko'rsatdi. Bu tezliklar qiymati (16.8) formula bo'yicha hisoblangan o'rtacha kvadratik tezlik qiymati 584 *m/s* ga yaqin, bu esa gazlar kinetik nazariyasida Maksvellning taqsimot qonuni o'rinli ekanligini tasdiqlaydi.

SHtern tajribasida bug'lanayotgan kumush atomlarining bir xil tezliklarda harakatlanmasligi kelib chiqadi. Silindr harakatlanganda tezligi katta

kumush atomlari D nuqtaga tushsa, undan kichikroq tezlikka ega bo'lganlari esa silindr aylanganligi tufayli DD' intervalga va eng kichik tezlikka ega bo'lgan kumush atomlari D' nuqtaga kelib tushadi.

Keyinchalik, 1947 yilda SHtern, Isterman va Simpsonlar bilan birgalikda molekulyar dastalar usulidan foydalanib, Maksvell taqsimotining bajarilishini molekulalarning og'irlik kuchi maydonida erkin tushishida ham kuzatdi.

SHunday qilib, o'tkazilgan tajribalar Maksvell taqsimoti qonunining to'g'ri ekanligini isbotladi.

18-§. Barometrik formula

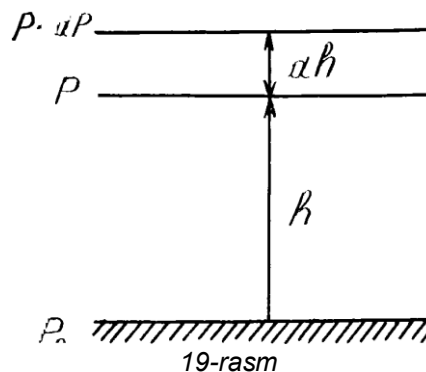
Gaz molekulalari harakatining to'la xaotikligi tufayli u idishning barcha hajmi bo'ylab tekis taqsimlanadi hamda muvozanat holatida uning bosimi va temperaturasi hamma nuqtalarda birday bo'ladi. Ammo bunday muvozanat faqat kichik hajmdagi sistemalar uchun o'rinlidir.

Agar sistemaning hajmi juda katta bo'lsa, gaz molekulalarning taqsimoti og'irlik kuchi ta'sirida buziladi va molekulyar harakat ham o'ziga xos qonuniyatlarga bo'ysunadi. yer atmosferasidagi havo qatlami molekulalarining harakat qonuniyati bunga misol bo'la oladi.

Yer sirtidan uzoqlash-gan sari atmosfera bosimi kamaya boradi. Shu qonuniyatni topaylik.

Yer sirtidagi atmo-sfera bosimi R_0 va undan h balandlikdagi bosim R bo'lsin. Balandlik dh ga o'zgarganda bosimning kamayishi (19-rasm)

$$-dP = \rho g dh \quad (18.1)$$



bilan aniqlanadi. Bu yerda ρ – havoning shu balandlikdagi zichligi.

$$\rho = \frac{m}{V} = nm \quad (18.2)$$

(m – havo molekulalarining massasi, n – shu balandlikda hajm birligidagi havo molekulari soni) ekanligini hisobga olsak va $P = nkT$ dan n ni topib (18.2) ga qo‘ysak

$$\rho = \frac{mP}{kT} \quad (18.3)$$

kelib chiqadi. (18.3) ni inobatga olib (18.1) ni quyidagicha yozamiz:

$$-dP = \frac{mP}{kT} gdh \quad (18.4)$$

Atmosferaning qaralayotgan qatlamlarida uning temperaturasi o‘zgarmaydi ($T = \text{const}$) deb hisoblab, (18.4) ni integrallasak

$$P = P_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (18.5)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu formulaga barometrik formula deyiladi. (18.5) dan ko‘rinadiki, atmosfera bosimi balandlikning ortishi bilan eksponensial ravishda kamayib boradi.

Tayyoralarning uchish balandliklari va shuningdek, turli tog‘ cho‘qqilarining balandliklarini aniqlashda balandlikning ortishi bilan bosimning kamayishini qayd qiluvchi maxsus darajalangan barometr–altimetrlarda foydalaniladi.

Gazning bosimi hajm birligidagi gaz molekulari-ning soniga to‘g‘ri proporsional bo‘lganligi uchun ko‘p hollarda (18.5) formulani

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (18.6)$$

ko‘rinishda ham yozish mumkin. Bu formulani keltirib chiqarishda turli balandliklarda atmosfera temperaturasi doimiy deb hisoblanganligini yana bir bor ta’kidlab o‘tamiz. Aslida balandlikning ortishi bilan temperatura pasayib boradi. Aniq o‘lchashlar talab qilingan paytda albatta uni hisobga olish zarur. Xuddi shuningdek, yer tortish kuchi beradigan tezlanishning ham qiymatini doimiy deb olinganligiga o‘quvchilar e’tiborini jalb etmog‘i lozim. Zero, yer atmosferasi qatlamlarida (10-20 km balandlikda) g ning qiymati deyarli o‘zgarmaydi.

19-§. Bolsman taqsimoti

Gazlar uchun Maksvell taqsimoti funksiyasining qiymati keltirib chiqarilganda, gaz solingan idishning hamma nuqtalarida temperatura bir xil, ya’ni gaz muvozanat holatda deb hisoblandi. Agar gaz tashqi biror potensial maydon ta’sirida bo‘lsa, bu maydon ta’sirida gaz molekulalari qo‘shimcha potensial energiyaga ega bo‘ladi va bunday gazning to‘liq energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig‘indisidan iborat bo‘ladi. Muvozanat holatda to‘liq energiya doimiy qolganligi uchun potensial energiyasi bir-biridan farq qiluvchi sohalardagi gazning kinetik energiyalari ham, binobarin, ularning temperaturalari ham bir-birdan farqlanishi lozimdek tuyuladi. Xolbuki, unday emas. Tashqi potensial maydon gaz molekulalarining tezliklar taqsimotiga

ta'sir qilmasdan faqat gaz molekulalarining konsentratsion taqsimotiga ta'sir ko'rsatadi.

Gaz molekulalarining yer tortish kuchi maydoni ta'siridagi konsentratsion taqsimotini birinchi marta L.Bolsman aniqlaganligi uchun bu taqsimot uning nomi bilan Bolsman taqsimoti deb yuritiladi.

Agar barometrik formuladagi $mgh=E_p$ yer sirtidan h balandlikdagi m massali gaz molekulalarining yer tortish kuchi maydonidagi potensial energiyasi ekanligini hisobga olsak

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}} \quad (19.1)$$

kelib chiqadi. Bu formulaga Bolsman taqsimoti deyiladi.

Bu ifoda faqatgina yerning tortish kuchi maydoni-dagi gaz uchungina o'rinli bo'lib qolmasdan, istalgan potensial maydondagi gaz konsentratsiyasining taqsimoti uchun o'rinlidir.

Bolsman taqsimotidan ko'rinadiki, ma'lum idishdagi gaz termodinamik muvozanat holatida bo'lganda ham konsentratsion taqsimot yuzaga keladi, ya'ni idishning yuqori qismidagi molekulalarining soni pastki qismidan kamroq, ammo harakat tezliklari kattaroq bo'ladi. Idishning pastki qismida molekula-larning soni ko'proq, ammo harakat tezliklari kichikroqdir. Agar tashqi maydon $E_p=0$, bo'lsa $n=n_0$, ya'ni butun hajm bo'ylab gaz tekis taqsimlanadi. Agar $T=0$ bo'lsa, $h=0$ nuqtalarda (Yer sirtida) $n=n_0$ va boshqa nuqtalarda esa $n=0$, ya'ni mutloq nol temperaturada

yer atmosferasidagi barcha havo molekulalari yer sirtiga tushib qoladi.

Bolsman taqsimoti ayniqsa massalari bir-biridan farq qiluvchi gaz aralashmalari misolida yanada yaqqolroq ko‘rinadi. Buni quyidagi misolda ko‘rib o‘tish mumkin.

Asosining yuzasi S va balandligi h bo‘lgan silindr idishda molekulalarining massalari m_1 va m_2 ($m_2 > m_1$), bo‘lgan gaz aralashmasini ko‘raylik. Har bir gaz uchun silindrdagi Bolsman taqsimoti

$$n_1(h) = n_{01}(0)e^{-\frac{m_1gh}{kT}} \quad (19.2)$$

$$n_2(h) = n_{02}(0)e^{-\frac{m_2gh}{kT}} \quad (19.3)$$

formulalar orqali aniqlanadi.

Silindrdagi istalgan h' balandlikdagi gaz molekulalari sonining nisbati

$$\frac{n_2(h')}{n_1(h')} = \frac{n_{02}(0)}{n_{01}(0)} e^{-\frac{(m_2-m_1)gh'}{kT}} \quad (19.4)$$

kabi bo‘ladi. (19.4) formuladan ko‘rinadiki, balandlik oshgan sari og‘ir gaz molekulalarining soni yengil gaz molekulalarining soniga qaraganda tezroq kamayadi. Binobarin, og‘ir gaz molekulalari idishning tubrog‘ida, yengil gaz molekulalari esa idishning yuqorigi qismida ko‘proq bo‘ladi.

20-§. Maksvell va Bolsman taqsimotlarining o‘zaro munosabati

Gaz molekulalarining tezliklar bo‘yicha taqsimoti Maksvell qonuniga, uning potensial

maydonidagi konsentratsion taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunadi. Endi shu taqsimotlar orasidagi umumiy bog'lanishni ko'raylik.

Nisbiy tezliklar orqali Maksvell taqsimoti

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2 \quad (20.1)$$

ko'rinishda yozilishini ko'rib o'tgan edik. Bu yerda

$$f(u) = \frac{dn}{n du} \text{ ekanligini hisobga olsak}$$

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n e^{-u^2} u^2 du \quad (20.2)$$

bo'ladi. Bu ifodaga Bolsman taqsimotidagi n ning qiymatini qo'ysak

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_0 e^{-\left(u^2 + \frac{E_u}{kT}\right)} u^2 du \quad (20.3)$$

umumlashgan Maksvell-Bolsman taqsimotini olamiz. Bu formula tashqi y_{e_n} potensial maydonda harakatlanuvchi umumiy n ta molekulaning qancha qismi (dn) u , $u+du$ nisbiy tezliklar intervalida harakatlanishini ko'rsatadi.

Shunday qilib, Maksvell taqsimoti muvozanat holatdagi, ya'ni doimiy temperaturadagi gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimotini ifodalaydi va tashqi potensial maydonga bog'liq emas. Bolsman taqsimoti esa doimiy temperaturadagi gaz molekulalarining tashqi potensial maydondagi konsentratsion taqsimotini ifodalab, gaz molekulalari tezliklar taqsimotiga bog'liq emas.

Bir qarashda Maksvell taqsimoti Bolsman taqsimotiga bog'liqdek tuyuladi. Aslida unday

emas. Chunki gaz molekulalarining harakati to'xtovsiz xotik bo'lganligi tufayli yuqoriga ko'tariluvchi molekulalar oqimidan kichik tezlik bilan harakatlanuvchi gaz molekulalari chiqib qoladi va natijada yuqoriga ko'tariluvchi molekulalar soni kamaya boradi. Bu molekulalarining harakat tezliklari katta bo'lganliklari uchun o'rtacha har bir molekulaga tegishli energiya masofaning o'zgarishi bilan doimiy qoladi, binobarin, balandlikning o'zgarishi bilan gazning temperaturasi, o'rtacha har bir molekulaga tegishli kinetik energiya bilan aniqlanganligi uchun doimiy qoladi. SHuning uchun gaz molekulalarining balandlikka qarab konsentratsiyasining o'zgarishi va hamma nuqtalarda temperaturaning doimiy qolishi o'zaro bir-biriga zid bo'lmasdan mos tushadi.

Planetalaridagi potensial maydon butun olam tortishish qonuni ifodasi bilan aniqlanganligi uchun m massali zarraning M massali planeta tortishish maydonidagi potensial energiyasi

$$E_n = -\gamma \frac{Mm}{r} \quad (20.4)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda r – planeta markazidan m – massali zarragacha bo'lgan masofa, γ – gravitatsion doimiy. Planetalar atmosferasi muvozanatda bo'lmaganligi uchun uning turli nuqtalaridagi temperatura ham bir-biridan farq qiladi.

Planeta markazidan r masofadagi atmosfera qatlami uchun Bolsman taqsimoti quyidagichadir:

$$n = n_0 e^{-\gamma \frac{Mm}{r} \frac{1}{kT}} \quad (20.5)$$

Agar $r \rightarrow \infty$ deb olinsa, $n = n_0$ xulosa kelib chiqadi. Bu degan soʻz planetadan cheksiz uzoqlikda ham hajm birligida chekli molekulalar boʻladi demakdir. Ammo bunday boʻlishi mumkin emas. Chunki istalgan planeta atrofidagi molekulalarning umumiy miqdori chekli, uni oʻrab turgan fazoning hajmi esa cheksiz miqdorda katta. Muvozanat holat boʻlmogʻi uchun $n_0 = 0$ boʻlishi kerak. SHuning uchun ham planetalar atmosferasiga Bolsman taqsimotini qoʻllab boʻlmaydi.

Bu masala bilan qiziqqan oʻquvchilarga D.V.Sivuxin "Umumiy fizika kursi" Termodinamika va molekulyar fizika, "Toshkent", "Oʻqituvchi" 1984 yil qoʻllanmasidagi 79-paragrafni oʻqishni tavsiya etamiz.

21-§. Bolsman taqsimotini tajribada tekshirish

Molekulalarning konsentratsion taqsimoti Bolsman qonuniyatiga boʻysunishini tajribada J.Perren aniqladi. Buning uchun u oʻlchami uncha katta boʻlmagan idishga solingan emulsiya va suspenziyalar uchun ham Bolsman taqsimoti oʻrinli deb hisobladi va bir-biriga aralashmaydigan ikki suyuqlikda emulsiya tayyorlab, bir emulsiyada

ikkinchisining muallaq turadigan mayda tomchilarini hosil qildi. Ana shunday emulsiyalar aralashmasini silindrsimon idishga solib, bir emulsiya ichidagi ikkinchi emulsiya tomchilari sonining balandlikka qarab o'zgarishini sezgirligi juda yuqori bo'lgan mikroskop yordamida kuzatdi va muallaq zarralarning balandlik bo'yicha taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunishini isbotladi.

Perren o'z tajribasidan foydalanib, Bolsman doimiysining son qiymatini aniqladi. k ni aniqlashning Perren taklif etgan usul bilan tanishaylik.

Suspenziyadagi zarraning massasi m bo'lsa, uning eritilgan suyuqlikdagi og'irligi $mg\left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right)$ bo'ladi; bu yerda ρ – suyuqlikning zichligi, ρ_0 – eritilgan zarra moddasi (gummigut bo'yog'i)ning zichligi. Eritilgan zarra massasini esa uning hajmi va zichligi orqali ifodalab, shu zarraning Stoks qonuni bo'yicha tushish tezligi $\mathcal{G}$ ni o'lchash orqali aniqlanadi. Stoks qonuniga ko'ra r radiusli zarra yopishqoqligi η bo'lgan suyuqlikda $\mathcal{G}$ tezlik bilan og'irlik kuchi ta'sirida tushayotgan bo'lsa, shu zarraga suyuqlik tomonidan ta'sir etayotgan kuch

$$f = 6\pi\eta r \mathcal{G} \quad (21.1)$$

ifodaga teng bo'ladi. SHu kuch zarraning suyuqlikdagi og'irlik kuchiga teng bo'lsa, zarra suyuqlikda $\mathcal{G}$ tezlik bilan tekis pastga tushadi. SHunday qilib,

$$6\pi\eta r \mathcal{G} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) g \quad (21.2)$$

tenglikdan Perren suspenziyalangan zarralar tezligi $\mathcal{G}$ ni aniqlab, shu zarra radiusi va massasini topdi.

$$r = \sqrt{\frac{9}{2} \frac{\eta \mathcal{G}}{g(\rho_0 - \rho)}}; \quad m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0$$

Bunday suspenziyalangan zarralarning h_1 va h_2 balandliklardagi soni Bolsman taqsimotiga ko'ra

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)h_1}{kT}}; \quad n_2 = n_0 e^{-\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)h_2}{kT}}$$

va ularning nisbati esa

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)(h_1-h_2)}{kT}} \quad (21.3)$$

qonuniga bo'ysunishini Perren tajribada isbotladi va olingan natijalardan foydalanib, Bolsman doimiysini topdi. Haqiqatan ham (21.3)ni logarifmlasak

$$\ln \frac{n_1}{n_2} = -\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)(h_1-h_2)}{kT} \quad (21.4)$$

bundan esa

$$k = -\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)(h_1-h_2)}{T \ln \frac{n_1}{n_2}} \quad (21.5)$$

kelib chiqadi.

Perren aniqlagan k ning qiymati uning haqiqiy qiymatidan bir muncha farq qilsa ham lekin k ni eksperimental aniqlashning eng avvalgi usullaridan biri sifatida tahsinga sazovordir.

22-§. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlari

Yuqorida ko‘rib o‘tilgan Maksvell va Bolsman taqsimotlari xaotik harakatdagi gaz molekulalari (element atomlari)ning tezliklari va potensial maydondagi massalari bo‘yicha taqsimotini xarakterlaydi. Bu taqsimotlarni keltirib chiqarishda gaz molekulalarining energiyalari aniq qiymatlar qabul qiladi deb faraz qilindi. Ammo, gaz molekulalarining energiyalari kvantlangan qiymatlarga ega degan fikr aytilmadi. Hakikatan ham bu aytib o‘tilgan taqsimotlar klassik fizika doirasida keltirib chiqarildi.

Hozirgi zamon kvant mexanikasiga muvofiq barcha elementlar va murakkab zarralar ikki sinfga bo‘linadi. Birinchi sinfga yarim butun spinli zarralar - elektron, proton, neytron kabi zarrachalar kiradi. Bunday zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo‘ysunadi. Ular fermionlar deb ataladi. Ikkinchi sinfga butun spinli barcha zarralar, jumladan, fotonlar, π va k mezonlar kiradi. Ular Boze-Eynshteyn statistikasiga bo‘ysunadi. Bunday zarralarga bozonlar deb ataladi. Molekulyar fizika doirasida Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikasidan deyarli foydalanilmasada, ular fizika fanining boshqa bo‘limlari (kvant mexanikasi)da muhim-ligini hisobga olib, uni aniqroq bayon qilish zarur.

Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikalari orasidagi farq quyidagilardan iborat: Fermi-Dirak statistikasida har bir kvant holatda bittadan ortiq zarra bo‘la olmaydi, deb tasdiqlanadi. Boze-Eynshteyn statistikasi bunday cheklashlar qo‘ymaydi. Bu statistikaga ko‘ra har bir kvant holatda ixtiyoriy sondagi zarra bo‘lishi mumkin.

Bolsman, Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotlari o‘rtasidagi farqni quyidagi misolda ko‘raylik: A va B zarrachani uch kvant holati bo‘yicha Bolsman, Boze-Eynshteyn, Fermi-Dirak statistikasida qanday taqsimlanishlarini qaraylik. Bu uch kvant holatni uchta katak bilan tasvirlaylik. Bolsman taqsimotiga ko‘ra mumkin bo‘lgan holatlar soni 9 ga teng (20-rasm).

Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak statistikasida A va B zarracha o‘rtasida farq yo‘q. Ular "shaxsi"ni yo‘qotgan. SHuning uchun ularni umumiy bir belgi bilan, masalan nuqta bilan belgilash mumkin. Boze-Eynshteyn statistikasida bunday holatlar soni 6 ta. (20-rasm).

Fermi-Dirak statistikasiga binoan har bir holatda faqat bitta zarra bo‘lishi lozimligini

Bolsman	Boze-Eynshteyn	Fermi-Dirak
A B	• •	• •
B A	• •	• •
A B	• •	• •
B A	• •	• •
A B	• •	• •
B A	• •	• •
AB	• •	• •
AB	• •	• •
AB	• •	• •

20-rasm

inobatga olsak, bunday holatlar soni faqatgina 3 ga teng bo'lishi ayon bo'lib qoladi. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotidagi farqni yanada yaqqolroq tassavur etish uchun quyidagi misolni ko'raylik.

Z ta kvartira bor. Shu kvartiralarga N ta kishini joylashtirish lozim bo'lsin. Bunda kishilar shaxsining ahamiyati yo'q, ya'ni qaysi kishining qaysi kvartirada bo'lishi ahamiyatsiz hisoblansin.

Bu masalani avvalo fermionlar uchun qaraylik. Bu holda $Z \geq N$ bo'lmog'i lozim, chunki $N > Z$ bo'lganda fermionlarni kvant holatlar bo'yicha joylashtirish mumkin emas. Bunda N – kvartirada kishilar joylashadi. $Z-N$ ta kvartira bo'sh qoladi. Qaysi kishining qaysi kvartiraga joylashishida farq bo'lmaganligi tufayli mumkin bo'lgan barcha o'rin almashtirishlarni bajaramiz. Natijada kishilarning turli kvartiralar bo'ylab taqsimlanishi hosil bo'ladi. Bunday taqsimlanishlar soni $Z!$ ga teng. Biroq bu sonni $N!$ marta kamaytirish kerak, chunki kishilarni kvartiralari bo'yicha o'rin almashtirilishi yangi taqsimotga olib kelmaydi. Bundan tashqari uni yana $(Z-N)!$ marta kamaytirish kerak, chunki kvartiralar ham bir-biridan farqsiz bo'lganligi tufayli ulardagi o'rin almashtirishlar ham yangi taqsimotlarga olib kelmaydi. Natijada umumiy taqsimotlar soni

$$\frac{Z!}{N!(Z-N)!} \quad (22.1)$$

ga teng bo'ladi.

Endi esa Boze-Eynshteyn statistikasi asosidagi taqsimotda bu kishilarning kvartiralar bo'yicha taqsimoti qanday bo'lishini ko'raylik. Bu holda Z va N sonlar orasidagi munosabat istalgancha bo'lishi mumkin. Kvant holatlarni Z katak bilan tasvirlaymiz. Bu kataklar (kvartiralar) bir-biridan $Z-1$ to'siq bilan ajratilgan. Oxirgi kataklarning chekkalariga to'siqlar qo'ymaymiz. Bu kataklarga mutlaqo ixtiyoriy ravishda barcha zarralar – kishilarni joylashtirish mumkin. U holda $Z+N-1$ ta elementlar hosil bo'ladi, ya'ni N ta zarur (kishi) va $Z-1$ ta to'siq. Bu elementlar orasida o'rin almashtirishlarni bajaramiz. N ta zarraning Z kataklar bo'yicha turlicha taqsimlanishini olamiz. Biroq bu sonni $N!$ marta kamaytirish kerak, chunki zarralarning o'rnini almashtirish yangi taqsimotlarga olib kelmaydi. Bundan

tashqari bu sonni $(Z-1)!$ marta kamaytirish kerak, chunki to'siqlarning o'rnini almashtirish yangi taqsimotlarga olib kelmaydi. SHunday qilib, N bozon zarralarining Z kvant holatlari bo'ylab taqsimlanishi soni

$$\frac{(Z + N - 1)!}{N!(Z - 1)!} \quad (22.2)$$

ga teng bo'ladi.

Yuqorida bayon qilingan fikrlarga asoslanib, Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlari uchun umumiy formulalarni keltirib chiqarish mumkin.

Doimiy hajmdagi adiabatik devorli idishga solingan fermionlar va bozonlardan iborat ideal gazni ko'z oldimizga keltiraylik. Shu idishdagi gazni bir necha kvant holatlarga ega bo'lgan yupqa qavatli energetik qatlamlarga ajrataylik. Bu qatlamdagi zarralar energiyasi bir-biriga juda yaqin qiymatlarga ega bo'lgan kvant holatlardan iborat bo'lsin.

Istalgan i -qatlamdagi kvant holat energiyasi $\varepsilon_i, \varepsilon_i + \delta\varepsilon_i$ interval orasida bo'lsin. Qatlam qalinligi shundayki, $\delta\varepsilon_i \ll \varepsilon_i$ shart bajarilsin. Energetik qatlamdagi kvant holatlar soni Z_i yetarlicha katta bo'lsin. Gazning makro xolati har bir energetik qatlamdagi zarralar N_i sonini berish bilan xarakterlansin. Zarralarning qatlamda har qanday o'rin almashinishi mikro va makro holatlarni o'zgartirmaydi. Ana shunday gazning makro xolatini amalga oshiradigan mikro xolatlar sonini ya'ni bu makro xolatning G statistik og'irligini aniqlaylik. Istalgan i – qatlamning Z_i kvant holatlari bo'ylab N_i zarralarni taqsimlash mumkin bo'lgan usullar soni fermion va bozonlar uchun mos ravishda

$$G_i = \frac{Z_i!}{N_i!(Z_i - N_i)!} \quad (22.3)$$

$$G_i = \frac{(Z_i + N_i - 1)!}{N_i!(Z_i - 1)!} \quad (22.4)$$

Barcha G_i larni bir-biriga ko'paytirib, butun gazning qarayotgan makro holatning statistik og'irligini topamiz.

Fermionlar uchun

$$G = \prod_i \frac{Z_i!}{N_i!(Z_i - N_i)!} \quad (22.5)$$

Bozonlar uchun

$$G = \prod_i \frac{(Z_i + N_i - 1)!}{N_i!(Z_i - 1)!} \quad (22.6)$$

Termodinamik muvozanatda bo'lgan sistema uchun muvozanatli holat eng ehtimolli holat bo'lganligi uchun G ning qiymati eng katta, ya'ni maksimal bo'lmog'i lozim. Buning uchun faqat Z_i ni emas balki barcha N_i larni ham katta deb faraz qilib, Stirling formulasini qo'llaymiz.

Fermionlar uchun:

$$S_F = -k \sum [N_i \ln N_i + (Z_i - N_i) \ln (Z_i - N_i)] + const \quad (22.7)$$

Bozonlar uchun:

$$S_B = k \sum [(Z_i + N_i - 1) \ln (Z_i + N_i - 1) - N_i \ln N_i] + const \quad (22.8)$$

Sistemadagi zarralar soni doimiylik shartini (22.7) va (22.8) ifodalarga qo'llansa,

$$\sum \ln \frac{N_i}{Z_i - N_i} dN_i = 0 \quad (22.9)$$

$$\sum \ln \frac{N_i}{Z_i + N_i - 1} dN_i = 0 \quad (22.10)$$

hosil bo'ladi. (22.9) va (22.10) ifodalarning ekstremum qiymatini Logranjning noaniq ko'paytuvchilariga ko'paytirish usuli bilan topilsa,

$$\frac{\bar{N}_i}{Z_i - N_i} = A e^{-\alpha \varepsilon_i} \quad (\text{fermionlar uchun}) \quad (22.11)$$

$$\frac{\bar{N}_i}{Z_i + N_i - 1} = A e^{-\alpha \varepsilon_i} \quad (\text{bozonlar uchun}) \quad (22.12)$$

Bu formulalardagi $A = e^{-\beta}$ bo'lib, β va $\alpha = \frac{1}{kT}$ lar Logranj ko'paytuvchilaridan iborat. ε_i esa zarralarning i yacheykadagi energiyasidir. Bir kvant holatiga to'g'ri keladigan zarralarning o'rtacha soni (bu yerda $\frac{N_i}{Z_i}$ ga teng bo'ladi)

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} + 1} \quad (\text{fermionlar uchun}) \quad (22.13)$$

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} - 1} \quad (\text{bozonlar uchun.}) \quad (22.14)$$

Bu ifodalarda μ yangi doimiy bo'lib, A bilan quyidagicha bog'langan:

$$A = e^{\frac{\mu}{kT}}$$

(22.13) ifoda Fermi-Dirak, (22.14) ifoda Boze-Eynshteyn taqsimotidir.

Agar $\bar{n}_i \ll 1$ bo'lsa (22.13) va (22.14) ifodalar maxrajidagi birlarni inobatga olmaslik mumkin. U holda bu formulalar

$$n_i = e^{-\frac{\varepsilon_i + \mu}{kT}} = e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} = \text{const} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \quad (22.15)$$

Bu ifoda esa Bolsman taqsimotining o'zidan iborat. Bundan ko'rinadiki, kvant yacheykalarining soni kichik bo'lganda Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlari Bolsman taqsimotiga aylanar ekan.

(22.13) va (22.14) ifodalardagi doimiy μ – normallashtirish sharti

$$\sum Z_i \bar{n}_i = \sum \frac{Z_i}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} + 1} = N$$

dan topiladi. μ ga gazning ximiyaviy potentsiali deb aytiladi. Gazning ximiyaviy potentsiali ham gazning energiyasi ε_i birligida aniqlanadi.

To'ldirishning o'rtacha soni $\bar{n}_i$ o'z ma'nosiga ko'ra manfiy bo'la olmaydi. Bu esa bozonlar uchun μ ning ishorasiga ma'lum cheklashlar qo'yadi. Xususan, $\bar{n}_i$ ning musbat bo'lishi, i ning barcha qiymatlari uchun $\mu \leq \varepsilon_i$ munosabatining bajarilishini taqoza etadi. $i=1$ bo'lganda, $\mu \leq 0$ bo'lishi lozim. Bozonlar uchun ximiyaviy potentsial manfiy yoki nolga teng bo'lmog'i kerak. Fermionlar uchun bunday cheklanishlar yo'q.

Shunday qilib, Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlarini konkret masalalarga qo'llash uchun shu qatlamga tegishli ε_i energiya ifodasini va unga mos keladigan kvant holatlar soni Z_i bilish lozim.

Nazorat savollari:

1. Maksvel taqsimoti nimani ifodalaydi?
2. Maksvel taqsimoti funksiyasi nimalarga bog'liq?
3. Shtern tajribasining mohiyati nimadan iborat?
4. Er atmosferasida havo bosimining o'zgarishi qaysi qonunga bo'ysinadi?
5. Bolsman taqsimotini tajribada kim isbotladi va qanday qilib?
6. Bolsman taqsimotining mohiyati nima?
7. Qanday zarralar bozonlar, qanday zarralar fermionlar deb aytiladi?

IV B O B

TERMODINAMIKA ASOSLARI

23-§. Termodinamika predmeti. Asosiy termodinamik tushunchalar

Termodinamika issiqlik, ish va boshqa turdagi energiyalarning o'zaro bog'lanishi va bir-biriga aylanishi haqidagi ta'limotdan iborat bo'lib, unda molekulyar harakatning aniq bir formasi olib qaralmasdan, shu modda xossalarini butunicha xarakterlaydigan makroskopik parametrlarning o'zgarishi asosida xulosalar chiqariladi. Tajribada aniqlangan uning qonunlari molekulyar harakatlar bilan bog'lanmasdan, butun sistema uchun qo'llaniladi.

Termodinamik sistema deb, termodinamika usuli bilan o'rganiluvchi bir yoki bir necha jismdan iborat, fikran ajratilgan sistemaga aytiladi. Shu sistemaga kirmagan barcha boshqa jismlarga tashqi muhit deyiladi.

Agar termodinamik sistemada tashqi muhit bilan modda yoki energiya almashinuvi ro'y bersa, bunday sistemaga ochiq termodinamik sistema, modda yoki energiya almashinuvi ro'y bermasa yopiq termodinamik sistema deyiladi.

Termodinamik sistema holati termodinamik parametrlar bilan xarakterlanadi. Termodinamik parametrlarga temperatura, bosim, hajm, konsentratsiya, zichlik, magnit yoki dielektrik xossalarni xarakterlovchi kattaliklar va h.k.lar kirishi mumkin. Sistemaning termodinamik holati shu parametrlar to'plami bilan aniqlanadi. Shu parametrlardan birortasining vaqt o'tishi bilan o'zgarishiga termodinamik jarayon deyiladi. Termodinamik jarayon davomida sistema holatini xarakterlovchi bir yoki bir necha parametrlar o'zgarishi mumkin. Termodinamik parametrlar ekstensiv va intensiv kattaliklarga bo'linadi. Ekstensiv parametrlar termodinamik sistemadagi modda miqdoriga bog'liq bo'lib (masalan, konsentratsiya, zichlik), intensiv parametrlar modda miqdoriga bog'liq emas (masalan, bosim, temperatura). Bundan tashqari termodinamik parametrlar ichki va tashqi bo'lishi mumkin.

Tashqi parametrlar sistemaning fazoda joylashish o'рни va shunga o'xshash kattaliklar bilan xarakterlansa (masalan, hajm), ichki parametrlar shu sistemani tashkil etuvchi zarra va jismlar holatiga bog'liq kattaliklar (ichki energiya, bosim) bilan xarakterlanadi. Biror sistemaga nisbatan ichki bo'lgan parametrlar boshqa sistemaga nisbatan tashqi bo'lishi mumkin.

Termodinamik sistema holatini xarakterlovchi hamma parametrlar ma'lum bo'lsa, sistema holati aniqlangan hisoblanadi. Termodinamik sistema holatini aniqlovchi parametrlar vaqt o'tishi bilan doimiy qolsa, bunday holatga termodinamik muvozanat holat deyiladi. Sistema termodinamik muvozanat holatida bo'lganda sistemaning hamma qismlarida temperatura bir xil bo'ladi.

Termodinamikada sistemalarining faqat termo-dinamik muvozanat holati yoki bir-biridan juda kam farq qiladigan va uzluksiz davom etadigan kvazistatsionar jarayonlar o'rganiladi.

Agar termodinamik sistema bir holatdan ikkinchi holatga o'tib, yana shu yo'l bilan boshlang'ich holatga qaytganda sistemaning o'zida va tashqi muhitda hech qanday o'zgarish ro'y bermasa, bunday jarayonga qaytar jarayon deyiladi. Bundan chetlanish bo'ladigan barcha jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Muvozanatli jarayonlar qaytar jaryonlardir.

Termodinamikadagi muhim tushunchalardan biri termodinamik faza tushunchasidir. Termodinamik faza deb, bir yoki bir necha jismlar sistemasidan iborat muvozanat holatdagi va boshqa sistemalardan ma'lum sirt bilan ajralgan bir jinsli, gomogen sistemaga aytiladi. Masalan, berk idishga suv solingan bo'lsa, odatdagi temperaturalarda suv suyuq va bug' fazasida bo'ladi.

Termodinamik sistemani tashkil etuvchi jismlarning barcha energiyalari - molekulalarning ilgarilanma, aylanma, tebranma harakat energiyalari, ularning o'zaro ta'sir energiyalari, ximiyaviy energiyasi, yadro energiyasi, magnit energiyasi va h.k. energiyalarining yig'indisi sistemaning ichki energiyasi deyiladi.

Termodinamikada ham jism–moddaning modeli sifatida statistik fizikadagi kabi ideal gaz olinsa, uning qonunlarini tushuntirish bir muncha osonlashadi. Ideal gaz uchun qo'llaniladigan barcha qonunlar moddaning boshqa modellari uchun ham o'rinalidir.

Shunday qilib, termodinamika turli xil energiyalarning o'zaro bog'lanishi va bir-biriga aylanishi to'g'risidagi ta'limot bo'lib, o'zining uchta asosiy qonunlariga asoslanadi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish va aylanish qonunidan iborat va bu qonun barcha termodinamik sistemalar uchun umumlashtiriladi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiatda sodir bo'ladigan jarayonlarning yo'nalishini aniqlaydi va aylanma jarayonlarda issiqlikning qancha qismini mexanik ishga aylantirish mumkin ekanligini ko'rsatadi.

Termodinamikaning uchinchi qonuni esa tabiatda barcha jarayonlarning birortasi bilan ham mutloq nol temperaturaga erishib bo'lmashligini uqtiradi.

Ana shu qonunlar va ulardan kelib chiqadigan xulosalar bilan tanishamiz.

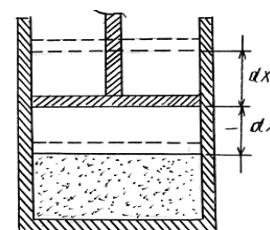
24-§. Termodinamikaning birinchi qonuni

Termodinamikaning birinchi qonuni, yuqorida ta'kidlanganidek, sistemadagi turli xil energiyalarning o'zaro bog'lanishi va bir-biriga aylanish qonunidan iborat. Bu energiyalar ish, issiqlik va ichki energiyadir. Bu energiyalarning aniqlanishi bilan tanishaylik.

1. Ish. Berk termodinamik sistema bilan tashqi muhit orasida energiya almashishi bir-biridan farq qiluvchi ikki usulda bo'lishi mumkin: a) sistemaning ish bajarishi orqali yoki sistema ustida ish bajarish orqali; b) ish bajarmasdan, faqat issiqlik almashinishi orqali.

Sistemaning ish bajarishi sodir bo'ladigan jarayonni ko'raylik.

Biror V hajmli silindr ideal gaz bilan to'ldirilgan bo'lib, bu sistema bilan tashqi muhit o'rtasida energiya almashinishi faqat silindrdagi porshen harakati bilan amalga oshirilsin (21-rasm). Gazning porshenga bosim kuchi $F=PS$ ga teng. P – gazning bosimi, S – porshen yuzasi. Agar porshen yuqoriga dx masofaga siljisa, gaz kengayib ma'lum ish bajaradi. Gazning bajargan ishi δA musbat ish deb baholanadi.



21-rasm

Porshen pastga harakatlanganda gaz siqilib, uning ustida tashqi kuchlar ish bajaradi va bu ish manfiy deb baholanadi. Shunday qilib, porshen dx masofaga siljishida bajarilgan ish gaz kengayganda

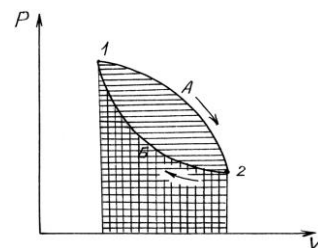
$$\delta A = Fdx = PSdx = PdV \quad (24.1)$$

gaz siqilganda

$$\delta A = -PdV \quad (24.2)$$

boʻladi.

Termodinamik sistema ish bajarganda uning holati-ni aniqlovchi parametrlar bosim P , hajm V , temperatura T ham oʻzgaradi. Bu vaqtda bajarilgan ish sistemaning boshlangʻich va oxirgi holatlari bilangina aniqlanib, qolmasdan, sistemaning bir holatdan ikkinchi holatga oʻtish yoʻliga ham bogʻliq. Buni ideal gaz uchun bosim va hajm diagrammasida koʻrish mumkin. Son jihatdan 142 oʻtishda bajarilgan ish 1B2 oʻtishda bajarilgan ishdan katta (22-rasm). Chunki bu vaqtda bajarilgan ish shtrixlangan yuzalar bilan aniqlanadi.



22-rasm

Bir holatdan ikkinchi holatga oʻtish yoʻliga bogʻliq boʻlmagan kattaliklarga termodinamik sistema holatining funksiyalari, bogʻliq boʻlgan kattaliklarga holatning funksiyalari emas deyiladi. Shunday qilib, ish holat funksiyasi emas.

2. Issiqlik. Temperaturalari bir-biridan farq qiluvchi jismlar bir-biriga tekkizilsa issiqlik issiqroq jismdan sovuqroq jismga oʻtadi va natijada issiq jism soviydi, sovuq jism isiydi. Issiqlik almashinishi har ikkala jismning temperaturasi tenglashguncha davom etadi. Issiqlik almashinishi paytida hech qanday ish bajarilmaydi. Jismlar oʻrtasida ish bajarilmasdan uzatiladigan energiyaga issiqlik deyiladi.

Issiqlik almashinish konveksion, issiqlik oʻtkazuvchanlik va nurlanish orqali boʻlishi mumkin.

Sistemaga berilgan issiqlik miqdorini musbat, undan olingan issiqlik miqdorini manfiy deb baholanadi. Issiqlik bilan ish oʻzaro ekvivalent kattaliklar ekanligini birinchi payqagan olim R.Mayer boʻlib, uning son qiymatlari oʻrtasidagi ekvivalentlikni P.Joul topdi. Oʻsha davrlarda issiqlikni kaloriyalarda oʻlchash qabul qilingan edi. 1 kaloriya deb, 1 g toza suvning temperaturasini $19,5^{\circ}\text{C}$ dan $20,5^{\circ}\text{C}$ gacha koʻtarish uchun kerak boʻlgan issiqlik miqdoriga aytiladi. Joulning aniqlashicha, 1 kaloriya issiqlik miqdori 4,186 Joul ish miqdoriga teng ekan. Shunday qilib

$$1\text{kal} = 4,186\text{J}$$

ga teng va buni issiqlikning mexanik ekvivalenti deyiladi.

Sistemaga berilayotgan yoki undan olinayotgan issiqlik miqdori bo'layotgan jarayonning bajarilish yo'liga bog'liq, ya'ni u ham xuddi ish kabi holatining funksiyasidan iborat emas.

3. Ichki energiya. Yuqorida ta'kidlanganidek, sistemani tashkil etuvchi zarralarning barcha energiyalarining yig'indisi ichki energiyani tashkil etadi. Ideal gazlarning molekullari o'zaro ta'sirlash-maganliklari uchun ularning potensial energiyalari nolga teng. Shuning uchun ham bunday gazlarning ichki energiyasi faqatgina ularning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Binobarin, ideal gazlar uchun

$$U = E_k = \frac{i}{2} kT \quad (24.3)$$

bu formuladagi i gaz molekullarining erkinlik darajalari soni (26-§ ga qarang).

Ichki energiya termodinamik sistemalarning faqat muvozanat holatiga tegishlidir va shuning uchun ham u faqatgina holatning funksiyasidan iborat. Bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas. Boshqacha qilib aytganda, sistema bir holatdan ikkinchi holatga o'tib, yana boshlang'ich holatga qaytib kelsa, uning o'zgarishi nolga teng. Shuning uchun u to'liq differensialdan iborat. Uning to'liq differensialligi

$$\oint dU = 0 \quad (24.4)$$

shartdan topiladi va uning o'zgarishi dU bilan belgilanadi. Moddalarning ichki energiyasi ularning temperaturasi va hajmining funksiyasidan iborat. Ish va issiqlik holat funksiyalari bo'lmaganliklari tufayli ular to'liq differensial emas va shuning uchun ham ular δA va δQ bilan belgilanadi.

YOpiq termodinamik sistema uchun termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: termodinamik sistemaga berilayotgan issiqlik miqdori

δQ , shu sistema ichki energiyasining o'zgarishi (ortishi) dU ga va sistemaning bajargan ishi δA ga sarflanadi, ya'ni

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (24.5)$$

Agar ish sistema ustida bajarilsa

$$\delta Q = dU - \delta A \quad (24.6)$$

bo'ladi. Termodinamik sistema ideal gazdan iborat bo'lsa, bu qonunni

$$\delta Q = dU + PdV \quad (24.7)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni issiqlik qatnashadigan energiyaning saqlanish qonunidir. Sistema tomonidan bajariladigan ish sistema holatini xarakterlaydigan makroskopik parametrlarning o'zgarishi bilan amalga oshirilsa, issiqlikning uzatilishi sistemani tashkil etuvchi molekulyar zarralarning harakati bilan amalga oshiriladi. Binobarin, makroskopik parametrlarning o'zgarishi molekulyar harakat xarakterining o'zgarishi tufayli ro'y beradi.

25-§. Issiqlik sig'imi

Moddani isitish uchun sarflanayotgan issiqlik miqdori isitilayotgan modda turiga, uning massasiga va qanday temperaturagacha qizdirilishiga bog'liq. Moddaning ana shunday isitilish xossalarini xarakter-lash uchun issiqlik sig'imi tushunchasi kiritiladi.

Jismning issiqlik sig'imi deb, jismga berilgan δQ issiqlik tufayli jismning temperaturasi dT miqdorga ortsa, berilgan issiqlik miqdori δQ ning shu ortgan dT temperaturaga nisbatiga aytiladi:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (25.1)$$

Jismning massa birligiga to'g'ri keluvchi issiqlik sig'imiga solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi:

$$C_m = \frac{\delta Q}{mdT} \quad (25.2)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi HB sistemasida $\frac{\mathcal{K}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ larda o'lchanadi. Solishtirma issiqlik sig'imi jismning o'zini emas, jismni tashkil etgan zarralarni xarakterlaydi.

Jismning bir moliga to'g'ri keluvchi issiqlik sig'imiga molyar issiqlik sig'imi deyiladi:

$$C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$$

Molyar issiqlik sig'imi $\frac{\mathcal{K}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$ larda o'lchanadi.

Shunday qilib, istalgan m massali jismni dT temperaturaga isitish uchun ketgan issiqlik miqdori, shu jismning massasi, isitilish temperaturalari intervaliga va solishtirma issiqlik sig'imiga bog'liq:

$$\delta Q = C_m mdT \text{ yoki } \delta Q = C_\mu \nu dT \quad (25.3)$$

Moddalarning issiqlik sig'implari isitish usuliga ham bog'liq. Masalan, ayrim moddalarning hajmini yoki bosimini o'zgartirmasdan ma'lum temperaturagacha qizdirish uchun sarflanadigan issiqlik miqdorlari bir-biridan farq qiladi. Shuning uchun doimiy hajm va doimiy bosimdagi molyar issiqlik sig'implari alohida indekslar bilan belgilanadi. $C_{\mu V}$ – o'zgarmas hajmdagi, $C_{\mu P}$ – o'zgarmas bosimdagi molyar issiqlik sig'implarini ifodalaydi.

Agar gaz o'zgarmas hajmda isitilayotgan bo'lsa, $V=const$ bo'lganligi uchun $dV=0$. Bunday holatda gaz kengaymaydi va shuning uchun ham ish bajarilmaydi $\delta A = PdV = 0$. Ushbu hol uchun termodinamikaning birinchi qonuni:

$$(\delta Q)_V = dU \quad (25.4)$$

bo'lganligi uchun

$$C_{\mu V} = \left(\frac{\delta Q}{\nu dT} \right)_V = \left(\frac{dU}{\nu dT} \right)_V \quad (25.5)$$

Bundan esa

$$dU = \nu C_{\mu V} dT \quad (25.6)$$

kelib chiqadi. Bu formuladan 1 *mol* ideal gaz uchun

$$U = C_{\mu V} T \quad (25.7)$$

ekanligi ko'rinadi. (25.7) ifodadan ideal gazning ichki energiyasi gaz hajmiga bog'liq bo'lmasdan, faqat gazning mutloq temperaturasi bilan aniqlanadi, degan xulosaga kelinadi. Bu tasdiqqa Joule qonuni deyiladi.

(25.6)ni (24.7) formulaga qo'ysak termodinamikaning birinchi qonunini

$$\delta Q = \nu C_{\mu V} dT + PdV \quad (25.8)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

(25.4) tenglikdan muhim xulosa kelib chiqadi: agar gazning hajmi doimiy qolsa, issiqlik ham ichki energiya kabi holatning funksiyasidan iborat bo'ladi.

Agar gaz o'zgarmas bosimda qizdirilayotgan bo'lsa,

$$(\delta Q)_P = dU + (PdV)_P = d(U + PV)_P \quad (25.9)$$

va

$$C_{\mu P} = \left(\frac{\delta Q}{\nu dT} \right)_P = \frac{d(U + PV)_P}{\nu dT} \quad (25.10)$$

bo'lganligi uchun doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi ham holat funksiyasidan iborat. Bu ifodadagi

$$H = U + PV \quad (25.11)$$

kattalikka entalpiya deyiladi. U holda

$$C_{\mu P} = \left(\frac{dH}{dT} \right)_P \quad (25.12)$$

deb yozish mumkin.

Moddalarning ichki energiyasi temperatura va hajmning funksiyasidan iborat, ya'ni $U=U(T,V)$ bo'lganligi uchun

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (25.13)$$

ularning issiqlik sig'imi

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \frac{dV}{dT} \quad (25.14)$$

ifodaga teng bo'ladi. Bu ifodaning o'ng tomoni sodir bo'layotgan jarayonga bog'liq.

Agar $V=const$ bo'lsa, $dV=0$ bo'lganligi uchun

$$C_{\mu V} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (25.15)$$

hosil bo'ladi

Agar $P=const$ bo'lsa

$$C_{\mu P} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (25.16)$$

munosabat o'rinli bo'ladi. (25.15) bilan (25.16)ni taqqoslasak

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (25.17)$$

ekanligini ko'ramiz.

Agar qarayotgan modda ideal gaz bo'lsa, uning ichki energiyasi hajmiga bog'liq bo'lmaganligi tufayli $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0$ va bir mol ideal gaz uchun $PV = RT$ dan

$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P}$ bo'lganligi uchun

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + R \quad (25.18)$$

munosabatni olamiz.

Bir mol ideal gaz uchun o‘rinli bo‘lgan bu tenglamaga Mayer tenglamasi deyiladi.

26-§. Ideal gazning issiqlik sig‘imlari

Ideal gazlarning issiqlik sig‘imlari gaz molekulalarining erkinlik darajalari soniga bog‘liq. Molekulaning erkinlik darajalari soni deb, molekulaning fazodagi vaziyati va konfiguratsiyalarini belgilovchi mustaqil koordinatalar soniga aytiladi.

Bir atomli molekulalarning fazodagi vaziyati uchta o‘zaro perpendikulyar o‘qlardagi proeksiyalari bilan aniqlanganligi tufayli ularning erkinlik darajalari soni uchga teng. Bunday zarraning o‘rtacha energiyasi uning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi $\frac{m\overline{v^2}}{2}$ bilan aniqlanadi. Bu energiyani molekulaning o‘zaro perpendikulyar uch yo‘nalish bo‘ylab harakat energiyalari yig‘indisidan iborat deb qarash mumkin, ya’ni

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{m\overline{v_x^2}}{2} + \frac{m\overline{v_y^2}}{2} + \frac{m\overline{v_z^2}}{2} \quad (26.1)$$

bu yerda $\overline{v_x}, \overline{v_y}, \overline{v_z}$ molekula tezligining x, y, z o‘qlaridagi tashkil etuvchilari. Molekulalarning harakatlari tamomila xaotik bo‘lganligi tufayli bu o‘qlar bo‘yicha kinetik energiyalarning o‘rtacha qiymatlari bir-biriga teng

$$\frac{1}{3} \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{m\overline{v_x^2}}{2} = \frac{m\overline{v_y^2}}{2} = \frac{m\overline{v_z^2}}{2} \quad (26.2)$$

Gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasiga muvofiq

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (26.3)$$

bo‘lganligi va bir atomli molekula uchta erkinlik darajasiga ega ekanligi uchun bitta erkinlik darajasiga to‘g‘ri keluvchi energiya $\frac{1}{2} kT$ ga teng bo‘ladi, ya’ni har bir

erkinlik darajasiga teng energiya mos keladi. Bunga energiyaning erkinlik darajalari bo'ylab teng taqsimlanish qonuni, deb ham aytiladi.

Shunday qilib, bitta molekulaga to'g'ri keluvchi ichki energiyasi

$$U = \frac{3}{2}kT \quad (26.4)$$

ifodaga teng. Shu gazning bir moli uchun

$$U = \frac{3}{2}RT \quad (26.5)$$

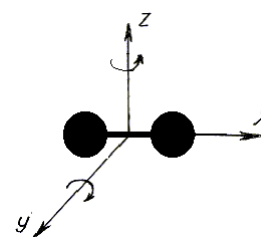
bo'ladi. Ana shunday bir atomli gazning molyar issiqlik sig'implari

$$C_{\mu V} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2}R \quad (26.6)$$

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + R = \frac{5}{2}R \quad (26.7)$$

ga teng.

Agar molekula ikki atomdan gantelsimon shaklda bo'lib, qattiq bog'lanish hosil qilib birikkan bo'lsa, bunday molekula x, u, z o'qi bo'yicha uchta ilgarilanma harakat erkinlik darajalaridan tashqari atomlarning biriktiruvchi o'qqa perpendikulyar bo'lgan yana ikki o'q (u va z) atrofida aylanma erkinlik darajalariga ham ega bo'ladi (23-rasm). x o'qi bo'yicha aylanma harakat molekula energiyasining o'zgarishiga olib kelmaydi. Shu sababli molekula x o'qi bo'yicha aylanma erkinlik darajasiga ega emas deb hisoblanadi.



23-rasm

Bir mol shunday gazning ichki energiyasi

$$U = \frac{5}{2}RT$$

ifodaga teng bo'lganligi uchun, uning issiqlik sig'implari

$$C_{\mu V} = \frac{5}{2}R \quad (26.8)$$

$$C_{\mu P} = \frac{7}{2}R \quad (26.9)$$

bo'ladi.

Bu mulohazalar gantelsimon qattiq bog'langan ikki atomdan iborat molekula uchun o'rinlidir.

Ammo real molekulalarda atomlar bir-biriga hamma vaqt ham qattiq bogʻlangan boʻlmaydi. Ular oʻzaro bir-biriga nisbatan tebranma harakatda ham boʻlishi mumkin. Bundan koʻrinadiki, real ikki atomli molekulalarning konfiguratsiyani aniqlashda uchta ilgarilanma, ikkita aylanma va bitta tebranma erkinlik darajasini ham inobatga olish kerak.

Uch va undan koʻp atomli molekulalar x, y, z oʻqlar boʻyicha uchta aylanma va uchta ilgarilanma harakat, jami 6 ta erkinlik darajalariga ega. Bunday molekulalar uchun

$$C_{\mu V} = \frac{6}{3}R, \quad C_{\mu P} = \frac{8}{3}R$$

ga teng.

Shunday qilib, gazlarning issiqlik sigʻimlari ularning erkinlik darajalari soni i bilan aniqlanadi. Umumiy holda

$$C_{\mu V} = \frac{i}{2}R \quad (26.10)$$

$$C_{\mu P} = \frac{i+2}{2}R \quad (26.11)$$

Amalda gazlarning issiqlik sigʻimlari (26.10) va (26.11) bilan aniqlanadigan issiqlik sigʻimlaridan farq qiladi.

Masalan, vodorod, kislorod kabi ikki atomli gazlarning uy temperaturasidagi issiqlik sigʻimlari $C_{\mu V} = \frac{3}{2}R$ ga yaqin. Xlor uchun esa ikki barobar katta. Uch atomli gazlarda chetlanish yanada koʻproq kuzatiladi va temperaturaning ortishi bilan ortadi. Gazlar issiqlik sigʻimining temperatura bilan oʻzgarishi maʼlum bir temperatura intervalida roʻy beradi. Binobarin, temperaturaning ortishi bilan

erkinlik darajalari oshgan molekulalar soni ko'paya boradi va yuqori temperaturalarda aylanma erkinlik darajasi bilan birgalikda tebranma erkinlik darajalari ham paydo bo'ladi. Shuning uchun ham temperatura oshgan sari gazlarning issiqlik sig'implari ham orta boradi.

Temperaturaning issiqlik sig'imiga ta'siri ko'p atomli gazlar uchun ham o'rinlidir.

Aytilganlardan molekula energiyasi erkinlik darajalari bo'ylab teng taqsimlanadi, deb hisoblash uncha to'g'ri emasligi va uning qo'llanilish chegarasi mavjudligi to'g'risida xulosa chiqarish mumkin.

27-§. Ideal gazlardagi izojarayonlarga termodinamika birinchi qonunining amaliy tadbirlari

Ushbu paragrafda ideal gazlardagi izojarayonlarga termodinamika birinchi qonunining tadbirlarini ko'raylik.

1. Izobarik jarayon. Bu jarayon davomida ideal gaz holatini aniqlovchi parametrlardan bosim doimiy ($P=const$) qolib, gazning temperaturasi o'zgarishi bilan uning hajmi o'zgaradi. Bu vaqtda bajarilgan ish

$$A = \int_{(1)}^{(2)} P dV = P(V_2 - V_1) \quad (27.1)$$

yoki

$$A = \int_{(1)}^{(2)} PdV = \int_{(1)}^{(2)} \frac{M}{\mu} R dT = \frac{M}{\mu} R(T_2 - T_1) \quad (27.2)$$

bilan aniqlanadi. Son jihatdan bu ish PV diagrammasidagi shtrixlangan yuzaga teng (24-rasm).

Bu jarayonda ideal gazga berilayotgan issiqlik miqdori δQ va ideal gazning ichki energiyasi dU ni oshirishga va gazning kengayib bajargan ishi δA ga sarflanadi:

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (27.3)$$

2. Izoxorik jarayon. Bu jarayon davomida ideal gazning hajmi doimiy ($V=const$) qoladi. Shuning uchun bu jarayon davomida ish bajarilmaydi, chunki $dV=0$. Bu jarayon davomida sistemaga berilayotgan issiqlik miqdori gazning faqat ichki energiyasini oshirishga sarflanadi, ya'ni

$$\delta Q = dU \quad (27.4)$$

3. Izotermik jarayon. Bu jarayon davomida gazning temperaturasi ($T=const$) doimiy qoladi va $dU = \nu C_{\mu V} dT$ bo'lgan-ligi uchun $dU=0$ yoki $U=const$, ya'ni gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi.

Bu jarayon davomida gazga berilayotgan issiqlik miqdori gazning kengayib, ish bajarishiga sarflanadi (25-rasm). Bajarilgan ish

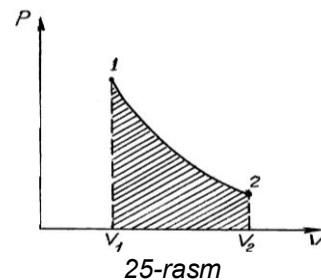
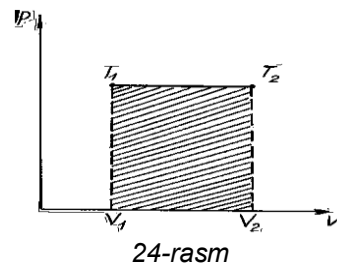
$$A = \int_{(1)}^{(2)} PdV = \nu \int_{(1)}^{(2)} RT \frac{dV}{V} = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \nu RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (27.5)$$

ga teng.

Bu hol uchun termodinamikaning birinchi qonuni

$$\delta Q = \delta A \quad (27.6)$$

ko'rinishda bo'ladi.



4. Adiabatik jarayon. Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayonga adiabatik jarayon deyiladi, ya'ni $\delta Q=0$. Shuning uchun ham gaz bu jarayon davomida o'z ichki energiyasi hisobiga ish bajaradi. Gaz adiabatik kengayayotgan bo'lsa uning ichki energiyasi kamayadi $-dU = \delta A$, adiabatik siqiliyotgan bo'lsa, uning ichki energiyasi ortadi

$$dU = -\delta A \quad (27.7)$$

Bu jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni, 1 *mol* gaz uchun

$$C_{\mu V} dT + PdV = 0 \quad (27.8)$$

bo'ladi.

Bir mol gaz uchun gaz holatining umumlashgan tenglamasidan P ni topib va $R = C_{\mu P} - C_{\mu V}$ ekanligini hisobga olsak

$$P = \frac{RT}{V} = \frac{C_{\mu P} - C_{\mu V}}{V} T \quad (27.9)$$

kelib chiqadi. Topilgan R ning qiymatini (27.8) tenglamaga qo'yib, hosil bo'lgan tenglamani 1 *mol* gaz uchun $C_{\mu V} T$ ga bo'lsak

$$\frac{dT}{T} + \left(\frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}} - 1 \right) \frac{dV}{V} = 0 \quad (27.10)$$

hosil bo'ladi. $\frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}} = \gamma$ deb belgilab, bu tenglamani integrallasak

$$\ln \frac{T_2}{T_1} + (\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} = 0 \quad (27.11)$$

potensirlasak

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} = \text{const} \quad (27.12)$$

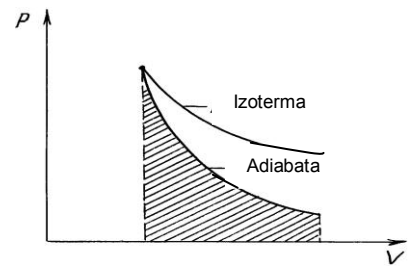
tenglama hosil bo'ladi. Bu tenglama adiabatik jarayon tenglamasidir. γ ga adiabata ko'rsatkichi deyiladi. Bu tenglamani P, V o'zgaruvchilar orqali ham yozish mumkin. Buning uchun bir mol gaz uchun $T = \frac{PV}{R}$ ekanligini hisobga olsak

$$PV^\gamma = \text{const} \quad (27.13)$$

kelib chiqadi.

Ideal gazlar uchun $C_{\mu P} = \frac{i+2}{2}R$, $C_{\mu V} = \frac{i}{2}R$ ekanligi sababli adiabatada ko'rsatkichi $\gamma = \frac{i+2}{i}$ gaz molekularining erkinlik darajasiga bog'liq. Haqiqatdan ham tajribada bir ($i=3$) va ikki ($i=5$) atomli gazlar uchun adiabatada ko'rsatkichi mos ravishda $\gamma = \frac{5}{3} = 1,66$ va $\gamma = \frac{7}{5} = 1,40$ ga teng ekanligi tasdiqlandi. Doimo $C_{\mu P} > C_{\mu V}$ bo'lganligi uchun, adiabatada ko'rsatkichi $\gamma = \frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}}$ har doim birdan katta bo'ladi.

Shuning uchun ham adiabatik jarayon grafigi ($PV^\gamma = \text{const}$), izotermik jarayon grafigi $PV = \text{const}$ dan farq qiladi (26-rasm). Chunki, gaz hajmining ortishi bilan uning bosimi izotermadagiga nisbatan tezroq kamayadi, ya'ni adiabatik kengayishda sovish ro'y beradi. Izotermik jarayonda gaz bosimining kamayishi faqat gaz zichligining kamayishi hisobiga bo'lsa, adiabatik jarayonda gaz bosimining kamayishi gaz zichligining va temperaturasining kamayishi hisobiga bo'ladi.



Adiabatik jarayonda ish ichki energiya hisobiga bajariladi:

$$A = - \int_{(1)}^{(2)} C_{\mu V} dT = C_{\mu V} (T_1 - T_2) \quad (27.14)$$

Bu formulaga adiabatada ko'rsatkichini kiritaylik.

Buning uchun $C_{\mu P} - C_{\mu V} = R$ ni $C_{\mu V}$ ga bo'lsak,

$$\gamma - 1 = \frac{R}{C_{\mu V}}$$

kelib chiqadi. Bundan

$$C_{\mu V} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (27.15)$$

$C_{\mu V}$ ning bu qiymatini (27.14)ga qo'yib, T ni qavsdan tashqariga chiqarsak

$$A = \frac{R}{\gamma - 1} (T_1 - T_2) = \frac{R}{\gamma - 1} T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (27.16)$$

$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$ tenglamadan $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}$ ekanligini hisobga olsak (27.16) formulani

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \right] \quad (27.17)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

Son jihatidan adiabatik jarayonda bajarilgan ish adiabat chizig‘i bilan chegaralangan yuzaga teng.

5. Politropik jarayon. Gazlar uchun yuqorida bayon qilingan barcha jarayonlar ideallashtirilgan jarayonlardir. Bu jarayonlarda sistema atrof muhit bilan hech qanday kontaktda emas va doimiy kattaliklar butun jarayon davomida o‘zgarishsiz qoladi, deb hisoblanadi. Bu jarayonlarning hammasi politropik jarayonning xususiy hollaridan iborat.

Politropik jarayon deb, issiqlik sig‘imi doimiy qoladigan jarayonga aytiladi.

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \text{const}$$

Bu jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni, 1 mol gaz uchun

$$CdT = C_{\mu V} dT + PdV \quad (27.18)$$

ko‘rinishda bo‘ladi. Bundan esa

$$(C_{\mu V} - C)dT + PdV = 0 \quad (27.19)$$

kelib chiqadi. Bu yerda ham (27.10) tenglamani keltirib chiqarishdagi amallarni bajarsak

$$\frac{dT}{T} = \frac{C_{\mu P} - C_{\mu V}}{C_{\mu V} - C} \frac{dV}{V} = 0 \quad (27.20)$$

tenglamani hosil qilamiz. $\frac{C_{\mu P} - C_{\mu V}}{C_{\mu V} - C} = n - 1$ deb belgilab olsak, bu yerda $n = \frac{C - C_{\mu P}}{C - C_{\mu V}}$

politropa ko'rsatkichi, (27.20) tenglama

$$\frac{dT}{T} + (n-1)\frac{dV}{V} = 0 \quad (27.21)$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglamani integrallab, keyin potentsirlasak

$$T_1 V_1^{n-1} = T_2 V_2^{n-1} = \text{const} \quad (27.22)$$

hosil qilamiz. Bu tenglamaga politropa tenglamasi deyiladi.

$PV = RT$ dan $T = \frac{PV}{R}$ ni topib (27.22)ga qo'ysak, politropa tenglamasi P, V

parametrlar orqali ifodalanadi:

$$P_1 V_1^n = P_2 V_2^n = PV^n \quad (27.23)$$

Politropa ko'rsatkichi $n = \frac{C - C_{\mu P}}{C - C_{\mu V}}$ dagi C shu jarayondagi gazning issiqlik sig'imi.

Agar $C = C_{\mu P}$ bo'lsa, $n = 0$, $PV^0 = P = \text{const}$ jarayon, $C = C_{\mu V}$ bo'lsa $n = \infty$, $PV^\infty = \text{const}$ yoki $P^{1/\infty} V = \text{const}$. $V = \text{const}$ jarayon, $C = 0$ bo'lsa $n = \gamma$ – adiabatik jarayon, $C = \infty$ ($dT = 0$) bo'lsa $T = \text{const}$ jarayon bajariladi.

Shunday qilib, barcha izojarayonlar politropik jarayonning xususiy hollari ekan.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish qonunidan iborat bo'lib, tabiatda ro'y beradigan termodinamik jarayonlarning sodir bo'lish yo'nalishini ko'rsata olmaydi. Bu qonun issiqlik, ichki energiya va ish o'rtasidagi munosabatnigina ko'rsatadi. Issiqlikning o'z-o'zidan sovuq jismdan issiq jismga o'tishi ham bu qonunga zid emas. Vaholanki, tabiatda hech qachon issiqlik o'z-o'zidan sovuq jismdan issiq jismga o'tmaydi. Bundan tashqari, sistemaga berilayotgan issiqlik miqdorining hammasini ish bajarishga ham sarflanishi mumkinmi? - degan savolga ham termodinamikaning birinchi qonuni javob bera olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni birinchi qonunning ana shu kamchiliklarini to'ldiradi, ya'ni termodinamik jarayonning sodir bo'lish yo'nalishini aniqlaydi hamda issiqlikni mexanik ishga aylantirish mezonini belgilab beradi. Biz bu qonun bilan bevosita tanishishdan oldin shu qonunning mohiyatini ochib beruvchi ayrim mulohazalar bilan tanishamiz.

28-§. Qaytar va qaytmas jarayonlar

Termodinamik sistema u yoki bu sababga ko'ra muvozanat holatdan chiqarilsa, ma'lum vaqt o'tishi bilan yana muvozanat holatga o'tadi. Muvozanat holatdan chiqarilgan sistemaning muvozanat holatga o'tish jarayoniga relaksatsiya, o'tish vaqtiga esa relaksatsiya vaqti deyiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, muvozanat holat qaror topgandan so'ng sistema o'z-o'zidan yana muvozanatsiz holatga qayta olmas ekan. Masalan, biror hajmdagi idishga gaz solinsa, u o'z-o'zidan butun idish hajmini egallaydi va zichlik hamma nuqtalarda birday bo'ladi. Tashqi kuchlar ta'sirisiz bu gaz molekulalarini yana to'plash mumkin emas. Xuddi shuningdek issiqlik ham o'z-o'zidan issiq jismdan sovuq jismga tarqaladi. Ammo, sovuq jismdan issiq jismga issiqlikni o'tkazish uchun ma'lum energiya sarflash kerak.

Bu misollardan ko'rinadiki, tabiatda ro'y beradigan jarayonlar ma'lum yo'nalishda ro'y berib, qaytmas jarayonlardir.

Boshqa bir misolni olib ko'raylik. Biror qo'zg'aluvchan porshenli silindrda gaz olib, porshen ustiga qo'yiladigan yukni asta-sekin oshira borsak, gaz siqilib, porshen pastga tusha boshlaydi. Yukni asta sekinlik bilan porshen ustida olishda gaz kengaya boshlaydi va yuk butunlay olinganda gaz o'zining boshlang'ich holatini tiklaydi. Bu yerda bo'ladigan jarayonni qaytar jarayon deb hisoblash mumkin, binobarin, barcha termodinamik jarayonlar qaytar va qaytmas jarayonlarga bo'linadi.

Qaytar jarayon deb, termodinamik sistema ma'lum bir holatdan ikkinchi holatga o'tib va yana shu yo'l orqali birinchi holatga qaytganda sistemada ham va

tashqi muhitda ham hech qanday o'zgarish ro'y bermaydigan jarayonga aytiladi. Shu shartlarni qanoatlantirmaydigan jarayonga qaytmas jarayon deyiladi.

Bu ta'rifdan ko'rinadiki, kvazistatik jarayon qaytar jarayondir.

Har qanday ishqalanish bilan bo'ladigan jarayonlar qaytmasdir. Chunki ishqalanish davomida issiqlik ajralib chiqadi va qaytmas ravishda atrofga tarqaladi.

Shunday qilib, tabiatda o'z-o'zidan (issiqlikning tarqalish va ishqalanish bilan) ro'y beradigan jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Ammo ma'lum ehtiyot choralarini ko'rganda bu jarayonlarni qaytar jarayonga yaqinlashtirish mumkin.

29-§. Aylanma siklik jarayonlar. Karno sikli

Termodinamik sistemaga issiqlikning uzatilishi bilan mexanik harakat yuzaga kelmasa ish bajarilmaydi va berilayotgan barcha issiqlik miqdori shu sistemaning ichki energiyasiga aylanadi. Agar issiqlik kengayishi mumkin bo'lgan jismga uzatilsa, unda ma'lum ish ham bajariladi va bu ishning miqdori izotermik jarayonda eng katta bo'ladi. Chunki termodinamikaning birinchi qonuniga ko'ra

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (29.1)$$

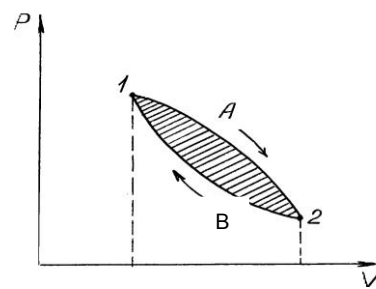
Izotermik jarayonda $dU=0$ bo'lganligi uchun

$$\delta Q = \delta A \quad (29.2)$$

bo'ladi.

Issiqlikni ishga aylantiruvchi mashina bir aktdan so'ng yana shu jarayonni davom ettirmog'i uchun boshlang'ich holatga qaytib kelmog'i, ya'ni davriy ravishda takrorlanuvchi aylanma sikl asosida ishlamog'i kerak. Sistema issiqlikni ishga aylantirib, yana boshlang'ich holatga qaytishda boshqa yo'l bilan qaytmog'i kerak. Agar mashina aynan ish bajarishi yo'lidan qaytsa, u holda natijaviy bajarilgan ish nolga teng bo'ladi. Ana shunday jarayonlarga aylanma yoki siklik jarayonlar deyiladi.

Siklning bajarilishini jism holatining bosimi R va hajmi V orqali ifodalansa, bir sikl davomida bajarilgan ish son jihatdan shu sikl (1A2B1) bilan



27-rasm

chegaralangan yuzaga teng (27-rasm). Agar sikl soat strelkasi yoʻnalishida bajarilsa, sikl davomida sistema ish bajaradi; soat strelkasiga teskari yunalishda bajarilsa, sistema ustida ish bajariladi.

Siklik jarayon davomida bajarilgan ish va sistemaga berilayotgan issiqlik miqdori oʻrtasidagi bogʻlanishni oʻrganib, Kelvin XIX asrning oʻrtalaridayoq quyidagi xulosaga kelgan edi: qandaydir boshqa jismlarda oʻzgarish vujudga keltirmasdan biror jismdan olingan issiqlikning hammasini mexanik ishga aylantirib beruvchi siklik jarayonning boʻlishi mumkin emas. Bu xulosaga Kelvin prinsipi deyiladi.

Issiqlikning uzatilishi bilan ish bajaradigan mashinada issiqlik manbai, issiqlikni uzatuvchi vosita va issiqlikni qabul qilib oluvchi jism boʻlishi kerak. Shunday qilib, issiqlikni ishga aylantirish uchun uni issiqlik manбайдan olib temperaturasi pastroq boʻlgan boshqa jismga – sovitgichga berish kerak. Issiqlikni manбайдan oluvchi va boshqa jismga beruvchi bu vositachiga ishchi jism deyiladi va sikl davomida shu jism ish bajaradi. Ishchi jism isitgichdan olgan issiqlik miqdorining maʼlum qismini sovitgichga bersa, unda isitgichdan olingan issiqlikning hammasini ishga aylantirib boʻlmazligi aniq boʻlib qoladi.

Istigichdan olingan issiqlik miqdorining eng katta qismini ishga aylantiruvchi sikl asosida ishlaydigan issiqlik mashinasi fransuz injeneri S.Karno tomonidan taklif qilingan. Bu sikl ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayondan iborat boʻlib, sikl davomida oʻtkazuvchanlik, ishqalanish va nur chiqarish tufayli issiqlikning yoʻqotilishi yuz bermaydi, deb hisoblanadi.

Karno sikli asosida ishlaydigan mashina ikkita issiqlik rezervuari – isitgich va sovitgich hamda ishchi jismdan iborat. Bu rezervuarlarning issiqlik sigʻimlari shunchalik kattaki, ulardan issiqlik olinishi yoki ularga issiqlik berilishi ularning temperaturalariga taʼsir qilmaydi va isitgichning temperaturasi T_1 , sovitgichning temperaturasi T_2 dan har doim katta ($T_1 > T_2$). Ishchi jism sifatida istalgan elastik muhit, xususan ideal gaz olinishi mumkin. Bunday issiqlik mashinasiga silindri ideal gaz bilan toʻldirilgan silindr–porshen sistemasi misol boʻla oladi. Shu sistemadagi Karno siklining bajarilish bosqichlari bilan tanishaylik. Buning uchun

silindrning yon tomonlari issiqlikni mutloq o'tkazmaydigan va faqat pastki tomoni issiqlikni yaxshi o'tkazadigan materialdan yasalgan, deb faraz qilaylik.

Dastlabki holat parametrlari R_1, V_1 bo'lgan ideal gaz temperaturasi T_1 bo'lgan A isitgich bilan kontaktda bo'lsin va isitgich bilan kontaktni uzmagun holda ideal gazning kengayishiga imkon beraylik. Gaz kengayib, parametrlari R_2, V_2, T_1 ga teng bo'lgan holatga o'tadi (28-rasm, a). Bu vaqtda isitgichdan olingan issiqlik miqdori hisobiga gaz kengayib ish bajaradi va bu ishning qiymati

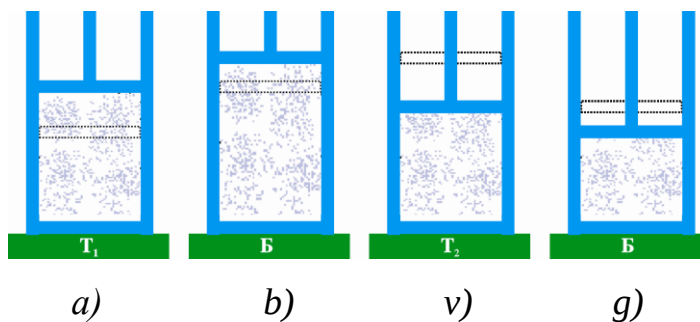
$$A_1 = Q_1 = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (29.3)$$

bilan aniqlanadi.

Silindr issiqlikni o'tkazmaydigan B taglikka o'rnatilsa, gazning kengayishi adiabatik ravishda davom etadi va gaz sovib, uning temperaturasi T_2 gacha pasayadi (28-rasm, b). Gazning bosimi R_3 , hajmi V_3 qiymatga erishadi. Bu bosqichda bajarilgan ish

$$A_2 = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{(\gamma - 1)} \left[1 - \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma - 1)} (T_1 - T_2) \quad (29.4)$$

ifodaga teng.



28-rasm

Keyingi bosqichda ishchi jism olgan issiqlik miqdorining bir qismini sovitgichga berish kerak. Buning uchun silindr temperaturasi T_2 bo'lgan sovitgichga o'rnatiladi (28-rasm, v)). Sovitgich ishchi jismdan issiqlikni olganligi tufayli gaz izotermik siqiladi va gaz ustida ish bajariladi. Bu jarayonda ishchi jismdan olingan issiqlik miqdori son jihatdan gaz ustida bajarilgan ishga teng bo'lib, uning son qiymati:

$$A_3 = Q_2 = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -\frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (29.5)$$

ga teng.

Oxirgi taktda silindr yana issiqlikni o'tkazmaydigan B taglikka o'rnatiladi va bu taktda silindrdagi gazning siqilishi adiabatik ravishda boshlang'ich holatga erishguncha davom etadi (28-rasm, g)). Gazning adiabatik siqilishida uning ustida bajarilgan ish

$$A_4 = \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma - 1)} (T_2 - T_1) = -\frac{mR}{\mu(\gamma - 1)} (T_1 - T_2) \quad (29.6)$$

ga teng. Shu bilan bir sikl tugaydi va sistema butun jarayonni qaytadan bajarishi mumkin (29-rasm).

Butun sikl davomida bajarilgan ish gazning izotermik va adiabatik kengayishida bajarilgan ishlari hamda gazning izotermik va adiabatik siqilishida gaz ustida bajarilgan ish-larning yig'indisiga teng:

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 \quad (29.7)$$

(29.7)ga A_1 , A_2 , A_3 va A_4 larning qiymatini qo'ysak

$$A = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} + \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma - 1)} (T_1 - T_2) - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} - \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma - 1)} (T_1 - T_2) = \frac{m}{\mu} \left(RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \right) \quad (29.8)$$

bo'ladi. Siklning 23 va 41 adiabatik jarayonlar uchun $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1}$ hamda

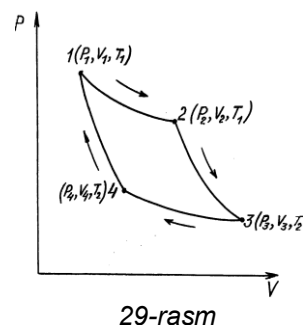
$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_4} \right)^{\gamma-1}$ ekanligini hisobga olsak,

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4} \text{ yoki } \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (29.9)$$

kelib chiqadi.

(29.9)ni hisobga olsak, (29.8)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$A = \frac{m}{\mu} \left(RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \right) = \frac{m}{\mu} R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}$$



29-rasm

(29.10)

Karno sikli asosida ishlaydigan mashinada $T_1 > T_2$ va $V_2 > V_1$ bo'lganligi uchun har doim $A > 0$ bo'ladi, ya'ni sikl davomida mashina musbat ish bajaradi.

Bu formuladan ko'rinadiki, sikl davomida bajarilgan ish ishchi jism tomonidan isitgichdan olingan va sovitgichga berilgan issiqlik miqdorining ayirmasiga teng. Boshqacha qilib aytganda, Karno sikli asosida ishlaydigan mashina isitgichdan olgan issiqlik miqdorining faqat bir qismini mexanik ishga aylantiradi. Olingan issiqlikning qolgan qismini esa sovitgichga beradi.

Isitgichdan olingan issiqlikning qancha qismini mexanik ishga aylantira olish darajasi mashinaning foydali ish koeffitsienti bilan aniqlanadi. Isitgichdan olingan issiqlik miqdori Q_1 va uning mashina tomonidan ishga aylantirilgan qismi $A = Q_1 - Q_2$ ga teng bo'lsa, mashinaning foydali ish koeffitsienti

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (29.11)$$

bo'ladi. Q_1 va Q_2 o'rniga yuqorida topilgan qiymatlarini olib kelib qo'ysak

$$\eta = \frac{\frac{m}{\mu}(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}}{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (29.12)$$

tenglikni olamiz. Bu formuladan ko'rinadiki, Karno sikli asosida ishlaydigan issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (FIK) mashinaning tuzilishiga va ishchi jismga bog'liq bo'lmasdan, faqatgina isitgich va sovitgich rezervuarlarining temperaturasi bog'liq. Sovitgichning temperaturasi T_2 , isitgichning temperaturasi T_1 dan past bo'lganligi uchun mashinaning FIK doimo birdan kichik bo'ladi

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} < 1$$

Agar Karno siklidagi jarayonlar soat strelkasiga teskari yo'nalishda ro'y bersa, sikl davomida ishchi jism ustida ish bajariladi, ya'ni sovitgichdan ma'lum miqdordagi issiqlik olinib isitgichga beriladi.

Bunday teskari sikl asosida ishlaydigan mashinaga sovitgich mashina deyiladi.

Sovitgich mashinaning effektivligi sovitish koeffitsienti ε orqali xarakterlanadi. Sovitish koeffitsienti deb, Karnoning teskari sikli davomida sovitilayotgan jismdan olingan issiqlik miqdorining sikl davomida sarflangan ish miqdoriga nisbatiga aytiladi. Teskari Karno sikli uchun ε koeffitsient

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{|Q_1 - Q_2|} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\eta} - 1 \quad (29.13)$$

ga teng. Bunday teskari Karno sikli asosida ishlaydigan mashinadan isitgich sifatida xam foydalanish mumkin. Isitgich sifatida ishlaydigan mashina sovitgichdan olingan issiqlik hisobiga temperaturasi baland bo'lgan isitgichni yanada qizdiradi. Isitgich mashinalarining effektivligi qizdirish darajasi bilan bog'liq va quyidagicha aniqlanadi:

$$\varepsilon_k = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} = \frac{1}{\eta} \quad (29.14)$$

Teskari Karno siklining bajarilishi uchun qo'shimcha $A_1 = |Q_1 - Q_2|$ energiya sarflanmog'i kerak. Shuning uchun ham Klauzius artof-muhitda hech qanday o'zgarish qilmasdan, birdan bir natijasi issikliqni kam isitilgan jismdan ko'p isitilgan jismga uzatadigan siklik jarayonning bo'lishi mumkin emas, deb uqtirgan edi.

Karno sikli muvozanatli jarayonlardan tashkil topganligi uchun u qaytar jarayondir.

Shunday qilib, soat strelkasi yo'nalishida ro'y beradigan Karno sikli asosida ishlaydigan mashinalar issiqlik energiyasini mexanik energiyaga aylantiruvchi issiqlik dvigatellari sifatida va unga teskari yo'nalishda ishlovchi mashinalar esa sovitgich yoki isitgich sifatida foydalaniladi.

30-§. Karno prinsipi. Karnoning birinchi va ikkinchi teoremlari.

Klauzius tengsizligi

Yuqorida keltirilgan Karno siklining tahlilidan ko‘rinadiki, bunday siklning amalga oshib, ishchi jism ish bajarishi uchun u isitgich rezervuaridan olingan issiqlikning bir qismini ishga aylantirib, qolgan qismini ikkinchi issiqlik rezervuari – sovitgichga berish kerak, ya’ni siklik mashinada ikkita issiqlik rezervuari bo‘lmog‘i lozim. Ana shu tasdiqqa Karno prinsipi deyiladi.

Shunday sikl asosida ishlaydigan issiqlik mashinalarining FIK faqat issiqlik rezervuarlari – isitgich va sovitgichning temperaturalariga bog‘liq bo‘lib, ularning tuzilishiga ham va ishchi jismga ham bog‘liq emas. Haqiqatdan ham, Karno sikli asosida ishlaydigan mashinalarning FIK T_1 va T_2 bilan aniqlanadi:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (30.1)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, issiqlik rezervuarlarining temperaturalari T_1 va T_2 bo‘lgan va Karno sikli asosida ishlaydigan barcha issiqlik mashinalarining FIK bir xil bo‘ladi. Ana shu ta’rifga Karnoning birinchi teoremasi deyiladi.

Karnoning birinchi teoremasini isbotlash uchun isitgich va sovitgichlarining temperaturalari T_1 va T_2 bo‘lgan Karno sikli asosida ishlaydigan ikki mashinani olaylik. Bu mashinalar bir biridan ishchi jismlari bilan va shuning uchun ham ularning FIK bir-birlaridan farq qilsin, masalan, $\eta_1 < \eta_2$ bo‘lsin. Bu mashinalarning biri Karnoning to‘g‘ri sikli asosida, ikkinchisi esa teskari sikli asosida ishlayotgan bo‘lib, biri ikkinchisini harakatga keltiradigan qilib birlashtiraylik. U holda to‘g‘ri siklda ishlayotgan mashina isitgichdan Q_1 issiqlik miqdorini olib, A_1 ish bajaradi va qolgan issiqlik miqdori $Q_1 - A_1 = Q_2$ ni sovitgichga beradi. Ikkinchi mashinaning sovitgichdan olayotgan issiqlik miqdori $Q_2' = Q_1 - A_1$, $\eta_1 < \eta_2$ bo‘lganligi uchun $Q_2 = Q_1 - A_2$ dan katta bo‘ladi, ya’ni $Q_1 - A_1 < Q_1 - A_2$. U holda $A_2 - A_1$ ga teng issiqlik miqdori ikkinchi mashinaning sovitgichidan olinib bevosita ishga aylantiriladi. Bu natija esa Kelvin prinsipiga zid, chunki bu prinsipga ko‘ra, birdan bir maqsadi issiqlikni ishga aylantiruvchi mashinaning bo‘lishi mumkin emas. Shuning uchun $\eta_1 < \eta_2$ shart bajarilmaydi va har doim ikki mashinaning issiqlik rezervuarlarining temperaturalari teng bo‘lsa, ularning FIK lari ham teng, ya’ni

$$\eta_1 = \eta_2 \quad (30.2)$$

boʻladi.

Karnoning ikkinchi teoremasiga koʻra, qaytar jarayon asosida ishlovchi mashinaning FIK η_1 , qaytmas jarayon asosida ishlovchi mashinaning foydali ish koeffitsienti η_2 dan har doim katta boʻladi $\eta_1 > \eta_2$. Amalda Karno sikli asosida ishlaydigan issiqlik mashinalarida issiqlikning bir qismi atrof-muhitga uzatilishi, shuningdek, ishqalanish kuchlarini yengishga sarf boʻlganligi uchun uning bajargan ishi, ideal mashinaning bajargan ishidan kam boʻladi. Qaytar jarayon asosida ishlaydigan ideal issiqlik mashinalar uchun

$$\eta_1 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Qaytmas jarayon asosida amalda ishlaydigan mashinalar uchun esa

$$\eta_2 = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Shunday qilib, qaytar jarayon asosida ishlaydigan issiqlik mashinalari uchun

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ yoki } \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (30.4)$$

Qaytmas jarayon asosida ishlaydigan issiqlik mashinalari uchun

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ yoki } \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}$$

Umumiy holda

$$\frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2} \text{ yoki } \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

ni olamiz.

Isitgichdan olingan issiqlik miqdori Q_1 ni musbat, sovutgichga berilgan issiqlik miqdori Q_2 ni manfiy deb hisoblasak

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \text{ yoki } \sum \frac{Q}{T} \leq 0 \quad (30.5)$$

kelib chiqadi.

Agar termodinamik sistemaning holati monoton ravishda oʻzgarib borsa, bu oʻzgarish isitgichdan olinayotgan va sovutgichga berilayotgan issiqlik miqdorining

o'zgarishi tufayli ro'y beradi, deb hisoblash mumkin. Shunday o'zgaruvchi sikllar uchun yig'indini integral bilan almashtirish mumkin:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (30.5)$$

Bu tengsizlikka Klauzius tengsizligi deyiladi. Uning fizik ma'nosi bilan navbatdagi paragrafda tanishamiz.

31-§. Entropiya

Qaytar jarayon asosida ishlaydigan sikl uchun Klauzius tengsizligi

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (31.1)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu tenglamadagi δQ ning o'rniga termodinamikaning birinchi qonuni ifodasini olib kelib qo'ysak

$$\frac{\delta Q}{T} = \frac{\nu C_v dT + PdV}{T} = \nu \left(C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \right) = d[\nu(C_v \ln T + R \ln V)] \quad (31.2)$$

bo'ladi. Bu tenglamaning o'ng tomoni to'la differensialdir. Shuning uchun uning chap tomoni ham to'la differensialdan iborat. Bu to'la differensialni Klauzius birinchi marta dS bilan belgilab, S kattalikni entropiya deb atadi.

$$\frac{\delta Q}{T} = dS \quad (31.3)$$

Demak, qaytar siklik jarayon uchun

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (31.4)$$

Termodinamik sistema istalgan 1 holatdan 2 holatga o'tsa, bu holatlarda entropiyaning o'zgarishi

$$S_2 - S_1 = \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T} \quad (31.5)$$

bilan aniqlanadi. dS to'la differensialdan iborat bo'lganligi uchun, u faqatgina holatning funksiyasidir. Binobarin, entropiyaning o'zgarishi sistemaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas.

Qaytmas jarayonlar uchun Klauzius tengsizligi

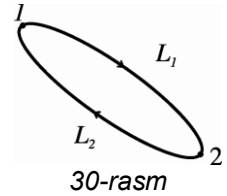
$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

bo‘lganligi uchun

$$\oint dS < 0 \quad (31.6)$$

bo‘ladi.

Buni yaqqolrok tasavvur etish uchun quyidagi holni olib ko‘raylik: yakkalangan berk sistema ma’lum 1 holatdan 2 holatga (L_1) yo‘l bilan o‘tsin. Shu sistemani (L_2) yo‘l bilan 2 holatdan yana 1 holatga qaytaraylik (30-rasm). Sistemaning yana 1 holatga o‘tishi bilan sikl hosil bo‘ladi. Shu siklga Klauzius tengsizligini qo‘llasak



$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T} + \int_{(2)}^{(1)} \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (31.7)$$

Sistema 1 holatdan 2 holatga L_1 yo‘l bilan o‘tganda yakkalangan bo‘lganligi tufayli

$$\delta Q = 0 \text{ va } \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (31.8)$$

bo‘ladi

U holda, 2 holatdan 1 holatga o‘tish jarayoni uchun

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{(2)}^{(1)} \frac{\delta Q}{T} = \int_{(2)}^{(1)} dS = S_1 - S_2 \leq 0 \quad (31.9)$$

Bu ifodadan ko‘rinadiki, berk sistema entropiyasi S_1 bo‘lgan 1 holatdan, entropiyasi S_2 bo‘lgan 2 holatga o‘tishi entropiyaning ortishi yo‘nalishida ro‘y beradi. Boshqacha qilib aytganda, qaytmas jarayonlarda sistema bir holatdan ikkinchi holatga o‘tganda entropiyaning o‘zgarishi manfiy, ya’ni keyingi holatning entropiyasi oldingi holatdan entropiyasidan katta bo‘ladi.

$$\Delta S < 0, \quad S_1 - S_2 < 0 \text{ yoki } S_2 > S_1$$

Shunday qilib, qaytar va qaytmas jarayonlar ro‘y beradigan yakkalangan sistemalarda entropiyaning o‘zgarishi

$$dS \leq 0 \quad (31.10)$$

bo‘ladi.

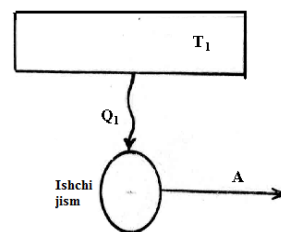
Tabiatda o‘z-o‘zidan yuz beradigan jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Qaytmas jarayonlarda esa entropiyaning qiymati ortib boradi. Ammo, entropiyaning ortishi cheksiz bo‘lmasdan shu sistema uchun xarakterli bo‘lgan maksimal qiymatgacha ortadi. Entropiyaning bu maksimal qiymati sistemaning muvozanat holatiga mos keladi.

Biz oldingi paragraflarda ichki energiyaning ham holat funksiyasi va to‘la differensialdan iborat ekanligini ta’kidlagan edik. Ammo entropiyaning energiyadan farqi shundaki, entropiya sistema muvozanat holatga o‘tganda u maksimal qiymatga erishadi va o‘z-o‘zidan kamayishi mumkin emas. Qaytmas jarayonlarda entropiyaning ortish qonuniga termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni ham deyiladi.

32-§. Termodinamikaning ikkinchi qonuniga ta’riflar

Termodinamikaning birinchi qonuniga ko‘ra sistemadan olingan issiqlik miqdorining hammasini ham ishga aylantirish mumkin. Holbuki, yuqoridagi paragraflardan biz ko‘rdikki, bunday jarayonning bo‘lishi mumkin emas. Chunki bu Kelvin prinsipiga zid keladi. Shunday qilib, termodinamikaning ikkinchi qonunini: issiqlikning hammasini ishga aylantiradigan aylanma jarayon asosida ishlaydigan mashinaning bo‘lishi mumkin emas, deb ta’riflash mumkin. Bunday mashinaga ikkinchi tur abadiy dvigatel deyiladi.

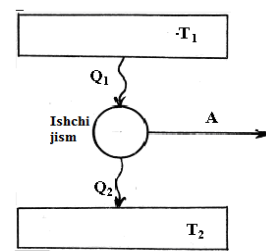
Demak, termodinamikaning ikkinchi qonuniga binoan, ikkinchi tur abadiy dvigatelning bo‘lishi mumkin emas (31-rasm). Faqatgina isitgichdan olgan issiqlikning bir qismini ishga aylantira oladigan va qolgan qismini temperaturasi past rezervuarga beradigan sikl asosida ishlaydigan mashinalar bo‘lishi mumkin (32-rasm).



32-rasm

Yuqoridagi paragraflarda keltirilgan misollardan ko‘rina-diki, issiqlikning tarqalishi qaytmas jarayondir, ya’ni issiqlik issiq jismdan sovuq jisimga tarqaladi va hech qachon o‘z-o‘zidan sovuq jismdan issiq jisimga tarqalmaydi.

Sovuq jismdan issiq jisimga issiqlikni o'tkazish uchun qo'shimcha energiya sarflanmog'i kerak. Qaytmas jarayonlarda entropiyaning o'zgarishi har doim manfiy bo'ladi ($dS < 0$). Demak, tabiatda o'z-o'zidan ro'y beradigan jarayonlardan entropiya doimo ortadi.



32-rasm

Termodinamikaning ikkinchi qonuniga Klauzius quyidagicha ta'rif bergan: birdan bir natijasi issiqlikni sovuqroq jismdan issiqroq jisimga uzatish bo'lgan siklik jarayonlarning bo'lishi mumkin emas.

Kelvin bu qonunni quyidagicha ta'riflagan: birdan bir natijasi issiqlik rezervuarining sovishi hisobiga ish bajarish bo'lgan doiraviy jarayonning bo'lishi mumkin emas.

Pirovardida shuni aytish mumkinki, termodinamika-ning ikkinchi qonuni tabiatda o'z o'zidan yuz beradigan jarayonlarning ro'y berish yo'nalishlarini aniqlab beradi va bu jarayonlar entropiyaning o'sishi yo'nalishida bo'lishini ko'rsatadi.

33-§. Termodinamikaning asosiy tenglamasi. Erkin energiya

Termodinamikaning birinchi qonunidagi issiqlik miqdori δQ ni entropiya orqali yozsak:

$$\delta Q = dS \cdot T = dU + PdV = dU + \delta A \quad (33.1)$$

Bundan esa

$$dS = \frac{dU + PdV}{T} \quad (33.2)$$

Bu tenglamaga termodinamikaning asosiy tenglamasi ham deyiladi. Bu tenglamada termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonuni umumlashgan bo'lib, qaytar jarayonlar uchun o'rinlidir.

(33.1) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozaylik:

$$\delta A = TdS - dU = d(TS) - SdT - dU = d(TS - U) - SdT \quad (33.3)$$

Bu tenglamadagi

$$U - TS = F \quad (33.4)$$

deb belgilab olsak,

$$\delta A = -dF - SdT \quad (33.5)$$

hosil bo'ladi. Bu tenglamadagi F ga erkin energiya deyiladi. (33.4) ifodadan ko'rindiki, erkin energiya F ichki energiya U dan TS kattalikning ayrilganiga teng ekan. TS kattalik ichki energiyaning ishga aylantirish mumkin bo'lmagan qismini bildiradi va shuning uchun ham unga bog'langan energiya deyiladi.

Agar jarayon izotermik bo'lsa, $dT=0$ bo'lganligi uchun (33.5) tenglama

$$\delta A = -dF \quad (33.6)$$

ko'rinishni oladi. Demak, erkin energiya sistema ichki energiyasining izotermik jarayonda ishga aylantirish mumkin bo'lgan qismini xarakterlar ekan. Binobarin, ichki energiya hisobiga sistema erkin energiya qiymatidan ortiq ish bajara olmaydi.

Ma'lumki, izotermik jarayonda sistemaning ichki energiyasi doimiy bo'ladi va bu holda gaz kengayib, ish bajarishi mumkin. Haqiqatdan ham, ikki idishda bir xil temperaturali gaz bo'lib, ulardan birining zichligi katta, ikkinchisida esa gazning zichligi kichik bo'lsa, zichligi katta gaz kengayishi tufayli ish bajarishi mumkin. Demak, ma'lum temperaturadagi va berilgan massadagi gazning siqilish darajasi qancha yuqori bo'lsa, uning erkin energiyasi shuncha ko'p bo'ladi va izotermik kengayishda bajarilgan ish

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (33.7)$$

bilan aniqlanadi.

Siqilgan gazning izotermik kengayib, ish bajarish uchun bu gazga tashqaridan energiya berish lozimligini uqtirish kerak. Chunki kengayish vaqtida tashqaridan energiya berilmasa, gaz soviydi va jarayon izotermik bo'lmay qoladi. Lekin shunga qaramasdan siqilgan gazning erkin energiyasi siqilmagan gazning erkin energiyasiga qaraganda kattaroq ekanligini ta'kidlash kerak.

34-§. Karno siklini entropiya orqali ifodalash

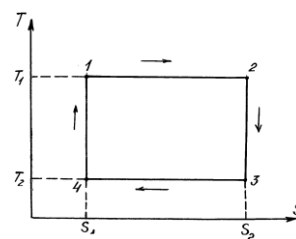
Biz ishchi moddasi ideal gaz bo'lgan Karno siklining bajarilishi bilan 29-paragrafda tanishdik. Endi esa ishchi jismi ixtiyoriy modda olingan hol uchun qaraylik. Buning uchun siklning bajarilishi davomida entropiyaning o'zgarishini hisoblaylik.

Ma'lumki, Karno sikli ikki izotermik, ikki adiabatik jarayondan iborat. Izotermik jarayonda entropiyaning o'zgarishi

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \text{ yoki } S_2 - S_1 = \frac{1}{T}(Q_2 - Q_1) \quad (34.1)$$

bilan aniqlanadi. Adiabatik jarayonda sistema tashqi muhit bilan issiqlik almashmaganligi uchun $\delta Q=0$ va shuning uchun ham $dS=0$, ya'ni adiabatik jarayonda entropiya o'zgarmaydi.

U holda o'zgaruvchilari entropiya va temperatura bo'lgan diagrammada Karno sikli quyidagicha (33-rasm) grafik asosida ifodalanadi:



33-rasm

12-jarayon izotermik bo'lib, entropiya S_1 dan S_2 gacha o'zgaradi. 23 – jarayon adiabatik kengayishdan iborat bo'lib, sistema temperaturasi T_1 dan T_2 gacha pasayadi. Bu jarayon davomida entropiya doimiy qoladi. 34 – jarayonda sistema izotermik siqiladi va entropiya S_2 dan S_1 qiymatgacha kamayadi. Oxirgi 41 – jarayonda esa sistema adiabatik siqiladi va sistemaning entropiyasi doimiy qolib, temperaturasi T_2 dan T_1 gacha ortadi. Adiabatik jarayonda entropiya doimiy qolganligi uchun izoentropik jarayon ham deyiladi.

Shunday qilib, boshlang'ich va oxirgi holatlari ustma-ust tushadigan qaytar jarayonlar uchun

$$dS = 0,$$

qaytmas, o'z-o'zidan bo'ladigan jarayonlarda entropiya ortadi, o'z-o'zidan ro'y bermaydigan, tashqaridan beriladigan energiya hisobiga bo'ladigan jarayonlarda entropiya kamayadi.

35-§. Ideal gazning entropiyasi. Ideal gaz entropiyasi o'zgarishini izojarayonlar uchun hisoblash

Termodinamikaning birinchi qonuni 1 *mol* ideal gaz uchun

$$\delta Q = dU + PdV = C_v dT + RT \frac{dV}{V} \quad (35.1)$$

ko‘rinishda ekanligini hisobga olib, entropiyaning o‘zgarishini ($dS = \frac{\delta Q}{T}$) bo‘lganligi uchun

$$dS = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \quad (35.2)$$

deb yozish mumkin. (35.2) tenglamani integrallab, ideal gaz uchun entropiyaning o‘zgarishini hisoblasak,

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (35.3)$$

tenglikni hosil qilamiz. (35.3) tenglamaga asoslanib, izojarayonlardagi entropiya o‘zgarishini hisoblash mumkin.

1. Adiabatik jarayon. Bu jarayonda $\delta Q=0$ bo‘lganligi uchun

$$dS = 0 \text{ yoki } S_2 - S_1 = 0, \quad S_2 = S_1 \quad (35.4)$$

Bundan ko‘rinadiki, adiabatik jarayonda entropiya doimiy qoladi.

2. Izotermik jarayon. Bu jarayonda $T_2=T_1$ va $\ln \frac{T_2}{T_1} = 0$ bo‘lganligi uchun

$$S_2 - S_1 = R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (35.5)$$

ya’ni izotermik jarayonda entropiyaning o‘zgarishi ideal gaz hajmining o‘zgarishiga bog‘liq.

3. Izoxorik jarayon. Bu jarayonda $V_2=V_1$ va $\ln \frac{V_2}{V_1} = 0$ bo‘lganligi uchun

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (35.6)$$

Izoxorik jarayonda entropiyaning o‘zgarishi temperaturalar o‘zgarishi bilan aniqlanadi.

4. Izobarik jarayon. Bu jarayonda gazning temperaturasi ortishi bilan ($T_2>T_1$), uning xajm ham ortadi ($V_2>V_1$). Shuning uchun S_2-S_1 ning qiymati ideal gaz

parametrlarining izobarik jarayonda o'zgarish qonuniyatidan topiladi. $P=const$ bo'lganda ideal gaz uchun $\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}$ bo'lganligidan

$$S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} = C_P \ln \frac{V_2}{V_1} = C_P \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (35.7)$$

Shunday qilib, ideal gazlar uchun turli jarayonlarda entropiyaning o'zgarishi turlicha bo'ladi.

36-§. Entropiya va ehtimollik. Entropiyaning fizik ma'nosi

Termodinamikaning ikkinchi qonunidan ko'rinadiki, yakkaqalangan sistemalar muvozanat holatga yetganda, ularning entropiyasi eng maksimal qiymatga erishadi. Bunday holatda sistemadagi barcha jarayonlar go'yo to'xtaydigandek tuyuladi. Bu esa molekulyar kinetik nazariyaning asosiy qoidalariga ziddir. Xo'sh, unda bu muvozanat holatni qanday tushunish kerak? Buning uchun ikkiga bo'lingan va bir tomoni molekulalarining soni N ta bo'lgan ideal gaz bilan to'ldirilgan, ikkinchi tomoni esa bo'shliqdan iborat idishni olib qaraylik. Agar idishni o'rtasidan ikkiga ajratuvchi to'siq olinsa gaz kengayib, molekulalar idishning ikkinchi yarmiga ham o'ta boshlaydi. Ma'lum vaqtdan keyin idishning har ikkala qismidagi molekulalarning soni tenglashib, muvozanat holat yuzaga keladi. Lekin bu muvozanat dinamik muvozanat bo'lib, statik muvozanat emas. Chunki hech qachon har ikkala tomondagi molekulalarning soni aniq $N/2$ ga teng bo'lmaydi. Issiqlik harakati tufayli har ikkala tomondagi molekulalarning soni $N/2$ o'rtacha miqdordan farq qiladi. Bunday o'rtacha miqdordan bo'ladigan chetlanishlarga fluktuatsiya, deb aytilishini biz avval ko'rib o'rgangan edik.

Shunday qilib, dinamik muvozanat holatdagi termodinamik sistemaning makroholati, fluktuatsiyalar tufayli bir-biridan farq qiluvchi mikroholatlar orqali aniqlanadi. Sistemadagi zarralarning soni qancha ko'p bo'lsa, mikroholatdagi zarralar soni o'rtacha miqdordan shuncha kam farq qiladi. Ammo, muvozanat holat atrofida hosil bo'ladigan fluktuatsiyalarning sodir bo'lish ehtimolligi ortadi.

Shunday ekan, muvozanat holatni ifodalovchi ehtimollik va entropiya o'rtasida ma'lum bog'lanish bor, deb tasavvur qilinishi tabiiy bir hol. Ular o'rtasidagi bevosita bog'lanishni Bolsman topgan.

Entropiya va ehtimollik o'rtasidagi bog'lanishni aniqlash uchun holat ehtimolliklari $\mathfrak{R}_1$ va $\mathfrak{R}_2$ bo'lgan ikkita sistemani olib qaraylik. Bu holatlardagi ularning entropiyasi $S_1 = f(\mathfrak{R}_1)$ va $S_2 = f(\mathfrak{R}_2)$ bo'lsin. Har ikkala sistemani bitta sistemaga birlashtirilsa, uning ehtimolligi $\mathfrak{R}_{12}$ va entropiyasi S_{12} bilan aniqlanadi. Sistemalar bir-biriga bog'lanmagan bo'lganliklari uchun

$$\mathfrak{R}_{12} = \mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 \text{ va } S_{12} = f(\mathfrak{R}_{12}) = f(\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2)$$

bo'ladi.

Ikkinchi tomondan, umumiy sistema mustaqil kichik sistemalar yig'indisidan iborat bo'lganligi uchun $\mathfrak{R}_1$ va $\mathfrak{R}_2$ ehtimolliklar qiymati qanday bo'lishidan qat'iy nazar $f(\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2)$, $f(\mathfrak{R}_1)$ va $f(\mathfrak{R}_2)$ funksiyalar quyidagi bog'lanishda bo'lishlari kerak:

$$f(\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2) = f(\mathfrak{R}_1) + f(\mathfrak{R}_2) \quad (36.1)$$

Agar

$$f(\mathfrak{R}_1) + f(\mathfrak{R}_2) = \text{const} \quad (36.2)$$

bo'lsa, $\mathfrak{R}_1$ va $\mathfrak{R}_2$ ehtimolliklar shunday o'zgaradiki, $\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2$ ko'paytma doimiy qoladi.

$$\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 = \text{const} \quad (36.3)$$

(36.2)ni differensiallasak

$$df(\mathfrak{R}_1) = -df(\mathfrak{R}_2) \quad (36.4)$$

(36.3)dan esa

$$\mathfrak{R}_2 d\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_1 d\mathfrak{R}_2 = 0 \text{ yoki } \frac{d\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_1} = -\frac{d\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_2} \quad (36.5)$$

(36.4)ni (36.5)ga hadma had bo'lsak,

$$\mathfrak{R}_1 \frac{df(\mathfrak{R}_1)}{d\mathfrak{R}_1} = \mathfrak{R}_2 \frac{df(\mathfrak{R}_2)}{d\mathfrak{R}_2} = \text{const} \quad (36.6)$$

(36.6)dan ko'rinadiki, $\mathfrak{R} \frac{df(\mathfrak{R})}{d\mathfrak{R}}$ funksiya argument $\mathfrak{R}$ ga bog'liq bo'lmagan doimiy kattalikdan iborat ekan. Agar bu doimiyni

$$\Re \frac{df(\Re)}{d\Re} = k$$

deb belgilasak,

$$df(\Re) = k \frac{d\Re}{\Re} \text{ yoki } f(\Re) = k \ln \Re + C \quad (36.7)$$

ekanligi kelib chiqadi. Integrallash doimiysi S ning qiymatini topish uchun, $f(\Re)$ ning qiymatini (36.1)ga keltirib qo'ysak

$$k \ln(\Re_1 \Re_2) + C = (k \ln \Re_1 + C) + (k \ln \Re_2 + C) \quad (36.8)$$

Bu tenglamadan $C=0$ ekanligi kelib chiqadi.

Shunday qilib,

$$S = k \ln \Re \quad (36.9)$$

Ana shu formulaga Bolsman formulasi deyiladi. Bu formuladagi k – Bolsman doimiysidir. Bu formuladan ko'rinadiki, termodinamik sistema entropiyasi shu holatlarning sodir bo'lish ehtimolligi bilan aniqlanadi. Ehtimollik statistik jarayonlarni xarakterlaganligi uchun termodinamikaning ikkinchi qonuni ham statistik xarakterga ega.

Shu o'rinda termodinamikaning birinchi qonuni ham statistik xarakterga ega ekanligini ta'kidlab o'tish o'rinlidir. Chunki ayrim olingan molekula uchun $\delta Q = dU + \delta A$ ifodani qo'llab bo'lmaydi. Issiqlik so'zining o'zini ham faqat ko'p sonidagi statistik qonunlarga bo'ysunuvchi molekulalargagina qo'llash mumkin.

Muvozanatli holat termodinamik sistemalarning eng kam energiyali turg'un va eng katta ehtimolli holati bo'lganligi uchun Klauzius termodinamikaning ikkinchi qonuniga dunyo entropiyasi maksimumga intiladi, degan ta'rifni ham bergan edi. Klauziusning bu ta'rif faqatgina fizikaviy ahamiyatga ega bo'lib qolmasdan filosofik ahamiyatga ham ega. Chunki, Klauzius ta'rifidan dunyoda issiqlik halokati to'g'risida xulosa chiqadi. Klauziusning Koinotning issiqlik halokati xaqidagi konsepsiyasiga qarshi Bolsman o'zining fluktuatsiya gipoteziasini ilgari surdi. Bolsman termodinamikaning ikkinchi qonunini butun Koinotga qo'llanishini mumkinligini inkor qilmadi. Ammo, termodinamikaning ikkinchi qonuni statistik qonun bo'lib, termodinamik muvozanatdan chetlanishlar – fluktuatsiyalar shart

ekanligini isbotladi. Agar Klauzius konsepsiyasiga ko'ra issiqlik xalokati Koinotning oxirgi xolati bo'lsa va Koinot bu xolatdan xech vaqt chiqmasa Bolsman gipotezasiga ko'ra, Koinot davriy ravishda issiqlik xalokati xolatiga uchrab turadi va undan o'z-o'zidan chiqib ketadi.

Kezi kelganda ta'kidlash kerakki, entropiyaning ortish qonuni cheklangan va berk sistemalar uchun o'rinlidir. Ularni butun Koinotga qo'llash asossiz bo'lgan xulosadir. Chunki Koinot uzluksiz va monoton evolyusion jarayonda bo'lishi va shuning uchun ham unda hech vaqt termodinamik muvozanat yuzaga kelmasligi mumkin. Ana shunday fikr asosli ravishda Bolsman tomonidan aytilgan edi. Uningcha Koinotda termodinamik muvozanatdan chetlanishlar – fluktuatsiyalar doimiy ravishda bo'lib turadi. Koinotning hozirgi muvozanatsiz holati ulkan fluktuatsiyalar tufaylidir. Fluktuatsiyalar butunlay yo'qolgandagina Koinot muvozanatli holatga o'tish ehtimolligi bor. Biroq bu holat vaqtinchadir. Vaqt o'tishi bilan yana fluktuatsiyalar paydo bo'ladi va Koinot issiqlik halokatidan chiqadi.

Chuqurroq o'tkazilgan tahlillar termodinamikaning ikkinchi qonunini yerdagi jarayonlarga qo'llash ham o'rinsiz ekanligini ko'rsatdi. Astrofiziklarning kuzatishicha, samodagi chang va tarqalgan materiyalardan hosil bo'layotgan yulduzlar mavjud ekanligini yoki boshqacha qilib aytganda, energiyaning tarqalishi bilan birgalikda ma'lum joylarda to'planishlar ham bo'layotganligidan dalolat beradi. Shuning uchun ham olamda bo'layotgan jarayonlarga entropiyaning o'sish qonunini qo'llab bo'lmaydi.

37-§. Temperaturaning mutloq termodinamik shkalasi

Termodinamikaning ikkinchi qonunidan foydalanib, temperaturaning termodinamik shkalasini aniqlash mumkin. Bu shkala Kelvin tomonidan tavsiya etilgan bo'lib, Karno siklining foydali ish koeffitsienti faqat isitgich va sovitgich rezervuarlarining temperaturasiga bog'liq ekanligidan kelib chiqadi.

Agar t_1 va t_2 isitgich va sovitgichning biror emperik shkalada o'lgan temperaturasi bo'lsa, Karno sikli asosida ishlovchi mashinaning FIK ni

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2) \quad (37.1)$$

deb hisoblash mumkin. Bu yerda $f(t_1, t_2)$ isitgich va sovitgich temperaturalariga bog'liq biror funksiya.

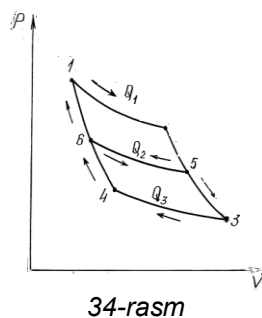
Kelvin prinsipiga ko'ra, Karno siklining FIK ni ifodalovchi bu funksiya Karno mashinasining tuzilishi va ishchi jismiga bog'liq emas. Temperaturaning mutlok termodinamik shkalasini tanlashda Kelvin aynan shu prinsipdan foydalandi va shuning uchun bu shkala uning nomi bilan yuritiladi.

Bu shkalani aniqlashda Kelvin t_1 va t_2 temperatura-larning yanada soddaroq universal funksiyasi- $\varphi(t_1, t_2)$ ni kiritdi. Bu $\varphi(t_1, t_2)$ funksiya $f(t_1, t_2)$ funksiya bilan quyidagicha bog'langan.

$$f(t_1, t_2) = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{1}{\frac{Q_1}{Q_2}} = 1 - \frac{1}{\varphi(t_1, t_2)} \text{ yoki}$$

$$\varphi(t_1, t_2) = \frac{1}{1 - f(t_1, t_2)} \quad (37.2)$$

Endi bu $\varphi(t_1, t_2) = \frac{Q_1}{Q_2}$ funksiyaning umumiy ko'rinishini aniqlaylik. Buning uchun 12341 Karno siklini olib ko'raylik. Istalgan Karno siklini, xuddi shunday sikllarning qo'shilishidan iborat, deb qarash mumkinligidan 12341 Karno siklini ham 12561 va 65346 sikllardan iborat, deb qarash mumkin (34-rasm).



12561 sikl uchun

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \varphi(t_1, t_2)$$

65346 sikl uchun

$$\frac{Q_2}{Q_3} = \varphi(t_3, t_2)$$

Bu ifodalardan

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \varphi(t_1, t_2) \varphi(t_3, t_2) \quad (37.3)$$

Ikkinchi tomondan 12341 sikl uchun

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \varphi(t_1, t_3) \quad (37.4)$$

(37.3) va (37.4) ifodalardan

$$\varphi(t_1, t_3) = \varphi(t_1, t_2) \varphi(t_3, t_2) \quad (37.5)$$

Bundan

$$\varphi(t_1, t_2) = \frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_3, t_2)} \quad (37.6)$$

Bu tenglamadan ko‘rinadiki, tenglamaning chap tomoni t_3 ga bog‘liq emas. Shuning uchun uning o‘ng tomoni ham t_3 ga bog‘liq bo‘lmasligi kerak.

Kelvin $\frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_3, t_2)}$ kattalikni mutloq shkala bo‘yicha o‘lchanadigan temperaturalarning (T_1 va T_2) nisbati kabi hisoblashni taklif etdi:

$$\frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_3, t_2)} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2} \quad (37.7)$$

(37.7) formula asosida tanlangan shkalaga temperaturaning mutloq termodinamik shkalasi deyiladi. Bu shkala asosida topilgan Karno siklining FIK ideal gaz termometri asosida topilgan Karno siklining FIK bilan mos tushadi.

Shunday qilib, hozirgacha bayon etilgan barcha mavzularda temperatura uning mutloq termodinamik shkalasidagi qiymatini ifodalar ekan.

38-§. Manfiy mutloq temperaturalar

Molekulyar kinetik nazariyaga ko‘ra, temperatura zarralarning kinetik energiyasi bilan aniqlanadi va kinetik energiya manfiy qiymatni qabul qila olmaganligi uchun manfiy mutloq temperatura to‘g‘risida gapirishning ham ma‘nosi yo‘q. Biroq temperaturani bunday tushunish faqat klassik fizika doirasida o‘rinlidir.

Kvantlangan, ya'ni zarralarning energiyasi diskret qiymatlar qabul qiladigan sistemalarda manfiy mutloq temperatura tushunchasi ham qo'llanishi mumkin.

Bolsman taqsimotidan foydalanib

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad (38.1)$$

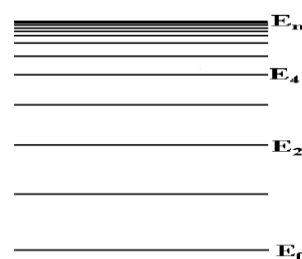
T ni topsak

$$T = -\frac{E_n}{k \ln \frac{n}{n_0}} \quad (38.2)$$

kelib chiqadi. Bu yerda n_0 energiyasi nol, deb shartli ravishda hisoblangan zarralar soni, n esa energiyasi E_n ga teng bo'lgan holatdagi zarralar soni.

Bu ifodadan ko'rinadiki, $n < n_0$ bo'lganda T musbat qiymatlar qabul qiladi. Ammo $n > n_0$ bo'lgan sharoitlarda, kvantlangan sistemalarda shunday sharoitni yuzaga keltirish mumkinki, T manfiy bo'lib qoladi.

Sistemaga energiya berilishi bilan zarralar yuqorigi energiya-sathlarga ko'tarilishi, binobarin $n > n_0$ holatga erishish mumkin. Ana shunday energetik sathlar sxemasi 35-rasmda keltirilgan.



35-rasm

Temperaturaning mutloq nol qiymatlarida barcha zarralar eng quyi sathlarda yotadi. Bunday holatdagi zarralar sistemasining entropiyasi ham nolga teng.

Endi ana shu sistemadagi zarralarga energiya berilsa, asta-sekin T ning qiymati orta boradi va $n = n_0$ bo'lganda, $T = \infty$ ga teng bo'ladi. Bunday holda zarralar barcha energetik sathlar bo'yicha tekis taqsimlangan bo'ladi va sistemaning entropiyasi maksimal qiymatga erishadi. Sistemaga yana energiya berilishi davom etsa $n > n_0$ holatga erishiladi va bu holda entropiya yana kamaya boshlaydi. Sistemaga berilayotgan energiyaning ortishi bilan sistema entropiyasining kamayishi temperaturaning manfiy ekanligini ko'rsatadi. Berilayotgan energiyaning yanada ortishi bilan entropiyaning nol holatiga erishish mumkin. Lekin bu nolni odatdagi $+0$ dan farqlash va shuning uchun uni -0 deb belgilash mumkin. Bu musbat va

manfiy sonlar orasidagi farq shundan iboratki, minus nolga manfiy temperaturalar tomonidan, plus nolga esa musbat temperaturalar tomonidan yaqinlashadi.

Bunday manfiy temperaturali sistemalar turg'un bo'lmasdan tashqi energiya hisobiga uyg'otilgan zarralar energiya nurlantirish orqali yana avvalgi uyg'otilmagan boshlang'ich energetik sathga o'tadi. Bu vaqtdagi nurlantirish optik kvant generatori sifatida foydalaniladi.

39-§. Termodinamikaning uchinchi qonuni

Yuqorida ta'kidlanganidek, termodinamik sistema-ning ichki energiyasi faqatgina holatning funksiyasidan iborat bo'lib, bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas. Temperaturaning pasayishi bilan entropiyaning o'zgarishi ham kamayib, sistemadagi zarralarning joylashish tartibliligi orta boradi va nol Kelvinga yaqin temperaturalarda sistemadagi zarralarning tartibliligi eng katta bo'lib, eng kichik ichki energiyaga ega bo'ladi.

Termodinamik sistemalarning 0K temperatura atrofidagi xossalarini o'rganib, Nernst termodinamika-ning birinchi va ikkinchi qonunlaridan mantiqiy ravishda kelib chiqmaydigan alohida xulosaga keldi va shuning uchun ham bu xulosaga Nernst teoremasi yoki termodinamikaning uchinchi qonuni deyiladi. Nernst teoremasiga muvofiq:

Sistema mutloq nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ma'lum aniq chegaraga intiladi va shuning uchun ham sistemaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi entropiyaning doimiy qiymatida ro'y beradi.

Entropiyaning bu temperaturadagi qiymatini nolga teng deb olsak, sistema entropiyasi ham temperaturaning mutloq shkalasi nomi bilan atalgani kabi mutloq entropiya deyiladi. Noldan farqli istalgan temperaturadagi entropiya u holda

$$S = \int_0^T \frac{\delta Q}{T} \quad (39.1)$$

bilan aniqlanadi.

Nernst teoremasidan (uni Nernst prinsipi ham deb ataydilar) bir necha muhim xulosalar chiqadi:

$T=0$ bo'lganda entropiya ham nolga teng bo'lganligidan chekli o'zgartirishlar orqali mutloq nol temperaturaga erishib bo'lmaydi, deb aytish mumkin. Shuning uchun ham termodinamikaning uchinchi qonuni ba'zan $0K$ temperaturaga erishib bo'lmaydi, deb ta'riflanadi.

Nernst prinsipining yana bir muhim xulosalaridan biri $0K$ temperaturada moddalarning issiqlik sig'implari ham nolga teng bo'ladi. Haqiqatan ham

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \text{ va } \delta Q = TdS$$

tengliklardan

$$C = T \frac{dS}{dT} = \frac{dS}{d \ln T} \quad (39.2)$$

Bu tenglikdan ko'rinadiki, T nolga yaqinlashsa $\ln T$ ifoda ∞ ga intiladi. dS esa aniq bir qiymatga ega bo'lganligi uchun $C=0$ bo'ladi.

Xuddi shuningdek, $0K$ atrofida jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsienti, siqilish koeffitsientlari ham nolga teng ekanligini ko'rsatish mumkin.

Aytilgan xulosalarning hammasi muvozanat holatdagi sistemalar uchun tegishlidir. Muvozanatsiz sistemalar uchun mutloq nol temperaturada entropiya noldan farqli bo'lishi ham mumkin.

Nazorat savollari:

1. Termodinamika nimani o'rgatadi?
2. Termodinamik sistema deb nimaga aytiladi?
3. Termodinamikaning birinchi qonunini ta'riflang.
4. Issiqlik sig'imi, solishtirma, molyar issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi?
5. Qanday izojarayonlarni bilasiz?
6. Izotermik, izoxorik, izobarik jarayonlar uchun termodinamikaning birinchi qonuni qanday ko'rinishda bo'ladi?

7. Adiabatik jarayon deganda nimani tushunasiz?
8. Termodinamikaning ikkinchi qonuniga ta'riflar bering.
9. Entropiyaning fizik ma'nosi nima?
10. Termodinamikaning uchinchi qonunini izohlang.

V B O B

REAL GAZLAR VA SUYUQLIKLAR

40-§. Molekulyar kuchlar va ideal gaz qonunlaridan chetlanishlar

Biz ideal gaz qonunlari bilan tanishganimizda bunday gazlarning molekulari xususiy hajmga ega emas va ular o'zaro ta'sirlashmaydi, deb hisobladik. Bunday o'ta soddalashtirilgan gaz modeli juda siyraklashgan gazlar uchun o'rinli bo'lib, gaz bosimining ortishi bilan ideal gaz qonunlaridan chetlanishlar orta boradi. Masalan, CO_2 gazining bir necha o'n atmosferadagi izotermasi Boyle-Mariott qonunidan keskin farq qiladi.

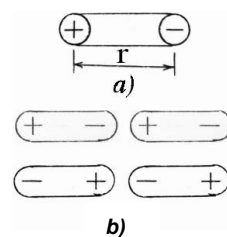
Tabiatda mavjud bo'lgan gazlar uchun Mendeleev-Klapeyron tenglamasi faqat uncha yuqori bo'lmagan bosimlardagina bajariladi. Tajriba real gazlarning ideal gazlardan o'z xossalariga ko'ra bir muncha farq qilishni ko'rsatadi va real gazlar qonuniyatlarini o'rganishda molekularlarning o'zlari ma'lum o'lchamga ega ekanliklarini hamda ular orasida o'zaro ta'sir mavjudligini inobatga olish kerak.

Ko'pchilik gaz molekularlarining o'lchamlari 10^{-10} m tartibida bo'ladi. Ularning hajmlari esa $4 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$ atrofida normal sharoitda har bir m^3 hajmda Loschmidt sonicha $n = 2,7 \cdot 10^{25}$ ta havo molekulasini bo'lsa, ularning egallagan xususiy hajmi $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$ ni tashkil etadi. Bu esa havo molekulari egallagan hajm umumiy 1 m^3 hajmning $1 \cdot 10^{-4}$ qismiga yaqin ekanligini ko'rsatadi. Agar havoning bosimi ortsa, molekula xususiy hajmining ta'siri tufayli Boyle-Mariott qonunidan chetlanish sezilarli bo'ladi.

Bundan tashqari real gazlarda ideallikdan chetlanish molekulalararo ta'sir tufayli ham ro'y beradi. Molekulalararo ta'sir o'zaro tortishish va itarishish kuchlarining natijasidan iborat bo'lib, o'z tabiatiga ko'ra bir necha xil bo'lishi mumkin. Bunday ta'sir kuchlariga Van-der-Vaals kuchlari ham deyiladi.

Bu kuchlarning tabiati asosan elektrostatik ta'sir kuchlaridan iborat. Eng oddiy bir atomli molekula musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida ma'lum orbitalar bo'ylab harakatlanuvchi manfiy zaryadlangan elektronlardan iborat. Vaqtning juda qisqa ulushi davomida bunday musbat va manfiy zaryadlar sistemasini elektr dipoli deb qarash mumkin (36-rasm, a)).

Dipol o'zi atrofida elektr maydonini hosil qiladi va bu maydon kuchlanganligi noldan farqli. Chunki qaralayotgan nuqtadan dipol zaryadlarigacha bo'lgan masofalar har xil va ular o'zaro bir-birini kompensatsiyalamaydi. Agar molekuladagi atomlar soni ko'p bo'lsa, unda oddiy dipol bo'lmasdan murakkab elektr sistemi kvadrupol, oktaupollardan iborat bo'ladi (36-rasm, b)). Molekulalar yaqinlashganda o'zaro elektrostatik ta'sir ro'y beradi. Bunday ta'sirga dispersion ta'sir deyiladi.



36-rasm

Ayrim molekulalarda musbat va manfiy zaryadlarning markazlari ustma-ust tushama-ganligi sababli ular doimiy dipol momentiga ega bo'ladi. Masalan, suvning molekulasida doimiy dipol momentiga ega. Shunday molekulalar o'zaro yaqinlashganda dipol-dipol, ya'ni orientatsion ta'sir ro'y beradi.

Doimiy dipol momentiga ega bo'lgan molekula bilan doimiy dipol momentiga ega bo'lmagan molekulalar yaqinlashganda dipol ta'sirida yaqinlashgan molekulaning elektron qobig'ida ma'lum deformatsiya ro'y beradi va bu molekulalar o'zaro ta'sirlasha boshlaydi. Bunday ta'sirga induksion ta'sir deyiladi.

Shunday qilib, Van-der-Vaals ta'sir kuchlari molekulalar o'rtasidagi dispersion, orientatsion va induksion ta'sirlardan iborat.

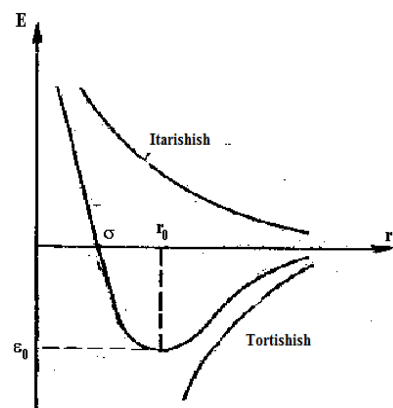
Molekulalarning o‘zaro tortishish potensialini $E_n = -\frac{a_1}{r^m}$, itarishish potensialini

$E_n = \frac{a_2}{r^n}$ deb belgilasak, molekulalararo ta’sir potensialining umumiy ko‘rinishi

$$E_n = -\frac{a_1}{r^m} + \frac{a_2}{r^n} = \frac{a_2}{r^n} - \frac{a_1}{r^m} \quad (40.1)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda a_1 , a_2 , m , n lar berilgan molekulyar sistemalar uchun doimiy kattaliklar. Molekulalararo ta’sir potensialining molekula-lar orasidagi masofaga bog‘liq ravishda o‘zgarishi grafik ravishda 37-rasmda keltirilgan. Rasmdan ko‘rinadiki, $r < r_0$ masofalarda itarishish, $r > r_0$ masofalarda tortishish kuchlari asosiy roli o‘ynaydi. $r = r_0$ masofada kuchlar o‘zaro bir-birini kompensatsiyalaydi.

Agar molekulalar orasidagi masofa $r < r_0$ bo‘lsa, itarishish kuchlari keskin ortadi va molekulalar turli tomonga harakat qiladi. Binobarin, real gaz molekulalarining to‘qnashuvi deganda xuddi bilyard sharlari kabi molekulalararo elastik to‘qnashuvini emas, molekulalar ta’sir sferasining ma’lum masofagacha yaqinlashib, undan keyin turli tomonga harakat qilishini tushunmoq kerak.



37-rasm

Real molekulalarda bundan tashqari ta’sirning boshqa turlari, xususan, vodorod bog‘lanishi ham uchraydi. Ammo vodorod bog‘lanishining ta’sir energiyasi Van-der-Vaals ta’siri energiyasidan ancha katta va bu ta’sirning xarakterli tomonlari maxsus kurslarda o‘rganiladi. Shuning uchun biz ularga to‘xtalib o‘tirmaymiz.

Ko‘p hollarda molekulalararo ta’sirni ifodalaganda ta’sir potensialining maxsus ko‘rinishidan foydalani-ladi. Amalda keng qo‘llaniladigan potentsiallardan biri Lennard-Jons potensialidir. Uning ko‘rinishi

$$E_n(r) = 4\epsilon_0 \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (40.2)$$

bu yerda ϵ_0 va σ ning qiymati 37-rasmda ko‘rinib turibdi.

41-§. Van-der-Vaals tenglamasi

Fransuz fiziklari Renyu, Amaga va boshqalarning tajribalari ideal gaz qonunlari yuqori bosimlarda real gazlar uchun uncha to'g'ri natija bermasligini ko'rsatdi. Gaz qancha ko'proq siqilgan bo'lsa, ideal gaz qonunlaridan chetlanish shuncha ko'proq kuzatiladi. Ideal gaz qonunlarini real gazlarga ham qo'llash uchun unga tuzatma kiritish lozim. Ana shunday tuzatma gollandiyalik fizik Van-der-Vaals tomonidan 1873 yilda kiritilgan.

Ma'lumki, ideal gazlarning holati Mendeleev-Klapeyron tenglamasi bilan aniqlanadi. Bir mol ideal gaz uchun bu tenglama

$$PV = RT \quad (41.1)$$

ko'rinishda yoziladi.

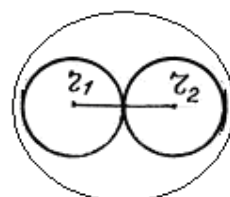
Real gazlar ideal gazlardan molekulari xususiy hajmga ega ekanligi va molekulararo ta'sir borligi bilan farq qilganliklari uchun, real gaz tenglamasini yozishda bu farqlarni hisobga olish kerak.

Eng avvalo, real gazlarning molekulari ma'lum hajmga ega bo'lganliklari uchun, gazning egallagan butun hajmidan shu gaz molekularining xususiy hajmini xarakterlaydigan biror b kattalikni ayirish kerak. Mendeleev-Klapeyron tenglamasida V o'rniga, $V-b$ ni olmoq lozim.

Van-der-Vaals tenglamasidagi molekulaning hajmini hisobga oluvchi b tuzatma bilan molekulaning xususiy hajmi V_0 o'rtasidagi bog'lanishni quyidagicha topish mumkin.

Ikki molekula to'qnashganda ular bir-biriga radiuslarining yig'indisi r_1+r_2 masofagacha yaqinlashadi.

Radiuslari r_1 va r_2 bo'lgan to'qnashuvchi molekular uchun bu hajm(38-rasm)



38-rasm

$$b = kn \frac{4}{3} \pi (r_1 + r_2)^3 \quad (41.2)$$

ga teng. Bu yerda k – to'qnashuv doimiysi, n – hajm birligidagi to'qnashuvchi zarralar soni. To'qnashuvda faqat ikkita molekula qatnashadi deb hisoblansa $k = \frac{1}{2}$, va to'qnashuvchi molekularning o'lchami $r_1=r_2=r$ bir xil bo'lsa

$$b = kn \frac{4}{3} \pi (2r)^3 \approx 4nV_0 \quad (41.3)$$

kelib chiqadi. Shunday qilib, Van-der-Vaals tenglamasidagi hajmga kiritilgan tuzatma molekulaning xususiy hajmidan to'rt marta katta ekan.

Real gazlar molekulari orasidagi masofa $r=r_0$ dan katta bo'lgan oraliqlarda o'zaro tortishganliklari sababli idish devoriga yaqin molekular o'rtaroqdagi molekulalarga tortiladi va shuning natijasida qo'shimcha ichki bosim paydo bo'ladi. Bu ichki bosim idish devori yaqinidagi yuza birligiga to'g'ri kelgan molekular soni n ga proporsional. Bu molekular soni esa o'z navbatida hajm birligidagi molekular soni n ga proporsional. Shunday qilib, gaz molekularining tortishuvi tufayli hosil bo'ladigan qo'shimcha ichki bosim hajm birligidagi gaz molekularining soni n ning kvadratiga to'g'ri proporsional. Hajm birligidagi zarralar soni $n \approx \frac{1}{V}$ bo'lganligi uchun, qo'shimcha bosim $P_k' = \frac{a}{V^2}$ deb olish mumkin. Bunda a – proporsionallik koeffitsienti.

Shunday qilib, 1 mol real gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasi

$$\left(P + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT \quad (41.4)$$

bo'ladi. Bu yerda R – bir mol gazga tegishli gaz universal doimiysi, V gazning molyar hajmi, a va b lar esa berilgan gaz uchun Van-der-Vaals doimiylari. Turli xil gazlar uchun a va b larning qiymatlari turlicha bo'ladi. b kattalik molyar hajm birligida o'lchanadi. a ning o'lchamini quyidagicha topish mumkin. $\frac{a}{V^2}$ ifoda ichki bosimni ifodalaydi va shuning uchun u N/m^2 larda ifodalanadi. U holda

$$a = P'V^2 = N/m^2 \frac{M^6}{mol^2} = Nm^4/mol^2$$

birlikda o'lchanadigan fizik kattalikdir.

Istalgan $\nu = \frac{m}{\mu}$ miqdordagi gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasi

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (41.5)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu yerda V – gazning egallagan hajmi.

Real gazlar holatini ifodalovchi Van-der-Vaals tenglamasi yagona tenglama emas. Yuz va ming atmosferalarda Van-der-Vaals tenglamasi bo'yicha olingan natijalar tajribada olingan natijalar bilan to'la mos kelmaydi. Bu fakt shuni ko'rsatadiki, Van-der-Vaals tenglamasi ham real gazning xususiyatini to'la ifodalamas ekan, yana qo'shimcha parametrlar kiritishga to'g'ri keladi. Shuning uchun ham boshqa olimlar ham real gazlar holatini ifodalovchi tenglamalarni taklif etishgan. Masalan:

Bertlo tenglamasi

$$\left(P + \frac{a}{TV^2}\right)(V - b) = RT \quad (41.6)$$

Kamerling-Onnes tenglamasi

$$PV = RT \left(1 + \frac{B_2}{V} + \frac{B_3}{V^2} + \dots\right) \quad (41.7)$$

Diterchi tenglamasi

$$P(V - b) = RT \cdot e^{-\frac{a}{RT \cdot b}} \quad (41.8)$$

kabilarni misol keltirish mumkin. Lekin bu tenglamalar orasida Van-der- Vaals tenglamasi real gazlar holatini ifodalovchi eng ko'p qo'llaniladigan va reallikni aniqroq aks ettiradigan tenglamadir.

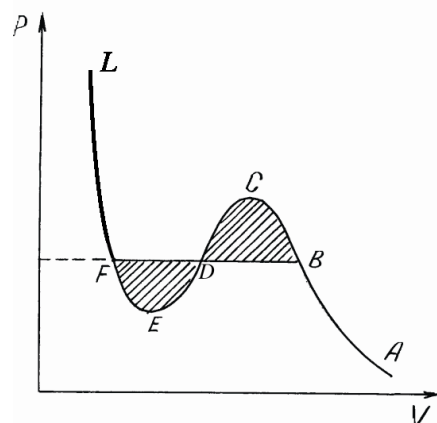
42-§. Van-der-Vaals izotermalari

Van-der-Vaals tenglamasini V ga nisbatan yechsak

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{P}\right)V^2 + \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (42.1)$$

hosil bo'ladi. Bu tenglama V ga nisbatan uchinchi darajali tenglama bo'lganligi tufayli gaz bosimi qiymatining o'zgarishi bilan gazning hajmi bitta yoki uchta ildizga ega bo'ladi. Ma'lum gaz uchun berilgan temperaturadagi Van-der-Vaals nazariy izotermasini chizsak $ABCDEF$ egrisini hosil qilamiz (39-rasm).

Bu grafikdan ko'rinadiki, gaz haj-mining kamayishi bilan (AB – qismda) uning bosimi



orta boradi. Bu holda gaz deyarli Boyle-Mariott qonuniga bo'ysungandek tuyuladi. Lekin eksperimental izotermada gazning hajmi ma'lum B nuqtaga yetgandan boshlab real gazning to'yingan bug'i hosil bo'lib, gaz suyuqlikka aylana boshlaydi. (Bunday jarayonga kondensatsiyalanish deb aytiladi).

Bu holdagi bug'ning bosimi faqat temperaturaga bog'liq bo'lib, barcha bug' suyuqlikka aylanguncha hajmning kamayishi bilan uning bosimi doimiy qoladi. F nuqtada kondensatsiyalanish jarayoni tugab, barcha bug' suyuqlikka aylanib bo'ladi. Hajmning yanada kamaytirilishi suyuqlik bosimining keskin ortishiga olib keladi. Bu soha FL chizig'i bilan xarakterlanadi.

Van-der-Vaals izotermasidagi $BCDEF$ soha turg'un bo'lmagan gaz holatini ifodalab, suyuqlik va bug' aralashmasidan iborat. Grafikdagi BC qism gazning siqilish darajasi to'yingan bug' hosil qilish darajasiga erishganligiga qaramay u hali kondensatsiyalashib ulgurmagan holatni ifodalaydi. Shuning uchun ham bu holatga o'ta to'yingan bug' deyiladi. Bu izotermadagi FE holatga amalda erishish juda murakkab. Bu holat LF holatning davomidan iborat bo'lganligi uchun bu holatga o'ta qizigan suyuqlik ham deb ataydilar.

Nazariy izotermadagi EDC holat deyarli amalda hosil qilib bo'lmaydigan, nostabil holatdir. FE va BC holatlarga nostabil holat deyiladi.

Tajribada Van-der-Vaals nazariy izotermasining $FECD$ qismlari kuzatilmasdan faqat $LFDBA$ izoterma kuzatiladi. Ammo FDB chizig'ining vaziyatini Van-der-Vaals tenglamasidan aniqlab bo'lmaydi. Boshqacha aytganda, berilgan temperaturadagi to'yingan bug' bosimining muvozanatli P_m qiymatini aniqlab bo'lmaydi.

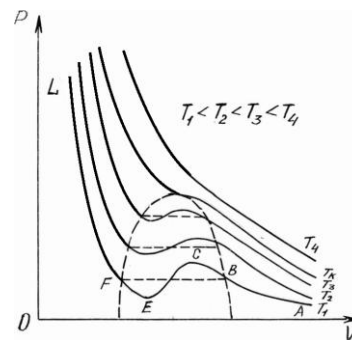
Van-der-Vaals izotermasidagi bu bosim holatini aniqlash usulini Maksvell ko'rsatgan edi. Uningcha F holatdan B holatga o'tish $FEDCB$ yo'l bilanmi yoki FDB yo'l bilanmi amalga oshirilishidan qat'iy nazar bir xil ish bajarilishi kerak. Shunday ekan PV diagrammadagi FED chiziqlar bilan chegaralangan yuza DCB chiziqlar bilan chegaralangan yuzaga teng bo'lishi kerak. Ana shu yuzalarning tenglik shartidan FDB chiziqning holati topiladi.

43-§. Kritik temperatura va kritik holat

Biz oldingi paragrafda bitta temperaturadagi Van-der-Vaals izotermasi bilan tanishib chiqdik.

Endi esa turli xil temperaturalardagi Van-der-Vaals izotermalari bilan tanishaylik (40-rasm).

Temperaturaning ko‘tarilishi bilan *FEDCB* va *FDB* chiziqlar bilan chegaralangan yuza kamayib boradi va $T=T_k$ temperaturada izotermadagi maksimum va minimumlar butunlay yo‘qoladi.



40-rasm

Demak, temperaturaning ko‘tarilishi bilan bosimning bir qiymatiga mos keluvchi hajmning uchta qiymati ham bir-biriga yaqinlashadi va $T=T_k$ temperaturadan boshlab bosimning bitta qiymatiga hajmning bitta qiymati mos keladi. Ana shu T_k temperaturaga kritik temperatura deyiladi. Bu temperatura har xil gazlar uchun alohida qiymatga ega bo‘lib, gazning Van-der-Vaals tenglamasidagi doimiylari a va b ga bog‘liq.

Kritik holatni xarakterlovchi kritik temperatura va boshqa kritik parametrlarni topish uncha qiyin emas. Buning uchun Van-der-Vaals tenglamasini kritik holat uchun yozib, uni uchinchi darajali $(V-V_k)^3$ tenglamadagi mos koeffitsientlarini tenglashtirish kerak.

Kritik holatdagi Van-der-Vaals tenglamasi

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{P}\right)V^2 + \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0$$

bilan

$$(V - V_k)^3 = V^3 - 3V_k V^2 + 3V_k^2 V - V_k^3 = 0$$

tenglamadagi V ning mos darajalari oldidagi koeffitsientlarini taqqoslasak

$$b + \frac{RT_k}{P_k} = 3V_k, \quad \frac{a}{P_k} = 3V_k^2, \quad \frac{ab}{P_k} = V_k^3$$

kelib chiqadi. Bu tenglamalarni V_k , P_k , T_k ga nisbatan yechib

$$V_k = 3b, \quad P_k = \frac{a}{27b^2}, \quad T_k = \frac{8a}{27Rb} \quad (43.1)$$

qiymatlarini olamiz. Bu ifodalardan ko‘rinadiki, gazning kritik holati parametrlari V_k , P_k , T_k gaz doimiylari a va b bilan aniqlanadi.

Agar berilgan gaz uchun kritik parametrlar ma’lum bo‘lsa, shu gaz uchun a va b doimiylarni aniqlash mumkin:

$$a = 3P_{\kappa}V_{\kappa}^2, \quad b = \frac{1}{3}V_{\kappa}, \quad R_{\kappa} = \frac{8P_{\kappa}V_{\kappa}}{3T_{\kappa}} \quad (43.2)$$

(43.2)dan ko‘rinadiki, har bir real gaz uchun R_k alohida qiymatga ega va ideal gazlar uchun gaz doimiysi R dan farq qiladi.

Gazlar kritik holatga yaqinlashganda gazdagi fluktuatsiyalarning miqdori keskin ortadi va u xiralashadi. Gazning bu holatiga kritik opalessensiya deyiladi.

Kritik holatda hatto tiniq bo‘lgan jismlar ham xira (loyqasimon) shaffofsiz bo‘lib ko‘rinadi. Tiniq bo‘lmagan mineral – opaldan yorug‘likning sochilishiga o‘xshashligi uchun jismlarning ana shunday shaffofsizlanishi – opalessensiya deyiladi.

44-§. Van-der-Vaalsning keltirilgan tenglamasi. Mos holatlar qonuni

Van-der-Vaals tenglamasidagi a va b larning qiymati turli xil gazlar uchun turlichadir. Shuning uchun bir xil temperaturadagi turli xil gazlar uchun chizilgan Van-der-Vaals izotermalari bir-biridan farq qiladi.

Ammo real gaz izotermalarini ham xuddi ideal gaz izotermalari kabi uning tabiatiga bog‘liq bo‘lmaydigan ko‘rinishga olib kelish mumkin. Buning uchun Van-der-Vaals tenglamasidagi P, V, T larni o‘lchamsiz parametrlar

$$\frac{T}{T_{\kappa}} = \theta, \quad \frac{P}{P_{\kappa}} = \pi, \quad \frac{V}{V_{\kappa}} = \varphi$$

orqali ifodalash kerak. Haqiqatdan ham, Van-der-Vaals tenglamasidagi P, V va T larning o‘rniga $P_{\kappa}\pi$, $V_{\kappa}\varphi$, $T_{\kappa}\theta$ larni qo‘yib, (43.1) ifodalarni hisobga olsak

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right)\left(\varphi - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\theta \quad (44.1)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglamadagi π, φ, θ lar o‘lchamsiz kattaliklar bo‘lib, shu gazning xossalariga bog‘liq emas. Bu tenglama barcha real gazlar uchun o‘rinli bo‘lganligi uchun unga keltirilgan holat tenglamasi deyiladi. (44.1)dan ko‘rinadiki, ikki xil real gaz biror modda uchun ikki parametr π, φ bir xil bo‘lsa, uchinchi θ parametr ham bir xil bo‘ladi. Boshqacha qilib aytganda, mos holatlarga mos parametrlar to‘g‘ri keladi va shuning uchun mos holatlar qonuni ham deb aytiladi.

Van-der-Vaals tenglamasi va uning keltirilgan ko‘rinishi ham real gazlar holatini sifat jihatidan ancha yaxshi izohlasada, ammo miqdor jihatidan eksperimental qiymatlaridan farq qiladi. Buning bir necha sabablari bor. Bu sabablardan eng muhimi berilgan gaz uchun doimiy bo‘lgan a va b parametrlar nazariyaga ko‘ra temperaturaga bog‘liq emasligida. Ammo haqiqatda esa ular temperaturaning o‘zgarishi bilan o‘zgaradi. Masalan, Ar (Argon) gazi uchun a va b ning temperaturaga bog‘liq ravishda o‘zgarishi 1-jadvalda keltirilgan.

1-jadval

Temperatura T K	$a \cdot \frac{Nm^4}{mol^2}$	$b \cdot 10^6 \frac{m^3}{mol}$
424	0,192	61,0
436	0,184	58,0
446	0,179	55,5
456	0,174	53,0
466	0,169	51,0
486	0,160	48,0
546	0,142	41,0

Kritik parametrlar orasidagi bog‘lanishdan $\frac{P_{\kappa} V_{\kappa}}{RT_{\kappa}} = \frac{3}{8} = 0,375$ doimiy qolishi va gaz turiga bog‘liq bo‘lmasligi lozim. Ammo bu nisbat ham turli gazlar uchun turlichadir.

Xuddi shuningdek, gazlar uchun doimiy hisoblangan b parametr bilan V_k o‘rtasidagi $V_k = 3b$ munosabat ham aniq bajarilmaydi. Ko‘pgina moddalar uchun $V_k = 2b$ tenglik o‘rinlidir.

Tajriba bilan Van-der-Vaals izotermasi o‘rtasidagi farq ayniqsa FB (39-rasm) sohada ancha katta bo‘lib, Van-der-Vaals tenglamasi aynan shu sohani tushuntirishda sezilarli nazariy qiyinchiliklarga duch keladi.

Shunday qilib, Van-der-Vaals tenglamasi real gazlar holatini ifodalovchi aniq tenglamadan iborat bo‘lmasdan, ma’lum yaqinlashishda uning holatini aniqlaydi.

45-§. Real gazlarning ichki energiyasi

Gazlarning ideallik shartlaridan biri ularning molekulari o'zaro ta'sirlashmasligida ekanligini aytib o'tgan edik. Shuning uchun ham ularning potensial energiyasi nolga teng bo'lib, ichki energiyasi faqatgina kinetik energiyadan iborat. 1 *mol* ideal gaz uchun uning ichki energiyasi

$$U = E_k = \frac{i}{2} RT = C_v T \quad (45.1)$$

ga teng edi.

Real gazlarda molekular o'zaro ta'sirlashadi va buning natijasida ichki bosim paydo bo'ladi. Ana shu ichki bosim, ya'ni molekularlarning o'zaro tortishishi tufayli hosil bo'ladigan potensial energiya quyidagicha topiladi:

$$U' = \int \frac{a}{V^2} dV = -\frac{a}{V} + \text{const} \quad (45.2)$$

Integrallash doimiysi gazni juda siyraklashgan deb hisoblanadigan shartdan aniqlanadi. Bunday sharoitda $V \rightarrow \infty$, $U' \rightarrow 0$, $C = \text{const}$, ya'ni $C = 0$.

Shunday qilib, 1 *mol* real gazning to'liq ichki energiyasi

$$U = C_v T - \frac{a}{V} \quad (45.3)$$

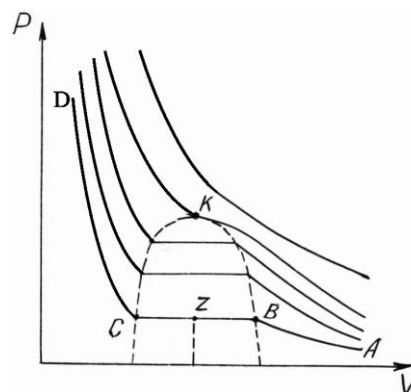
ga teng bo'lib, ideal gazning ichki energiyasidan $\frac{a}{V}$ kattalikka farq qilar ekan.

Oxirgi formuladan ko'rinadiki, real gazning hajmi qancha katta bo'lsa, uning ichki energiyasi ham shuncha katta bo'ladi.

46-§. Real gazlarning eksperimental izotermalari

Van-der-Vaals izotermalaridan ko'rinadiki, gazning temperaturasi doimiy qoldirib, siqila boshlansa, ma'lum bir hajmdan boshlab suyuqlikka aylana boradi. Ingliz fizigi Endryus karbonat angidrid gazi uchun haqiqatdan ham shunday eksperimental izotermalar olish mumkinligini ko'rsatgan edi. Ana shunday izotermalar hosil bo'lish jarayoni bilan tanishaylik.

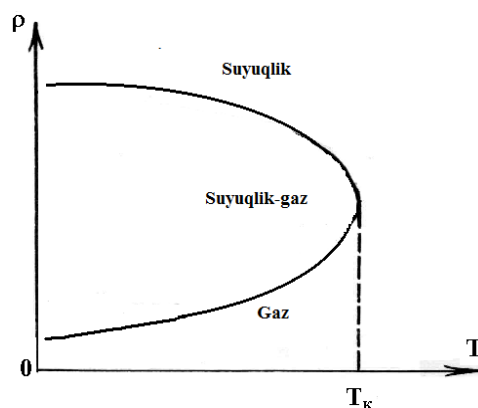
Gaz ma'lum bir temperaturada izotermik siqilayotgan bo'lsa, uning bosimi ma'lum bir R_s nuqtaga yetguncha gaz holatda bo'lib, uning yanada siqilishi suyuqlik hosil bo'lishiga olib keladi va butun gaz suyuqlikka aylanguncha uning bosimi doimiy qoladi. Gaz butunlay suyuqlikka aylangandan keyin uning ozgina siqilishi ham bosimning keskin ortishiga olib keladi (41-rasm).



41-rasm

Gaz siqilish davomida AB gaz, BC gaz va suyuqlik, CD sof suyuqlik faza-larida bo'ladi. Temperaturaning ko'ta-rilishi bilan ikki fazali BC soha qisqarib, ma'lum bir T_k temperaturada B va C nuqtalar ustma-ust tushadi. Bu nuqtada gaz va suyuqlik orasidagi chegara yo'qoladi va ular yagona umumiy xossaga ega bo'ladi. Bu holat kritik holat ekanligini yana bir bor eslatib o'tamiz.

Kritik temperaturadan yuqori temperaturalarda gaz har qancha siqilganda ham suyuqlikka aylanmaydi. Binobarin, gazni suyuqlikka aylantirmok uchun avval uni kritik temperaturadan past temperaturagacha sovitmoq kerak. Rasmdagi BKC soha gaz va suyuq fazali sohani tashkil etadi. B nuqtadan boshlab gazning to'yingan bug'i hosil bo'lsa, C nuqtada hamma gaz qaynovchi suyuqlikka aylanadi. BC sohadagi bug' to'yingan bug'dan iborat. To'yingan bug' deb, o'z suyuqligi bilan dinamik muvozanatda bo'lgan bug'ga aytiladi. Bug' to'yinganda vaqt birligi ichida qancha molekula bug'ga aylansa, shuncha molekula yana suyuqlikka aylanadi. To'yingan bug'ning zichligi temperaturaga bog'liq.



42-rasm

Temperaturaning ortishi bilan to'yingan bug'ning bosimi ortadi, suyuqlikning zichligi esa kamayadi va kritik temperaturalarda suyuqlik va gaz fazalarining zichliklari bir-biri-ga yaqinlashadi. Kritik temperaturada esa ular tenglashadi, ya'ni fazalar orasidagi farq yo'qoladi (42-rasm).

Sistemaning suyuqlik va gaz fazalardagi qancha qismini to'yin-gan bug', qancha qismi-ni suyuqlik egallashi richag qoidasi asosida topiladi. Istalgan biror Z nuqtadagi (41-rasm) bug' va suyuqlikning egallagan hajmlari V_s , V_b , zichliklari ρ_s , ρ_b bo'lsa, modda miqdorining saqlanish qonuniga binoan

$$M = V_s \rho_s + V_b \rho_b \quad (46.1)$$

bo'ladi. $V = V_s + V_b$ ekanligini hisobga olsak

$$V_s(\rho_s - \rho_b) = M - V \rho_b \quad (46.2)$$

kelib chiqadi. Bundan esa

$$V_s = \frac{M - V \rho_b}{\rho_s - \rho_b} \quad (46.3)$$

(46.3) ifodaning surat va maxrajini M ga bo'lib va $V_1 = \frac{M}{\rho_b}$, $V_2 = \frac{M}{\rho_s}$ deb olsak

$$V_s = V_2 \frac{V_1 - V}{V_2 - V_1} \quad (46.4)$$

hosil bo'ladi. Bu yerda V_1 barcha suyuqlik to'la bug'ga aylangandagi hajmi bo'lsa, V_2 bug'lanmagan suyuqlikning hajmidan iborat.

Shunday qilib, istalgan Z suyuq fazaning hajmi, butun hajm V ga va shu suyuqlik to'la to'yingan bug'ga aylangandagi hajm V_1 ga hamda to'la suyuqlikning hajmi V_2 ga bog'liq bo'ladi.

Ko'p hollarda istalgan Z nuqtadagi suyuq va bug' fazalarining nisbati hajmlari nisbatida emas, shu fazadagi massalarning nisbati kabi olinadi. Buning uchun

$\rho_s = \frac{m_s}{V_s}$ va $\rho_b = \frac{m_b}{V_b}$ ekanligini hisobga olish lozim. Agar shunday qilinsa,

$$m_s = M \frac{V_1 - V}{V_2 - V_1} \text{ va } m_b = M \frac{V - V_2}{V_2 - V_1} \quad (46.5)$$

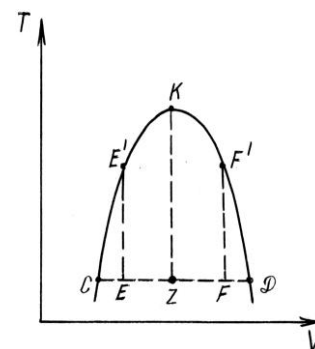
ifodalar hosil bo'ladi. U holda moddaning suyuqlik va bug' fazalaridagi massalarining nisbati

$$\frac{m_s}{m_b} = \frac{V_1 - V}{V - V_2} \quad (46.6)$$

ifodaga teng. Bu munosabatdan ko'rinadiki, moddaning suyuq va bug' fazasidagi massalarining nisbati Z nuqtaning qayerda ekanligiga bog'liq. Z nuqta V ga

yaqinlashsa, bug‘ fazasidagi massa ortadi, C ga yaqinlashsa, suyuq fazadagi massa ortadi. Shuning uchun ham bu munosabatga richag qoidasi deb ataladi. Bu qoidadan ko‘rinadiki, suyuqlik va gaz fazalaridagi modda massalarining nisbati ular egallagan umumiy hajm V ga bog‘liq ekan.

Endi shu V hajmni doimiy qoldirib ikki fazali sistemaning temperaturasi oshiraylik. Temperatura ko‘tarilganda Z nuqtaning holati tik yuqoriga ko‘tariladi va suyuqlik bug‘ chegarasining qaysi nuqtasiga tushishi moddaning boshlang‘ich massasiga bog‘liq. Agar massa kritik massaga teng bo‘lsa, temperaturaning ko‘tarilishi bilan kritik xolat K ga erishiladi (43-rasm). Agar massa undan kichik bo‘lsa (F nuqta) temperaturaning ko‘tarilishi bilan kritik temperaturaga yetmasdan oldinroq, suyuqlik butunlay bug‘lanib ketadi (F' nuqta).



43-rasm

Temperaturaning undan keyingi ko‘tarilishi esa faqat gazning qizishiga olib keladi. Agar boshlang‘ich massa kritik massadan katta bo‘lsa (E nuqta), temperaturaning ko‘tarilishi bilan suyuq fazaning xajmi orta boradi va ma‘lum bir E' nuqtaga yetganda butun hajmni suyuq faza egallaydi. Temperaturaning yanada ko‘tarilishi faqat suyuqlikning temperaturasi oshirishga sarflanadi.

Shunday qilib, ikki fazali sistemada hajmni doimiy qoldirib, kritik holatga erishish uchun kritik massani ham tanlab olish lozim.

47-§. Fazaviy o‘tishlar. Fazaviy o‘tishlar issiqligi

Moddalarning bir fazaviy holatidan ikkinchi fazaviy holatiga o‘tishiga fazaviy o‘tishlar yoki fazaviy aylanishlar deyiladi. Yuqorida suyuqlik va gaz fazalarining bir-biriga o‘tish mumkin ekanligini ko‘rib o‘tdik va ikki fazali sistema bir xil temperaturada o‘zaro muvozanatda bo‘lishiga ishonch hosil qildik. Agar suyuqlik va bug‘ fazalari muvozanatda bo‘lsa, hajmning ortishi bilan bug‘ fazadagi modda miqdori kamayishi bilan suyuq fazadagi modda miqdori ortadi. Ammo hajmning bunday o‘zgarishlarida temperatura doimiy qolishi uchun sistemaga (suyuqlik bug‘ fazasiga) tashqaridan issiqlik berish yoki undan issiqlik olishi kerak. Binobarin,

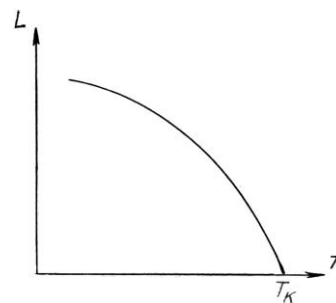
suyuqlikning doimiy temperaturada bug'ga aylantirish uchun unga ma'lum miqdorda issiqlik berish kerak. Bu berilayotgan issiqlik miqdori sistemaning fazaviy holatini o'zgartirishga sarf bo'ladi. Shuning uchun ham bu issiqlikka fazaviy o'tishlar issiqligi deyiladi:

$$\delta Q = L dm \quad (47.1)$$

Birlik massadagi moddani bir fazaviy holatdan ikkinchi fazaviy holatga o'tkazish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdoriga fazaviy o'tishning solishtirma yashirin issiqligi deyiladi. (47.1)dan ko'rinadiki,

$$L = \frac{\delta Q}{dm} \quad (47.2)$$

Yashirin issiqlik modda molekulalari orasidagi o'zaro tortishish kuchlarini yengishga sarflanadi. Birlik massadagi suyuqlikni butunlay bug'ga aylantirish uchun lozim bo'lgan issiqlikka bug' hosil bo'lishning solishtirma yashirin issiqligi deyiladi. Bu kattalik suyuqlikning temperaturasi bog'liq. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, bug' hosil bo'lish solishtirma yashirin issiqligi shuncha kichik va kritik temperaturada uning qiymati nolga teng bo'ladi. (44-rasm)



44-rasm

Bir fazadan ikkinchi fazaga o'tish, yuqorida ta'kidlaganimizdek, issiqlikning yutilishi yoki chiqarilishi bilan bo'lishi mumkin.

Ammo, shunday fazaviy o'zgarishlar ham borki, ular issiqlikning yutilishi yoki chiqarilishi bilan bo'lmaydi. Ana shunday bir-biridan farqli fazaviy o'tishlarni xarakterlash uchun birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlar tushunchasi kiritilgan. Yuqorida biz ko'rib o'tgan fazaviy o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlardir.

Shunday qilib, birinchi tur fazaviy o'tishlar deb, energiyaning yutilishi yoki chiqarilishi bilan ro'y beradigan o'tishlarga aytiladi. Bunday o'tishlar paytida solishtirma hajm, ichki energiya juda qisqa temperaturalar oralig'ida sakrab o'zgaradi. Bu holda yangi fazaning hosil bo'lishi butun hajmda birdaniga ro'y bermasdan, avval yangi fazalar markazlari paydo bo'lib, keyin ular butun hajm bo'ylab tarqaladi. Bug' fazasidan suyuqlikka aylanishdagi kondensatsiya markazlarining paydo bo'lishi bunga misol bo'la oladi.

Shunday fazaviy o'tishlar ham bo'ladiki, bunday o'tishlarda solishtirma hajm va ichki energiya asta sekinlik bilan o'zgaradi, ammo ularning temperaturalar bo'yicha hosilalari: hajm kengayishi koeffitsienti va issiqlik sig'implari sakrab o'zgaradi. Bunday o'tishlarga misol qilib, ferromagnit moddasining qizdirilish tufayli asta-sekin paramagnit moddasiga aylanishini keltirish mumkin. Ana shunday o'tishlarga ikkinchi tur fazaviy o'tishlar deyiladi. Ferromagnit

moddalarida ikkinchi tur fazaviy o'tishlarni kashf qilgan olim Per Kyuri sharafiga bunday o'tishlar ro'y beradigan temperaturaga Kyuri temperaturasi ham deyiladi.

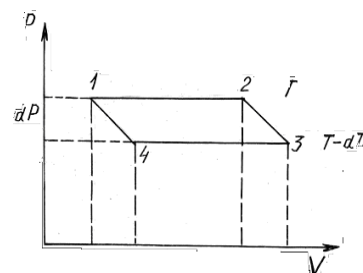
Ba'zi metallar sovitilganda ularning qarshiliklari nolga teng bo'lib o'ta o'tkazuvchan holatga ega bo'lib qoladi. Ana shunday o'tishlar ham ikkinchi tur fazaviy o'tishlardir.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlarga misol qilib geliy I ning geliy II ga aylanishini ham keltirish mumkin. Bunday o'tishlar energiyaning yutilishi yoki chiqarilishi bilan bo'lmaydi. Umuman aytganda, ikkinchi tur fazaviy o'tishlar o'ta qiziqarli va murakkab jarayon. Shuning uchun ham uning to'la nazariyasi hozirgacha yaratilmagan.

48-§. Klapeyron-Klauzius tenglamasi

Suyuqlik va bug' o'rtasidagi fazaviy o'tishlardan ko'rinadiki, temperaturaning ortishi bilan to'yingan bug'ning bosimi orta boradi. To'yingan bug'ning bosimi va temperaturasi orasidagi bog'lanish Klapeyron-Klauzius tenglamasi orqali aniqlanadi. Bu tenglamani keltirib chiqarishda Klapeyron-Klauzius ishchi moddasi suyuqlik va uning to'yingan bug'i bo'lgan Karno siklidani foydalandi. Shu tenglamani keltirib chiqaramiz.

Isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdori hisobiga suyuqlikning bir qismi doimiy bosimda to'yingan bug'ga aylanadi. Bu vaqtda olingan issiqlik miqdori $Q_1 = Lm$ bug'lanishga sarflanadi. Bu holda T temperatura doimiy qoladi. (45-rasm, 1-2 jarayon).



45-rasm

Sistemaning keyingi adiabatik kengayishida issiqlikni u o'zining hisobidan oladi. Shuning uchun uning temperaturasi $T-dT$ ga pasayadi va unga mos ravishda to'yingan bug'ning bosimi ham dP ga kamayadi (45-rasm, 2-3-jarayon).

Siklning uchinchi bosqichida izotermik siqilish tufayli Q_2 issiqlik sovitgichga beriladi (45-rasm, 3-4-jarayon) va nihoyat siqilish adiabatik davom etib, sikl nihoyasiga yetadi (45-rasm, 4-1-jarayon).

Sikl davomida bajarilgan foydali ish

$$\delta A = Q_1 - Q_2 = m(V_1 - V_2)dP \quad (48.1)$$

ga teng deb olish mumkin. Bu yerda V_1 va V_2 lar bug' va suyuqlikning solishtirma hajmlari.

Karno siklining foydali ish koeffitsienti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (48.2)$$

bo'lganligi uchun

$$\eta = \frac{m(V_1 - V_2)dP}{mL} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{T - (T - dT)}{T}$$

yoki

$$\frac{V_1 - V_2}{L} dP = \frac{dT}{T}$$

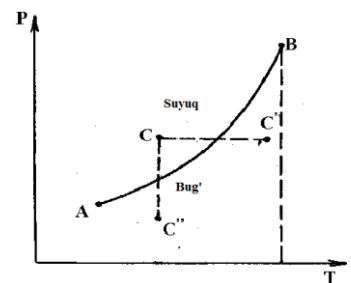
Bundan esa

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_1 - V_2)} \quad (48.3)$$

(48.3)ga Klapayron-Klauzius tenglamasi deyiladi. Bu tenglama istalgan birinchi tur fazaviy o'tishlar uchun o'rinlidir va undan ko'rinadiki, suyuqlik va bug' fazalarining hajmlari hamda fazaviy o'tish issiqligi L ma'lum bo'lsa, to'yingan bug' bosimini temperaturaning bir qiymatli funksiyasi sifatida aniqlash mumkin.

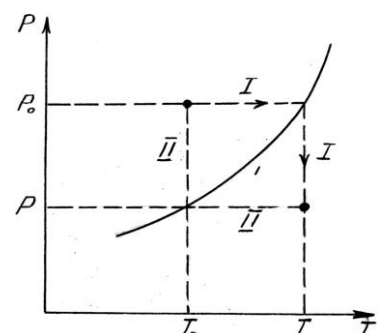
Berilgan massali bug'ning hajmi shu massadagi suyuqlikning hajmidan har doim katta bo'lganligi uchun ($V_1 > V_2$) temperaturaning istalgan qiymatida $dP/dT > 0$, ya'ni temperaturaning ortishi bilan to'yingan bug'ning bosimi ortadi.

Agar P va T o'rtasidagi bog'lanish grafigi chizilsa, temperaturaning aniq bir qiymatiga bosimning aniq bir qiymati mos keladigan fazaviy diagramma hosil bo'ladi (46-rasm). Bu diagramma kritik temperaturada tugaydi. Chunki undan yuqori temperaturada ikki faza bo'lmaydi.



46-rasm

Bu diagrammadan ko'rinadiki, moddani suyuq holatdan bug' holatga o'tkazish uchun bosimni doimiy qoldirib, temperaturani oshirish kerak (C' nuqta) yoki temperaturani doimiy qoldirib, bosimni kamaytirish kerak (C'' nuqta). Gazni suyultirish uchun ham shunday usullardan foydalanish mumkin. (48.3) ifoda Klapayron-Klauziusning differensial ko'rinishidagi tenglamasidir. Uning integral ko'rinishdagi ifodasini



47-rasm

topishda ham yuqoridagi xulosalardan foydalanish mumkin va bu quyidagicha amalga oshiriladi: bosimi P_0 va temperaturasi T_0 bilan xarakterlanadigan suyuqlikni bosim P va temperaturasi T bo'lgan bug'ga aylantirish uchun I yoki II usullardan foydalanish mumkin (47-rasm).

Boshlang'ich va oxirgi nuqtalari umumiy bo'lganligi uchun energiya saqlanish qonuniga binoan bu ikki usulda sarflangan issiqlik miqdorlari teng bo'ladi. Shu issiqlikni hisoblaylik.

I o'tishda 1 mol modda miqdori uchun sarflanadigan energiya

$$\Delta Q_1 = C_c(T - T_0) + L(T) \quad (48.4)$$

II o'tishda sarflanadigan energiya

$$\Delta Q_2 = L(T_0) + C_\sigma(T - T_0) \quad (48.5)$$

Bu ikki tenglamalarni tenglashtirib

$$L(T) = L(T_0) + (C_\sigma - C_c)(T - T_0) \quad (48.6)$$

ni hosil qilamiz. U holda (48.3) o'rniga quyidagi tenglamani yoza olamiz

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L(T_0) + (C_\sigma - C_c)(T - T_0)}{T(V_1 - V_2)} \quad (48.7)$$

Suyuqlikning molyar hajmi V_2 bug'ning molyar hajmi V_1 ga nisbatan juda kichik ($V_1 \gg V_2$) bo'lganligi uchun V_2 ni hisobga olmasdan, to'yingan bug'ni gaz qonunlariga bo'ysunadi ($V_1 = \frac{RT}{P}$) deb hisoblab, (48.7)ni quyidagicha yoza olamiz:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{P}{RT^2} [L(T_0) + (C_b - C_s)(T - T_0)] \quad (48.8)$$

Bu ifodani o'zgaruvchi bosim va temperaturalar intervalida integrallasak

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = \int_{T_0}^T \frac{dT}{RT^2} [L(T_0) + (C_b - C_s)(T - T_0)]$$

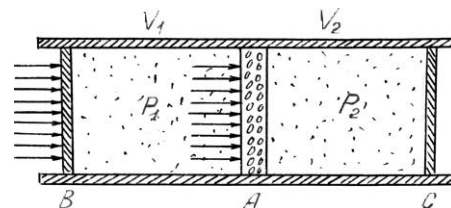
quyidagi munosabatni olamiz:

$$\ln \frac{P}{P_0} = \frac{L(T_0) - (C_b - C_s)}{R} \left[\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right] + \frac{C_b - C_s}{R} \ln \frac{T}{T_0} \quad (48.9)$$

Bu ifoda Klapeyron-Klauzius tenglamasining integral ko'rinishidir.

49-§. Joule-Tomson effekti

Ideal gazlarning ichki energiyasi faqat gazning temperaturasi bog'liq bo'lib, ularning egallagan hajmiga bog'liq emas. Yuqorida ta'kidlanganidek, real gazlarda esa ularning hajmlariga ham bog'liq. Shuning uchun ham real gazlarning hajmlari o'zgarganda ularning ichki energiyasi, binobarin, temperaturasi ham o'zgaradi. Ana shu o'zgarishni birinchi marta Joule va Tomsonlar aniqlaganliklari uchun bu effekt ularning nomlari bilan yuritiladi. Joule-Tomson effektini kuzatishning prinsipial sxemasi 48-rasmda keltirilgan.



48-rasm

Hamma tomonlama issiqlikni o'tkazmaydigan silindr ichiga g'ovak A to'sin o'rnatiladi. Bu to'sindan o'ng va chap tomonlarda harakatlanuvchi B va C porshenlar bo'lib, ular yordamida V_1 va V_2 hajmlardagi gazning bosimi o'zgartirilishi mumkin. Agar $P_1 > P_2$ bo'lsa, gaz g'ovak to'siq orqali V_1 hajmdan V_2 hajmga o'tadi. P_1 va P_2 bosimlar doimiy qolishi uchun V porshenni V_1 hajmning kamayishi tomon siljitish kerak. Bu vaqtda gaz ustida ish bajariladi. S porshen esa V_2 hajmning ortishi tomon siljiydi va bu vaqtda gaz kengayib ish bajaradi. Agar gaz ideal bo'lsa

$$P_1 \Delta V_1 = P_2 \Delta V_2 \quad (49.1)$$

bo'lar edi.

Real gazlarda ichki energiya temperatura va hajmga ham bog'liq bo'lganligi uchun V_1 va V_2 hajmlarda bevosita issiqlik almashinish bo'lmaganligi hamda butun sistema adiabatik qobiq bilan o'ralganligi tufayli energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra V_1 hajmdan V_2 hajmga o'tgan gaz uchun quyidagi tenglik bajariladi:

$$\Delta U_1 + P_1 \Delta V_1 = \Delta U_2 + P_2 \Delta V_2 \quad (49.2)$$

$U + PV = H$ entalpiya ekanligini biz ko'rib o'tgan edik. (49.2) ifodadan ko'rinadiki, Joule-Tomson effektida g'ovak to'siqning chap tomonidagi V_1 hajmdan gaz o'ng tomondagi V_2 hajmga o'tishda uning entalpiyasi saqlanar ekan, ya'ni

$$U + PV = H = \text{const}$$

Agar N ni bosim va temperaturaning funksiyasidan iborat, deb qaralsa

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T dP \quad (49.3)$$

bo‘ladi.

Ammo $\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P = C_P$, $\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T = V - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ ekanligini hisobga olsak (49.3)ni

quyidagicha yozish mumkin:

$$C_P dT + \left[V - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \right] dP = 0$$

yoki

$$\left(\frac{dT}{dP}\right)_H = \frac{1}{C_P} \left[T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P - V \right] \quad (49.4)$$

ni hosil qilamiz. (49.4) ifoda Joule-Tomson effektining differensial ko‘rinishdagi matematik ifodasidir. Bu formuladan ko‘rinadiki, gaz bosimining o‘zgarishi uning temperaturasi o‘zgarishiga olib keladi.

Ko‘p hollarda bu effektning matematik ifodasini integral ko‘rinishda ham izohlaydilar. Buning uchun har bir kvazistatsionar effekt jarayonida bo‘ladigan temperaturalar o‘zgarishini to‘plash – integrallash lozim.

$$\int_{T_1}^{T_2} dT = \int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{C_P} \left[T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P - V \right] dP$$

yoki

$$T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} \frac{1}{C_P} \left[T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P - V \right] dP \quad (49.5)$$

(49.5) ifoda Joule-Tomson effektining integral ko‘rinishidan iborat.

Agar gazning holati Van-der-Vaals tenglamasi bilan ifodalansa, 1 *mol* real gaz uchun

$$PV + \frac{a}{V} - \frac{ab}{V^2} - bP = RT \quad (49.6)$$

bo‘ladi. Bu tenglamani $P = \text{const}$ bo‘lgan hol uchun T bo‘yicha differensiallasak

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \left(P - \frac{a}{V^2} + \frac{2ab}{V^3} \right) = R$$

bundan esa

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \frac{R}{P - \frac{a}{V^2} + \frac{2ab}{V^3}} \quad (49.7)$$

Bu formuladagi R ning o'rniga Van-der-Vaals tenglamasidagi $P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$ qiymatini qo'ysak

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \frac{RV^3(V-b)}{RTV^3 - 2a(V-b)^2} \quad (49.8)$$

hosil bo'ladi. $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ ning bu qiymatini (49.4) formulaga qo'ysak,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_H = \frac{1}{C_P} \left[T \frac{RV^3(V-b)}{RTV^3 - 2a(V-b)^2} - V \right] = \frac{\frac{2a}{RT} \left(1 - \frac{b}{V}\right)^2 - b}{C_P \left[1 - \frac{2a}{RTV^3} \left(1 - \frac{b}{V}\right)^2 \right]} \quad (49.9)$$

ifodani olamiz. Agar gazning bosimi unchalik katta bo'lmasa $\frac{b}{V} \ll 1$ va $\frac{2a}{RTV} \ll 1$ shart bajarilishini hisobga olsak

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_H = \frac{1}{C_P} \left(\frac{2a}{RT} - b \right) \quad (49.10)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, agar $\frac{2a}{RT} > b$ bo'lsa Joule-Tomson effekti musbat (bosimning kamayishi bilan temperatura ham kamayadi), agar $\frac{2a}{RT} < b$ bo'lsa bu effekt manfiy (bosimning kamayishi bilan temperatura ortadi) bo'lar ekan.

Shunday qilib, Van-der-Vaals tenglamasiga bo'ysunuvchi gaz past temperaturalarda ($\frac{2a}{RT} > b$) kengayganda ($\partial P < 0$) uning temperaturasi ham pasayadi ($\partial T < 0$), yuqori temperaturalarda ($\frac{2a}{RT} < b$) kengayganda esa ($\partial P < 0$) uning temperaturasi ortadi ($\partial T > 0$).

$T_{inv} = \frac{2a}{Rb}$ temperaturadan past temperaturada gaz kengayganda musbat, shu temperaturadan yuqori temperaturada kengayganda esa manfiy effektlarni beradi. Bu temperaturaga invers (T_{in}) temperatura deyiladi.

Kritik temperatura $T_{kr} = \frac{8a}{27Rb}$ ga teng ekanligini hisobga olsak, uning invers temperatura bilan aloqador ekanligini ko'rish mumkin. Ular o'rtasidagi bog'lanish quyidagicha:

$$T_{\kappa} = \frac{4}{27} T_{in} \text{ yoki } T_{in} = \frac{27}{4} T_{\kappa} \approx 6,7 T_{\kappa} \quad (49.11)$$

(49.10) formulani keltirib chiqarishda real gazlar holatidan ancha uzoq farazlar qilinishiga qaramay (49.11) munosabat ko'pgina gazlar uchun qoniqarli ravishda bajariladi.

Masalan:	T_{in}, K	T_{κ}, K
kislorod	893	154,3
vodorod	204,6	33
geliy	40	5,2

Van-der-Vaals gazi uchun integral Joule-Tomson effektini quyidagicha hisoblash mumkin.

Joule-Tomson effektida entalpiyaning doimiylik shartidan ($H = U + PV = const$) gaz kengayishidan oldingi $H = C_v T - \frac{a}{V} + PV$ va kengayishidan keyingi $H = C_v T_1 + RT_1$ entalpiyalarni tenglashtirib olish mumkin. Bunda gazning kengayishi shunchalik kattaki, $S_v T_1$ ga nisbatan $\frac{a}{V}$ ni hisobga olmaslik mumkin, deb faraz qilinadi.

$$C_v T - \frac{a}{V} + PV = C_v T_1 + RT_1 \quad (49.12)$$

Van-der-Vaals tenglamasidan PV ning qiymatini topib,

$$PV = \frac{RT}{V-b} V - \frac{a}{V} = RT + \frac{RTb}{V-b} - \frac{a}{V}$$

(49.12) formulaga qo'ysak

$$C_v T + RT + \frac{bRT}{V-b} - \frac{2a}{V} = C_v T_1 + RT_1$$

yoki

$$T_1 - T = \frac{1}{C_p} \left(\frac{bRT}{V-b} - \frac{2a}{V} \right) \quad (49.13)$$

kelib chiqadi. Bu ifoda Van-der-Vaals gazi uchun Joule-Tomson effektining integral ko'rinishini ifodalaydi va $T_1 - T = \Delta T$ ning ishorasi o'ng tomondagi qavs ichidagi ifodaning ishorasi bilan aniqlanadi. Agar

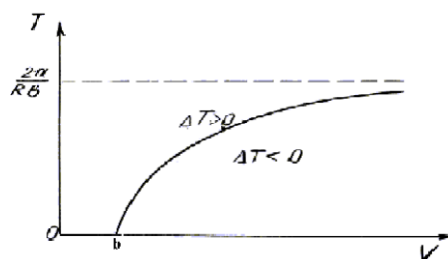
$$RT \frac{b}{V-b} - \frac{2a}{V} = 0$$

bo'lsa $\Delta T = 0$ yoki $T_{un} = \frac{2a}{Rb} \left(1 - \frac{b}{V}\right)$ temperaturada $\Delta T = 0$ shart bajariladi.

Agar gazning bosimi kichik bo'lsa $\frac{b}{V} \ll 1$ deb olish mumkin. U vaqtda integral Joule-Tomson effektidagi invers temperatura differensial effektdagi invers temperatura bilan mos tushadi.

T bilan V orasida bog'lanish grafigi chizilsa, bu egri invers egrisini bildiradi (49-rasm).

Bu grafikdan ko'rinadiki, gaz bosimi-ning ortishi (hajmi-ning kamayishi) bilan invers temperatura-ning qiymati ham pasayadi.



49-rasm

Ko'pchilik gazlar uchun invers temperatura xona temperatura-sidan ancha yuqori bo'lganligi tufayli ular kengayganda temperaturaning pasayishi, ya'ni musbat effekt kuzatiladi. Masalan, kislorod uchun. Ammo invers temperaturasi uy temperaturasidan past bo'lgan gazlar, masalan vodorod va geliy uchun manfiy effekt kuzatiladi.

50-§. Gazlarni suyultirish

Gazning temperaturasi kritik temperaturadan past bo'lsa, uni siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirish mumkin. Buning uchun uning temperaturasi shu bosimdagi qaynash temperaturasidan sezilarli darajada past bo'lishi kerak. Ko'pchilik gazlar uchun kritik temperatura juda past bo'lganligi sababli ularni oddiygina siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi. Siqilgan gazlarni atmosfera bosimida saqlash amaliy jihatdan qulay bo'lganligi uchun ularning to'yingan bug'ining bosimi atmosfera bosimiga teng qilib olinadi. Atmosfera bosimi esa kritik bosimdan farq qiladi. Shuning uchun ham ularni yana pastroq temperaturagacha sovutmoq kerak.

Masalan, geliy, vodorod, azot, kislorod gazlari kritik bosimdagi kritik temperaturalar mos xolda 5,3, 33, 126,1 va 154,4 K bo'lsa, atmosfera bosimida ularning kritik temperaturasi 4,4; 20,5; 77,4 va 90 K ga teng. Kritik temperaturasi yuqori bo'lgan ($T_k=220K$) karbonat angidrid, xlor va ammiak kabi gazlarni suyultirish uchun amalda avval kompressor yordamida siqib, keyin qaynash temperaturasidan past temperaturagacha sovitiladi.

Kritik temperaturasi past bo'lgan gazlarni suyultirishda esa bosqichma-bosqich sovutish usulidan foydalaniladi. Buning uchun gaz ma'lum temperaturada bir necha yuz atmosfera bosimigacha kompressor yordamida siqiladi va keyin Joule-Tomson effekti asosida yoki adiabatik ravishda kengaytiriladi. Bu vaqtda gaz ma'lum temperaturagacha soviydi. Keyin bu gaz yana izotermik yuqori bosimgacha siqiladida, yana shu effektlar asosida kengaytiriladi va gazning temperaturasi yana ma'lum bir miqdorga pasayadi. Shunday jarayon davom ettirilib, gazni suyultirish temperaturasigacha sovitiladi.

Gazlarni izotermik siquvchi qurilmaga kompressor, adiabatik kengayishga imkon beruvchi qurilmaga esa detander deb aytiladi.

Suyultirilgan yoki siqilgan gazlar yordamida boshqa jismlarning temperaturasini pasaytirishda foydalaniladi. Har bir gaz faqat ma'lum temperaturalar oralig'ida suyuq holatda bo'ladi va undan past temperaturalarda ular qattiq fazaga o'tganliklari tufayli, turli xil gazlar turli xil temperatura intervaligacha sovitish uchun ishlatiladi.

Masalan:	ΔT
Azot	63,14 – 77,32 K
Kislorod	54,36 – 90,12 K
Vodorod	14,04 – 20,39 K
Geliy	0,7 – 4,21 K

Juda past temperaturalarini hosil qilishda sovitishning magnit usulidan keng foydalaniladi. Bu usulning mohiyati quyidagicha: paramagnit moddalar uchun magnit singdiruvchanlik $\mu > 1$. Bunday moddalar tashqi magnit maydoniga joylashtirilsa, uning magnit maydonlari tashqi maydon yo'nalishi bo'ylab orientirlanadi. Agar shunday paramagnit (gaz) geliy bilan kontakt hosil qilib, ya'ni geliy temperaturasigacha sovitilib, tashqi magnit maydoniga joylashtirilsa,

uning magnit momentlari tashqi maydon bo'ylab orientirlanadi. Orientirlangan sistemada entropiya eng kichik bo'lganligi uchun uning entropiyasi o'zgarmay qoladi. Bu entropiyaning o'zi ikki qismdan: molekulalarning orientatsiyasi va ularning issiqlik harakati bilan bog'liq bo'lgan entropiyalardan iborat. Tashqi maydon ta'sir etishi bilan modda magnitlanadi. Ammo butun entropiya o'zgarishsiz qoladi. Magnitlanishda entropiyaning magnit qismi kamayadi va lekin uning issiqlik harakati bilan bog'liq qismi ortadi, ya'ni temperatura bir muncha ortadi. Agar shunday magnitlangan namunani adiabatik ravishda magnitsizlantirilsa, uning orientirlanishiga bog'liq bo'lgan entropiyasi ortadi, issiqlik harakati bilan bog'liq entropiyasi kamayadi, ya'ni paramagnit modda ancha past temperaturagacha soviydi. Bu jarayon bir necha marta bosqichma-bosqich davom ettirilsa, juda past temperaturaga erishish mumkin. Shu yo'l bilan $10^{-3}K$ ga yaqin temperaturagacha hosil qilingan.

Moddalarning ichki energiyasi temperaturaning funksiyasi ekanligidan uning pasayishi bilan moddaning ichki energiyasi ham kamayadi va $0K$ atrofida o'zining minimal qiymatiga ega bo'ladi. Shunday qilib, past temperaturalarda moddalarning o'ziga xos xususiyatlari namoyon bo'ladi.

51-§. Suyuqliklarning xossalari

Real gazlarda molekulalararo ta'sir kuchlari uncha katta bo'lmagan bosim va past temperaturalarda sezilarli rol o'ynasa, suyuqliklarda ular asosiy rol o'ynaydi. Shuning uchun suyuqliklarda molekulalararo ta'sir potensial energiyasi qariyb ularning kinetik energiyasiga teng. Suyuqliklarda ichki bosim $P' = \frac{a}{V^2}$ gazlardagiga nisbatan $10^5 \div 10^7$ marta kattaligi tufayli tashqi bosimni ichki bosimga nisbatan hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda 1 *mol* suyuqliklar uchun Van-der- Vaals tenglamasi

$$\frac{a(V-b)}{V^2} = RT \quad (51.1)$$

ko'rinishni oladi.

Suyuqliklar real gazlardan faqatgina holatni ifodalovchi tenglamalar bilan farqlanib qolmasdan boshqa bir qancha sifatleri bilan ham farq qiladi. Masalan, kritik temperaturalardan uzoq temperaturalarda ularning zichliklari bir-biridan qariyb 1000 marta farq qiladi.

Suyuqlik molekulalarining harakati uni o‘rab turgan qo‘shni molekulalar harakatiga bevosita bog‘liq. Gaz molekulalari erkin xaotik harakatda bo‘lsa, suyuqlik molekulalari unday tartibsiz harakatda bo‘la olmaydi. Suyuqlik molekulalari vaqtning ma’lum bir ulushi davomida muvozanat holat atrofida tebranma va aylanma harakat qilishi bilan birga issiqlik harakati tufayli bir holatdan ikkinchi holatga o‘tib ham turadi. Binobarin, suyuqlik molekulalari gazlardagi kabi tartibsiz xaotik harakat qilmasdan o‘zaro ma’lum bog‘lanishda harakat qiladi, ya’ni ularda yaqin tartib mavjud bo‘ladi. Rentgen nurlarining suyuqliklarda sochilishini o‘rganish haqiqatdan ham ularda yaqin tartib borligini ko‘rsatdi.

Suyuqliklarning gazlardan farq qiluvchi asosiy va muhim xossalaridan biri ularning o‘z hajmlarini saqlashlari va ularda erkin sirtning mavjudligidir. Suyuqlik o‘zi solingan idishning shakli qanday bo‘lishidan qat’iy nazar, o‘z hajmini saqlash xossasidan uning boshqa sifatlarini o‘rganishda ham foydalaniladi. Suyuqliklarning hajmiga bog‘liq bo‘lgan xossalari to‘g‘risida uning tashqi bosim ostida siqilishi va issiqlikdan kengayishini o‘rganish orqali xulosalar chiqarish mumkin. Shu xossalar bilan tanishaylik.

1. Suyuqliklarning siqiluvchanligi

Suyuqliklarning siqiluvchanligi siqilish koeffitsienti bilan xarakterlanadi.

Izotermik siqilish koeffitsienti deb, tashqi bosim bir birlikka ortganda suyuqlikning hajmi boshlangich xajmiga nisbatan qancha miqdoriga kamayishini ko‘rsatadigan kattalikka aytiladi, ya’ni

$$\chi = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (51.2)$$

Umuman aytganda χ – bosimga bog‘liq. Ammo bosimning uncha katta bo‘lmagan intervalida uni bosimga bog‘liq emas, deb hisoblash mumkin. Van-der-Vaals izotermasida suyuq holat *FL* egrisi (39-rasm) bilan ifodalanadi va undan

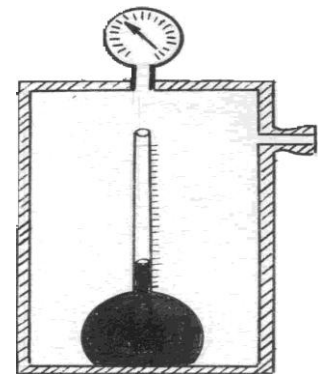
ko‘rinadiki, suyuqliklarning siqilish koeffitsienti juda kichik bo‘lib, $10^{-10} \div 10^{-11} \frac{m^2}{N}$ ga teng. Barcha suyuqliklar ichida suyuq geliyning izotermik siqilish koeffitsienti eng katta bo‘lib, $8 \cdot 10^{-3} \frac{m^2}{N}$ ga, suvniki esa $4,5 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{N}$ ga teng.

Bosimning ortishi bilan siqiluvchanlik koeffitsientining kamayishi kuzatiladi. Chunki bosim ortgan sari suyuqlik molekulari orasidagi masofa kichrayib, o‘zaro itarishish kuchlari ortadi.

Temperaturaning ortishi bilan suyuqlik molekulari orasidagi masofa ham ortganligi uchun suyuqlikning siqilish koeffitsienti ham ortadi.

Suyuqliklarning siqiluvchanligini maxsus asboblarda - pezometrlar yordamida o‘lchash mumkin.

Oddiy pezometrlarda kapillyar naychali maxsus idish bosimi o‘zgartiriladigan qurilma ichiga joylashtiriladi (50-rasm).



50-rasm

Tashqi bosimning o‘zgarishi bilan kapillyar naychadagi suyuqlik sathining o‘zgarishini o‘lchash orqali siqiluvchanlik koeffitsienti aniqlanadi.

2. *Suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi*

Suyuqliklar isitilganda ularning hajmlari ortadi. Hajmning bunday ortishi hajm kengayishi koeffitsienti bilan xarakterlanadi. Suyuqlikning issiqlikdan hajm kengayish koeffitsienti deb, suyuqlik temperaturasini 1K ga isitganda uning hajmining nisbiy o‘zgarishiga aytiladi va K^{-1} larda o‘lchanadi:

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right) \quad (51.3)$$

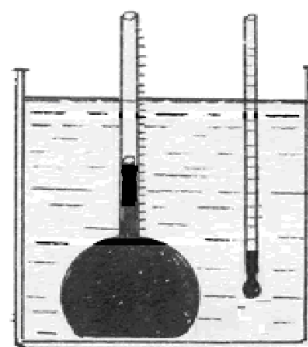
Bu koeffitsient bosim va temperaturaga bog‘liq bo‘lib, bosimning ortishi bilan kamayadi va temperaturaning ko‘tarilishi bilan ortadi. Hajm kengayish

koeffitsienti suyuqlik molekulalarining strukturasi bog'liq bo'lib, turli xil suyuqliklar uchun turlichadir.

Masalan:	$\alpha \cdot K^{-1}$
Etil spirti	$1,1 \cdot 10^{-1}$
Glitserin	$5,4 \cdot 10^{-4}$
Simob	$1,8 \cdot 10^{-4}$
Suv ($15^{\circ}S$)	$1,5 \cdot 10^{-4}$

Suyuqliklarning hajm kengayish koeffitsienti maxsus asboblardilatometrlar yordamida o'lchanadi. Oddiy dilatometr suyuqlik solingan kapillyarli idishdan iborat bo'lib, bu idish maxsus termostatga joylashtiriladi (51-rasm).

Termostat yordamida idishdagi suyuqlikning temperaturasi o'zgartirilib, uning kapillyardagi ko'tarilish balandligi Δh aniqlanadi va kapillyarning naychasining ko'ndalang kesimi yuzasi S ni bilgan xolda



51-rasm

$$\alpha = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} = \frac{S \Delta h}{V_0 \Delta T}$$

formula orqali aniqlanadi.

52-§. Suyuqliklarning issiqlik sig'implari

Suyuqliklarning issiqlik sig'implari gazlarning issiqlik sig'implaridan keskin farq qilib, suyuqlik molekulalarining strukturasi, massasi va temperaturasi ham bog'liq. Bu bog'lanish turli xil suyuqliklar uchun turlicha bo'lib, ayrim suyuqliklar uchun temperaturaning ortishi bilan issiqlik sig'implari ortadi, ayrim suyuqliklar uchun esa aksincha, kamayadi. Ba'zi suyuqliklarda masalan, suvda issiqlik sig'imi temperaturaning ortishi bilan dastlab kamayadi, so'ngra minimumdan o'tib, orta boshlaydi.

Suyuqliklar hajmi siqiluvchanlikka ega bo'lganliklari uchun ularning doimiy hajmdagi issiqlik sig'implari S_V , doimiy bosimdagi issiqlik sig'implari S_P dan farq qiladi. Lekin bu farq ideal gazlardagi kabi $S_P - S_V = R$ (1 mol gaz uchun) ga teng bo'lmasdan, unda katta yoki kichik ham bo'lishi mumkin. $S_P - S_V$ ning qiymati

siqilish koeffitsienti χ ga va suyuqliklardagi molekulalararo ta'sir kuchlariga, binobarin, ichki bosimga bog'liq.

Masalan, suvning 273 K atrofidagi issiqlik sig'implari $C_p = 76,020 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ va $C_v = 75,978 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ bo'lib, $C_p - C_v = 0,042 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ bo'lsa, suyuq argonning 140 K temperatura atrofidagi issiqlik sig'implari $C_p = 64,680 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$, $C_v = 19,53 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ ya'ni $C_p - C_v = 45,15 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ ga teng.

Ko'pgina organik suyuqliklar uchun issiqlik sig'imining temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarishi

$$C_p = A + Bt$$

qonuniyati asosida bo'ladi. Bu yerda A va V lar berilgan moddalarning gomologik qatori uchun doimiy kattaliklardan iborat. Masalan, spirtlar qatori metil, etil, butil, propil va h.k. spirtlar uchun A va V lar doimiy kattaliklardir.

Tajriba natijalariga asoslanib suyuqliklarning molekulyar massasining ortishi bilan issiqlik sig'implari ham ortadi, deb xulosa qilish mumkin. Haqiqatdan ham spirtlarning gomologik qatori uchun S_p ning qiymati:

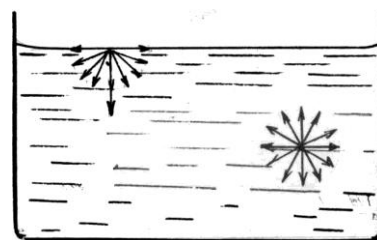
	$C_p \cdot 10^{-3} \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$
Metil spirti	80,00
Etil spirti	111,78
Amil spirti	176,86

ga teng ekanligi kuzatilgan.

Shunday qilib, suyuqliklarning issiqlik sig'implari ularning molekulyar tuzilishiga, molekulyar massasiga, temperaturaga va boshqa ko'pgina faktorlarga bog'liq. Shu sababli ularni ideal gazlardagi singari oddiy formulalar bilan ifodalab bo'lmaydi.

53-§. Suyuqliklarda sirt hodisalari. Sirt tarangligi

Suyuqliklar qanday shakldagi idishga solinishidan qat'iy nazar shu idish shaklini egallaydi. Ammo shu suyuqlikning



52-rasm

erkin sirti mavjud bo'lsa u gorizontol sirtidan iborat bo'ladi. Idishga solingan suyuqlik erkin sirtining gorizontol bo'lishiga sabab og'irlik kuchining mavjudligidir. Undan tashqari suyuqlik sirtidagi molekulalar suyuqlikning qolgan qismlardagi molekulalarga nisbatan boshqa sharoitda bo'ladi. Erkin sirtidagi molekulalar suyuqlik ichidagi molekulalar kabi hamma tomondan o'ziga o'xshash molekulalar bilan qurshab olinmagan. Faqatgina yon va pastki tomondan o'ziga o'xshash molekulalar bilan qurshab olingan (52-rasm). Suyuqlik sirti ustidagi shu suyuqlik bug'ining zichligi suyuqlik zichligidan keskin kichik bo'lganligi uchun sirtidagi molekulani o'rab turgan bug' molekula-lari soni uni suyuqlikda o'rab turgan molekulalari sonidan juda kam. Shuning uchun bug' molekulalarining ta'siri deyarli sezilmaydi va suyuqlik o'rtasidagi molekulalarga atrofdagi molekulalar tomonidan ta'sir etuvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lsa, sirtidagi molekulaga ta'sir etuvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lmasdan, tik pastga yo'nalgan.

Shunday qilib, suyuqlikning sirtqi qatlam molekulasiga suyuqlikning boshqa molekulalari tomonidan qiladigan ta'sir kuchi, uning ustidagi bug' molekulalarining ta'sir kuchidan ancha katta bo'ladi.

Binobarin, sirtidagi molekulalar ortiqcha potensial energiyaga ega bo'ladi. Bu energiya sirt yuzasiga proporsional:

$$dU = \sigma dS \quad (53.1)$$

Suyuqlikning erkin sirtini oshirish uchun suyuqlik hajmidagi molekulani suyuqlik sirt qatlamiga chiqarish kerak. Buning uchun molekulalararo tortishish kuchlarini yengib ish bajarish lozim. Agar sirt yuzasining ortishi izotermik amalga oshirilsa, uning uchun sarflangan energiya ortgan sirt yuzasi o'zgarishiga proporsional bo'ladi.

$$\delta A = -\sigma dS \quad (53.2)$$

Bu yerdagi manfiy ishora sirtning kattalashuvi uchun ($dS > 0$) energiya sarflash kerak ekanligini ko'rsatadi. σ – esa suyuqlikning sirt xossalarini xarakterlaydigan asosiy kattalik bo'lib, sirt tarangligi koeffitsienti deb ataladi. (53.2)dan:

$$\sigma = -\frac{\delta A}{dS} \quad (53.3)$$

ko'rinadiki, sirt tarangligi koeffitsienti izotermik ravishda suyuqlik sirtini bir birlikka orttirish uchun sarflanadigan energiya bilan aniqlanadi. Sirt yuzasini orttirishga sarflangan energiya sirtning potensial energiyasiga aylanganligi uchun

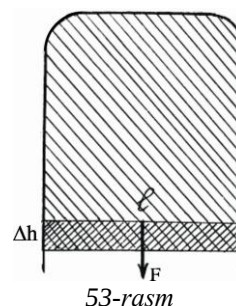
va izotermik jarayondagi potensial energiyaning o'zgarishi erkin energiyaning o'zgarishidan iborat ekanligini hisobga olsak

$$\delta A = -dU = -dF \quad (53.4)$$

yoki

$$dF = \sigma dS \text{ yoki } F = \sigma S \quad (53.5)$$

kelib chiqadi. Demak, sirt tarangligi koeffitsienti sirt yuza birligiga to'g'ri kelgan sirt erkin energiyasini xarakterlar ekan. (53.5) formuladan muhim xulosa kelib chiqadi: tashqi ta'sir bo'lmaganda (muvozanat holatda) erkin energiya eng kichik qiymatga, ya'ni suyuqlik sirti eng kichik yuzaga ega bo'ladi. Hajmlari teng turli xil shakldagi jismlar orasida sirti eng kichigi sfera bo'lganligi uchun suyuqlik muvozanat holatda shu shaklni olishga harakat qiladi. Shuning uchun suyuqlik tomchilari sferasimon ko'rinishga ega bo'ladi.



Shunday qilib, suyuqlik sirtining kattalashuviga to'sqinlik qiladigan kuchlar mavjud bo'lib, bu kuchlarga sirt taranglik kuchlari deyiladi.

Bu kuchlar suyuqlik sirtiga urinma ravishda sirt yuzasini kamaytirish yo'nalishida yo'nalgan.

Sirt yuzasini dS ga orttirish uchun sirt taranglik kuchlarining qarshilik kuchini yengib, δA ish bajarish kerakligini hisobga olsak, 53-rasmdan ko'rinadiki, bu vaqtda bajarilgan ish

$$\delta A = -F\Delta h = -\sigma dS \quad (53.6)$$

$dS = \Delta h l$ bo'lganligi uchun

$$F\Delta h = \sigma \Delta h l$$

$$\sigma = \frac{F}{l} \quad (53.7)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinadiki, sirt tarangligi koeffitsienti sirt ajralish chizig'i uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi sirt tarangligik kuchiga teng ekan. Sirt tarangligi koeffitsienti J/m^2 yoki N/m larda o'lchanadi.

Sirt taranglik koeffitsienti turli xil suyuqliklar uchun turlicha bo'lib, suyuqlikning strukturasiga, suyuqlik molekulalarining ta'sir potensialiga bog'liq. Molekulalarning ta'sir potentsiali temperaturaning o'zgarishi bilan o'zgarganligi uchun suyuqlikning sirt taranglik koeffitsienti ham temperaturaga bog'liq. Bu

bog‘lanishning matematik ifodasi Etvesh tomonidan chiqarilganligi uchun uning nomi bilan yuritiladi. Bu formula

$$\sigma = B(T_k - T - \tau) \left(\frac{\rho}{M} \right)^{2/3} \quad (53.8)$$

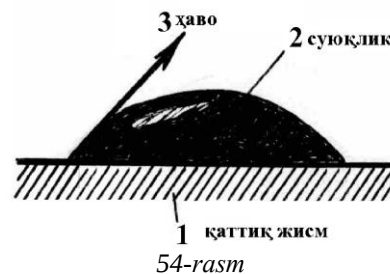
ko‘rinishga ega. Bu yerda V – doimiy koeffitsient, T_k – kritik temperatura, τ – temperatura o‘lchamiga ega bo‘lgan kichkina kattalik, ρ – suyuqlikning zichligi, M – uning molyar massasi. Bu formula kritik temperaturadan uzoq temperaturalarda o‘rinlidir va undan ko‘rinadiki, T temperaturaning ortishi bilan sirt tarangligi koeffitsienti kamayadi.

Sirt tarangligining termik koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{d\sigma}{dT} = -B \left(\frac{\rho}{M} \right)^{2/3} \quad (53.9)$$

(53.9)dan suyuqlikning zichligi qancha katta va molekulyar massasi qancha kichik bo‘lsa, sirt taranglik koeffitsientining temperaturaga bog‘liqligi shuncha kuchli bo‘ladi.

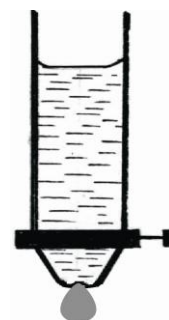
Bundan tashqari sirt tarangligi koeffitsienti sirt bilan chegaradosh bo‘lgan muhitga ham bog‘liq. Chunki, sirt taranglik koeffitsienti sirt yuza birligiga to‘g‘ri kelgan sirt erkin energiyasini xarakterlaganligi uchun suyuqlik sirtiga boshqa modda tegizilsa, uning erkin energiyasi o‘zgaradi. Binobarin, σ ham o‘zgaradi. Shuning uchun sirt taranglik koeffitsientining qiymatini yozganda faqatgina suyuqlikning o‘zini emas, u bilan bevosita



54-rasm

(kontaktda) aloqada bo‘lgan sirtning xossalari ham hisobga olinishi kerak va bu sirt taranglik koeffitsientini yozishda maxsus indekslar orqali hisobga olinadi. Agar suyuqlik qattiq jism ustiga tomchi sifatida tomizil-gan bo‘lsa, bu suyuqlikning (2) qattiq jism (1) bilan chegarasidagi sirt taranglik koeffitsientini σ_{12} , suyuqlik havo (3) chegarasini σ_{23} lar bilan belgilash mumkin (54-rasm).

Suyuqliklarda sirt tarangligi kuchining mavjudligini juda ko'pgina oddiy tajribalar yordamida isbotlash mumkin. Masalan, yupqa sovun pardasi misolida. Haqiqatdan ham biror xalqasimon sovun pardasi hosil qilinib, uning sirtiga ingichka ipdan sirtmoq tashlansa, uning formasi ixtiyoriy bo'ladi. Agar shu sirtmoq o'rtasidagi parda teshilsa, sirtmoq aylana shaklini olib, uning atrofida sovun pardasi qoladi. Ma'lumki, aylana yuzasi teng bo'lgan geometrik shakllar ichida uzunligi eng qisqa bo'lgan shakldir. Shuning uchun ham sirt tarangligi kuchi sirtmoq ipni uzunligi eng qisqa bo'lgan shaklni olishga majbur qiladi.



55-rasm

Uchi ingichka pipetkadan tomayotgan suyuqlik tomchisining shar shaklda bo'lishiga sabab xuddi yuqorida ta'kidlanganidek, sirt tarangligi kuchi ekan. Tomchining uzilish shartidan shu suyuqlikning sirt taranglik ko'effitsientini aniqlash mumkin. Tomchining og'irlik kuchi P tomchini ushlab turuvchi sirt taranglik kuchi F dan katta bo'lishi oldida tomchi uziladi (55-rasm)

$$P = F = 2\pi r \sigma$$

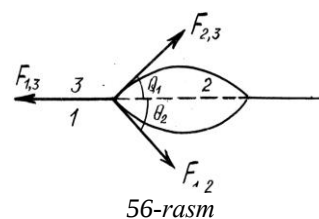
Sirt taranglik kuchi ma'lum va noma'lum bo'lgan suyuqlik tomchilari uchun R ni aniqlab sirt taranglik kuchi noma'lum bo'lgan suyuqlikning sirt taranglik ko'effitsientini aniqlash mumkin. Bu esa sirt tarangligi ko'effitsientini aniqlashning usullaridan biridir. Umuman aytganda, sirt tarangligi ko'effitsientini aniqlashning turli xil usullari mavjud. Ularning hammasi ham ma'lum sharoitlarda sirt xossalari o'zgarishini o'lchashga asoslangan.

54-§. Ikki muhit chegarasidagi muvozanat shartlari

1. Suyuqlik-suyuqlik chegarasidagi muvozanat shartlari

Bir-birlari bilan aralashmaydigan ikki suyuqlik chegarasida muvozanat shartlarini keltirib chiqarish uchun bir suyuqlik sirtida unga aralashmaydigan ikkinchi suyuqlik tomchisi joylashgan holni ko'raylik.

Tomchi ma'lum og'irlikka ega bo'lganligi tufayli u pastdagi suyuqlikni ma'lum darajada egilishga majbur qiladi. Bu sharoitda tomchiga ta'sir etuvchi sirt taranglik kuchlari (56-rasm):



56-rasm

$$\begin{aligned} F_{12} &= \sigma_{12} dl \\ F_{23} &= \sigma_{23} dl \\ F_{13} &= \sigma_{13} dl \end{aligned} \quad (54.1)$$

lardan iborat bo'lib, tegishli ikki muhit sirtiga urinma ravishda yo'nalgan bo'ladi. Tomchi muvozanatda bo'lishi uchun uchchala kuchlar F_{13} va F_{23} , F_{12} larning F_{13} yo'nalishidagi proeksiyalarining yig'indisi bir-birini kompensatsiya qilishi kerak, ya'ni

$$\begin{aligned} F_{23} \cos \theta_1 + F_{12} \cos \theta_2 &= F_{13} \\ F_{23} \sin \theta_1 - F_{12} \sin \theta_2 &= 0 \end{aligned}$$

yoki

$$\begin{aligned} \sigma_{23} \cos \theta_1 + \sigma_{12} \cos \theta_2 &= \sigma_{13} \\ \sigma_{23} \sin \theta_1 - \sigma_{12} \sin \theta_2 &= 0 \end{aligned} \quad (54.2)$$

shartlari bajarilishi kerak. (54.2) tenglamalarning har ikkala tomonlarini kvadratga ko'tarib, mos hadlarini o'zaro qo'shsak,

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23}(\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2)$$

yoki

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23} \cos(\theta_1 + \theta_2) \quad (54.3)$$

bo'ladi. Agar $\theta_1 + \theta_2 = \theta$ deb olsak,

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23} \cos \theta \quad (54.4)$$

kelib chiqadi. Bu yerdagi θ_1 va θ_2 chegaraviy burchaklardir. Chegaraviy burchak deb, suyuqlik tomchisi sirtiga o'tkazilgan urinma bilan suyuqlik tomchisi joylashgan sirt orasidagi burchakka aytiladi.

Agar chegaraviy burchaklar $\theta_1=0$, $\theta_2=0$ bo'lsa $\theta_1+\theta_2=0$ va $\cos 0=1$ bo'lganligi uchun, muvozanat sharti

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23} = (\sigma_{23} + \sigma_{12})^2$$

yoki

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} + \sigma_{12} \quad (54.5)$$

ekanligi kelib chiqadi. Agar $\sigma_{13} > \sigma_{23} + \sigma_{12}$ bo'lsa, tomchi butun birinchi suyuqlik sirti bo'ylab tekis yoyilib ketadi. Bunday holda ikkinchi suyuqlik birinchi suyuqlikni butunlay ho'llaydi, deb aytiladi.

Agar $\sigma_{13} < \sigma_{23} + \sigma_{12}$ bo'lsa, u holda tomchi $\sigma_{13} = \sigma_{23} \cos \theta_1 + \sigma_{12} \cos \theta_2$ shart bajarilguncha to'planadi va 56-rasmda ko'rsatilgan vaziyatni egallaydi.

2. Suyuqlik va qattiq jism chegarasidagi muvozanat shartlari

Suyuqlik va qattiq jism chegarasidagi muvozanat shartlari suyuqlikning qattiq jismni ho'llash yoki ho'llanmasligiga qarab (57-rasm):

$$F_{13} = F_{23} \cos \theta + F_{12}$$

$$F_{13} + F_{23} \cos \theta = F_{12}$$

yoki

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} \cos \theta + \sigma_{12} \text{ kabi aniqlanadi.}$$

$$\sigma_{13} + \sigma_{23} \cos \theta = \sigma_{12}$$

Chegaraviy burchak

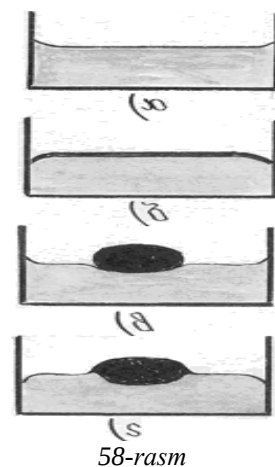
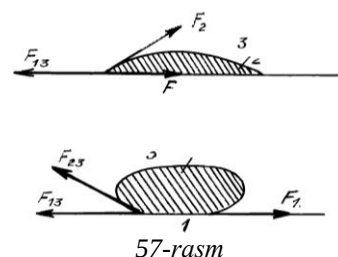
$$\cos \theta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}} \text{ yoki } \cos \theta = \frac{\sigma_{12} - \sigma_{13}}{\sigma_{23}} \text{ shartlardan topiladi.}$$

Agar $\sigma_{13} > \sigma_{23} + \sigma_{12}$ bo'lsa, suyuqlik qattiq jism sirti bo'ylab tekis yoyiladi yoki uni to'la ho'llaydi. Agar $\sigma_{13} < \sigma_{23} + \sigma_{12}$ bo'lsa, suyuqlik qattiq jismni ho'llamaydi. Masalan, suv parafinni ho'llamaydi, temirni esa ho'llaydi.

Ko'p hollarda suyuqlik qattiq jismni qisman ho'llashi ($\theta < \frac{\pi}{2}$) yoki qisman ho'llamasligi mumkin ($\theta > \frac{\pi}{2}$).

Suyuqlik solingan idishning devorlari yaqinida suyuqlikning ho'llash yoki ho'llanmasligiga qarab suyuqlikning sirti botiq yoki qavariq shaklda bo'lishi mumkin (58-rasm, a) va b)).

Suyuqlikka botirilgan jismning ho'llanishi yoki ho'llanmasligiga qarab suyuqlikka botirilgan jismni tik yuqoriga ko'taruvchi Arximed kuchi ortishi yoki kamayishi mumkin. Agar jism suyuqlikda ho'llanmaydigan bo'lsa, bu kuch Arximed kuchiga



qo‘shiladi (58-rasm, v)), aksincha bo‘lsa Arximed kuchiga qarshilik ko‘rsatadi (58-rasm, g)).

Teshiklari parafinlangan g‘alvirda suv tashish paradoksi ham suvning parafinni ho‘llanmasligiga asoslangan.

Shuning uchun suv sirtida mayda hashorotlarning ham harakatlanishiga sabab suvning sirt taranglik kuchi ularning og‘irlik kuchidan katta ekanligidir. Suyuqliklarda ayrim moddalarning eritilishi ularning sirt tarangligi koeffitsientining ortishi yoki kamayishiga olib kelishi mumkin.

Masalan, shakar suvda eritilsa, eritmaning sirt tarangligi sof suvga nisbatan ortadi. Sovun esa suvning sirt tarangligini kamaytiradi. Ana shunday sirt tarangligini kamaytiradigan moddalarga sirt aktiv moddalar deyiladi.

55-§. Suyuqliklarning egri sirti ostida yuzaga keladigan bosim

Suyuqliklarning egri sirti ostidagi suyuqlik molekulari bilan yassi sirt ostidagi molekularlar boshqa-boshqa sharoitda bo‘ladi.

Egri sirt ostidagi molekulalarga sirt egriligi tufayli ta’sir etuvchi qo‘shimcha kuchlar ta’sir qiladi. Boshqacha aytganda, egri sirt ostidagi molekularlar shu sirtga perpendikulyar yo‘nalgan qo‘shimcha bosim ostida bo‘ladi.

Bu qo‘shimcha bosimni hisoblash uchun kichkina sharsimon sovun pufagini ko‘z oldimizga keltiraylik.

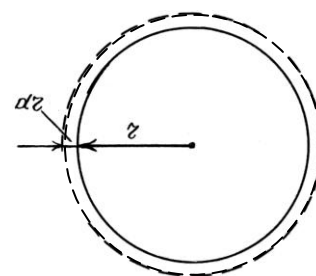
Pufak ichidagi atmosfera bosimidan ortiqcha bo‘lgan ichki bosim R' pufak sirt tarangligining ichkariga bo‘lgan bosimi bilan muvozanatlashadi. Pufak ichidagi bosim dP ga ortganda, pufak radiusi ham dr ga ortadi va bu vaqtda sirt taranglik kuchini yengish uchun

$$\delta A = 4\pi r^2 dr P'$$

ish bajarilishi kerak (59-rasm). Bu vaqtda pufakning ortgan yuzasi $dS = d(4\pi r^2) = 8\pi r dr$. Pufak tashqi va ichki yuzaga ega bo‘lganligi uchun $dS = 2 \cdot 8\pi r dr$. Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra

$$\delta A = \sigma dS$$

bo‘lganligidan



59-rasm

$$4\pi r^2 P' dr = \sigma \cdot 2 \cdot 8\pi r dr \quad \text{yoki bundan}$$

$$P' = \frac{4\sigma}{r} \quad (55.1)$$

Bu bosim pufakning ichki va tashqi egri sirtining ta'siri tufayli hosil bo'ladi. Har bir sirtga to'g'ri kelgan bosim esa $P = \frac{P'}{2}$ bo'lganligi uchun

$$P = \frac{P'}{2} = \frac{2\sigma}{r} \quad (55.2)$$

bo'ladi.

Shunday qilib, sirt egriligi tufayli suyuqlik sirtining ichkariga bo'lgan qo'shimcha bosim sirtning egrilik radiusiga teskari proporsional. Sirt yassi bo'lsa $r = \infty$ bo'lganligidan $P = 0$ bo'ladi, ya'ni suyuqlik sirti yassi bo'lganda sirt egriligi tufayli qo'shimcha bosim paydo bo'lmaydi.

Sirt sferik bo'lmasdan o'zaro perpendikulyar tekisliklar bo'yicha r_1 va r_2 radiuslar hosil qiluvchi egri sirtidan iborat bo'lsa, qo'shimcha bosim

$$P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (55.3)$$

ga teng bo'ladi. Bu formulaga Laplas formulasi deyiladi. Agar $r_1 = r_2$ bo'lsa, (55.3)dan (55.2) kelib chiqadi. Bu qo'shimcha bosim sfera markazi tomon yo'nalgan. Suyuqlik sirtining botiq yoki qavariqligiga qarab bu qo'shimcha bosimning yo'nalishi yuqoriga yoki pastga qarab yo'nalgan bo'ladi.

56-§. Kapillyar hodisalar

Egri sirt ostida hosil bo'ladigan qo'shimcha bosimning diametri kichik bo'lgan (ingichka) naychalardagi suyuqlik holatiga ta'siri katta bo'ladi. Bunday ingichka diametrli naychalar suyuqlikka botirilganda ularning suyuqliklarda ho'llanish yoki ho'llanmasligiga qarab kapillyar naychadagi suyuqlik sirtining egrilanishi botiq yoki qavariq ko'rinishida bo'lishi mumkin.

Agar naychaning diametri (radiusi) kichik bo'lsa (55.2)dan ko'rinadiki, sirt egrilanishi tufayli hosil bo'ladigan Laplas bosimining ta'siri katta bo'ladi va bu bosim kuchining yo'nalishi naychani suyuqlik ho'llasa yuqoriga yo'nalgan bo'ladi.

Bu vaqtda naychadagi suyuqlik sathi suyuqlik ustunining gidrostatik bosimi ($P = \rho gh$) Laplas bosimi ($P = \frac{2\sigma}{r}$) bilan tenglashguncha yuqoriga ko'tariladi (60-rasm, a)), ya'ni

$$\rho gh = \frac{2\sigma}{r} = \frac{2\sigma}{r_0} \cos \theta$$

bu munosabatdan

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r_0} \quad (56.1)$$

ifoda kelib chiqadi.

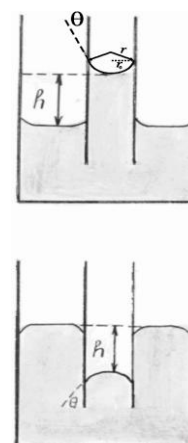
Bu yerda h – kapillyar naychadagi suyuqlik sathining balandligi, r_0 – kapillyar naycha radiusi, ρ – suyuqlikning zichligi.

Agar suyuqlik naychani ho'llamas, u holda naychadagi suyuqlik sathi idishdagi suyuqlik balandligidan h miqdorga pasayadi (60-rasm, b)). Chunki suyuqlik sirtining egrilik markazi past tomonga va binobarin, qo'shimcha bosim ham past tomonga yo'nalgan.

Suyuqlik solinadigan shunday ingichka naychalarning radiuslari suyuqlik egri sirtlarining egrilik radiuslariga yaqin bo'lsa, bunday naychalarga kapillyar naychalar va bu naychalarda suyuqlik sathining ko'tarilishi yoki pasayishiga kapillyar hodisalar deyiladi. Unga bir necha misollar keltirish mumkin.

Kapillyar hodisalar o'simliklar dunyosining oziqlanishida asosiy rol o'ynaydi. Chunki o'simlik tanasi va pustlog'idagi ingichka kapillyar naychalar orqali suv va suvda erigan turli xil oziqlar yuqoriga tana va barglarga yetib boradi. Kerosinga botirilgan pilikdagi kapillyar naychalar orqali kerosin yuqoriga ko'tarilib, lampa yonadi. Bahor paytlarida shudgor qilingan yerdagi namlik tuproqdagi kapillyar naychalar orqali bug'lanishini kamaytirish maqsadida yerga mola bosiladi.

Kapillyar hodisalar tirik organizmlarda ham muhim rol o'ynaydi. Inson tanasidagi kapillyar naychalar orqali organizmdagi ortiqcha suyuqlikning



60-rasm

tashqariga chiqishi, ya'ni – terning hosil bo'lishi bunga misoldir. YOzning issiq kunlarida organizmlarda terlash ayniqsa sezilarlidir.

Suvga botirilgan shisha plastinkalarni bir-biriga tegizilib, keyin ajratish ancha og'ir, chunki ikki plastinka orasiga tushgan suv qatlami shishani ho'llagani uchun shisha plastinkani bir-biridan ajratishda shisha-suv-shisha ta'sir kuchini yengish lozim. Buning uchun shisha-havo-shisha holdagiga nisbatan ancha katta kuch qo'yish kerak. Bu kuchni son jihatdan nimaga teng ekanligini baholash ham mumkin. Bu kuch Laplas formulasidan topiladi.

Agar plastinkalar orasidagi suv qatlamining qalinligi $r \sim 10^{-6} \text{ m}$ bo'lsa, suvning sirt taranglik koeffitsienti $\sigma = 70 \cdot 10^{-3} \frac{H}{M}$ ($T=293 \text{ K}$ da) bo'lganligi uchun, bosim kuchi

$$P = \frac{\sigma}{r} = 70 \cdot 10^3 \frac{H}{M^2}$$

Bu bosim kuchi yuzasi 10^{-2} m^2 bo'lgan ikki shishani bir-biriga $F = PS = 70 \cdot 10^3 \cdot 10^{-2} = 700H$ kuch bilan tortib turadi. Plastinkalarni bir-biridan ajratish uchun plastinka tekisligiga perpendikulyar bo'lgan ana shunday kuch bilan ta'sir qilish kerak. Ularni bir-biriga nisbatan sirpantirib, o'zaro qoplovchi yuzalar kamaytirilsa, bunday plastinkalarni bir-biridan oson ajratish mumkin.

Xullas, kapillyar hodisalar kundalik turmushda juda keng qo'llaniladi.

57-§. Suyuqliklarning bug'lanishi va qaynashi

Suyuqliklarning sirt tarangligi tufayli suyuqlik sirtidagi har bir molekula suyuqlik hajmidagi molekulalarga tortilib turadi. Suyuqlik sirtidan tashqariga chiqish uchun suyuqlik molekulalari sirt taranglik kuchining qarshiligini yengishi kerak. Suyuqlik molekulalarining to'xtovsiz issiqlik harakati tufayli ayrim molekulalar to'qnashuv paytida shu kuchlarni yengib chiqadigan energiyaga ega bo'ladi va suyuqlik sirtidan chiqib ketadi. Shu jarayonga suyuqlikning bug'lanishi deyiladi. Bug'lanish har qanday temperaturada ham bo'lishi mumkin. Bug'lanish jarayonida energiyasi katta molekulalar suyuqlik sirt taranglik kuchini yengib, chiqib ketib qolganliklari uchun suyuqlikda energiyasi kichik molekulalar qoladi, ya'ni bug'lanish jarayonida sovish ro'y beradi. Suyuqlik bug'lanish jarayonida sovimasligi uchun unga tashqaridan energiya

berib turish kerak. Temperaturaning ko'tarilishi bilan bug'lanish intensivligi ortadi. Bug'lanish ochiq idishda bo'layotgan bo'lsa, barcha suyuqlik bug'lanib ketishi mumkin. Agar bug'lanish yopiq idishda bo'layotgan bo'lsa, bug'lanuvchi molekulaning bir qismi yana suyuq holatga o'tadi va bu holda bug'lanuvchi va kondensatsiyalanuvchi molekulalar soni orasidagi farq kamayadi. Ma'lum vaqt o'tgandan so'ng bug'lanuvchi molekulalarning soni bilan yana bug'dan suyuqlikka aylanuvchi molekulalarning soni tenglashadi. Boshqacha aytganda, dinamik muvozanat yuzaga keladi. Ana shu holatdagi bug'ga to'yingan bug' deyiladi. Temperaturaning ortishi bilan to'yingan bug'ning zichligi va unga mutanosib ravishda uning bosimi ham ortadi.

To'yingan bug' zichligining ortishi bilan suyuqlikning sirt taranglik koeffitsienti kamaya boradi. Chunki suyuqlik sirtidagi molekulalar bilan ta'sirlashuvchi bug' molekulalarining soni ortadi. Kritik temperaturaga yaqin temperaturalarda to'yingan bug'ning zichligi deyarli suyuqlik zichligiga tenglashib, kritik temperaturada esa ular o'rtasida farq qolmaydi.

Shunday qilib, suyuqlik bug'i uni tashkil etuvchi element gazidan farq qilib, birinchi yaqinlashuvdagina bug'larga gaz qonunlarini qo'llash mumkin.

O'zgarmas tashqi bosimda massa birligidagi suyuqlikni butunlay bug'ga aylantirish uchun kerak bo'ladigan issiqlik miqdoriga bug'lanishning solishtirma issiqligi deyiladi. Bu kattalik turli xil suyuqliklar uchun turlicha bo'lib, temperaturaga bog'liq.

Umuman aytganda, bug'lanishning solishtirma issiqligi ikki qismdan, ya'ni molekulaning suyuqlik sirt taranglik kuchini yengishga sarf bo'ladigan qism va bug'ning kengayishiga sarflanadigan qismlarga ajratish mumkin.

Suyuqlik bug'larining yana suyuqlikka aylanishi – kondensatsiyalanish uchun kondensatsiya markazi bo'lishi kerak. Bunday markazlar bo'lib turli xil mayda zarrachalar, zaryadlangan zarrachalar xizmat qilishi mumkin. Bug' molekulalari ana shunday markazga o'tirib, avval kichik, keyin kattaroq suyuqlik tomchilarini hosil qiladi. Agar bug'lanayotgan fazoda shunday markazlar bo'lmasa kondensatsiya ro'y bermaydi va bunday bug'ga o'ta to'yingan bug' deyiladi. Kondensatsiyalanish jarayonida bug'lanish uchun sarflangan energiya qayta ajraladi.

Bug‘lanishning ortishi bilan to‘yingan bug‘ning bosimi orta boradi va u tashqi bosimga teng bo‘lganda qaynash ro‘y beradi. Qaynash paytida suyuqlikning butun hajmi bo‘ylab bug‘lanishi sodir bo‘ladi. Qaynash to‘yingan bug‘ning bosimi tashqi bosimga teng bo‘lgan temperaturada ro‘y beradi. Bu temperaturaga qaynash temperaturasi deyiladi. Tashqi bosimning o‘zgarishi bilan qaynash temperaturasi ham o‘zgaradi. Uning ortishi bilan qaynash temperaturasi ham ortadi va aksincha.

Suyuqliklarda qaynash markazlari mavjud bo‘lib, bu markazlar sifatida idish devorlariga yopishgan yoki suyuqlikdagi boshqa havo pufakchalari xizmat qiladi. Suyuqlikdagi havo pufakchalari ichida havo va suyuqlikning to‘yingan bug‘lari bo‘lib, havo pufagining muvozanat sharti quyidagichadir:

$$P + \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V} = P' + \rho gh + \frac{2\sigma}{r} \quad (57.1)$$

R – pufakdagi to‘yingan bug‘ning, $\frac{m}{\mu} \frac{RT}{V}$ – pufakdagi havoning bosimlari, P' – atmosfera bosimi, ρgh – gidrostatik bosim, $\frac{2\sigma}{r}$ – pufakda sirt egriligi tufayli hosil bo‘ladigan qo‘shimcha bosim.

Bunday havo pufakchasi idish devoriga ma’lum kuch bilan yopishib turadi. Pufakchani idish devorida ushlab turuvchi bu kuch pufakcha uchun Arximed kuchidan katta. Havo pufagi idish devoridan yoki pufak markazidan uzilganda, to‘la hammasi uzilmasdan yana ma’lum bir qismi qoladi va unda yana yangi pufakcha paydo bo‘ladi.

Qaynash jarayonida berilayotgan issiqlikning hammasi molekulalarning bug‘lanishiga sarflanganligi tufayli suyuqlikning temperaturasi doimiy qoladi.

Suyuqlik uzoq muddat qaynatilsa o‘ta qizdirilgan suyuqlik hosil bo‘ladi. O‘ta qizdirilgan suyuqlikda barcha havo pufaklari tashqariga chiqib, pufakchalar faqatgina to‘yingan bug‘dan iborat bo‘lib qoladi. Uni qaynatish uchun unga ozgina o‘sha suyuqlik yoki qaynash markazlari bo‘la oladigan predmet (masalan, o‘ta qizdirilgan suvga ozgina quruq choy) tashlash kerak.

58-§. To‘yingan bug‘ bosimining suyuqlik sirt egriligiga bog‘liqligi

Suyuqlikning bug‘lanishi uning sirtidan boshlanganligi tufayli sirt shaklining o‘zgarishi bilan bug‘lanish sharoiti ham o‘zgaradi. Chunki yassi sirt ustidagi to‘yingan bug‘ bosimidan egri sirt ustidagi to‘yingan bug‘ning bosimi farq qiladi. Bu farq nimalarga bog‘liq ekanligini ko‘rib o‘taylik.

Yassi sirtida bo‘ladigan bug‘lanish davomida sirt yuzasi o‘zgarmaydi, ya’ni uning erkin energiyasi doimiy qoladi. Agar bug‘lanish sferik tomchidan bo‘layotgan bo‘lsa, bug‘lanish davomida tomchining sirti kamaya boradi va tomchi butunlay bug‘lanib tamom bo‘lgandan keyin muvozanat qaror topadi. Tomchi ma’lum radiusli qavariq sirtidan iborat bo‘lganligi uchun qavariq sirt ustidagi to‘yingan bug‘ning bosimi yassi sirt ustidagi bosimdan katta ekanligi kelib chiqadi.

Agar suyuqlikning sirti botiq bo‘lsa, bug‘lanish davomida suyuqlikning sirti, ya’ni uning erkin energiyasi ortadi. Energetik nuqtai nazardan bunday bo‘lishi mumkin emas. Shuning uchun ham botiq sirt ustidagi to‘yingan bug‘ning bosimi yassi sirtidagiga nisbatan kichik bo‘ladi.

Egri va yassi sirt ustidagi to‘yingan bug‘ elastikligi (to‘yingan bug‘ning bosimini shunday deb ham ataydilar)ning farqini hisoblash mumkin. Buning uchun radiusi r ga teng bo‘lgan kapillyar naychani suyuqlikka botirib, ularni berk idishga joylashtirsak, idish berk bo‘lganligi uchun biror vaqt o‘tgandan so‘ng kapillyardagi suyuqlikning botiq sirt va idishdagi yassi sirt ustida to‘yingan bug‘ muvozanati qaror topadi. Kapillyar naychadagi suyuqlik sathining ko‘tarilish balandligi $h = \frac{2\sigma}{\rho g r}$ bilan aniqlanadi. To‘yingan bug‘ning h balandlikdagi bosimi R , uning idishdagi suyuqlik sathi balandligidan bosimi R_0 bilan barometrik formula asosida bog‘langan

$$P = P_0 e^{-\frac{mgh}{KT}} = P_0 e^{-\frac{mgh}{RT}} \quad (58.1)$$

Agar h ning qiymatini (58.1)ga qo‘ysak

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g}{RT} \frac{2\sigma}{\rho g r}}$$

yoki

$$\ln \frac{P}{P_0} = -\frac{\mu}{\rho RT} \frac{2\sigma}{r} \quad (58.2)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, berilgan suyuqlik uchun R va R_0 bosimlar farqi egri sirtning egrilik radiusiga bog‘liq ekan. Egrilik radiusi r kichik bo‘lsa R va R_0 orasidagi farq kichik, katta bo‘lsa R va R_0 orasidagi farq eksponensial ravishda ortadi. R va R_0 lar o‘rtasida $|P - P_0| \ll P_0$ shart bajarilganda, bu bosimlar orasidagi farqni h balandlikdagi to‘yingan bug‘ ustunining bosimiga teng deb olish mumkin:

$$P_0 - P = \rho_0 gh \quad (58.3)$$

bu yerda ρ_0 – to‘yingan bug‘ning zichligi. U holda

$$P_0 = P + \rho_0 gh = P + \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_0}{\rho}$$

yoki

$$P = P_0 - \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_0}{\rho} \quad (58.4)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, to‘yingan bug‘ bosimi suyuqlik sirtining egriligiga bog‘liq va botiq sirt ustidagi to‘yingan bug‘ning bosimi yassi sirt ustidagi bosimdan $\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_0}{\rho}$ miqdorga kichik bo‘lar ekan.

59-§. To‘yingan bug‘ bosimining temperaturaga bog‘liqligi

To‘yingan bug‘ bosimining temperaturaga bog‘liq ravishda o‘zgarishini biz 57-§ da aytib o‘tgan edik. Endi bu bog‘lanishning matematik ko‘rinishini aniqlaylik.

To‘yingan bug‘ bosimining temperaturaga bog‘liq ravishda o‘zgarishini har qanday birinchi tur fazaviy o‘tishlar uchun o‘rinli bo‘lgan Klapeyron-Klauzius tenglamasidan keltirib chiqarish mumkin.

Klapeyron-Klauzius tenglamasi $\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_1 - V_2)}$ dan to‘yingan bug‘ning molyar

hajmi V_1 , suyuqlikning molyar hajmi V_2 dan juda katta bo‘lganligi uchun ($V_1 \gg V_2$) V_2 ni hisobga olmaslik va birinchi yaqinlashishda to‘yingan bug‘ ideal gaz

qonuniga bo'ysunadi ($V_1 = \frac{RT}{P}$), deb hisoblash mumkin. U holda Klapeyron-Klauzius tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T \frac{RT}{P}} \text{ yoki } \frac{dP}{P} = \frac{L}{R} \frac{dT}{T^2} \quad (59.1)$$

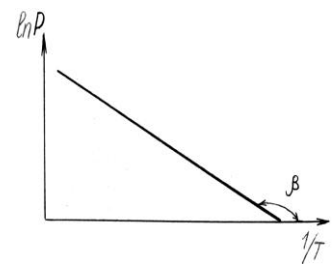
(59.1)da L ni temperaturaga bog'liq emas deb olib, bu tenglamani integrallasak,

$$\ln P = -\frac{L}{RT} + C \quad (59.2)$$

hosil bo'ladi. Bu ifoda to'yingan bug' bosimi bilan uning temperaturasi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Agar $\ln P$ bilan $1/T$ orasidagi bog'lanish grafigi chizilsa, undan foydalanib bug'lanishning yashirin issiqligi L ni aniqlash mumkin.

61-rasmdan

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{L}{R} \text{ yoki } L = R \operatorname{tg} \beta$$



Bu usul bug'lanishning yashirin issiqligini bilvosita aniqlash usullaridan biridir.

60-§. O'ta qizdirilgan suyuqlik va o'ta to'yingan bug'larning ahamiyati. Pufakli va Vilson kameralari

To'yingan bug'larda kondensatsiya markazlari bo'lmasa, bu bug'larning to'yinish darajasi orta boradi. Shunday bug'ga tashqaridan biror zaryadlangan zarra kiritilsa, bu zarra to'yinish markazi bo'lib xizmat qiladi va zarraning tarqalishi yo'nalishida kondensatsiyalangan bug' izlarini kuzatish mumkin. Vilson kamerasi ana shunday o'ta to'yingan bug'dan o'tuvchi elementar zaryadlangan zarralarning harakat izlarida to'yingan bug' hosil bo'lishini qayd qilishga asoslangan.

Bu kamera porshenli silindrdan iborat bo'lib, silindrga past temperaturalarda kondensatsiyalanadigan gazlar (argon, geliy yoki azot) bilan birgalikda oson kondensatsiyalanadigan moddalar (suv, spirt)ning bug'i solinadi. Porshenning surilishi tufayli gaz adiabatik kengaytirilsa, gaz soviydi va o'ta to'yingan holatga o'tadi. Agar shu silindrga energiyasi katta bo'lgan zaryadlangan zarracha kiritilsa,

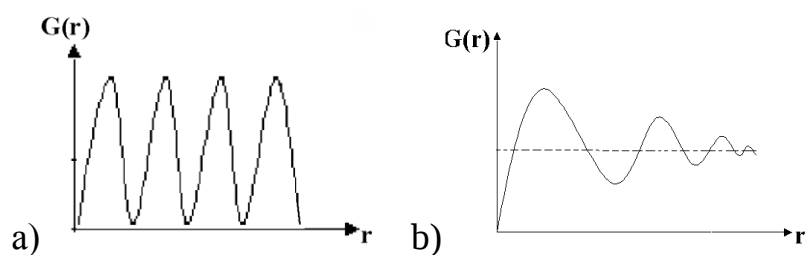
u tarqalish yoʻnalishida oʻta toʻyingan bugʻ zarralarini ionlaydi va bu ionlar kondensatsiyalovchi markazlar boʻlib xizmat qiladi. Bu jarayon fotoplyonkaga tushirilsa, kiritilgan zaryadlarning shu kameradagi harakat traektoriyalarini (aniq izlarini) qayd qilish mumkin. Ana shu usul bilan zaryadlangan zarralarning magnit maydonidagi harakat qonuniyatlarini, ularning boshqa atom va yadrolar bilan toʻqnashuv jarayonlarini qayd qilish mumkin. Bunday kameralarga Vilson kamerasi deyiladi.

Xuddi shuningdek, elementar zarralar harakat qonuniyatlarini oʻta qizdirilgan suyuqlik solinadigan kameralarda ham qayd qilish mumkin. Bunday kameralarga pufakli kamera deyiladi. Bu kamerada suyuq vodorodning propan va boshqa suyuqliklar bilan aralashmasi katta bosimda olinadi. Bosim katta boʻlganligi uchun bu aralashma qaynash temperaturasidan ancha yuqori, yaʼni oʻta qizdirilgan holatda boʻladi. Agar shunday kameraga bosimni kamaytirish bilan energiyasi katta zarracha kelib tushsa, zarracha tarqalish yoʻnalishida suyuqlikda pufakchalar hosil boʻladi va ularni qayd qilish mumkin. Pufakli kameradagi suyuqliklarning zichligi Vilson kamerasidagi gazlar aralashmasi zichligidan bir necha marta katta boʻlganligi uchun bu kamerada, asosan elementar zarralarning protonlar bilan taʼsiri oʻrganiladi.

Shunday qilib, oʻta toʻyingan bugʻ va oʻta qizdirilgan suyuqlik elementar zarralar hamda ularning turli xil atom, yadrolar bilan taʼsirini oʻrganishning kuchli vositalaridan biri sifatida foydalaniladi.

61-§. Suyuq kristallar

Suyuqliklar va kristall moddalar tuzilishini taqqoslab o'rganish ko'rsatdiki, kristallarni tashkil etuvchi zarralar (atom, molekula, ion) ma'lum bir tartib bilan joylashadilar. Ularning tuzilishini miqdoriy xarakteristik belgisi sifatida ta'sir taqsimot funksiyasini keltirish mumkin. Bu funksiya moddada atom yoki molekulalar zichligining ular orasidagi masofaga qarab o'zgarish qonuniyatini ifodalaydi. Kristallar uchun taqsimot funksiyasining ko'rinishi ulardagi masofaning o'zgarishi bilan doimiy qoladi (62-rasm, a) va tanlab olingan yo'nalishga bog'liq. Yo'nalishning o'zgarishi bilan kristalldagi zarralar orasidagi masofa ham o'zgarishi mumkin.



62-rasm

Suyuqliklarda esa bunday ta'sir funksiyasining ko'rinishi kristallardagidan farq qiladi (62-rasm, b)). Bu rasmdan ko'rinadiki, masofaning ortishi bilan ta'sir funksiyasining qiymati kamaya boradi, davriylik ikki yoki uch zarra masofasigacha davom etadi. Undan keyin esa tartib buziladi. Bu esa suyuqliklarda kristallardagidek zarralarning joylashish tartibi aniq qonuniyatga bo'ysunmasdan faqat ikki yoki uch zarra masofasida kuzatiladi, ya'ni ularda yaqin tartib mavjud ekanligini ko'rsatadi. Suyuqliklarning yana muhim xossalaridan biri ularning izotropligidir.

Ammo shunday suyuqliklar ham borki, ularning tuzilishi kristall tuzilishiga juda yaqin va anizotrop xossalarni namoyon qiladi (moddalarning turli xil yo'nalishidagi xossalari bir-biridan farq qilmasa izotrop, farq qilsa anizotrop deyiladi). Bunday moddalar suyuq kristallar deb ataladi. Bunday suyuqliklarning molekulalari sferik simmetriyaga ega bo'lmagan bo'lib, odatdagi temperatura va zichlikda ular o'zaro ma'lum yo'nalishda orientirlangan bo'ladi. O'z strukturasiiga ko'ra suyuq kristallar uch tipga bo'linadi: smektik, nematik va xolestirik.

Smektik suyuq kristallar bir o'lchamli fazoviy strukturaga ega bo'lib, molekulalari o'zaro parallel orientirlangan qatlamlardan iborat (63-rasm, a) (bunday xossa sovun eritmasida bo'lganligi va sovun grek tilida "smegma" deb atalganligi uchun smektik kristallar deyiladi). Bu qatlam qalinligi molekulaning uzunlik o'lchamiga bog'liq.

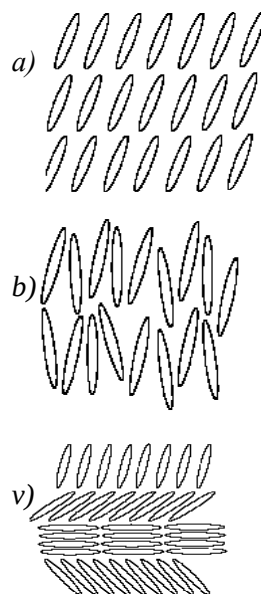
Bunday kristall qatlamlarining massa markazlari har bir qatlamning o'zida bo'ladi. Qatlamdagi molekulalarning o'zaro orientatsiyasi va qatlam sirtiga nisbatan joylashish tartibiga ko'ra, smektik tipdagi kristallarning o'zlarini ham bir necha tipga bo'ladilar. Ularning xossalari maxsus kurslarning mavzusi bo'lganligi uchun biz ularga to'xtalmaymiz.

Shunday suyuq kristallar ham borki, ularning molekulalari ipsimon tuzilishga ega bo'lib, joylashishi fazoviy tartibga ega. Bunday kristallarning uzun molekulalari o'zaro ma'lum yo'nalishda orientirlangan bo'lib, molekulalari massa markazining joylashishida tartib yo'q (63-rasm, b)). Bu suyuq kristallar nematik (grek tilida "nema" – ip demakdir) kristallar deb ataladi va undagi yo'nalish simmetriya o'qidan iborat. Optik jixatdan bunday kristallar bir o'qli hisoblanadi. Nematik kristallar simmetriya tekisligiga ega.

Ammo, simmetriya tekisligiga ega bo'lmagan va strukturasi jihatidan nematik kristallardan uncha farq qilmaydigan boshqa tipdagi kristallar ham mavjud. Ularning molekulalari qatlam-qatlamdan iborat bo'lib, molekulalarning orientatsiyasi spiralsimon ko'rinishga ega (63-rasm, v).

Bunday spiral o'ng yoki chap bo'lishi mumkin. Xolesterin modda-si molekulalarining joylashishi ana shunday strukturaga ega bo'lganligi uchun bunday tip suyuq kristallarga xolesterik kristallar deyiladi.

Suyuq kristallarning xossalari rang-barang. Shuning uchun ham ular turli sohalarda keng ko'lamda qo'llanila boshlandi. Ularning muhim xossalari biri



63-rasm

tashqi maydonga juda sezgirligidir. Juda kichik kuchlanishdagi elektr yoki magnit maydonining o'zgarishi bilan ularning orientatsiyasi deyarli inersiyasiz o'zgaradi.

Bu esa ularning temperaturani, elektr, magnit maydonini sezuvchi turli xil indikatorlar (mikrokalkulyatorlar, elektron soatlar, televizor, monitor, displey ekranlari) yasashda juda qo'l keladi. Ultrabinafsha nurlarga ularning sezgirligi, u nurlarni "ko'rish" imkoniyatini yaratdi.

62-§. Suyuq eritmalar

Ximiyaviy tarkibi jihatidan bir jinsli bo'lmagan suyuqliklar aralashmasiga eritmalar deyiladi. Eritmalar ikki yoki undan ortiq komponentalardan tarkib topgan bo'lishi mumkin. Eritma ikki komponentadan iborat bo'lib, ulardan birining eritmadagi miqdori ko'proq bo'lsa, unga erituvchi, miqdori kamrog'iga esa eritilgan modda deyiladi. Bunday ikki komponentali eritmalarga binar eritmalar ham deyiladi. Biz, asosan binar eritmalarning xossalari bilan tanishamiz. Eritmadagi komponentalarning soni orta borishi bilan molekulalararo ta'sir ham murakkablasha boradi. Shuning uchun eritmalaridagi qonuniyatlarni eng oddiy sistema-binar eritmadan boshlab o'rganish maqsadga muvofiqdir.

Eritmani miqdoriy jihatdan xarakterlaydigan muhim kattaliklardan biri uning konsentratsiyasi-eritmada eritilgan moddaning ulushi butun eritmaning qancha qismini tashkil etishini ko'rsatadigan miqdoriy kattalikdir. Bu kattalik eritilgan modda massasining hajmi yoki eritilgan modda mollarining butun eritma massasi, hajmi yoki mollarining qancha ulushini tashkil etishini ifodalaydi.

Masalan, 10 g sirka kislotasi 90 g suvda eritilsa, eritmaning massa ulushida ifodalangan konsentratsiyasi

$$C_m = \frac{m_{\text{кис}}}{m_{\text{сум}}} \cdot 100\% = \frac{10\text{г}}{100\text{г}} \cdot 100\% = 10\%$$

bo'lar ekan. Xuddi shu eritmani molyar ulushlarda ifodalasak quyidagicha bo'ladi: sirka kislotaning molekulyar massasi 60 g/mol suvniki 18 g/mol ga teng bo'lganligi uchun uning molyar konsentratsiyasi:

$$C_{\mu} = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \cdot 100\% = \frac{\frac{10z}{60} + \frac{90}{18}}{\frac{10z}{60} + \frac{90}{18}} \cdot 100\% = 3,22\%$$

Bu misoldan ko‘rinadiki, bir eritmaning konsentratsiyasi turli xil birliklarda o‘lchanganda, ular bir-biridan farq qilar ekan.

Eritmada erigan modda miqdori erituvchilikiga nisbatan juda kichik bo‘lsa, kuhsiz yoki suyultirilgan eritma, erigan modda miqdori ko‘p bo‘lsa, kuchli yoki konsentrlangan eritma deyiladi.

Moddalarning bir-birida erishi oddiy birikishdan farqli bo‘lib, eritmalarini moddalarning mexanik aralashmasi, deb hisoblab bo‘lmaydi. Eritmada erituvchi va erigan modda molekulalari o‘zaro ta’sirlashganliklari tufayli molekulalararo masofa, binobarin, hajm o‘zgarishi mumkin. Shuning uchun erish jarayonida issiqlikning yutilishi yoki ajralib chiqishi kuzatiladi. Erishda issiqlik ajralib chiqsa issiqlik effekti musbat, issiqlik yutilsa issiqlik effekti manfiy deb hisoblanadi. Shunday eritmalar ham bo‘ladiki, ularda issiqlik ajralmaydi ham, yutilmaydi ham. Bunday eritmalarda molekulalararo ta’sir energiyasi o‘zgarmaydi va ularga ideal eritmalar deyiladi. Masalan, benzolning toluoldagi eritmasi.

Moddaning bir-birida erishi cheklanmagan yoki chekli miqdorda bo‘lishi mumkin. Masalan, suv bilan spirt cheklanmagan miqdorda, suv bilan anilin chekli miqdorda o‘zaro aralashadi. Chekli miqdorda aralashuvchi moddalarning eng katta konsentratsiyasiga to‘yingan eritma deyiladi.

Eritmaning hosil bo‘lishi uning temperaturasi ham bog‘liq. Bu bog‘lanish eritma hosil bo‘lishdagi issiqlik effektining ishorasi bilan aniqlanadi. Musbat issiqlik effekti moddalarning eruvchanligi temperatura ortgan sari kamayadi, manfiy issiqlik effekti moddalarniki esa ortadi.

Bundan tashqari moddalarning eruvchanligi tashqi bosimga ham bog‘liq. Bosim ortganda eritma komponentalarining harakatchanligi susayganligi tufayli ularning eruvchanligi ham susayadi.

63-§. Raul va Genri qonunlari

Eritmalarning xossalari hatto eritilgan moddaning konsentratsiyasi eng kichik bo'lganda ham sof erituvchining xossalardan farq qiladi. Ana shunday xossalardan biri bo'lib eritma va sof erituvchi ustidagi to'yingan bug'ning bosimlari hisoblanadi.

Eritma ustidagi erituvchi molekulalarining bosimi sof erituvchi ustidagi molekulalar bosimidan farq qiladi. Ideal eritmalar uchun bu qonun

$$P_1 = CP_{01} = \frac{n_1}{n_1 + n_2} P_{01} \quad (63.1)$$

Raul qonuni deyiladi. Bu qonundan ko'rinadiki, eritma ustidagi erituvchi modda to'yingan bug'ining parsial bosimi R_1 erituvchi konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional. Bu yerda R_{01} – sof erituvchi ustidagi to'yingan bug'ning bosimi.

Boshqacha qilib aytganda, Raul qonuni eritma ustidagi erituvchi to'yingan bug'ining bosimi sof erituvchi ustidagi to'yingan bug'i bosimiga nisbatan qanchaga kamayishini ko'rsatar ekan.

Xuddi shuningdek eritilgan modda uchun ham Raul qonunini yozish mumkin

$$P_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2} P_{02} \quad (63.2)$$

Bu qonun ideal eritmalar uchun o'rinli bo'lsa ham ideal bo'lmagan kuchsiz eritmalar uchun ham ma'lum miqdorda bajariladi. Kuchli, ideal bo'lmagan eritmalar uchun bu qonun bajarilmaydi.

Eritma ustidagi to'yingan bug' bosimining sof erituvchiga nisbatan pasayishi eritma qaynash temperaturasining ortishiga olib keladi. Eritma va erituvchi qaynash temperaturalari orasidagi farq ham eritma konsentratsiyasiga bog'liq:

$$\Delta T = E \cdot \frac{m_1 / m_2}{\mu_2} \quad (63.3)$$

Bu yerda $E = \frac{2T^2}{m_1 L}$ – ebuloskopik doimiy bo'lib, berilgan erituvchi uchun doimiy bo'lgan koeffitsient. T – uning qaynash temperaturasi. m_1 – erituvchining massasi, L – bug' hosil bo'lish yashirin issiqligi (qaynash temperaturasidagi), m_2 – eritilgan modda massasi, μ_0 – eritilgan moddaning molyar massasi.

Eritmaning muzlash temperaturasi ham sof erituvchinikidan farq qiladi. Uning muzlash temperaturasi ΔT pasayadi:

$$\Delta T = k \cdot \frac{m_1 / m_2}{\mu_2} \quad (63.4)$$

Bu yerda $k = \frac{2T_0^2}{m_1 r}$ – krioskopik doimiylik bo‘lib, T_0 – eritmaning muzlash temperaturasi, r – kristallanishda ajralib chiqadigan energiya.

Bu ifodalar ham Raul tomonidan aniqlangan bo‘lib, Raulning ikkinchi va uchinchi qonuni deyiladi. (63.2) ifodadan

$$\frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{P_2}{P_{02}} \quad (63.5)$$

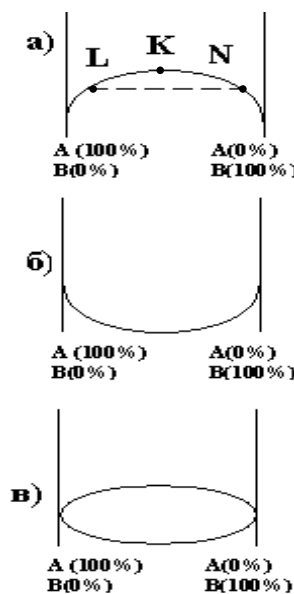
kelib chiqadi. Bu bog‘lanishdan ko‘rinadiki, eritilgan moddaning konsentratsiyasi eritma ustidagi eritilgan moddaning parsial bosimiga to‘g‘ri proporsional. Bu qonun suyuqlikda eritilgan gazlar uchun o‘rinli bo‘lib, Genri qonuni deyiladi.

Shunday qilib, Genri qonuni suyuqlikda eritilgan gazlar uchun o‘rinli bo‘lib, suyuqlikda eritilgan gazning konsentratsiyasi suyuqlik ustidagi shu gazning bosimiga proporsional ekanligini ko‘rsatadi. Shuning uchun ham gaz aralashtirilgan suyuqliklardagi gazning miqdori shu suyuqlikka kiritilayotgan gazning bosimiga bog‘liq bo‘ladi.

64-§. Eritmalarning holat diagrammalari

Eritmaning holati tashqi bosim va temperatura bilan bir qatorda uning konsentratsiyasi bilan ham aniqlanadi. Bosim tashqi atmosfera bosimiga teng bo'lsa, sistemaning holati eritma konsentratsiyasi va temperaturasiga bog'liq bo'lib qoladi.

Binar, eritmalarida temperatura va konsentratsiya o'rtasidagi bog'lanishni ko'raylik. Ikki A va V suyuqliklar aralashuvi temperaturaning ko'tarilishi bilan orta borsa, ma'lum T_k temperaturadan keyin istalgan miqdorda o'zaro aralashadi. Bu temperaturaga T_{kritik} aralashuv temperaturasi deyiladi. Undan past temperaturalarda (64-rasm, a)) ularning to'yingan yoki to'yinmagan eritmasi hosil bo'ladi. Agar MLK chiziq V suyuqlikning A suyuqlikdagi to'yingan eritmasining konsentratsiyasini ifodalasa, KNS chiziq V erituv-chidagi A moddaning to'yingan eritma konsentratsiyasini ifodalaydi. Undan oraliq qiymatlar-da ya'ni $MLKNS$ chiziqning pastki qismi bilan xarakterlanuvchi sohalarida ikki suyuqlik o'zaro aralashmaydi va zichligi kattasi pastda, zichligi kichigi esa yuqorida joylashadi.



64-rasm

Shunday eritmalar ham bor-ki, ularning o'zaro bir-birida eruvchanligi temperaturaning pasayishi bilan orta boradi va ma'lum pastki kritik aralashuv temperaturasiga ega (64-rasm, b).

Ba'zi eritmalar esa ham yuqori, ham pastki kritik aralashuv temperaturalariga ega. Bunday eritmalar o'sha yuqori T_k dan yuqori yoki pastki T_k dan past temperaturalarda istalgan miqdorda bir-birlari bilan aralashuvi mumkin. Oraliq temperaturalarda esa faqat ular ma'lum mutanosib komponentalarda bo'lganda bir fazali eritma hosil qiladi (64-rasm, v)).

Ko'p hollarda eritmalarining qaynash temperaturalarini yuqori kritik aralashuv temperaturasidan past, ularning muzlash temperaturalarini esa pastki aralashuv kritik temperaturalaridan yuqori bo'lganliklari uchun ham amalda bunday fazaviy diagrammalarni hosil qilish ancha mushkul.

65-§. Suyuq eritmalarining qaynashi

Eritmalar ustidagi komponentalar to'yingan bug'larining bosimi eritma konsentratsiyasiga bog'liq bo'lganligi uchun konsentratsiyasi har xil bo'lgan eritmalarining qaynash temperaturalarini ham har xil bo'ladi. Konsentratsiyasi aniq bo'lgan eritma temperaturasi ma'lum qiymatga yetganda ayrim komponenta to'yingan bug'ning bosimi tashqi atmosfera bosimiga tenglashishi mumkin. U holda shu komponenta qaynay boshlaydi va qaynash jarayonida eritmaning konsentratsiyasi o'zgarib boradi. Bu esa o'z navbatida qaynash temperaturasining o'zgarishiga olib keladi. Shunday qilib, eritma sof suyuqlik kabi aniq bir temperaturada qaynamasdan ma'lum bir temperatura intervalida qaynaydi.

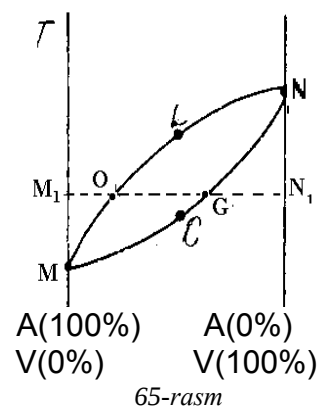
Qaynash atmosfera bosimida olib borilayotgan bo'lsa, yuqoridagidek qaynash jarayonini eritmaning konsentratsiyasi va temperaturasi masshtabida ifodalash mumkin. Komponentalari istalgan mutanosiblikda aralashadigan eritmaning qaynash diagrammasini ko'raylik.

Bu diagramma temperatura va konsentratsiya masshtabida 65-rasmda ko'rsatilgandek, *MLNSM* kontur bilan ifodalanadi. *M* nuqta sof *A* komponentaning *N* nuqta esa sof *V* komponentaning qaynash temperaturalarini ko'rsatsa, istalgan oraliq konsentratsiyadagi eritmalarining qaynash temperaturalarini intervali shu konturning vertikal yo'nalishdagi temperaturalar farqi bilan aniqlanadi.

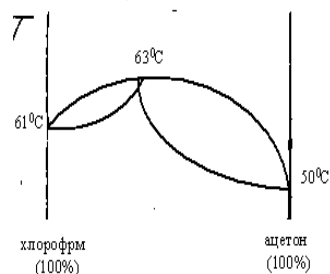
Agar shu diagrammadan turli xil konsentratsiyali eritmalarining ma'lum T_1 temperaturadagi holatini kuzat-sak, M_1O oralig'ida eritma-ning har ikkala komponentasi bug'ga aylangan, GN_1 oralig'ida hali qaynamagan va OG oralig'ida esa ikki fazali eritma va bug' fazalarida bo'lishini kuzatish mumkin. Bu diagrammadan ko'rinadiki, eritmaning qizdirilish temperaturasining ortishi bilan undagi komponentalar miqdori o'zgarib boradi, ya'ni qizdirilishi tufayli *A* komponentaning miqdori bug'ga aylanishi sababli kamayib, *V* komponentaniki ortib boradi va temperatura *N* nuqtaga yetganda eritma sof *V* komponentadan iborat bo'lib qoladi.

Ko'p komponentali sistemalardan (masalan, neftdan) ma'lum komponentalarni ajratib olish ham ana shunday eritmadagi komponentalar miqdorining temperatura bilan o'zgarishiga asoslangan.

Shunday eritmalar ham borki, ularning qaynash diagrammalari yuqoridagidek oddiy ko'rinishda bo'lmasdan,



65-rasm



66-rasm

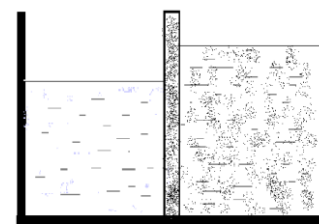
murakkab ko‘rinishda bo‘lishi mumkin. Bunga atseton va xloroform aralashmasi misol bo‘la oladi. Bunday eritmaning ma’lum bir konsentratsiyasi xuddi bir komponentali suyuqlik singari aniq qaynash temperaturasiga ega.

Undan kichik va katta konsentratsiyali eritmalarining qaynash temperaturallari ma’lum bir intervaldan iborat bo‘lib, eritmadagi atseton miqdorining ortishi bilan sezilarli darajada kamayadi (66-rasm).

Shunday qilib, eritma-larning qaynash temperaturallari va diagrammalari turli xil eritmalar uchun turli xil bo‘lib, sof suyuqliklarnikidan katta farq qiladi.

66-§. Osmotik bosim. Vant-Goff qonuni

Agar eritma va sof erituvchi oralig‘iga ma’lum membrana qo‘yilib, bu membrana erituvchi molekulasini o‘tkazadigan va eritilgan modda molekulasini o‘tkazmaydigan xossaga ega bo‘lsa, ma’lum bir vaqt o‘tgandan keyin erituvchi molekulasining eritma tomoniga o‘tishi tufayli erituvchining sathi pasayadi, eritmaniki ortadi. Erituvchi molekulasining membrana orqali eritma tomon o‘tishi eritma tomonidagi ortiqcha gidrostatik bosimi erituvchi molekulasining membrana orqali o‘tkazmay qolgunicha davom etadi (67-rasm). Ana shu hodisaga osmos hodisasi, sathlar farqi tufayli hosil bo‘ladigan bosimga esa osmotik bosim deyiladi. Eritmalar uchun osmotik bosim qonuniyatlari Vant-Goff tomonidan o‘rganilgan.



67-rasm

Konsentratsiyasi kichik eritmalarida eritilgan modda molekullari erituvchi molekullari bilan ta’sirlashmaydi va ular siyraklashgan gaz qonunlariga bo‘ysunadi deb hisoblash mumkin. Shuning uchun osmotik bosim:

$$\pi = \frac{n_2}{n_1 + n_2} \frac{RT}{V} \quad (66.1)$$

ifodaga teng. Bu yerda V – eritmaning molyar hajmi. (66.1)ga Vant-Goff qonuni deyiladi. Bu qonundan ko‘rinadiki, konsentratsiyasi kichik eritmalarining osmotik bosimi erituvchi va eritilgan modda tabiatiga bog‘liq bo‘lmasdan, faqat eritmaning konsentratsiyasiga bog‘liq. Osmos hodisasi elektrolitik dissotsiyanmaydi-gan eritmalar uchun o‘rinlidir. Eritmalarda osmotik bosim bir necha yuz mm simob

ustuniga yetishi mumkin. Osmos hodisasi ayniqsa tirik organizmlarda juda katta rol o'ynaydi.

O'simlik va jonivorlar organizmidagi modda almashinuvi ularning hujayralaridagi yarim o'tkazuvchan qobiqlari orqali amalga oshadi. Bu vaqtda osmotik bosimning qiymati bir necha atmosferaga teng bo'lishi mumkin. Xususan, ko'pgina o'simliklar hujayralarining osmotik bosimi $(5 \div 20) \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ atrofida bo'lsa, odam qonining osmotik bosimi $(7,6 \div 7,9) \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ ga teng. Tirik organizmlarda boshqarish mexanizmining mavjudligi tufayli hujayralardagi osmotik bosim ularga tegib oqadigan suyuqliklarga nisbatan ozgina ortiq yoki kam bo'lishi mumkin. Umuman aytganda, tirik organizmlardagi osmotik bosimning paydo bo'lishi mexanizmi juda murakkab jarayondan iborat bo'lib, uning fizik mohiyati endigina o'rganilmokda.

Nazorat savollari:

1. Real gazlarning ideal gazlardan farqi nimada?
2. Van-der-Vaals tenglamacini yozing.
3. Real gaz holatini ifodalovchi boshqa qanday tenglamalarni bilasiz?
4. Kritik temperatura deb nimaga aytiladi?
5. Real gazning ichki energiyasi, ideal gazlarnikidan qanday farqi bor?
6. Eksperimental izotermalar Van-der-Vaals izotermasidan nimasi bilan farq qiladi?
7. Fazaviy o'tishlar deb nimaga aytiladi?
8. Qanday fazaviy o'tishlarni bilasiz?
9. Klapeyron - Klauzius tenglamasi qachon o'rinli?
10. Joule-Tomson effektining mohiyati nimadan iborat?
11. Suyuqliklar qanday xossalarga ega?

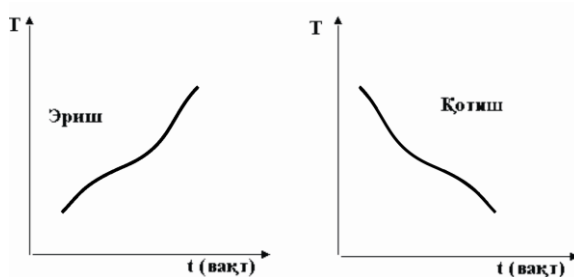
12. Kapillyar hodisalar deb nimaga aytiladi?
13. Qaynash deb nimaga aytiladi? Qaynash qachon ro'y beradi?
14. Suyuq eritmalar uchun Raul va Genri qonunlarini ayting.
15. Osmos hodisasi nima? Qachon Vant-Goff qonuni bajariladi?
16. Suyuq kristallar haqida nimalarni bilasiz?

VI BOB

QATTIQ JISMLAR

67-§. Qattiq jismlar simmetriyasi. Simmetriya elementlari

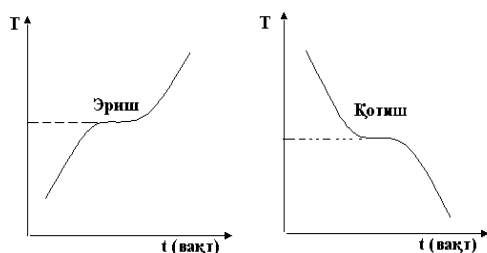
Qattiq jismlar zarralari orasidagi potensial energiya kinetik energiyaga nisbatan bir necha barobar katta va shuning uchun ham ular o'z hajmi va shakllarini saqlay oladi. Biroq shunday qattiq moddalar ham borki, ular o'z shakllarini saqlay olsalarda, boshqa xossalari bilan suyuqliklarga o'xshaydi. Bunday qattiq moddalarga amorf moddalar deyiladi. Amorf moddalarga turli xil smolalar, plastmassalar, shishalar, parafin kabi moddalar misol bo'la oladi. Bu moddalar aslida yopishqoqligi katta bo'lgan suyuqliklardir. Chunki bu moddani tashkil etuvchi zarralar suyuqliklardagi kabi yaqin tartibda joylashgan. Ular qizdirilsa avval yumshaydi va asta-sekin eriydi. Erish davomida ularning temperaturasi o'zgarib boradi. Xuddi shuningdek qotishi ham bir temperaturada bo'lmasdan temperatura pasaygan sari asta-sekin qotadi (68-rasm).



68-rasm

Bunday moddalardan farqli o'laroq shunday qattiq jismlar ham borki, ular aniq erish va qotish temperaturalariga ega. Erish va qotish paytida ularning temperaturalarini o'zgarmaydi (69-

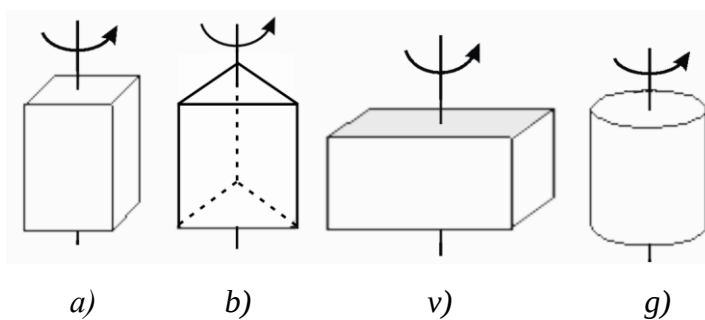
rasm) va bu jismlarga kristall jismlar deyiladi. Bundan keyin qattiq jismlar haqida soʻz borganda ana shu kristall jismlar tushunilmogʻi lozim.



69-rasm

Qattiq jismlarning gazlar va suyuqliklardan farqli oʻziga xos jihatlaridan biri ularning anizotropiyasidir. Kristallarning anizotropiyasi ularni tashkil etuvchi zarralarning joylashishi aniq fazoviy strukturaga va davriylikka ega ega boʻlib, bu struktura maʼlum simmetriyaga ega ekanligidan kelib chiqadi. Qattiq jismlar simmetriyasi ularni gaz va suyuqlikdan farq qilishga olib keluvchi asosiy koʻrsatkichdir. Qattiq jismlarning simmetrikligi oʻrin almashtirishlarda oʻz-oʻzini qoplash darajasi bilan aniqlanadi. Boshqacha aytganda simmetriya deganda, maʼlum harakat va operatsiyalar tufayli qattiq jismlarning oʻz-oʻzini qoplay olish imkoniyati tushuniladi.

Jismlarning oʻz-oʻzini qoplay olish qancha koʻp operatsiyalar tufayli amalga oshirilsa, uning simmetriklilik darajasi shunday yuqori hisoblanadi. Bir necha misollar keltiraylik: asosi kvadrat boʻlgan muntazam prizma markazidan oʻtuvchi oʻq atrofida har 90° burchakka burilganda, oʻz-oʻzini qoplaydi. Bir marta toʻla aylanganda toʻrt marta oʻz-oʻzini qoplaydi (70-rasm, a)). Prizmaning asosi muntazam uchburchak boʻlsa, oʻz-oʻzini qoplashga har 120° ga burilganda va bir toʻla aylanganda uch marta erishiladi (70-rasm, b)).



70-rasm

Prizmaning asosi kvadrat boʻlmagan toʻrtburchak boʻlsa, oʻq atrofida 180° burchakka burilganda oʻz-oʻzini qoplash roʻy beradi. Asosi doiradan iborat boʻlgan silindrni oʻq atrofida istalgan burchakka burganda ham (farqi yoʻq) oʻz-oʻzini qoplayveradi.

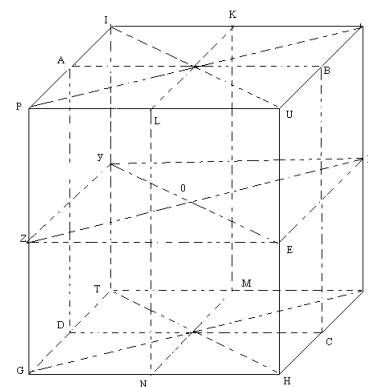
Jismlarning oʻz-oʻzini qoplashiga jismini faqatgina maʼlum oʻq atrofida aylantirish orqali erishilmasdan boshqa operatsiyalar tufayli ham erishish mumkin. Ana shunday barcha operatsiyalar toʻplamiga simmetriya elementlari deyiladi.

Qattiq jismlarning tuzilishi xilma xil bo'lishiga qaramasdan ularning o'z-o'zini qoplashiga faqat to'rtta simmetriya elementlari yoki ularning kombinatsiyalari orqali erishish mumkin. Bu simmetriya elementlariga quyidagilar kiradi:

1. Simmetriya o'qlari. Agar jismning o'z-o'zini qoplashishiga erishishi ma'lum o'q atrofida $\varphi = \frac{360^\circ}{n}$ burchakka burish tufayli erishilsa, bu o'qqa n -tartibli simmetriya o'qi deyiladi. Masalan, yuqorida ko'rib o'tilgan kvadratik prizma o'z vertikal o'qi atrofida xar 90° burchakka burilganda o'z-o'zini qoplaganligi uchun u $n = \frac{2\pi}{90} = 4$ tartibli vertikal simmetriya o'qiga ega deyiladi. Bundan tashqari bu prizma yana 2 ta ikkinchi tartibli simmetriya o'qiga ega (x va u o'qlari bo'yicha).

Har qanday jism istalgan nuqtasidan (70-rasm, a)) o'tgan o'q atrofida 2π burchakka burilganda o'z-o'zini qoplaganliklari uchun tabiatdagi barcha jismlar birinchi tartibli simmetriya o'qiga ega.

2. Simmetriya tekisliklari. Agar jismlarning o'z-o'zini qoplashi uning kesimlarining biror tekislikda ko'zguli aks ettirish orqali erishilsa, bu tekislikka simmetriya tekisligi deyiladi. Masalan, kvadratik prizma beshta simmetriya tekisligiga ega ($AVSD$, $LKMN$, $FEZY$, $PQGR$, $JUHT$) (71-rasm).

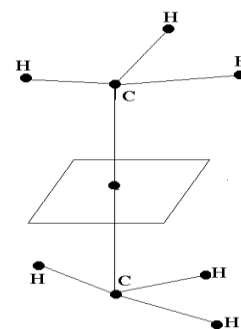


71-rasm

3. Simmetriya markazi. Jismning o'z-o'zini qoplashi biror markazda invers aks ettirish orqali erishilsa, bu markazga simmetriya markazi deyiladi. Masalan, kvadratik prizmada 0 nuqta simmetriya markazi hisoblanadi. Bu jismning o'z-o'zini qoplashiga shu 0 nuqtaga ko'zguli aks ettirish orqali ham erishish mumkin (71-rasm).

4. Buralma-akslanma simmetriya o'qi. Agar jismlar-ning o'z-o'zini qoplashiga ma'lum o'q atrofida $\frac{360^\circ}{n}$ burchakka burilib, keyin biror tekislikda ko'zguli aks ettirish orqali erishilsa bunday simmetriya elementiga n -tartibli buralma-akslanma simmetriya o'qi deyiladi. Masalan, etan molekulasida 3-tartibli buralma-akslanma simmetriya o'qiga ega (72-rasm).

Jismlarni xarakterlaydigan simmetriya elementlarining to'plamiga simmetriya gruppasi deyiladi. Jism qancha ko'p simmetriya elementlariga ega bo'lsa, u shuncha ko'p simmetriklikka ega bo'ladi. Masalan, shar markazdan o'tuvchi cheksiz sondagi simmetriya tekisligiga va simmetriya o'qiga hamda simmetriya markaziga ega. Shuning uchun ham shar o'ta simmetrik shakldir.



72-rasm

Yuqorida ko‘rib o‘tilgan simmetriya elementlari turli xil kristallarda turli xil kombinatsiyada uchrashi mumkin, ya’ni bir kristallning o‘zi bir necha simmetriya elementlariga ega bo‘lishi mumkin. Aniq izlanishlar tabiatdagi barcha kristallar simmetriya elementlarining 32 xil kombinatsiyasidan iborat ekanligini ko‘rsatdi.

Kristallarda mavjud bo‘lgan ana shu simmetriya elementlarining kombinatsiyasi simmetriya sinfi deb aytiladi. Mavjud bo‘lgan barcha 32 simmetriya sinfini 7 simmetriya sistemasiga ajratib o‘rganiladi. Bularga triklin, monoklin, rombik, trigonal, geksagonal, tetragonal va kubik sistemalar kiradi.

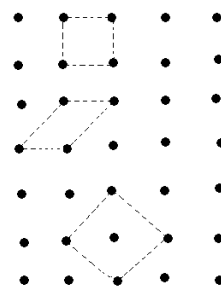
68-§. Kristall panjara. Brave panjarasi

Qattiq jismlar simmetriyasi ularni tashkil etuvchi zarralarning simmetrik joylashuvidan kelib chiqadi. Qattiq jism zarralari fazoda bir-biridan ma’lum masofada (fazoni x, u, z koordinata o‘qlari orqali tasvirlash mumkin) kristall panjara tugunlarida o‘rnashib, muvozanat holat atrofida tebranma harakatda bo‘ladi. Zarralar orasidagi masofa shu zarralar joylashishining muvozanatda bo‘lish sharti bilan aniqlanadi va masofa uch yo‘nalishda butun qattiq jism bo‘ylab davriy ravishda takrorlanadi.

Kristallning ma’lum tekislikdagi zarralari (atom, ion, molekulari) ning joylashish tartibi bilan tanishaylik.

Zarralar orasidagi masofa ma’lum yo‘nalishda bir xil bo‘lib, davriy ravishda takrorlanib keladi va butun kristall ana shunday takrorlanib keluvchi zarralar sistemasidan tashkil topadi.

73-rasmda tekislikda tasvirlangan kristall kesimining to‘rtburchak, parallelogramm, romb shakllaridan iborat figuralarning davriy takrorlanishidan hosil bo‘lishi ko‘rsatilgan. Agar bu panjarani fazoda tasvirlaydigan bo‘lsak, 74-rasmdagi tasvir hosil bo‘ladi. Kristallar ana shunday elementar panjara(lar)ning davriy takrorlanishidan hosil bo‘ladi. Kristall zarralari joylashadigan nuqtalar-ga ularning tugunlari deyiladi.



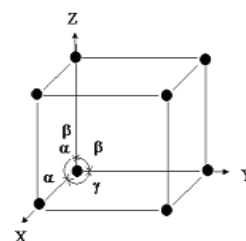
73-rasm

Kristall panjara tugunining istalganini koordinata boshlanishi deb olib, boshqa tugunlarning fazodagi holatini shu nuqtaga nisbatan aniqlash mumkin:

$$r = m_0 a + n_0 b + p_0 c$$

bu yerda m_0, n_0, p_0 – butun sonlar, a, b, c lar elementar panjara bazislari yoki davrlari deyiladi.

Qirralarining uzunliklari panjara davrlariga teng

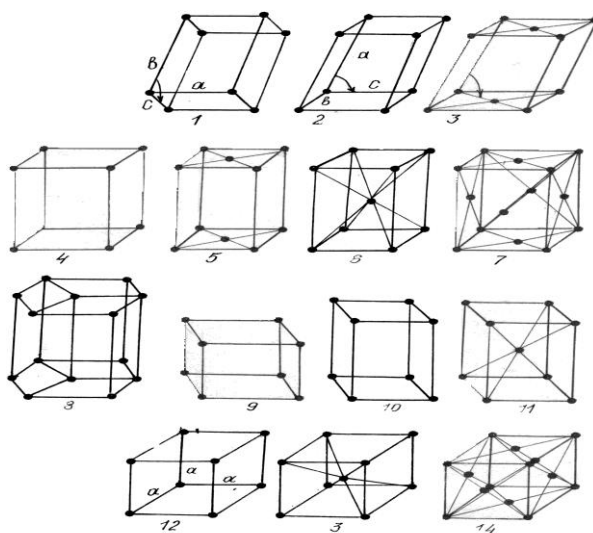


74-rasm

boʻlgan va tugunlarida zarralar joylashgan fazoviy panjara elementar panjarani tashkil etadi. Ana shu elementar panjarani bazislar yoʻnalishida oʻz-oʻziga parallel koʻchirishdan hosil boʻladigan panjaraga Brave panjarasi deyiladi.

Koʻp hollarda kristall bir emas, bir necha Brave panjaralaridan tashkil topadi. Barcha kristallarning tuzilishini oʻrganish hammasi boʻlib oʻn toʻrt xil Brave panjaralari mavjud ekanligini koʻrsatdi.

Bularga triklin 1 ($a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$ boʻlgan parallelepiped uchlarida joylashgan), monoklin 2, yoqlari markazlashgan monoklin 3, oddiy rombik 4, asosi markazlashgan rombik 5, hajmda markazlashgan rombik 6, yoqlari markazlashgan rombik 7, geksagonal 8, romboedrik 9, tetragonal 10, hajmda markazlashgan tetragonal 11, oddiy kubik 12, hajmda markazlashgan kubik 13 va yoqlari markazlashgan kubik 14 panjaralar kiradi (75-rasm) asida eng kam simmetriklikka triklin panjara ega boʻlsa, eng maksimal simmetriyaga kubik panjara ega.



75-rasm

Kristall panjara parallelepipeddan iborat boʻlib, bu parallelepipedning yon tomon, qirralari va hajmda zarralar boʻlmasdan, faqat uchlarida boʻlsa, bunday panjaraga primitiv (sodda) panjara deyiladi.

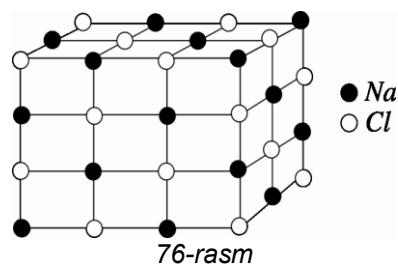
Kristall panjarada zarralar faqat tugunlarda emas, yon tomon markazida, qirra markazida, hajm markazida ham boʻlishi mumkin. Bunday panjaralarga yon tomonda markazlashgan (3,5,7,8,14), hajmda markazlashgan (6,11,13) elementar panjaralar ham deb yuritiladi.

Kristall panjaralarning muhim xossaligidan biri uni o'z bazisiga parallel ko'chirilganda o'z-o'zini qoplashidir. Shuning uchun kristall panjara qattiq jismlarga tegishli simmetriya elementlaridan tashqari translyatsion (o'z-o'ziga parallel ko'chirish) simmetriya elementiga ham ega. Elementar panjarani r vektori bo'yicha siljitilsa, o'z-o'zini qoplaganligi uchun r ga translyatsiya vektori ham deyiladi.

Shunday qilib, Bragg panjarasi kristall panjaraning tamomila aniq tuguni uchun uni a, b, c o'qlari bo'ylab o'z-o'ziga parallel ko'chirish yo'li bilan yasaladi.

Agar boshlang'ich nuqta sifatida boshqa tugun tanlansa, u holda boshqa Bragg panjarasi hosil bo'lishi mumkin. Ayrim hollarda bitta kristall bir-biriga nisbatan ko'chirilgan bir necha Bragg panjaralari sistemasidan iborat bo'lishi mumkin.

Masalan, $NaCl$ kristall Na^+ va Cl^- ionlaridan tashkil topgan ikki Bragg panjarasidan iborat bo'lib, bu panjaralar bir-biriga nisbatan kub qirrasining yarmiga teng masofaga ko'chirilgan (76-rasm).



Elementar panjara ham translyatsiya vektori-dan tashqari, simmetriya tekisliklari, simmetriya markazi, simmetriya o'q-lari, burilma-akslanma o'qlari – vint o'qi va sirpanish tekisligi kabi simmetriya elementlariga ega. Berilgan panjara ega bo'lgan barcha simmetriya elementlari to'plami panjaraning fazoviy gruppasi deyiladi. Barcha kristall panjaralar uchun 230 xil fazoviy gruppalar mavjud bo'lishi Y.S.Feodorov tomonidan ko'rsatilgan.

Shunday qilib, qattiq jismlar davriy ravishda takrorlanib keluvchi elementar – kristall panjaradan tuzilgan bo'lib, bu davriylik butun kristall bo'ylab, ya'ni bir necha zarralar orasidagi masofasigacha ham davom etadi. Shuning uchun ham qattiq jismlar uzoq tartibga ega deb aytiladi.

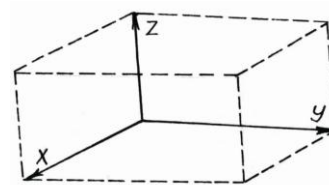
69-§. Kristallardagi tekisliklar va yo'nalishlarning simvolik belgilari. Miller indekslari

Yuqorida ta'kidlanganidek, kristallar anizotropiya-si uning turli xil yo'nalishlardagi zarralari orasidagi masofa turlicha va binobarin, xossalari turlicha ekanligidan kelib chiqadi. Shuning uchun bu yo'nalishlarni farqlash va ularni ma'lum tarzda belgilash kerak. Kristall panjaradagi atomlar vaziyatini aniqlash uchun maxsus koordinatalar sistemasidan foydalaniladi. Panjara tugunlaridan biri koordinata boshi qilib, elementar panjaraning mos qirralari esa koordinata o'qlari qilib olinadi. Bundan ko'rinadiki, bu koordinata o'qlari to'g'ri burchakli yoki o'zaro perpendikulyar bo'lishi shart emas. Kristall panjaraning qirralari qanday bo'lsa shundayligicha olinadi.

Kristallda atomlar yotuvchi cheksiz sondagi tekisliklarni tanlab olish mumkin. Bu tekisliklarning kristall o'qlaridagi tenglamasi

$$\frac{x}{A} + \frac{y}{B} + \frac{z}{C} = 1 \quad (69.1)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda A, B, C , x, y, z o'qlaridagi kesma uzunliklari. Birlik uzunlik qilib Bragg panjarasi – parallelepiped qirralarining uzunligi olinadi va parallelepiped qirralarining uzunligi turlicha bo'lganligi uchun uning turli yo'nalishdagi uzunlik birligi turlicha bo'ladi (77-rasm). A, B, C lar ana shu uzunlik birliklariga karrali miqdordir. Umuman aytganda bunday tekisliklar tugunlar-dan o'tmasliklari ham mumkin. U holda A, B, C lar butun sonlar bo'lmasdan, kasr sonlar ham bo'lishi mumkin. Lekin har doim ratsional sonlardir.



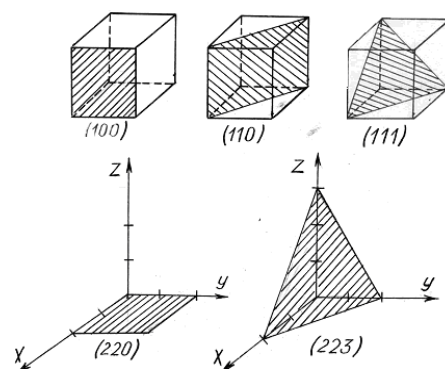
77-rasm

(69.1) tenglamani

$$hx + ky + lz = D \quad (69.2)$$

ko'rinishda ham yozish mumkin.

Bu yerdagi h, k, l lar butun sonlardan iborat bo'lib, Miller indekslari deyiladi. Bu indekslar kristalldagi tekisliklar holatini bir qiymatli aniqlaydi va (hkl) ko'rinishda yoziladi. Minus ishora Miller indekslarining ustiga



78-rasm

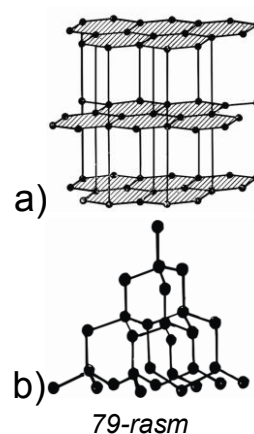
qo'yiladi. 78-rasmda Miller indekslarining qo'llanishiga doir misollar keltirilgan.

Kristalldagi yo'nalishlar ham 78-rasm orqali bilan belgilanadi. Yo'nalishlarni belgilashda indekslar o'rta qavsga olinadi va yo'nalish indeks bilan aniqlanadigan tekislikka perpendikulyar yo'nalishdan iborat. Masalan, $[330]$ yo'nalish (330) tekislikka perpendikulyar yo'nalishni xarakterlaydi.

70-§. Kimyoviy elementlar va kristall panjara turlari

Kristallning xossalari panjara tugunida turgan zarralarning kimyoviy tarkibi va kristall panjara strukturasi bilan aniqlanadi. Boshqacha qilib aytganda, strukturasi bir xil, lekin turli xil kimyoviy elementlardan tashkil topgan kristallning xossalari bir-biridan keskin farq qiladi. Xuddi shuningdek, kimyoviy tarkibi bir xil, lekin strukturasi har xil panjaraga ega bo'lgan kristallar xossalari ham bir-biridan keskin farq qiladi. Masalan, olmos va grafit kristallarining panjara tugunlarida uglerod atomlari joylashgan bo'lishiga qaramasdan, ularning strukturasi bir-biridan farq qilganliklari uchun ularning xossalarida xam farq mavjud. Grafit geksagonal strukturaga ega bo'lib (75-rasm), u yassi parallel qatlamlaridan tashkil topgan. Qo'shni qatlamlar orasida masofa bir qatlamlardagi qo'shni atomlar orasidagi masofadan 2-3 marta katta bo'lib, ular o'zaro Van-der-Vals kuchlari orqali bog'langan. Qo'shni qatlamlarning ana shunday bog'lanishi grafitdagi o'ziga xos yumshoqlikka sabab bo'ladi. Grafit kristalli bosilsa, u holda panjara qatlamlari sirpanib, bir-biriga nisbatan siljiydi. Yozish uchun grafitning qo'llanilishi uning shu xossasiga asoslangan (79-rasm, a)).

Olmos esa yoqlari markazlashgan ikkita kubik panjaradan iborat bo'lib, ular bir-biriga nisbatan kub fazoviy diagonalining to'rtinchi qismigacha qadar masofaga siljigan. Shuning uchun u yassi qatlamlarga ega emas, (79-rasm, b)) va uning ayrim qatlamini boshqa qatlamga nisbatan siljitib bo'lmaydi.



Ana shunday kimyoviy tarkibi bir xil, lekin strukturasi har xil bo'lgan kristallarga polimorf kristallar, bu hodisaga esa polimorfizm deyiladi. Polimorfizm ko'pgina kristallar uchun xos bo'lgan xususiyatdir.

Masalan, muz bir necha polimorf ko'rinishda bo'lishi mumkin. Kristallar bir polimorf ko'rinishdan ikkinchi ko'rinishga o'tkazilishi (o'tishi) mumkin. Ana shunday o'tishlarga polimorf o'tishlar deyiladi. Polimorf o'tishlar fazaviy o'tishlardan iborat.

Panjara tugunlarida qanday zarralar joylashgan-ligiga qarab, kristallar ionli, atomli, metall va molekulyar kristallarga bo'linadi.

Ionli kristallarning panjara tugunlarida o'zaro qarama-qarshi yadlangan ionlar navbatma-navbat joylashgan. Ionli kristallarga misol qilib osh tuzi (Na^+Cl^-) kristallini keltirish mumkin. Bunday kristallarning hosil bo'lishida Kulon kuchlari asosiy rol o'ynaydi. Ionli kristallarga shuningdek, $CaCl$ (dala shpati), $CsCl$, $AuZn$ kristallari ham kiradi.

Atomli kristallarda panjara tugunlarida atomlar bo'lib, ular o'zaro kovalent yoki kovalent bog'lanish orqali bog'langan. Bu bog'lanish elektronlar va atom yadrosidagi elektrostatik ta'sir tufayli hosil bo'ladi. Bunday kristallarning tuzilishini kvant nazariyasi asosida to'la tushuntirish mumkin. Olmos, grafit kabi kristallar atomli kristallarga misol bo'la oladi.

Metall kristallarining tugunlarida metall atomining musbat ioni joylashgan bo'lib, oraliqda erkin elektronlar gazi mavjud. Bitta markazdan o'sgan kristallarga monokristallar, ko'p markazdan iborat kristallarga polikristallar deyiladi. Metall kristallar yagona markazga ega bo'lgan monokristallar shaklida juda kam uchraydi. Ular asosan polikristallar ko'rinishida, ya'ni juda ko'p mayda va tartibsiz orientatsiyalangan monokristallardan tuzilgan bo'ladi. Bunday kristallarga barcha metall kristallar (Al, Fe, Zn, Au) misol bo'la oladi.

Shunday kristallar ham borki, bunday kristallar tugunlarida molekullar joylashgan bo'lib, ular Van-der-Vals kuchlari hisobiga kristallik strukturani tashkil etadi. Bunday kristallarga naftalin, O_2 , N_2 , I_2 , CO_2 kristallari misol bo'la oladi.

Molekulyar kristallar dipolli molekulalarning o'zaro ta'sir kuchi orqali bog'langan bo'lganligi uchun ularning mustahkamligi ancha kamdir.

Shunday qilib, kristallar panjara tugunida qanday zarralar turganliklari va strukturasiga ko'ra rang-barang bo'ladi.

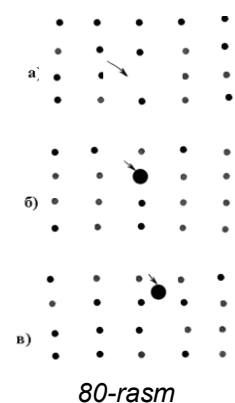
71-§. Kristallardagi nuqsonlar

Kristall panjara tugunlarida zarralarning joylashish tartiblari turli sabablarga ko'ra buzilishi mumkin. Bu esa ularning ko'pgina xossalariga ta'sir etadi. Kristallardagi ana shunday nuqsonlar bilan tanishaylik.

Qattiq jismlarda zarralar kristall panjara tugunida muvozanat holat atrofida uzluksiz tebranma issiqlik harakatida bo'ladi. Agar kristallning temperaturasi ko'tarilsa, muvozanat holat atrofidagi tebranma harakatning tebranish amplitudasi ortadi. Kristallardagi nuqson ana shunday tebranma harakatning natijasi sifatida namoyon bo'ladi va energiyasi katta bo'lgan zarra tugun o'rnini tashlab, boshqa joyga ko'chishi mumkin. Natijada panjara tuzilishida nuqson paydo bo'ladi.

Kristallardagi nuqsonlar makroskopik va mikroskopik turlarga bo'linadi. Makroskopik nuqsonlarga bevosita ko'zga tashlanadigan yoriqlar yoki boshqa kristallar panjaralarining aralashuvlari kiradi. Mikroskopik nuqsonlar kristall panjaradagi davriylikning buzilishi tufayli ro'y beradi va ular nuqtaviy, chiziqli yoki dislokatsiya kabi turlarga bo'linadi.

Nuqtaviy nuqsonlarning o'zi ham bir necha xil bo'lishi mumkin: a) kristall panjaraning ayrim tugunlarida kristall zarrasi bo'lmasdan bo'sh qolishi mumkin; b) kristall panjaradagi ayrim zarralar o'rnini boshqa tipdagi zarralar egallashi mumkin; v) ayrim zarralar kristall panjara tugunlarida emas, oraliqdagi bo'shliqda bo'lib qolishi mumkin. Bu nuqsonlar kristallardagi uzoq tartibga ta'sir qilmaydi (80-rasm).



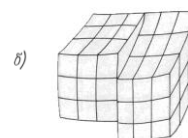
Dislokatsiya tipidagi nuqsonlarda zarralar joylashgan tekisliklar-ning muntazamligi buzilganligi tufayli uzoq tartib ham buziladi. Shuning uchun ham bunday nuqsonlar qattiq jismlarning mexanik xossalarining buzilishda asosiy rol o'ynaydi. Odatda dislokatsiya chegaraviy va vintsimon ko'rinishda bo'ladi.

Chegaraviy dislokatsiyada ikki qo'shni zarralar qatlami orasiga urilgan pona singari uchinchi zarralar qatlami joylashadi (81-rasm,a)) Shunday nuqsonni farqlash uchun o'rtadagi buzuvchi qatlam oxiriga $\perp$ belgisi qo'yiladi. Zarra-larning ortiqcha qatlami ana shu belgi yuqorisida joylashgan.

Vintsimon nuqson esa zarralar qatlami yarmining bir-biriga nisbatan bir yoki bir necha davrga siljishi tufayli hosil bo'ladi (81-rasm, b)).

Kristallardagi nuqsonlar ularning fizik (mexanik, elektr, magnit va x.k.) xossalariga kuchli ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun ularning o'rganish juda katta amaliy ahamiyatga ega.

Kristallardagi dislokatsiyalar sonini xarakterlash uchun ularning zichligi tushunchasi kiritiladi. Birlik yuzani kesib o'tuvchi dislokatsiya chiziqlari soni dislokatsiya zichligi deyiladi.



81-rasm

72-§. Qattiq jismlarning mexanik xossalari. Deformatsiyalar

Qattiq jismlarning mexanik xossalari tashqi kuch ta'siriga bardosh bera olish darajasi bilan aniqlanadi. Uning tashqi kuch ta'sirida o'z shaklini o'zgartirish xossasiga deformatsiya deyiladi. Deformatsiyalar qattiq jismni tashkil etuvchi zarralar orasidagi masofaning tashqi kuch ta'sirida o'zgarishi tufayli ro'y beradi. Tashqi kuch ta'siri to'xtatilgandan keyin jism boshlang'ich vaziyatni egallasa, bunday deformatsiyaga elastik deformatsiya, kuch ta'siri to'xtatilgandan keyin ham deformatsiya qisman saqlanib qolsa, noelastik deformatsiya deb ataladi. Umuman olganda, deformatsiya qo'yilgan kuchga bog'liq.

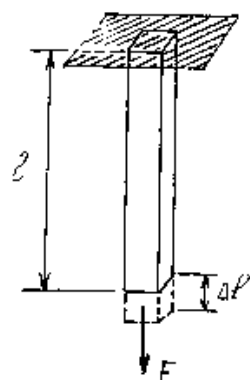
Deformatsiya turlari xilma-xil bo'lishiga qaramasdan ularni cho'zilish (siqilish) va siljish deformatsiyalaridan iborat deb qarash mumkin.

Cho‘zilish elastik deformatsiyasida deformatsiya kattaligi yoki nisbiy uzayish $\frac{\Delta l}{l}$ – ko‘ndalang kesim yuza birligi S ga qo‘yilgan F – kuchga proporsional (82-rasm), (Guk qonuni).

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \frac{F}{S} = \frac{1}{E} \sigma \quad (72.1)$$

Bu yerdagi E ga Yung moduli deyiladi. Agar $l_1 - l = \Delta l = l$ bo‘lsa $E = \frac{F}{S}$ ekanligi kelib chiqadi. Binobarin, Yung moduli jismni ikki barobar ($l_1 = 2l$) cho‘zish uchun yuza birligiga qancha kuch qo‘yish kerakligini ko‘rsatadi va N/m^2 larda o‘lchanadi. Yung moduliga teskari bo‘lgan kattalik $k = \frac{1}{E}$ ga esa elastiklik koeffitsenti ham deyiladi. Cho‘zilish deformatsiyasida $\varepsilon > 0$ bo‘lsa, siqilish deformatsiyasida $\varepsilon < 0$ bo‘ladi.

Qattiq jismlarning cho‘zi-lish va siqilish deformatsiyasi paytida ularning uzunlik o‘lcham-lari o‘zgarib qolmasdan, ko‘nda-lang o‘lchamlari ham o‘zgaradi. Cho‘zilish bo‘lsa ko‘ndalang kesim kamayadi, siqilish bo‘lsa ko‘nda-lang kesim yuzasi ortadi. Ko‘nda-lang kesim o‘lchamining kamayi-shini $\varepsilon_{\perp} = \frac{\Delta l_{\perp}}{l_{\perp}}$ kattalik bilan aniqlaydilar. $l_{\perp}$ – ko‘ndalang kesim o‘lchami, $\Delta l_{\perp}$ – ko‘ndalang kesim o‘lchamining deformatsiya tufayli o‘zgarishi.



82-rasm

$$\mu = -\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon} = -\frac{\Delta l_{\perp}/l_{\perp}}{\Delta l/l} \quad (72.2)$$

kattalikka Puasson koeffitsenti deyiladi. Bu yerda minus ishorasi cho‘zilishda ko‘ndalang kesim o‘lchamining kamayishini, siqilishda esa ortishini ko‘rsatadi.

Deformatsiyalanayotgan qattiq jism kubdan iborat bo‘lsa, uning hajmi

$$V = l_{\perp}^2 l \quad (72.3)$$

ifodaga teng bo‘ladi. Uning cho‘zilgandan keyingi hajmi

$V = (l + \Delta l)(l_{\perp} - \Delta l)^2 = l(1 + \varepsilon)l_{\perp}^2(1 + \varepsilon_{\perp})^2 = V(1 + \varepsilon + 2\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\perp}^2 + \varepsilon_{\perp}^2)$ Bu yerda $\varepsilon_{\perp}^2$, $\varepsilon_{\perp}^2$ hadlarni juda kichik bo'lganligi uchun hisobga olmaslik mumkin. U holda

$$V_1 = V(1 + \varepsilon + 2\varepsilon_{\perp})$$

Deformatsiya paytida jism hajmining nisbiy o'zgarishi

$$\frac{V_1 - V}{V} = \varepsilon + 2\varepsilon_{\perp} = \varepsilon(1 - 2\mu) \quad (72.4)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, Puasson koeffitsienti deformatsiya tufayli jism hajmining o'zgarishini xarakterlar ekan. Cho'zilishda $\Delta V > 0$ bo'lganligi uchun $\varepsilon(1 - 2\mu) > 0$ yoki $\mu < \frac{1}{2}$. Demak, Puasson koeffitsienti har doim $\frac{1}{2}$ dan kichik bo'ladi.

Jismning diagonal qarama-qarshi yoqlariga qo'yilgan kuchlar ta'sirida siljish deformatsiyasi yuzaga kelib, bu kuchlar ta'sirida jism qatlamlari o'zlariga parallel holda siljiydi.

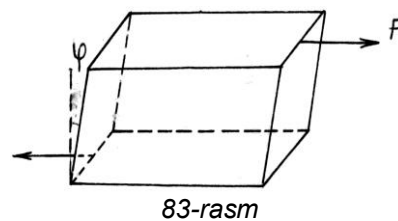
Siljish deformatsiyasida deformatsiya kattaligi siljish burchagining tangensi bilan aniqlanadi (83-rasm).

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{G} \frac{F}{S} \quad (72.5)$$

F - yuzaga urinma ravishda ta'sir etuvchi

kuch, G - siljish moduli.

Istalgan deformatsiya uchta o'q bo'yicha (dl_x, dl_y, dl_z) va uchta o'qqa parallel ravishda siljish (dU_x, dU_y, dU_z) koordinatalarining o'zgarishi bilan to'la aniqlanadi. Boshqa barcha deformatsiyalarni shu koordinatalar orqali ifodalash mumkin. Tashqi kuch ta'sirida ana shu oltita kattalikning o'zgarishi deformatsiyani to'la aks ettiradi.



Deformatsiya paytida jism hamma tomonlama siqilsa, uning hajmining o'zgarishi

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{K} \frac{F}{S} = \frac{1}{K} \sigma \quad (72.6)$$

ga teng. K - hajm siqilish modulidan iborat. Hamma tomonlama siqilishi o'zaro perpendikulyar bo'lgan uch o'q bo'yicha siqilishga ekvivalent bo'lganligi uchun, uni x, y, z o'qlari bo'yicha siqilishlar natijasi deb qarash mumkin. Biror o'q bo'yicha siqilish bo'lganda, qolgan ikki o'q bo'yicha cho'zilish bo'ladi. Shuning uchun har bir o'qdagi $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ siqilishni quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{\sigma_x}{E} - \mu\varepsilon_y - \mu\varepsilon_z = \frac{[\sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z)]}{E} \\ \varepsilon_y &= \frac{\sigma_y}{E} - \mu\varepsilon_x - \mu\varepsilon_z = \frac{[\sigma_y - \mu(\sigma_x + \sigma_z)]}{E} \\ \varepsilon_z &= \frac{\sigma_z}{E} - \mu\varepsilon_x - \mu\varepsilon_y = \frac{[\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)]}{E}\end{aligned}\quad (72.7)$$

Siqilish hamma tomonlama bir xil bo'lsa, $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma$ va shuning uchun

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= (1 - 2\mu)\frac{\sigma}{E} \\ \varepsilon_y &= (1 - 2\mu)\frac{\sigma}{E} \\ \varepsilon_z &= (1 - 2\mu)\frac{\sigma}{E}\end{aligned}\quad (72.8)$$

kelib chiqadi.

Bu formuladan ko'rinadiki, hamma tomonlama siqilish (cho'zilish) paytida nisbiy deformatsiya kattaligi barcha siqilish (cho'zilish) paytidagi deformatsiyadan farq qilar ekan. Agar siqilish hamma tomonlama va bir jinsli ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$) bo'lsa, u holda $V = l_x l_y l_z$ bo'lganligi uchun

$$\begin{aligned}\frac{\Delta V}{V} &= \Delta \ln V = \Delta(\ln l_x + \ln l_y + \ln l_z) = \frac{\Delta l_x}{l_x} + \frac{\Delta l_y}{l_y} + \frac{\Delta l_z}{l_z} = \\ &= \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z = \frac{3(1 - 2\mu)}{E}\sigma\end{aligned}\quad (72.9)$$

kelib chiqadi. (72.6) va (72.9) ni taqqoslasak, E va k o'rtasidagi bog'lanish

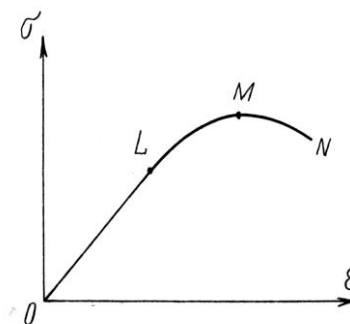
$$k = \frac{E}{3(1 - 2\mu)}\quad (72.10)$$

kabi bo'ladi.

Siljish deformatsiyasi paytida jismning hajmi o'zgarmaydi. Shuning uchun Puasson koeffitsienti $\mu = 0$. Siljish va Yung modullari o'zaro quyidagicha bog'langan

$$G = \frac{E}{2(1 + \mu)}\quad (72.11)$$

Qattiq jismlarga qo'yilgan kuchlanishning ortishi bilan deformatsiya kattaligi chiziqli ravishda orta boradi va kuch olinishi bilan jism boshlang'ich vaziyatga qaytadi. Bunday bog'lanish kuchlanishning ma'lum qiymatigacha davom etadi. Kuchlanishning shu qiymatiga elastiklik chegarasi deyiladi. Kuchlanish elastiklik chegarasidan ortiqcha bo'lsa, jismda qoldiq deformatsiya paydo bo'ladi. Kuchlanish elastiklik chegarasidan o'tgandan keyin (84-rasm – OL sohadan



84-rasm

keyin) doimiy kuchlanishda ham deformatsiya kattaligi ortishi mumkin. Shu sohaga qattiq jismning oqishi deyiladi. Oqish boshlanishidagi kuchlanishga oqish chegarasi deb aytiladi. Ayrim qattiq jismlarda oqish chegarasi kuzatilmas-ligi ham mumkin.

Lekin, albatta har bir qattiq jism uchun shunday bir kuchlanish mavjudki, shu kuchlanishdan boshlab qattiq jismning strukturasi buzila boshlaydi (M nuqta). Ana shunday kuchlanishga mustahkamlik chegarasi deyiladi. Ayrim qattiq jismlar uchun mustahkamlik va oqish chegarasi bir-biriga yaqin yoki teng bo'lishi mumkin. Ana shunday moddalarga mo'rt moddalar deyiladi.

Qattiq jismlarning mustahkamligi ularni tashkil etuvchi zarralar orasidagi ta'sir potentsiali bilan aniqlansada, mustahkamlik chegarasining pasayishiga kristallardagi har xil nuqsonlar sabab bo'ladi. Yuqorida ta'kidlanganidek, bu nuqsonlar orasida dislokatsiya eng muhimdir.

Dislokatsiyalarning rivojlanishini to'xtatishga olib keluvchi omillar yordamida qattiq jismlarning mustahkamligini oshirish mumkin. Har xil aralashmalar ham dislokatsiya rivojiga qarshilik qiladi. Shuning uchun qotishmalar mustahkamroq bo'ladi. Qattiq jismlar mustahkamligini oshirishning bir necha yo'llari bor. Toblash, boshqa metall atomlarini kiritib qotishmalar tayyorlash orqali ularning mustahkamligini oshirish mumkin.

Umuman aytganda, qattiq jismlarning mustahkamligi va uni oshirish masalalari faqatgina molekulyar fizika fanining predmeti bo'lib qolmasdan, juda ko'pgina boshqa fanlarning ham oldidagi eng muhim muammolardan biri hisoblanadi.

73-§. Qattiq jismlarning issiqlik sig'implari. Dyulong-Pti qonuni.

Eynshteyn-Debay nazariyasi

Kristall panjara tugunlarida muvozanat holat atrofida tebranuvchi zarralarni garmonik ossillyator-lardan iborat va bu ossillyatorlar o'zaro perpendikulyar x, y, z o'qlari bo'ylab tebranadi, deb hisoblash mumkin. Boshqacha aytganda, bu ossillyatorlar uchta erkinlik darajasiga ega. Har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi to'liq energiya $E = kT$ ga teng. Chunki ossillyatorning kinetik va potensial energiyasi o'zaro teng va har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya $E_k = \frac{1}{2}kT$ ga teng.

Shunday qilib, N ta zarradan iborat kristallda har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi energiya kT dan iborat bo'lganligi uchun, uning to'liq energiyasi

$$U = 3NkT \quad (73.1)$$

ga teng.

Bir mol modda miqdori uchun $N = N_A$ bo'lganligidan

$$U = 3N_A kT = 3RT \quad (73.2)$$

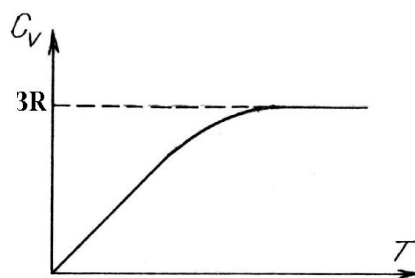
bo'ladi. Jismni qizdirishda sarflanayotgan issiqlik miqdori ossillyatorning tebranish energiyasini oshirishga sarf bo'ladi. Shuning uchun o'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'imi

$$C_V = \frac{dU}{dT} = 3R = 6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} = 25,12 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \quad (73.3)$$

ga teng. (73.3) dan ko'rinadiki, qattiq jismlarning molyar issiqlik sig'imi ularning turiga va temperaturasiga bog'liq emas. Bu qonunga Dyulong-Pti qonuni deyiladi.

Ko'pgina qattiq jismlar uchun bu qonun bajariladi. Ammo qattiq jismlar issiqlik sig'ining temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarishni o'rganish past temperaturalarda Dyulong-Pti qonunidan chetlanishlar borligini ko'rsatadi. Ayniqsa berilliy, bor, kremniy va olmoslarda bu bog'lanish juda sezilarlidir. Keyinchalik o'tkazilgan tekshirishlar Dyulong-Pti qonuni bajariladigan kristallarda ham temperatura nolga yaqinlashganda issiqlik sig'ining sezilarli darajada kamayib ketishini ko'rsatdi. Shunday qilib, ba'zi moddalar uchun past temperaturalarda Dyulong-Pti qonuni bajarilmasdan, undan chetlanishlar kuzatiladi.

Metall bo'lmagan kristallar uchun temperaturaning o'zgarishi bilan C_V ning o'zgarishi 85-rasmda ko'rsatilgan. Bu rasmdan ma'lum bo'ladiki, ko'pgina kristallar uchun issiqlik sig'ining yuqorida kel-tirilgan klassik nazariyasini qo'llab bo'lmaydi.



85-rasm

Ana shunday nomuta-nosiblikni bartaraf etish va qattiq jismlar issiqlik sig'ining temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarish qonuniyatini keltirib chiqarish uchun Eynshteyn mutloq qora jismning nurlanish qonuniyatini ochishdagi Plank gipotezasidan foydalandi.

Bu gipotezaga ko'ra muvozanat holat atrofida tebranuvchi har qanday garmonik ossillyator energiyasi uzluksiz qiymatlar qabul qilmasdan ossillyator chastotasiga proporsional bo'lgan diskret qiymatlar qabul qiladi. Bu energiya garmonik ossillyator nurlantirayotgan kvantning energiyasidan iborat bo'lib,

$$\varepsilon = h\nu \quad (73.4)$$

ga teng. Bu yerda $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ – Plank doimiysi. Agar kristall N ta garmonik ossillyatordan iborat bo'lsa, to'la energiya

$$\varepsilon = Nh\nu \quad (73.5)$$

ga teng.

Qattiq jism zarralari turli xil chastotalar bilan tebranishi mumkin va shunga mos ravishda ularning tebranish energiyalari ham turlicha bo'ladi. Soddalik uchun

Eynshteyn barcha zarralar bir xil chastotada tebranadi, deb hisoblagan. Eynshteyn nazariyasi bilan qisqacha tanishib chiqaylik.

Kristallarda garmonik ossillyator kabi tebranuvchi zarralarning tebranish ehtimolligi Bolsman qonuniga

$$n = n_0 e^{-\frac{Nh\nu}{kT}} \quad (73.6)$$

bo'ysunadi deb hisoblab, xar bir zarraga to'g'ri keluvchi o'rtacha tebranish energiyasini aniqlash mumkin.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum \varepsilon n_0 e^{-\frac{Nh\nu}{kT}}}{\sum n_0 e^{-\frac{Nh\nu}{kT}}} = \frac{h\nu \sum N e^{-\frac{Nh\nu}{kT}}}{\sum e^{-\frac{Nh\nu}{kT}}} \quad (73.7)$$

$N \gg 1$ bo'lganda

$$\begin{aligned} \frac{\sum N e^{-\frac{Nh\nu}{kT}}}{\sum e^{-\frac{Nh\nu}{kT}}} &= -\frac{d}{d\left(\frac{h\nu}{kT}\right)} \ln \sum e^{-\frac{Nh\nu}{kT}} = \\ &= -\frac{d}{d\left(\frac{h\nu}{kT}\right)} \ln \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \end{aligned} \quad (73.8)$$

(73.8)ni hisobga olsak, (73.7) quyidagicha bo'ladi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (73.9)$$

1 mol kristall uchun uning to'liq energiyasi

$$U = 3N_A \bar{\varepsilon} = 3N_A \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (73.10)$$

issiqlik sig'imi esa

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{3N_A k \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2} \quad (73.11)$$

ga teng bo'ladi. Bu formuladan ko'rinadiki, $h\nu \ll kT$ bo'lganda, ya'ni yuqori temperaturalarda

$$C_V = 3N_A k = 3R \quad (73.12)$$

ga teng. Chunki, $h\nu \ll kT$ bo'lganda $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ ni qatorga yoyib,

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2!} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 + \dots \quad (73.13)$$

va uni (73.11)ga qo'ysak, yuqoridagi (73.12) xulosa kelib chikadi.

(73.11)dan ko'rinadiki, temperaturaning pasayishi bilan C_V ning qiymati eksponensial ravishda kamayib boradi. Ammo, qattiq jismlarning issiqlik sig'imini temperaturaga bog'lab o'rganish, past temperaturalarda Eynshteyn formulasidan chetlanishlar mavjudligini va bunday temperaturalarda issiqlik sig'imi temperatura-ning uchinchi darajasiga proporsional ekanligini ko'rsatdi.

Bundan tashqari, Eynshteyn nazariyasida har bir tebranuvchi garmonik ossillyatorning tebranish energiyasi o'zaro bir-biriga bog'liq emas deb qaraladi. Holbuki, bunday qarash zarralar orasidagi ta'sirga bog'liq bo'lgan potensial energiyaning qiymatini to'la hisobga olmaslikdan iborat. Aslida kristallardagi zarralarning o'zaro ta'siri tufayli kollektiv harakat yuzaga keladi. Zarralar o'rtasidagi ana shunday ta'sirni hisobga olib, Debay Eynshteyn nazariyasini yanada rivojlantirdi.

Debay nazariyasiga ko'ra, bir zarraning tebranishi qo'shni zarraga, uning tebranishi esa yonidagi boshqa qo'shni zarraga va h.k. ga ta'sir qiladi. Bu vaqtda qattiq jismda xuddi tovush to'lqinlari tarqalganidek, kollektiv harakatlar yuzaga keladi. Shunday qilib, (tebranma harakatlarning uyg'otuvchisi tovush kvantlari – fononlar hisoblanadi) qattiq jismlardagi issiqlik tebranma harakatlarni elastik turg'un to'lqinlardan iborat, deb hisoblash mumkin. Tebranma harakatlarning soni – chastotalar miqdori – erkinlik darajasi bilan aniqlanadi.

Bunday harakatlarning to'liq energiyasi

$$U = \sum_{i=1}^{3N} \frac{h\nu_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1} \quad (73.14)$$

ga teng bo'lib, qattiq jismlarning issiqlik sig'imi ma'lum temperatura – T_D (Debayning xarakteristik temperaturasi)dan boshlab kamaya boradi. Bu temperatura issiqlik harakatlari energiyasi kT_D ossillyatorning maksimal energiyasiga teng bo'ladigan temperaturadir.

$$kT_D = h\nu_m \text{ yoki } T_D = \frac{h\nu_m}{k} \quad (73.15)$$

T_D temperaturadan kichik qiymatlarda issiqlik sig‘imi temperaturaning uchinchi darajasiga proporsional ravishda kamayadi. Bu esa tajriba natijalariga mos tushadi.

Metallarda kristall panjara tugunida turgan musbat ionlar bilan birgalikda oraliqdagi erkin elektronlarning ham issiqlik sig‘imini inobatga olish kerak. Ammo, yuqori temperaturalarda issiqlik sig‘imining umumiy miqdoriga elektronlarning qo‘shgan ulushi juda kichik. Temperaturaning pasayishi bilan panjara tugunida turgan zarrachalarning issiqlik sig‘imlari T^3 ga, elektronlarning issiqlik sig‘imi T ga proporsional kamayganligi uchun, past temperaturalarda issiqlik sig‘imiga elektronlarning qo‘shgan hissasini hisobga olish kerak va temperaturaning pasayishi bilan uning hissasi orta boradi.

74-§. Qattiq jismlarning issiqlikdan kengayishi, erishi va qotishi

Qattiq jism zarralari muvozanat holat atrofida tebranma harakatda bo‘ladi. Ularning qizdirilishi bilan panjara tugunida muvozanat holatda tebranuvchi zarralarning tebranish amplitudasi, ya’ni issiqlik tebranish energiyasi ortadi. Bu tebranish angarmonik xarakterga ega. Shuning uchun ham qattiq jismlar isitilganda kengayadi.

Qattiq jismlarning issiqlikdan kengayishi son jihatdan chiziqli va hajm kengayish koeffitsenti bilan xarakterlanadi.

Chiziqli kengayish koeffitsienti deb, bir birlik uzunlikdagi (l_0) qattiq jismni $\Delta t=1K$ temperaturaga qizdirganda, uning uzunligi boshlang‘ich uzunlikning qancha qismiga uzayganligini ($\frac{\Delta l}{l_0}$) ko‘rsatadigan kattalikga aytiladi:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{1}{l_0} \frac{l - l_0}{\Delta t} \quad (74.1)$$

Hajm kengayish koeffitsenti ham xuddi shunday aniqlanadi:

$$\beta = \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{1}{V_0} \frac{V - V_0}{\Delta t} \quad (74.2)$$

Agar kristall kub shaklda olingan deb faraz qilsak va izotrop kristallar uchun $V = l^3$ va $V_0 = l_0^3$ bo'lganligi uchun

$$l = l_0(1 + \alpha \Delta t) \text{ va } V = V_0(1 + \beta \Delta t)$$

munosabatlardan

$$V = l_0^3(1 + 3\alpha \Delta t + 3\alpha^2 \Delta t^2 + \alpha^3 \Delta t^3) = V_0(1 + \beta \Delta t) \quad (74.3)$$

kelib chiqadi. Bu ifodadagi α^2 , α^3 lar juda kichik miqdor bo'lganligi tufayli ular qatnashgan hadlarni hisobga olmaslik mumkin. U holda

$$V = l_0^3(1 + 3\alpha \Delta t) = V_0(1 + \beta \Delta t) \text{ yoki } \beta = 3\alpha \quad (74.4)$$

xulosaga kelamiz. Demak, hajm kengayish koeffitsienti chiziqli kengayish koeffitsientidan uch marta ortiq bo'lar ekan.

Ammo, ta'kidlash kerakki, ko'pgina kristallar anizotrop kengayadi, ya'ni ularning turli o'qlar bo'yicha kengayish koeffitsienti turlichadir. Agar ana shunday kristallar uchun chiziqli kengayish koeffitsientini α_1 , α_2 , α_3 bilan belgilasak, u holda hajm kengayish koeffitsienti

$$\beta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 \quad (74.5)$$

dan iborat bo'ladi.

Umuman aytganda, jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsienti ham xuddi issiqlik sig'imi singari temperaturaga bog'liq. Temperaturaning pasayishi bilan α va β lar ham temperaturaning kubiga proporsional ravishda kamayadi.

Turli xil qattiq jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsientlari turlicha bo'lib, ular kristallik panjara tuzilishiga, zarralar orasidagi ta'sir energiyasiga bog'liq (2-jadval). Quyidagi jadvalda ayrim kristallarning chiziqli kengayish koeffitsienti keltirilgan.

Qattiq jismni qizdirish davom ettirilsa, panjara tugunidagi tebranuvchi zarralarning issiqlik harakat energiyasi zarralar orasidagi potensial energiyadan ham ortib ketishi mumkin. U holda kristall suyuq holatga o'tadi. Bu jarayonga kristallning erishi deyiladi. Kristallning erishi davomida uning temperaturasi

o'zgarmaydi. Bu vaqtda berilayotgan issiqlik kristall panjaraning strukturasi buzishga sarf bo'ladi. Bu vaqtdagi T_E temperaturaga erish temperaturasi deyiladi. Kristallni eritishga sarflanayotgan issiqlik miqdori uning massasiga bog'liq.

2-jadval

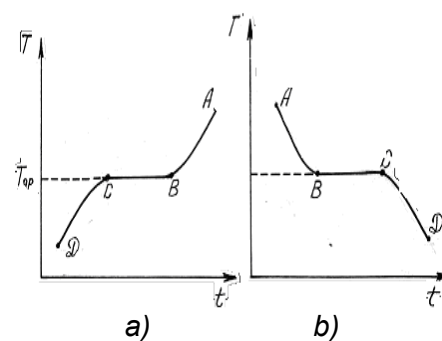
Qattiq jism	$\alpha \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$	Qattiq jism	$\alpha \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$
Alyuminiy	26.0	Mis	17.0
Dyuralyuminiy	22.6	Molibden	5.0
	4.0		8.0
Volfram	19.0	Natriy	28.0
Jez	19.0	Rux	124.0
Kumush		Fosfor	

Massa birligidagi kristallni eritish uchun sarflanadigan issiqlik miqdoriga solishtirma erish issiqligi

$$\lambda = \frac{Q}{m} \quad (74.6)$$

deyiladi va $\frac{JK}{\kappa\epsilon}$ larda o'lchanadi. Kristallanish jarayonida bu issiqlik ajralib chiqadi. Kristallarning erishi yoki hosil bo'lishini $T = f(\theta_1)$ yoki $T = f(t_{\text{erish}})$ bog'lanish grafiklarida ifodalash mumkin (86-rasm, a), b)).

Kristallarning hosil bo'lishida temperaturaning pasayi-shi bilan ajralib chi-quvchi issiqlik miqdori orta boradi (AV qism) va ma'lum temperaturada kristallanish boshlanadi. Kristallanish boshlanishi bilan



86-rasm

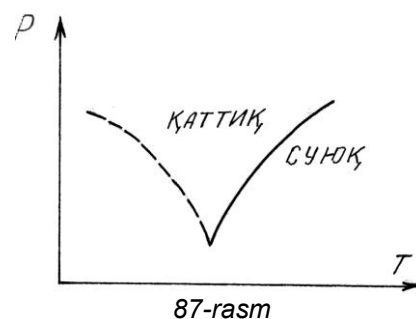
tempera-tura o'zgarmaydi (VS qism). Kristallanishda ajralayotgan issiqlik moddadan olib ketilayotgan issiqlikni kompensatsiyalaydi va shuning uchun ham temperaturaning pasayishi va VS sohada to'xtaydi. Kristallanish jarayonining tugashi bilan qattiq jismning temperaturasi yana pasaya boshlaydi (SD qism).

Kristallanishda shu jarayonning boshlanishi uchun kristallanish markazi yoki markazlari bo'lishi kerak. Suyuq holatdagi ma'lum to'plamlar ana shunday markaz vazifasini bajarishi mumkin. Agar shunday markazlar bo'lsa kristallanish jarayoni ancha yengillashadi.

Bitta markaz atrofida o'sish tufayli hosil bo'lgan kristallga monokristall, bir necha markazlar atrofida o'sish tufayli hosil bo'lgan kristallga esa polikristall deyiladi.

Kristallanish temperaturasi ham tashqi bosimga bog'liq. Bosim ortganda erish qiyinlashganligi tufayli erish temperaturasi ham ko'tariladi va shunga mos ravishda kristallanish temperaturasi ham ko'tariladi. Ammo shunday moddalar ham borki, ularning erish yoki kristallanish temperaturasi bosimning ortishi bilan pasayadi.

Bunday moddalarga misol qilib vismut, surma, germaniylarni keltirish mumkin. Bunday moddalarda temperaturaning pasayishi bilan hajmlari kamaymasdan (zichliklari ortmasdan) aksincha ortadi. Bunday bog'lanish 87-rasmda punktir bilan ko'rsatil-gan.



Moddaning suyuq holatdan kristall holatga o'tish, kristall holatdan suyuq holatga o'tishi birinchi tur fazaviy o'tishdan iborat. Bunday o'tishlar uchun Klapayron-Klauzius tenglamasi o'rinlidir:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T(V_2 - V_1)} \quad (74.7)$$

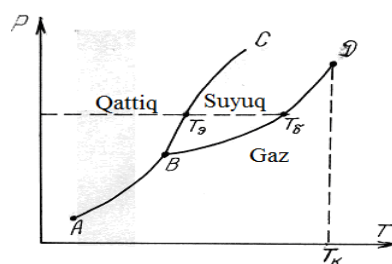
Bu yerda λ – solishtirma erish issiqligi, T – erish temperaturasi, V_2 – suyuq holat hajmi, V_1 – qattiq holat hajmi. Bu formuladan ko'rinadiki, bosimning o'zgarishi bilan erish temperaturasining o'zgarishi suyuq V_2 va V_1 qattiq holat

hajmining o'zgarishiga bog'liq. Agar $V_2 > V_1$ bo'lsa, $\frac{dP}{dT} > 0$ yoki $V_2 < V_1$ bo'lsa

$\frac{dP}{dT} < 0$. Bu esa yuqorida keltirilgan grafikning o'zgarishini to'la ifoda etadi.

75-§. Fazaviy o'tishlarda holat diagrammalari. Uchlanma nuqta

Qattiq jismlarda fazaviy o'tishlarni P va T koordinatalar sistemasida ifodalash juda qulay. Ko'pgina qattiq jismlar qizdirilganda suyuq holatga o'tadi. Ammo shunday qattiq moddalar ham borki, ular odatdagi bosimda suyuq holatga o'tmasdan birdaniga gaz-bug' fazasiga o'tadi. Bunday qattiq moddalarga naftalin, quruq muz (CO_2) misol bo'la oladi. Qattiq moddalarning qizdirilganda suyuq holatga o'tmasdan, birdaniga bug' holatiga o'tishiga sublimatsiya deb aytiladi. Solishtirma erish issiqligi kichik bo'lgan kristallar sublimatsiyalanish xossasiga ega.



88-rasm

Sublimatsiyalanadigan qattiq jismlar uchun bu bog'lanish AB , qattiq holatdan suyuq holatga o'tuvchi kristallar uchun esa BC egri chizig'idan iborat bo'ladi (88-rasm). AB chizig'ining chap tomoni jismning qattiq fazaviy holatini xarakterlasa, o'ng tomoni gaz holatni ifodalaydi. AB chiziq bo'ylab bu ikki holat muvozanatda bo'ladi.

Biz suyuqlik – bug' fazaviy o'tishlar to'g'risida to'xtalganimizda, ularning holat diagrammalari BD egrisidan iborat bo'lishini ko'rgan edik. Suyuq holatdan

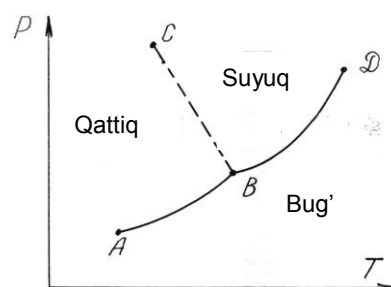
bug' holatga o'tish yashirin issiqligi, solishtirma erish issiqligidan farq qilganligi uchun ham BC va BD egri chiziqlar bir-birlaridan farq qiladi va ular ma'lum bir B nuqtada kesishadi. Yuqorida aytilganlardan ko'rinadiki, qattiq jism–gaz, qattiq jism–suyuqlik, suyuqlik–gaz o'tish chiziqlari umumiy kesishish nuqtasiga ega. Bu nuqtada qattiq jism, suyuqlik va gaz fazalari o'zaro muvozanat holatda bo'ladi. Bu nuqtaga uchlanma nuqta deyiladi.

Bu grafikdan ko'rinadiki, bosimning qiymati uchlanma nuqtadan yuqori bo'lgan doimiy bosimlarda qattiq jism isitilganda u avval erib, (T_e) suyuq holatga o'tadi. Isitish davom etsa u bug' holatga (T_b) ham o'tishi mumkin.

Berilgan qattiq jism uchun bosimning qiymati uchlanma nuqtadagi qiymatdan past (doimiy) bosimlarda qizdirilsa, qattiq jism sublimatsiyalanadi. Lekin bunday moddalarni ham bosimni oshirish orqali qattiq–suyuq–gaz holatlariga o'tishiga erishish mumkin.

Suyuqlik–gaz fazaviy o'tishlarini xarakterlovchi BD egri chiziq uchlanma nuqtada boshlanib kritik temperaturada T_k da tamomlansa, qattiq jism suyuqlik fazaviy o'zgarishlarini ifodalovchi chiziqda esa unday chegara yo'q.

Shunday qattiq jismlar ham borki, ularning erish temperaturalari bosimning ortishi bilan kamayadi. Bunday jismlar uchun $P = f(T)$ grafigi 89-rasmda keltirilgan.



89-rasm

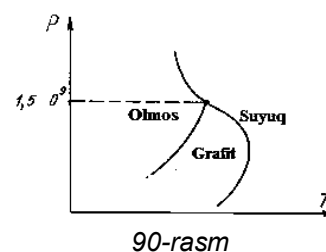
Bu grafikda BC egri yo'nalishi anomal ravishda yo'nalgan bo'lib, bosimning ortishi

bilan erish temperaturasi pasayadi, ya'ni $\frac{dP}{dT} < 0$ va bu egri chiziq davom ettirilsa, mutloq nol temperaturada bosim o'qini uning ma'lum bir qiymatida kesib o'tadi. Bunday moddalar katta bosimlarda juda past temperaturalarda eriydi.

76-§. Polimorfizm. Kristallarda polimorf o'tishlar

Tabiatda shunday kristallar uchraydiki, ularning kimyoviy tarkiblari bir xil, lekin elementar panjaralari bir-biridan farq qiladi. Bu esa ularning boshqa xossalari ham bir-biridan farq qilishiga olib keladi. Kristallarning ana shunday ko'rinishlariga polimorf ko'rinishlar yoki polimorfizm deyiladi. Masalan, uglerod ikki xil – grafit va olmos kristallari ko'rinishida, oltingugurt ham shunday ikki xil ko'rinishda bo'ladi. Bunday ko'rinishlarga ularning modifikatsiyalari ham deb aytiladi. Har bir modifikatsiya ma'lum temperatura va bosimda turg'un vaziyatda bo'lib, faqat $P = f(T)$ grafigida egri chiziqlik ustidagi R va T qiymatlarida ikki xil modifikatsiya muvozanat holatda bo'lishi mumkin. Polimorf o'tishlarga uglerod-olmos o'tishlari misol bo'la oladi. Bu o'tishlar diagrammasi 90-rasmda ko'rsatilgan egri chiziqlar orqali ifodalanadi. $1,5 \cdot 10^9$ Pa dan yuqori bosimda uglerod olmos modifikatsiyasida, undan past bosimlarda asosan, grafit ko'rinishda bo'ladi. Ammo undan past bosimlarda ham metastabil fazadagi olmos sifatida mavjud bo'lishi mumkin. Bu metastabil holat bo'lsa ham shunchalik barqarorki, u holda olmos juda uzoq vaqt saqlanib qolishi va 1000 K dan ortiq temperaturaga qizdirilganda turg'un grafit holatga o'tishi mumkin. Xuddi shuningdek, juda katta 10^5 atmosfera bosimi va 1500-2000 K temperatura atrofida grafitni sun'iy ravishda olmosga aylantirish mumkinligi ham hal qilindi va uning texnologiyasi ishlab chiqildi.

90-rasmdan ko'rinadiki, olmos-suyuqlik, olmos-grafit, suyuqlik o'tish egrilari bir nuqtada kesishadi. Bu uchlanma nuqta odatdagidek qattiq-suyuq-gaz fazalarning bir vaqtda mavjudligi bilan emas, uglerod kristallining olmos va grafit modifikatsiyada hamda suyuq fazada bo'lishi bilan xarakterlidir.



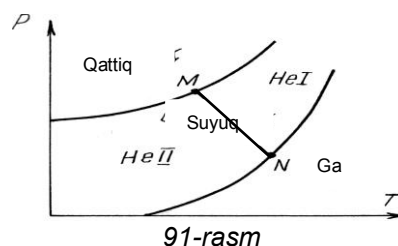
Polimorf o'tishlar ham energiyaning yutilishi yoki chiqarilishi bilan bo'lganligi uchun birinchi tur fazaviy o'tishlar hisoblanadi. Polimorf o'tishlarda kristall panjara o'z tuzilishini qayta o'zgartiradi. Bu esa shubhasiz kristalldagi zarralar energiya sinining o'zgarishi bilan bog'liq.

77-§. Geliyning xossalari

Geliydan boshqa barcha moddalar temperaturaning pasayishi bilan ma'lum temperaturada qattiq holatga o'tadi. Suyultirilgan geliy esa mutloq nolga yaqin temperaturada ham qotmaydi. Shuning uchun ham u tabiatdagi eng sovuq suyuqlikdir. Suyuq holdagi geliy qattiq kristall holatga yuqori bosim ostida o'tkazilishi mumkin. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, shuncha katta bosimda geliy qattiq holatga o'tadi. Mutloq nolga yaqin temperaturada geliyning kristall holatga o'tishi uchun $25 \div 27$ atmosfera bosimi lozim.

Geliyning yana o'ziga xos sifatlaridan biri bir-biridan farq qiluvchi geliy I va geliy II holatlarida bo'lishidir. Bu modifikatsiyalar o'zlarining to'yingan bug'larining bosimi ostida bo'lganda $2,186\text{ K}$ temperaturada bir-biriga o'tib turadi. Bunday o'tishlar yashirin issiqlik bo'lmaganligi tufayli ikkinchi tur fazaviy o'tish hisoblanadi.

Ammo, bunday o'tishlarda geliyning issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarishi λ -simon o'zgaradi va shuning uchun λ o'tish ham deyiladi. Bunday o'tish $P = f(T)$ grafigida MN chizig'i bo'yicha ro'y beradi (91-rasm).



Geliy II ham geliy I kabi rangsiz shaffof suyuqlikdan iborat bo'lib, ularning zichliklari ham bir xil. Ammo geliy II o'ta oquvchan xossaga ega. U oqish yo'lida kapillyar, teshiklarga duch kelganda hech qanday ishqalanishlar ro'y bermaydi.

O'ta oquvchanlik va geliy II ning xossalari Landau kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntirdi. Bu nazariyaning mohiyati quyidagilardan iborat: mutloq nol temperaturada boshqa moddalar singari geliy atomlari eng kichik nolinchi energiyaga ega bo'ladi. Bu energiya atomlarning massasi qancha kichik bo'lsa shuncha katta bo'ladi. Shuning uchun ham geliy vodorod atomidan keyin mutloq nolda eng katta energiyaga ega elementdir. Geliy inert gaz bo'lganligi uchun esa atomlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari juda kichik. Shuning uchun nolinchi energiya geliy atomlarining muntazam joylashib, kristall panjara hosil qilishiga

to'sqinlik qiladi. Tashqi bosim faqat ma'lum qiymatga erishgandagina atomlarni bir-biriga kristall hosil qiladigan darajada yaqinlashtirish mumkin. Mutloq noldan farqli temperaturada esa suyuq geliyning bir qism atomlari uyg'onadi, qolgan qismlarda esa uyg'onmagan holatda bo'ladi, ya'ni go'yo geliy uyg'ongan va uyg'onmagan komponentalar aralashmalaridan iborat bo'ladi. Uyg'ongan holat zichligini ρ_s , uyg'onmagan holat zichligini ρ_n deb belgilansa, geliyning umumiy zichligi $\rho = \rho_s + \rho_n$ buladi. ρ_s – zichlikka ega bo'lgan komponenta o'ta oquvchan komponentadir. Umumiy zichlik ρ temperaturaga bog'liq bo'lmasa ham, ammo komponentalar taqsimoti temperaturaga bog'liq va 0K temperaturaga yaqin temperaturalarda faqat o'ta oquvchan komponentalardan iborat. O'ta oquvchanlikning o'zi oqim tezligining kichik qiymatlarida sodir bo'ladi va oqim tezligining ma'lum qiymatlaridan o'ta oquvchanlik yo'qoladi.

Geliy II ning boshqa yana muhim xossalaridan biri uning hamma moddalarni ho'llashidir. Bu esa geliy II atomlari orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi geliy atomi bilan boshqa modda molekulasi yoki atomlari orasidagi energiyaga nisbatan kichik ekanligini ko'rsatadi. Shuning uchun u har qanday idishga solinsa, idish devori bo'ylab ko'tariladi va idishdan tashqariga oqib chiqadi.

91-rasmdan ko'rinadiki, geliy II nol temperaturada ham barqaror suyuqlikdir. Undan qattiq geliy hosil qilish uchun bosimni oshirish kerak. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, geliyning kristallanishi uchun shuncha katta bosim kerak bo'ladi.

Geliyning yana bir xossalaridan biri uning holat diagrammasida qattiq va gaz holatlari o'rtasida umumiy egrining yo'qligidir. Bundan har qanday bosim va temperaturada gaz holatdagi geliy qattiq holatga yoki aksincha, qattiq holatdagi geliy gaz holatga o'tkazib bo'lmaydi, degan xulosa kelib chiqadi.

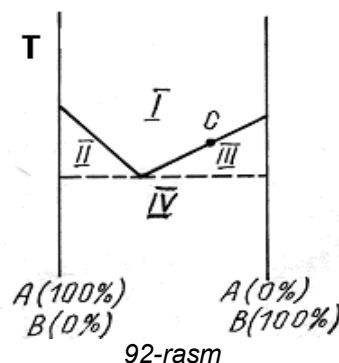
Yuqorida keltirilgan geliyning barcha xossalari uning o'ziga xos sifatlarga ekanligidan dalolat beradi, lekin kitob hajmi chegaralanganligi tufayli biz ularga to'xtalib o'tirmaymiz.

78-§. Qattiq eritmalar. Qotishmalar

Agar qattiq jism bir emas bir necha komponentalardan iborat bo'lsa, bunday aralashmalarga qattiq eritmalar yoki qotishmalar deyiladi. Suyuq holdagi eritmaning kristallanish jarayoni eritmadagi komponentalarning miqdoriga bog'liq.

Ma'lum temperaturadan boshlab avval bir komponentaning kristallanishi boshlanadi.

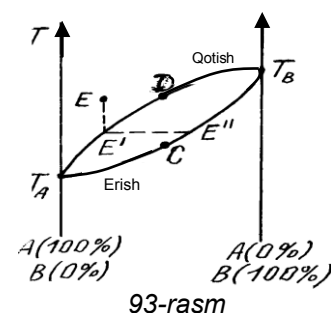
Faqat shu komponentalarning miqdori ma'lum bir munosabatda bo'lgandagina har ikkala (agar eritma ikki komponentadan iborat bo'lsa) komponentaning ham kristallanishi boshlanishi mumkin. Suyuq eritmaning ana shu holatiga evtektik qotishma deyiladi. Suyuq eritma evtektik tarkibga ega bo'lsa har ikkala komponentda kristallanish boshlanadi (92-rasm).



Agar eritmaning konsentratsiyasi evtektik eritmadan farq qilsa, masalan, C nuqtada bo'lsa, kristallanish avval B komponenta uchun boshlanadi va B

komponenta kristallanib, eritmadan pastga tusha boshlaydi. Natijada kristallanishning borishi bilan eritma tarkibi ham o'zgara boradi va tarkib evtektik holatga erishganda har ikkala komponentning kristallanishi ro'y beradi. Bundan ko'rinadiki, eritma tarkibi evtektiklikdan farq qilsa, uning kristallanishi bir temperaturada emas, ma'lum bir temperatura intervalida ro'y beradi. 92-rasmda to'rtta sohani ko'rish mumkin. I soha, suyuq eritma fazasi, II va III sohalar evtektik konsentratsiyaga nisbatan A komponenta va B komponenta ko'p bo'lgan suyuq eritma fazasi (mos ravishda) va IV soha – qattiq faza. Oxirgi fazada suyuq eritma qotishma holida bo'ladi.

Qotishmalarning qotish egrisi bilan uning erish egrisi ustma-ust tushmaydi va qotishmaning tarkibiga bog'liq (93-rasm). $T_A D T_B$ – qotishmaning qotish egrisi bo'lsa, $T_B C T_A$ – erish egrisidir. Bu egrilardan ko'rinadiki, eng avvalo, qotishmaning erish va qotish



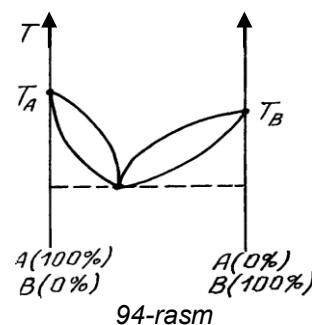
tashqari, bir xil tarkibli ikki qotishmaning erish va qotish temperaturasi ham bir-

biridan farq qiladi va ma'lum bir temperatura intervalida ro'y beradi. Masalan, biror E nuqtadagi tarkibga ega bo'lgan suyuq eritma sovutilsa, u temperatura T_E nuqtaga yetgandan boshlab qota boshlaydi.

Lekin bu vaqtda eritmaning tarkibi ham o'zgara boradi, chunki A komponenta ko'proq qota boshlaydi va E'' nuqtaga yetganda butun eritma qattiq holatga o'tadi.

Ayrim holatlarda qotish diagrammasi yanada murakkabroq bo'lishi mumkin (94-rasm).

Qotishmalarning biror bir xossasini, masalan: qattiqligi-ni, elektr qarshiligini, defor-matsiyalarga bardoshini xarakter-lovchi (egri chiziqlar) diagrammalar chizishda ularning temperatu-raga va qotishma konsentratsiya-siga bog'liq ravishda o'zgarishi tajribada har bir qotishma uchun o'rganiladi va tegishli xulosalar chiqariladi.



79-§. Polimerlar

Polimerlarning tuzilishi, strukturasi o'rganishda va uning turmushda tutgan o'rini belgilashda XX asrning 50-yillaridan boshlab ma'lum bir ijobiy o'zgarishlar amalga oshirildi. Bu ximiya fani predmeti doirasidan chiqib, fiziklarning ham shug'ullanish sohasiga aylandi.

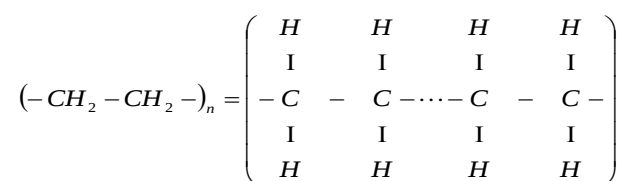
Tabiatdagi barcha moddalar molekulalar va atomlardan tashkil topgan. Bir molekula bir yoki bir necha atomlardan iborat bo'lishi mumkin. Bunday moddalardan farqli o'laroq polimer molekulalari bir necha yuz yoki ming atomlarning kimyoviy bog'lanishi asosida tuzilgan zanjirsimon strukturadan iborat bo'ladi. Shuning uchun ham ularning molekulasiga makromolekula deyiladi. Ularning nisbiy molekulyar massasi (uglerod o'n ikki atomi izotopi massasining o'n ikkidandan bir ulushi hisobida) bir necha ming yoki millionga yetishi mumkin. Makromolekula takrorlanib keluvchi manomer zvenolardan iborat bo'lib,

makromolekula zanjiridagi ularning soniga polimerlanish darajasi deb aytiladi. Makromolekulaning molekulyar massasi M shu zvenolar massasi M_0 dan iborat bo'ladi:

$$M = nM_0$$

n – polimerlanish darajasi yoki monomer zvenolar soni.

Agar makromolekula monomer zvenolarning ketma-ket kimyoviy bog'lanishidan iborat bo'lsa, bunday makromolekulaga chiziqli deb aytiladi. Masalan, etilen ($-CH_2-CH_2-$) gruppalarining chiziqli bog'lanishidan polietilen makromolekulasi hosil bo'ladi:



Bundan tashqari makromolekulalar o'z tuzilishiga ko'ra tarqoq, yulduzimon, narvonsimon, uch o'lchamli ham bo'lishi mumkin.

Makromolekula zanjiri bir tipdagi monomer zvenolardan tashkil topsa, gomopolimer, ikki yoki undan ortiq tipdagi zvenolardan tashkil topsa, sopolimer deyiladi. Makromolekula formasi juda xilma xil bo'lishi mumkin. Chiziqli, zanjiri egiluvchan makromolekula juda xilma xil formada bo'ladi. Bunday formalar to'plamiga uning konformatsiyasi deyiladi.

Makromolekulaning o'lchami uning boshlanish va oxirgi zvenolari orasidagi masofaning o'rtacha kvadratik qiymati $\langle h^2 \rangle = nl^2$ bilan aniqlanadi. l^2 – ketma-ket zvenolar orasidagi valent bog'lanish uzunligining kvadrati, n – monomer zvenolar soni. Bu formula makromolekulaning erkin tarqalgan zanjir modelidan keltirib chiqariladi.

Makromolekulalardan iborat sistema ham odatdagi molekulalardan tashkil topgan moddalar singari muvozanat holatda bo'lishga intiladi. Bunday holatda erkin energiya eng kichik qiymatga ega bo'ladi. Makromolekuladagi barcha atomlarning joylashishi ma'lum qonuniyat asosida bo'lgandagina erkin energiya-ning minimum qiymatiga erishish mumkin. Binobarin, makromolekuladagi

atomlarning joylashishida davriylik bo'lgan holda yoki kristall tuzilishi mavjud bo'lgan holda ana shunday strukturaga erishiladi.

Ammo, ta'kidlash kerakki, erkin energiya bitta makromolekula zanjiridagi atomlarning o'zaro ta'sir energiyasi bilan birgalikda, qo'shni makromolekuladagi atomlarning ham o'zaro ta'siriga bog'liq. Shunday qilib, kimyoviy bog'lanish asosida birikkan atomlarning bitta makromolekulada joylashish ta'siri birlamchi, boshqa-boshqa makromolekulaning joylashishi tartibi (upakov-kasi) tufayli ularning o'zaro ta'siri ikkilamchi rol o'ynaydi. Shuning uchun, avval bitta makromolekuladagi atomlarning joylashishidagi energiyaning minimumlik sharti topilib, keyin qo'shni makromolekulalar joylashishdagi energiyaning minimumlik sharti topiladi.

Polimer kristallarini modellashtirishda bir o'lchamga ega bo'lgan sharlarning joylashish yoki prujinasimon strukturalardan foydalanish mumkin. Bunday kristallarning boshqa kristallardan asosiy farqi shundan iboratki, uning elementar yacheykasi bitta makromolekuladan tashkil topmasligi, ya'ni elementar panjara o'lchami bilan makromolekula o'lchami mos tushmasligi va makromolekula bir necha elementar panjarada ishtirok etishi mumkin.

Polimer kristallari bevosita makromolekulaning buklanishidan ham iborat bo'laveradi. Bunday struktura ayniqsa egiluvchan makromolekulali polimerlar uchun xarakterlidir. Bundan tashqari, kristallanish xarakteri uning hosil bo'lish jarayoniga ham bog'liq ravishda o'zgaradi.

Makromolekuladan tashkil topgan kristallar formasi va uning turlari juda rang-barang. Lekin ularning tuzilishi oddiy kristallardagi kabi aniq davriylikdan holidir. Shuning uchun ham polimerlar qisman kristallanadigan moddalar qatoriga kiradi. Bunday kristallarda kristall sohalar bilan birgalikda amorf sohalar ham mavjud. Bunday polimerlar kundalik turmushda juda keng ko'lamda qo'llanilmoqda.

Nazorat savollari:

1. Simmetriya nima? Qanday simmetriya elementlarini bilasiz?
2. Kristall panjara, Bragg panjarasi qanday tuzilgan?
3. Kristallarda yoʻnalishlar, tekisliklar qanday belgilanadi?
4. Kristallardagi nuqsonlarning turlarini ayting.
5. Deformatsiya deb nimaga aytiladi? Deformatsiya turlari haqida gapiring.
6. Puasson koeffitsienti, Yung moduli nima?
7. Qattiq jism issiqlik sigʻimi qanday qonuniyatga boʻysinadi?
8. Eynshteyn-Debay nazariyasining mohiyati nimadan iborat?
9. Uchlanma nuqta nimani anglatadi?.
10. Qotishma deb nimaga aytiladi? Ularda fazoviy diagrammalar haqida gapiring.
11. Polimerlar qanday tuzilgan? Ularning xossalari haqida nimalarni bilasiz?

VII B O B

MOLEKULYAR HARAKATLAR VA KOʻCHISH HODISALARI

Yuqorida bayon qilingan boblardan maʼlumki, modda qaysi agregat holatida boʻlishidan qatʼiy nazar uni tashkil etgan zarralar toʻxtovsiz issiqlik harakatida boʻladi. Gazlarda bu harakat xaotik boʻlib, suyuqliklarda muvozanat holat atrofida tebranma, aylanma va bir holatdan ikkinchi holatga oʻtish, qattiq jismlarda esa kristall panjara tugunidagi muvozanat holat atrofida tebranma harakat sifatida namoyon boʻladi.

Gaz molekulalarining xaotik harakat tezliklarini gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasidan hisoblab topish mumkin. Bu tenglamaga koʻra

$$\frac{m\overline{g}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$$

Bu formula orqali havo molekulasi uchun temperaturasi $T=293K$ da tezligi topilsa $\sim g = 500 m/s$ ga tengligini aniqlash mumkin. Bu esa qariyb miltiq oʻqining

tezligiga teng. Boshqa tajribalar asosidagi o'lchashlar ham havo molekulasi tezligi shunday ekanligini tasdiqlaydi. Agar gaz molekulasi o'rtacha tezligi shundan katta qiymatga ega bo'lsa, biror gazning hidi xonaning bir qismidan ikkinchi qismiga juda tez tarqalishi lozim edi. Amalda esa bunday tarqalmaydi. Bunga sabab, gaz molekularining xaotik harakatda o'zaro to'qnashuvlari ekan. To'qnashuvlar tufayli gaz molekularining ma'lum yo'nalishidagi tezliklari, ularning harakat tezliklaridan bir necha barobar kichik bo'ladi. Gaz molekulari ketma-ket to'qnashuvlar orasida ma'lum masofani bosib o'tadi. Bu masofaga gaz molekulasi erkin yugurish yo'li deyiladi. U molekulaning vaqt birligi ichida to'qnashuvlar soni va boshqa omillarga bog'liq.

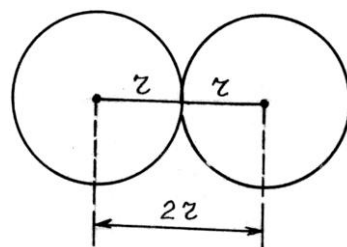
Molekulyar harakatlarni xarakterlaydigan bu kattaliklar moddalarda massa ko'chishi bilan bog'liq bo'lgan diffuziya hodisasini, harakat miqdori ko'chishi bilan bog'liq bo'lgan ichki ishqalanish hodisasini va issiqlik ko'chishi bilan bog'liq bo'lgan issiqlik o'tkazuvchanlik hodisalarining fizik mohiyatini tushuntirishda muhim rol o'ynaydi. Shuning uchun moddaning eng sodda holati bo'lgan gazlarda ko'chish hodisalari bilan tanishishdan oldin molekulyar harakatlarni xarakterlovchi kinematik parametrlar bilan tanishib chiqamiz.

80-§. Gaz molekulyar harakatining kinematik xarakteristikalari

Gaz molekulasi harakatini bir necha kinematik kattaliklar: molekulaning effektiv diametri yoki ko'ndalang kesim yuzasi, o'rtacha erkin yugurish yo'li, vaqt birligi ichida o'rtacha to'qnashuvlar soni kabi kattaliklar bilan xarakterlash mumkin. Ularga alohida-alohida to'xtalib o'tamiz.

1. Molekulaning effektiv kesimi

Effektiv kesim to'qnashuvchi molekulaning geometrik o'lchamini xarakterlovchi asosiy kattaliklardan biridir. Buni aniqroq tasavvur etish uchun ikki bilyard sharining



95-rasm

to'qnashuvini olib qaraylik. To'qnashuv deyarli hamma vaqt sharlarning dastlabki yo'nalishini o'zgartirishga olib keladi. Sharlar to'qnashishi paytida ular orasidagi masofa ikki radiusiga teng bo'ladi (95-rasm). Molekulalarining to'qnashuvi bilyard sharlarining to'qnashuvi kabi elastik bo'lmashligi mumkin. Shuning uchun ham ma'lum ehtimollik orqali ifodalanadi. To'qnashuv ehtimolligi molekulaning ko'ndalang effektiv kesim σ orqali ifoda etiladi. Bu kesim geometrik yuzadan iborat bo'lmashdan, harakatlanuvchi zarraning shu σ yuzaga tushish ehtimolligini ko'rsatadigan fizik kattalikdir.

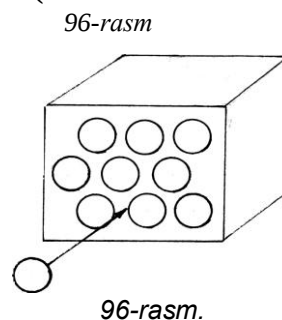
Agar biror $dV = Sdl$ hajmda n_0 ta molekula bo'lib, shu S yuzaga tushuvchi zarra $dS = \sigma n_0 Sdl$ yuzani qoplasa, u holda tushuvchi zarraning shu hajmdagi zarralar bilan to'qnashish ehtimolligi

$$\Re = \frac{dS}{S} = \frac{\sigma n_0 Sdl}{S} = \sigma n_0 dl \quad (80.1)$$

bilan aniqlanadi. Demak, molekulaning effektiv kesimi σ to'qnashish ehtimolligi $\Re$ orqali ifodalanadi. Bu ehtimollik to'qnashuv qonuniyatiga asosan topiladi. To'qnashuvchi molekulalarni r radiusli elastik sharlar, deb hisoblansa to'qnashuvning effektiv kesimi (96-rasm):

$$\sigma = \pi(2r)^2 = 4\pi r^2 \quad (80.2)$$

bo'lganligi uchun u molekulaning xususiy kesimi πr^2 dan to'rt marta katta ekanligi kelib chiqadi. Effektiv kesimni maxsus birlik – barnlarda o'lchash qabul qilingan. 1 barn = 10^{-24} sm^2 .



2. Vaqt birligi ichida o'rtacha to'qnashuvlar soni

O'zaro to'qnashuvlar paytida molekulalarining tezlik yo'nalishlari o'zgaradi va yana to'qnashguncha to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Shunday qilib, qayta to'qnashuvdan keyin ularning harakat yo'nalishi o'zgaradi va harakat traektoriyasi uzluksiz sinik chiziqlardan iborat bo'ladi. Vaqt birligi ichida to'qnashuvlar sonini hisoblab topish uchun quyidagi oddiy mulohazani yuritaylik.

Molekula r radiusli elastik sharchalardan iborat bo'lib, har bir 1 sm^3 da n_0 ta molekula bo'lsin. Soddalik uchun to'qnashuvchi molekuladan bo'lak barcha molekulalar tinch turibdi, deb faraz qilaylik. Qaralayotgan molekula $\mathcal{G}$ tezlik bilan harakatlanib, vaqt birligi ichida o'z yo'lida asosining yuzasi (effektiv ko'ndalang kesim yuzasi) σ ga, uzunligi $\overline{\mathcal{G}}t$ ga teng bo'lgan silindr ichidagi barcha molekulalar bilan to'qnashadi. Silindrning hajmi $\sigma\overline{\mathcal{G}}t$, undagi barcha molekular soni $n = \sigma\overline{\mathcal{G}}tn_0$ bo'lganligi uchun vaqt birligi ichidagi to'qnashuvlar soni

$$z = \sigma\overline{\mathcal{G}}n_0 \quad (80.3)$$

bo'ladi. Bu ifoda to'qnashuvchi molekulalar tinch turgandagina o'rinlidir. Aslida barcha molekulalar harakatda. Shuning uchun (80.3) ifodada to'qnashuvchi molekulalarning o'zaro nisbiy tezligi nazarda tutilmog'i kerak.

Nisbiy va absolyut tezliklar $\overline{\mathcal{G}}_{ab} = \sqrt{2}\mathcal{G}_{nis}$ kabi bog'langanligi uchun, vaqt birligi ichida bitta molekulaning boshqa molekulalar bilan to'qnashuvlar soni

$$z = \sqrt{2}\overline{\mathcal{G}}\sigma n_0 \quad (80.4)$$

ga teng ekanligini kelib chiqadi. Molekulalar elastik sharcha, deb hisoblansa $\sigma = 4\pi r^2$ bo'lganligi uchun

$$z = 4\sqrt{2}\pi\overline{\mathcal{G}}r^2n_0 \quad (80.5)$$

bo'ladi.

Gazdagi barcha molekulalar o'rtasidagi vaqt birligi ichida bo'lgan to'qnashuvlar sonini aniqlash uchun z ni gazdagi umumiy molekulalar soni N ga ko'paytirish kerak. Ammo, har bir to'qnashuvda 2 ta molekula qatnashganligi tufayli zN ni 2 ga bo'lish kerak. Shunday qilib, vaqt birligi ichidagi umumiy to'qnashuvlar soni

$$z' = \frac{Nz}{2} = 2\sqrt{2}\pi r^2\overline{\mathcal{G}}n_0N \quad (80.6)$$

ga teng. Hajm birligida, 1 sekundda bo'ladigan to'qnashuvlar soni esa

$$z'' = \frac{n_0 z'}{2} = 2\sqrt{2}\pi r^2\overline{\mathcal{G}}n_0^2 \quad (80.7)$$

kabi aniqlanadi.

3. Molekulaning o'rtacha erkin yugurish yo'li

Biror t vaqt oralig'ida molekula ketma-ket z to'qnashuvlar tufayli $\bar{g}_t$ masofa bosib o'tsa, uning o'rtacha erkin yugurish yo'li

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{g}_t}{\bar{z}t} = \frac{\bar{g}}{\bar{z}} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} \quad (80.8)$$

ga teng. Bu formuladan ko'rinadiki, molekulaning o'rtacha erkin yugurish yo'li hajm birligidagi zarralar soni n_0 ga, binobarin, gaz bosimi R ga teskari proporsional ekan. Demak, bosimning kamayishi bilan gaz molekulasining o'rtacha erkin yugurish yo'li ortadi va uning kichik qiymatlarida ($\sim 10^{-7} - 10^{-8} \text{ atm}$) gaz molekulasining erkin yugurish yo'li idish o'lchamlariga teng bo'lishi mumkin. Bunday bosimlarda gaz molekulalari o'zaro deyarli to'qnashmaydi va bu holdagi gazning xossalari yuqori bosimdagi gazlarning xossalaridan sezilarli darajada farq qilganligi tufayli biz ularga alohida to'xtalib o'tamiz (85-§).

(80.8) formulaga muvofiq molekulaning erkin yugurish yo'li temperaturaga bog'liq bo'lmasligi kerak. Ammo, ko'pgina tajribalar temperaturaning ortishi bilan o'rtacha erkin yugurish yo'lining ortishini ko'rsatadi. Uning temperaturaga bog'liq ravishda ortishi molekula effektiv kesimning temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarishidan kelib chiqadi. Molekulaning harakat tezligi, demak, uning temperaturasi qancha katta bo'lsa, uning to'qnashuv paytida harakat yo'nalishidan og'ishi shuncha kam bo'ladi. Bu degan so'z, uning effektiv kesimi temperaturaning ortishi bilan kamayadi.

Yuqorida keltirilgan kattaliklar gaz va shuningdek suyuq, qattiq holatdagi moddalarda ko'chish hodisalarini bayon qilishda asosiy rolni o'ynaydi.

81-§. Gazlarda diffuziya

Agar gaz bir necha gazlar aralashmasidan iborat bo'lib, ularning konsentratsiyalari turli nuqtalarda turlicha bo'lsa, vaqt o'tishi bilan sekin asta hamma nuqtalarda gaz komponentalarining konsentratsiyasi tenglasha boradi. Ana

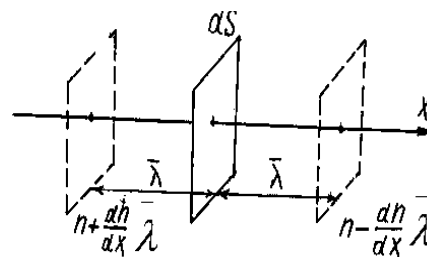
shu jarayonga gazlarning diffuziyasi deyiladi. Diffuziya davomida gaz massasining koʻchishi konsentratsiyasi kichik boʻlgan yoʻnalishda roʻy beradi va hamma joyda konsentratsiya tenglashguncha davom etadi. Shunday diffuziyaga nostatsionar diffuziya deyiladi. Agar konsentratsiyalar oʻrtasidagi farq tashqi manba hisobiga doimiy (bir tomonda katta, ikkinchi tomonda kichik) saqlansa bunday diffuziyaga statsionar diffuziya deyiladi.

Diffuziya jarayonida massa koʻchadi va bu koʻchayotgan massaning son qiymati nimalarga bogʻliq ekanligini hisoblab topaylik.

Soddalik uchun gaz massasining koʻchishi x oʻqi yoʻnalishida boʻlgan holni qaraylik. Biz koʻrib oʻtdikki, massa koʻchishi uchun maʼlum yoʻnalishda konsentratsiyalar farqi boʻlmogʻi kerak.

Maʼlum A nuqtada gazning hajm birligidagi molekularining soni n , undan chap tomonda $dx = \bar{\lambda}$ masofada $n + \frac{dn}{dx} \bar{\lambda}$, oʻng tomonda $dx = \bar{\lambda}$ masofada $n - \frac{dn}{dx} \bar{\lambda}$ boʻlsin. Barcha molekularning oʻrtacha erkin yugurish yoʻli $\bar{\lambda}$, oʻrtacha tezligi $\bar{g}$ boʻlsin (97-rasm).

Gaz molekulari xaotik harakatlanganliklari tufayli hajm birligidagi barcha molekularning uchdan bir qismi x , uchdan bir qismi u , uchdan bir qismi z oʻqi boʻyicha harakatlanadi. Biz esa faqat x oʻqi boʻyicha harakatlanayotgan molekularni qarayapmiz. Demak, barcha molekularning uchdan bir qismi x oʻqi boʻyicha harakatlanadi. Shulardan yarmi, yaʼni oltidan bir qismi x oʻqining musbat yoʻnalishi boʻyicha, yana oltidan bir qismi x oʻqining manfiy yoʻnalishi boʻyicha harakatlanadi.



97-rasm

x oʻqining musbat yoʻnalishi boʻyicha dS yuzadan dt vaqt ichida chapdan oʻngga harakatlanuvchi molekularning soni

$$N_1 = \frac{1}{6} \bar{g} \left(n + \frac{dn}{dx} \bar{\lambda} \right) dS dt \quad (81.1)$$

oʻngdan chapga oʻtuvchi molekularining soni esa

$$N_2 = \frac{1}{6} \bar{g} \left(n - \frac{dn}{dx} \bar{\lambda} \right) dS dt \quad (81.2)$$

ga teng. dS yuzadan o'rtacha erkin yugurish yo'li $\bar{\lambda}$ ga teng va undan kichik masofada chap va o'ngdagi molekulalar shu yuzadan o'tadi. Undan ortiqcha masofada turganlar to'qnashuvlar tufayli dS yuzaga yetmasdan o'z yo'nalishlarini o'zgartirib yuboradilar. Shuning uchun (81.1) va (81.2) ifodalarda $n + \frac{dn}{dx} \bar{\lambda}$, $n - \frac{dn}{dx} \bar{\lambda}$ hadlar qatnashayapti.

Konsentratsiya farqi tufayli chapdan o'ngga o'tuvchi–ko'chuvchi molekulalarning soni $N_1 - N_2$ ga teng. Uni har bir diffuziyalanayotgan molekulaning massasi m ga ko'paytirsak, dS yuzadan dt vaqt ichida chapdan o'ngga ko'chuvchi molekulalarning umumiy massasini hosil qilamiz

$$dM = \frac{1}{3} m \bar{g} \bar{\lambda} \frac{dn}{dx} dS dt \quad (81.3)$$

Ko'chayotgan gaz massasi m ning gaz egallagan hajmi V ga nisbati $\frac{m}{V} = mn = c$ gaz konsentratsiyasini ifodalagani uchun

$$dM = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} \frac{dc}{dx} dS dt \quad (81.4)$$

Bu formuladagi $\frac{dc}{dx}$ ga konsentratsiya gradienti deyiladi.

Biror fizik kattalikning gradienti deb, ma'lum yo'nalishda shu fizik kattalik qiymatining monoton o'sishi yoki kamayishiga aytiladi.

x o'qining musbat yo'nalishida konsentratsiya miqdori kamayib borsa, shu yo'nalishda gaz molekulalari diffuziyalanadi. Bu ifoda Fik tomonidan eksperimental ravishda topilgan qonunga mos keladi va Fikning I qonuni deyiladi.

$$dM = D \frac{dc}{dx} dS dt \quad (81.5)$$

(81.5) va (81.4)ni taqqoslasak

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} \quad (81.6)$$

kelib chiqadi. D ga diffuziya koeffitsenti deyiladi. Diffuziya koeffitsenti gaz molekulalarining oʻrtacha erkin yugurish yoʻli va oʻrtacha harakat tezligiga bogʻliq. (81.5)

ifodadan $\frac{dc}{dx} = 1$ boʻlganda $D = \frac{dM}{dSdt}$ kelib chiqadi.

Shunday qilib, diffuziya koeffitsenti konsentra-siya gradienti bir birlikka teng boʻlganda yuza birligidan vaqt birligi ichida shu yuzaga perpendikulyar ravishda konsentratsiyaning kamayishi yoʻnalishida koʻcha-yotgan massani xarakterlar ekan. U m^2/s larda oʻlchanadi.

Taʼkidlash kerakki, (81.4) ifodani keltirib chiqarishda vaqt oʻtishi bilan konsentratsiya gradienti oʻzgarmaydi, deb hisoblandi. Aslida diffuziya tufayli konsentratsiyaning hamma nuqtalarda oʻzaro tenglashuvi kuzatiladi. Agar diffuziyalanuvchi gaz molekulalarining massalari bir-biridan farq qilsa Fik qonuni oʻrinli boʻlsa ham lekin, tenglamaning koʻrinishi ancha murakkab boʻladi.

(81.6)dan koʻrinadiki, $T = const$ boʻlsa, $\bar{g} = const$ va $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{P}$ boʻlganligi tufayli $D \sim \frac{1}{P}$, yaʼni doimiy temperaturada diffuziya koeffitsenti gaz bosimiga teskari proporsional boʻladi.

Agar gazning bosimi doimiy boʻlsa, gaz molekulasining erkin yugurish yoʻli $\bar{\lambda}$ gaz temperaturasiga proporsional ($\lambda \sim T$) va uning oʻrtacha tezligi temperaturadan chiqarilgan kvadrat ildizga ($\bar{g} \sim \sqrt{T}$) proporsional boʻlganligi uchun $D \sim T^{3/2}$ boʻladi.

Diffuziya koeffitsenti bilan bosim va temperatura orasida shunday bogʻlanishlar borligi tajribada isbotlangan.

Nostatsionar diffuziya uchun diffuziya tenglamasi Fik tomonidan chiqarilgan boʻlib, uning ikkinchi tenglamasi nomi bilan yuritiladi:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (81.7)$$

Bu tenglamani keltirib chiqarishda Fik dS yuzadan vaqt birligida nostatsionar diffuziya davomida o'tayotgan modda massasi

$$dM = D \left[\left(\frac{dc}{dx} \right)_{x_1} - \left(\frac{dc}{dx} \right)_{x_2} \right] dS dt \quad (81.8)$$

ekanligini hisobga oldi. $\left(\frac{dc}{dx} \right)_{x_1}$, $\left(\frac{dc}{dx} \right)_{x_2}$ lar dS yuzadan x_1 va x_2 masofalardagi konsentratsiya gradientlari. Diffuziya koeffitsientini konsentratsiyaga bog'liq emas deb, konsentratsiya gradientlari orasidagi bog'lanish

$$\left(\frac{dc}{dx} \right)_{x_2} = \left(\frac{dc}{dx} \right)_{x_1} + [x_1 - (-x_2)] \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right) \quad (81.9)$$

ekanligini hisobga olsak

$$dM = D(x_1 + x_2) \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} dS dt$$

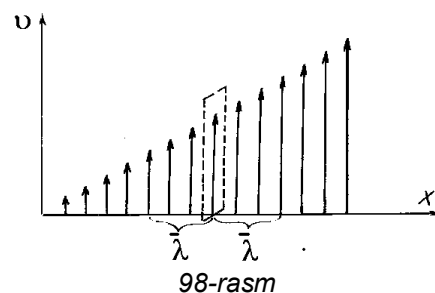
hosil bo'ladi va $x_1 + x_2 = dx$ deb olsak, hamda $\frac{M}{dx dS} = \frac{M}{dV} = c$ ekanligini hisobga olsak (81.7) tenglama kelib chiqadi. Diffuziya koeffitsientini tajribada aniqlashda (81.7) tenglamadan foydalaniladi.

Shunday qilib, nostatsionar diffuziya Fikning ikkinchi tenglamasi bilan aniqlanadi.

82-§. Gazlarda ichki ishqalanish

Gaz qatlamlari farqli tezliklar bilan harakatlan-sa, qatlamlar orasida ichki ishqalanish yuzaga keladi. Bu ichki ishqalanishlar tufayli bir qatlamdan ikkinchi qatlamga harakat miqdorining uzatilishi kuzatiladi.

Faraz qilaylikki, x o'qining musbat yo'nalishida qatlamlar tezligi ortib borayotgan bo'lsin va har dx masofadagi qatlam-lar orasidagi



98-rasm

tezliklar farqi $d\vartheta$ ga o'zgarsin, ya'ni $\frac{d\vartheta}{dx}$ – tezlik gra-dienti mavjud bo'lsin (98-rasm).

U holda o'rtadagi qatlam o'zidan oldingi qatlamga nisbatan kattaroq tezlik bilan harakatlanib unga impuls beradi, o'zidan keyingi qatlamdan sekinroq harakatlanib undan impuls oladi. Impulsning uzatilishi x o'qining manfiy yo'nalishida bo'ladi. Biror dS yuzadan λ masofada chapdan o'ngga va shu yuzadan λ masofada o'ngdan chapga uzatiluvchi impulslar miqdori $m\left(\vartheta - \frac{d\vartheta}{dx}\bar{\lambda}\right)$ va $m\left(\vartheta + \frac{d\vartheta}{dx}\bar{\lambda}\right)$ ga teng.

Demak, dS yuzadan dt vaqt ichida x o'qining manfiy yo'nalishi bo'yicha uzatiluvchi natijaviy impuls miqdori tezlik gradientiga bog'liq bo'ladi.

Gaz molekulalarining x o'qi yo'nalishi bo'yicha dt vaqt ichida dS yuzasidan o'tuvchi molekulalarning soni $\frac{1}{6}n\bar{\vartheta}dSdt$ bo'lganligi uchun, x o'qining manfiy yo'nalishida uzatiluvchi harakat miqdori

$$L_1 = \frac{1}{6}n\bar{\vartheta}m\left(\vartheta + \frac{d\vartheta}{dx}\bar{\lambda}\right)dSdt \quad (82.1)$$

musbat yo'nalishida uzatiluvchi impuls miqdori

$$L_2 = \frac{1}{6}n\bar{\vartheta}m\left(\vartheta - \frac{d\vartheta}{dx}\bar{\lambda}\right)dSdt \quad (82.2)$$

ga teng bo'ladi. U holda tezlik gradienti tufayli uzatilayotgan impulslar farqi

$$L_2 - L_1 = -\frac{1}{3}n\bar{\vartheta}m\frac{d\vartheta}{dx}\bar{\lambda}dSdt \quad (82.3)$$

bo'ladi. Agar $mn = \rho$ gaz zichligi ekanligi hisobga olsak va $\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{\vartheta}\rho = \eta$ deb olsak, (82.3) formuladan

$$dL = -\eta\frac{d\vartheta}{dx}dSdt \quad (82.4)$$

kelib chiqadi. Bu yerda $\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} \rho$ ga gazning ichki ishqalanish koeffitsienti yoki yopishqoqlik koeffitsienti deyiladi va manfiy ishora gaz impulsining tezlik gradientining kamayishi yo‘nalishida uzatilishini ko‘rsatadi. Agar $\frac{dg}{dx} = 1$ bo‘lsa

$$\eta = -\frac{dL}{dSdt} \quad (82.5)$$

hosil bo‘ladi.

Shunday qilib, ichki ishqalanish koeffitsienti tezlik gradienti bir birlikka teng bo‘lganda yuza birligidan vaqt birligi ichida shu yuzaga perpendikulyar ravishda tezlikning kamayishi yo‘nalishida uzatilayotgan harakat miqdorini xarakterlaydi. η ning aniqlanishidan ko‘rinadiki, gazning zichligi $\rho \sim P$ va $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{P}$ bo‘lganligi tufayli η – gazning bosimiga bog‘liq bo‘lmaydi. Ko‘pgina eksperimental tajribalar bu xulosaning to‘g‘ri ekanligini isbotladi.

Gaz molekulasi tezligi $\bar{g} \sim \sqrt{T}$ bo‘lganligi tufayli temperaturaning ortishi bilan ichki ishqalanish koeffitsienti $\sqrt{T}$ ga proporsional ravishda ortishi kerak. Ammo gazlarda $\eta - \sqrt{T}$ ga proporsional emas, undan ko‘ra ko‘proq ortadi. Chunki temperaturaning ortishi bilan molekulaning effektiv kesimi kamayadi, binobarin, erkin yugurish yo‘li ham ortadi. Bu esa o‘z navbatida η ning yanada ortishiga olib keladi.

$\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} \rho$ ga dinamik yopishqoqlik koeffitsienti deyiladi. Dinamik yopishqoqlik $Pa \cdot s = \frac{N}{m^2} \cdot s = \frac{kg}{m \cdot s}$ larda o‘lchanadi.

Amalda dinamik yopishqoqlik koeffitsienti bilan bir qatorda kinematik yopishqoqlik koeffitsienti ham ishlatiladi. Kinematik yopishqoqlik deb $\eta_k = \frac{\eta}{\rho}$ ga aytiladi va m^2/s larda o‘lchanadi.

Gazlarning yopishqoqlik koeffitsientini aniqlashda ko‘pincha kapillyar viskozimetrlardan foydalaniladi. Bunday viskozimetrlarda gazning ichki ishqalanish koeffitsientini topish Puazeyl formulasiga asoslanadi. Puazeyl

formulasiga ko'ra uzunligi l , radiusi r ga teng bo'lgan kapillyar naycha uchlaridagi bosimlar farqi ΔP bo'lganda, shu naychadan τ vaqt oralig'ida oqib o'tayotgan gazning hajmi

$$V = \frac{\pi \Delta P \cdot r^4 \tau}{8l\eta} \quad (82.6)$$

bilan aniqlanadi. Agar τ vaqt ichida shu kapillyardan oqib o'tgan gazning hajmi V ma'lum bo'lsa, (82.6) dan η ni topish mumkin.

$$\eta = \frac{\pi \Delta P \cdot r^4 \tau}{8Vl} \quad (82.7)$$

Gaz va shuningdek suyuqliklarning ham ichki ishqalanish koeffitsientini aniqlashda ana shu Puazeyl formulasidan foydalaniladi.

83-§. Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik

Idishdagi gazning turli nuqtalarida temperatura turlicha bo'lsa, ma'lum vaqtdan keyin temperaturaning hamma nuqtalarda tenglashishi kuzatiladi. Boshqacha aytganda, gazning issiqroq qismidan soviqroq qismiga issiqlik oqib o'tadi. Ana shunday issiqlik oqimining paydo bo'lishiga issiqlik o'tkazuvchanlik deyiladi. Issiqlik o'tkazuvchanlik temperaturalar farqi yuzaga kelganda, ya'ni temperatura gradienti mavjud bo'lganda ro'y beradi.

Bu jarayonni miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun xuddi diffuziya va ichki ishqalanish koeffitsientlarini topishdagi kabi mulohaza yuritaylik.

Idishdagi gazning temperaturasi x yo'nalishida kamayib borayotgan bo'lsin. U holda x ning ortishi ($dx > 0$) bilan temperaturaning pasayishi ($dT < 0$) sodir bo'lishi tufayli $\frac{dT}{dx} < 0$ bo'ladi, ya'ni issiqlik oqimi x ning ortishi yo'nalishida ro'y beradi.

Shu yo'nalishdagi dS yuzadan dt vaqt ichida ko'chirilayotgan issiqlik miqdori nimalarga bog'liq ekanligi ko'rib chiqaylik.

dS yuzadan dt vaqt ichida chapdan o'ngga o'tuvchi molekulalar soni

$$N_1 = \frac{1}{6} n \bar{v} dS dt$$

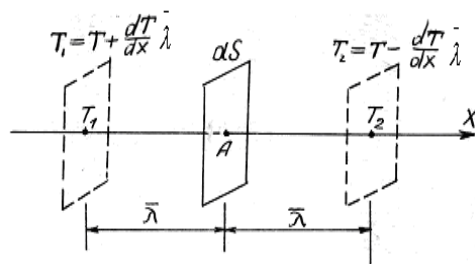
o'ngdan chapga o'tuvchi molekulalar soni

$$N_2 = \frac{1}{6} n \bar{g} dS dt$$

bo'ladi.

Gaz molekulalari xaotik harakatlanganliklari tufayli $N_1 = N_2$. Ammo temperatura chap tomonda yuqori bo'lganligi tufayli chapdan o'ngga va o'ngdan chapga olib o'tiluvchi issiqlik miqdori bir-biridan farq qiladi.

Chunki dS yuzadan chap tomonda $\bar{\lambda}$ masofadagi gaz molekulalarining ichki energiyasi U_1 , temperatura yuqori bo'lganligi uchun o'ng tomonda shunday masofadagi gazning ichki energiyasi U_2 dan katta (99-rasm).



99-rasm

Shuning uchun chapdan o'ngga olib o'tilayotgan issiqlik miqdori

$$dQ_1 = \frac{1}{6} \cdot n \bar{g} dS dt U_1 \quad (83.1)$$

o'ngdan chapga olib o'tiladigan issiqlik miqdori

$$dQ_2 = \frac{1}{6} \cdot n \bar{g} dS dt U_2 \quad (83.2)$$

dan katta bo'ladi. Ular orasidagi farq

$$dQ = dQ_1 - dQ_2 = \frac{1}{6} n \bar{g} dS dt (U_1 - U_2) \quad (83.3)$$

Gazning ichki energiyasini uning issiqlik sig'imi orqali ifodalasak

$$U = \frac{i}{2} kT = \frac{c_{\mu V}}{N_A} T \quad (83.4)$$

($c_{\mu V}$ – gazning doimiy hajmdagi molyar issiqlik sig'imi). (83.3)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$dQ = \frac{1}{6} n \bar{g} dS dt \frac{c_{\mu V}}{N_A} (T_1 - T_2) \quad (83.5)$$

$T_1 - T_2$ ni temperatura gradienti orqali ifodalasak

$$T_1 - T_2 = -2\bar{\lambda} \frac{dT}{dx}$$

bo'lganligi uchun

$$dQ = -\frac{1}{3} n \bar{g} \lambda \frac{c_{\mu V}}{N_A} \frac{dT}{dx} dSdt \quad (83.6)$$

kelib chiqadi. Agar $\frac{c_{\mu V}}{N_A} = \frac{\mu c_V}{N_A} = mc_{mV}$ ekanligini hisobga olsak (c_{mV} – gazning doimiy hajmdagi solishtirma issiqlik sig'imi)

$$dQ = -\frac{1}{3} mn \bar{g} \lambda c_{mV} \frac{dT}{dx} dSdt = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} \rho c_{mV} \frac{dT}{dx} dSdt \quad (83.7)$$

bo'ladi. Bu formuladagi

$$\chi = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} \rho c_{mV} \quad (83.8)$$

(82.8)ga issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti deyiladi. (83.7)ni quyidagicha yozish ham mumkin:

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} dSdt \quad (83.9)$$

Bu tenglamaga issiqlik o'tkazuvchanlik uchun Furening birinchi tenglamasi ham deyiladi.

Agar $\frac{dT}{dx} = 1$ bo'lsa, $\chi = -\frac{dQ}{dSdt}$ kelib chiqadi.

Shunday qilib, issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti temperatura gradienti bir birlikka teng bo'lganda, yuza birligidan vaqt birligi ichida ko'chayotgan issiqlik miqdorini xarakterlaydi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti $\frac{J}{m \cdot s \cdot K}$ yoki $\frac{Vt}{m \cdot K}$ larda o'lchanadi.

Gazga tashqaridan energiya berilmasa, issiqlik o'tkazuvchanlik tufayli vaqt o'tishi bilan hamma nuqtalarda temperaturaning tenglashuvi yuzaga keladi.

(83.8) formuladan ko'rinadiki, bir xil zichlikdagi turli xil gazlar uchun $\bar{\lambda}$ va c_V bir-biridan deyarli farq qilmaganliklari uchun gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi asosan $\bar{g}$ bilan aniqlanadi. Bir xil temperaturadagi gazlar uchun gaz molekulasiining massasi ortishi bilan $\bar{g}$ kamayadi. Shuning uchun og'ir gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi yengil gazlarnikiga qaraganda kichik bo'ladi. Haqiqatdan

ham tajribada bu natija tasdiqlandi. Masalan, geliy uchun $\chi = 0,142 \frac{V_t}{m \cdot K}$ bo'lsa, karbonat angidrid uchun $\chi = 0,014 \frac{V_t}{m \cdot K}$ ga teng.

(83.8) formuladan yana bir muhim xulosa kelib chiqadi. Gazning zichligi bosimga to'g'ri proporsional ($\rho \sim P$), gaz molekulasi o'rtacha erkin yugurish yo'li bosimga teskari proporsional ($\bar{\lambda} \sim \frac{1}{P}$) bo'lganligi va boshqa koefitsientlar ($c_v, \bar{g}$) bosimga bog'liq bo'lmaganligi tufayli issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsienti χ ham bosimga bog'liq emas. Bu fikr ham ko'pgina tajribalar asosida isbotlandi. Faqatgina juda kichik bosimlarda issiqlik o'tkazuvchanlik gaz bosimining pasayishi bilan kamaya boradi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsienti temperaturaga ham bog'liq. Bu aslida $\bar{g}$ bilan $\bar{\lambda}$ ning temperaturaga bog'liq ravishda o'zgarishdan kelib chiqadi. Ma'lumki, $\bar{g} \sim \sqrt{T}$ va $\bar{\lambda}$ ham T ga bog'liq ravishda ortadi. Shuning uchun χ temperaturaga bog'liq bo'lib, $\sqrt{T}$ ga nisbatan tezroq ortadi. Tajriba haqiqatan ham shunday ekanligini tasdiqlaydi.

Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsientini o'lchashning bir necha eksperimental usullari mavjud. Ta'kidlash kerakki, temperaturalar farqi bo'lganda issiqlikning ko'chishi bilan gaz massasining ko'chishi – konveksiya ham yuz berishi mumkin. χ ni o'lchashda ana shu konveksiya tufayli issiqlikning uzatilishini ham hisobga olish kerak. Konveksiya sistemaning turli qismlarida bosimlar yoki temperaturalarning farqi tufayli yuzaga kelgan zichlik gradientidan hosil bo'ladi. yer atmosferasida ob-havoning o'zgarishi ana shu bosimlar farqi tufayli sodir bo'ladi.

Agar temperatura gradienti vaqt o'tishi bilan o'zgara borsa, nostatsionar issiqlik o'tkazuvchanlik ro'y beradi va uni hisobga olish kerak.

Agar temperaturalar o'zgaruvchan muhit dS sirt bilan ajralgan bo'lib, shu sirtga dQ_1 miqdorda issiqlik kelib, dQ_2 miqdorda issiqlik undan ketsa, bu issiqlik miqdorlari qiymati

$$dQ_1 = \chi dS dt \left[\frac{dT}{dx} + d\left(\frac{dT}{dx}\right) \right] \text{ va } dQ_2 = \chi dS dt \frac{dT}{dx}$$

bo'lganligi uchun, issiqlik miqdorlari farqi

$$dQ = dQ_1 - dQ_2 = \chi dS dt d\left(\frac{dT}{dx}\right) \quad (83.10)$$

bo'ladi. Bu yerda $d\left(\frac{dT}{dx}\right)$ – temperatura gradientining juda kichik o'zgarishini ifodalaydi.

dQ issiqlik miqdori dS yuzadan oqib o'tishi tufayli hajmdagi temperatura dT ga ortadi, ya'ni bu issiqlik miqdori

$$dQ = mc_v dT = \rho dS dx c_v dT \quad (83.11)$$

ga teng. (83.10) bilan (83.11)ni taqqoslasak

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\chi}{\rho c_v} \frac{d}{dx} \left(\frac{dT}{dx} \right) = \frac{\chi}{c_v \rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

yoki

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (83.12)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu tenglama Furening ikkinchi tenglamasi deyilib, nostatsionar issiqlik o'tkazuvchanlik uchun o'rinlidir. Bu formuladagi D ga issiqlik tarqalayotgan muxitning temperatura o'tkazuvchanlik ko'effitsienti deyiladi. Agar diqqat bilan qaralsa, u gazlardagi diffuziya ko'effitsientiga teng ekanligini aniqlash qiyin emas.

Haqiqatan ham $\chi = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{\vartheta} \rho c_v$ ekanligini esga olsak,

$$\frac{\chi}{c_v \rho} = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} = D$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, gazlarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti χ , ichki ishqalanish koeffitsienti η va diffuziya koeffitsienti D o'zaro bog'liq ekan. Haqiqatdan ham

$$D = \frac{\eta}{\rho} = \frac{\chi}{c_v \rho}$$

ga teng. Bunday bog'lanish gazlarda ko'chish hodisalarining fizik mohiyati bir xil ekanligini va ularni umumiy ko'chish formulasi bilan ifodalash mumkinligini ko'rsatadi.

Shunday qilib, gazlarda biror x yo'nalishda ko'chishning umumiy tenglamasini

$$\Delta G(x) = \zeta \frac{dB}{dx} dSdt \quad (83.13)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Diffuziyada ΔG – ko'chayotgan massani, ζ diffuziya koeffitsientini, $\frac{dB}{dx}$ – konsentratsiya gradientini; ichki ishqalanishda ΔG – ko'chayotgan harakat miqdorini, ζ – ichki ishqalanish koeffitsientini, $\frac{dB}{dx}$ – tezlik gradientini; issiqlik o'tkazuvchanlikda ΔG – ko'chayotgan issiqlik miqdorini, ζ – issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini, $\frac{dB}{dx}$ – temperatura gradientini ifodalaydi.

84-§. Relaksatsiya vaqti

Gazlarda ko'chish xodisalarini o'rganish ko'rsatdiki, gazning biror qismida konsentratsiya, temperatura farqi yuzaga kelsa, ma'lum vaqtdan keyin ko'chish hodisalari tufayli konsentratsiya yoki temperaturaning tenglashuvi sodir bo'ladi. Ana shu jarayoniga relaksatsion jarayon, tenglashish uchun ketgan vaqtga esa relaksatsiya vaqti deyiladi.

Diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlikning vaqtga bog'liq tenglamalaridan ko'rinadiki

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \text{ yoki } \frac{\partial T}{\partial x} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

muvozanat holatdan chiqarilgan sistema vaqt o'tishi bilan yana muvozanat holatga o'tadi. Uning bu holatga qaytish vaqti esa muvozanat holatdan chetlashish darajasi bilan aniqlanadi.

Masalan, biror G kattalik muvozanat holatda G_0 qiymatga ega bo'lsin. Uning vaqtga bog'liq ravishda muvozanat holatga qaytishi

$$\frac{dG}{dt} = -\frac{G}{\tau}$$

tenglama bilan aniqlanadi. Bu tenglama $G = G_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ yechimga ega. Bu yerda G_0 $t=0$ vaqtdagi G ning qiymati. Agar $t = \tau$ bo'lsa, $\frac{G_0}{G} = e$ bo'ladi, ya'ni G kattalik G_0 dan e marta kichik bo'ladi. Ana shu τ vaqtga ya'ni G_0 kattalikning e marta kamayish uchun ketgan vaqtga relaksatsiya vaqti deyiladi.

Shunday qilib, ko'chish jarayonlari relaksatsion jarayondan iborat. Statsionar va nostatsionar jarayonlarda issiqlikning tarqalishi va diffuziya qonuniyatlari sof matematik masalalardan iborat bo'lib, u bilan matematik fizika usullari kursida batafsil tanishasizlar.

85-§. Siyraklashgan gazlarda fizikaviy hodisalar

Gazlarda kuzatiladigan ko'chish hodisalari gaz bosimining kamayishi bilan o'zgara boradi. Chunonchi, gaz bosimining kamayishi bilan gaz molekulalari orasidagi to'qnashuvlar soni kamayib, erkin yugurish yo'li orta boradi va bosim $10^{-8} \div 10^{-9} \text{ mm}$ simob ustuniga yetganda gaz molekulalarining o'zaro to'qnashuvi deyarli kuzatilmaydi. Bu holda faqat gaz molekulalarining idish devorlari bilan to'qnashuvi yuz beradi, xolos. Gaz molekulalarining erkin yugurish yo'li idish devorlari orasidagi masofaga teng bo'lgan gazning ana shunday siyraklashuviga

vakuum deyiladi. Umuman aytganda, vakuum tushunchasi nisbiy tushunchadir. Gaz solingan idishning o'lchami qancha kichik bo'lsa, siyraklashgan gaz holatiga shuncha osonroq erishiladi va shuncha yuqoriroq vakuum sharoiti yuzaga keladi.

Siyraklashgan gazlardagi ko'chish hodisalari bilan tanishaylik.

O'ta siyraklashgan gazlardagi diffuziya hodisasi effuziya ham deb ataladi. Siyraklashgan gaz molekulalari o'zaro to'qnashmaganliklari uchun effuziya juda tez sodir bo'ladi. Gaz aralashmadan iborat bo'lsa, konsentratsiyalarning tenglashuvi juda qisqa vaqt ichida ro'y beradi hamda gaz solingan idishning shakliga bog'liq. Agar idishga solingan gazning molekulyar massalari bir-biridan farq qilsa, yengil gaz avvalroq hamma joyga tarqaladi. Vaqt o'tishi bilan og'ir gazning ham konsentratsiyasi hamma nuqtalarda tenglashadi.

Agar idish g'ovak to'siq bilan ikkiga ajratilgan bo'lib, ulardagi bosim va temperaturalar bir-biridan farq qilsa, vaqt o'tishi bilan ular o'rtasidagi muvozanat yuzaga keladi. Bunday muvozanat holatda o'ngdan chapga o'tuvchi molekulalar soni chapdan o'ngga o'tuvchi molekulalar soniga teng:

$$n_1 g_1 = n_2 g_2 \quad (85.1)$$

$n_i \sim \frac{P_i}{kT_i}$ va $g_i \sim \sqrt{T_i}$ bo'lganligidan

$$\frac{P_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{P_2}{\sqrt{T_2}}$$

kelib chiqadi. Bu tenglikdan ko'rinadiki, idishdagi gazning qaysi qismida temperatura katta bo'lsa, shu qismida bosimi ham katta bo'ladi. Katta bosimlarda esa unday bo'lmaydi. Chunki bosimlar farqi tufayli yuzaga kelgan gidrodinamik oqim tufayli tezda gaz bosimining tenglashuviga erishiladi.

Kichik bosimlarda gaz molekulalari to'qnashmaganliklari tufayli ular o'rtasida ichki ishqalanish ham yuzaga kelmaydi. Gaz molekulasini impulsining o'zgarishi faqat idish devori bilan to'qnashuv tufayli yuzaga keladi. Shuning uchun bunday ishqalanishga tashqi ishqalanish ham deb aytiladi. Gaz oqimining idish devoriga bo'lgan to'qnashuvlari tufayli harakat miqdori o'zgarganligi uchun tashqi ishqalanish gazning zichligiga, binobarin, bosimiga bog'liq ravishda o'zgaradi.

Siyraklashgan gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik to'g'risida so'zlab bo'lmaydi. Chunki gaz molekulalari o'zaro to'qnashmasdan idish devorlari bilan to'qnashadi. Bu holda temperatura gradienti ham mavjud bo'lmaydi. Shuning uchun uning issiqlik o'tkazuvchanligi to'g'risida emas, issiqlikni bir devordan ikkinchi devorga uzatish darajasi to'g'risida gapirish mumkin. Idish devorlari orasidagi gazning bosimi qancha kam bo'lsa, issiqlikni uzatish darajasi shuncha past bo'ladi. Dyuar idishlari ana shunday idishlarga misol bo'la oladi. Bu idish devorlari ikki qavatdan iborat bo'lib, bu qavatlar orasi kuchli vakuum qilingan va unga solingan moddani tashqi muhit bilan issiqlik almashinishiga yo'l qo'ymaydi. Bunday idishlarga solingan modda temperaturasi uzoq muddat davomida doimiy saqlanadi. Kundalik turmushda ishlatiladigan ro'zg'or termoslari ana shunday idishlarga misol bo'la oladi.

Siyraklashgan gaz molekulalarining idish devori bilan to'qnashish qonuniyatlari ham odatdagi gaz molekulalarining to'qnashishidan farq qiladi. Chunonchi, idish devori yaqinida molekulalarning kam bo'lganligi va faqat ular bilan impuls almashganliklari tufayli idish sirtidan gaz molekulalarining qaytish burchagi tushish burchagidan farq qiladi, ya'ni tekis bo'lmagan sirt bilan sharning to'qnashgani kabi bo'ladi. Natijada gaz molekulasi idish devori bilan to'qnashuvida ularning energiyasi o'zgaradi. Agar sirtning temperaturasi turli nuqtalarda turlicha bo'lsa, gaz molekulalariga idish sirti tomonidan ta'sir qiladigan bosimi turli nuqtalarda turlicha bo'ladi. Temperaturasi katta bo'lgan nuqtalarda bosim katta bo'ladi va buning natijasida qaytgan molekulaning massa markazi ham aylanma harakati yuzaga keladi.

Agar idish devorining temperaturasi ma'lum yo'nalishda o'zgarsa, ya'ni temperatura gradienti mavjud bo'lsa, idish devoridan qaytuvchi gaz molekulalarining ham ma'lum oqimi yuzaga keladi. Haqiqatan ham idish sirti temperaturasining ortishi x o'qining musbat yo'nalishida bo'lsa, unda sirtga kelib tushuvchi molekulalar tezligining tangensial tashkil etuvchisi x o'qining manfiy yo'nalishida kattaroq bo'ladi. Chunki x o'qining musbat yo'nalishidan keluvchi molekulalar temperaturasi yuqoriroq qatlamdan kelib idish devoriga uriladi.

Natijada molekular tezligining tangensial tashkil etuvchilarining teng ta'sir etuvchisi x o'qining manfiy yo'nalishida yo'nalgan bo'ladi.

Gaz molekulari impulsining o'zgarishi esa x o'qining musbat yo'nalishida ro'y beradi, binobarin, uncha yuqori bo'lmagan vakuumlarda idish devori yaqinida kam qizdirilgan tomondan ko'p qizdirilgan tomonga yo'nalgan gazning oqimi yuzaga keladi. Bu hodisani issiqlik sirpanishi ham, deb ataydilar. Gaz bosimining orta borishi bilan bu hodisa barham topadi.

Shunday qilib, siyraklashgan gazlardagi ko'chish hodisalari va gaz molekularining idish devori bilan ta'siri odatdagi bosimdagi gaz xossalaridan sezilarli darajada farq qiladi.

86-§. Suyuqliklarda ko'chish hodisalari

Suyuqlik molekulari gazlardagi kabi to'la xaotik harakat qilmasdan muvozanat holat atrofida tebranib, bir holatdan ikkinchi holatga o'tib turganligi tufayli suyuqliklardagi ko'chish hodisalari gazlardagidan bir muncha farq qiladi. Gazlarda ko'chish hodisalari, asosan, molekularning erkin yugurish yo'li bilan aniqlanadi. Suyuqliklarda esa bu tushuncha o'z ma'nosini yo'qotadi va uning molekulari o'z muvozanat holat atrofida tebranishlari bilan cheklanadi. Suyuqlik molekulari-ning o'zaro to'qnashuvi tufayli uning molekulasini bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga sakrab o'tishi ham mumkin. Bunday sakrab o'tishlar suyuqlik molekulari orasida o'zaro ta'sirga, molekularning strukturasiga, uning o'lchamiga va h.k. faktorlarga bog'liq.

Agar suyuqlik molekulasining bir holatdan ikkinchi muvozanat holatga sakrash vaqtini t (molekulaning o'troq vaqti) va bu holatlar orasidagi masofani δ deb olsak, u holda $\frac{\delta}{t}$ kattalik molekulaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tish tezligini bildiradi.

Gazlar uchun diffuziya koeffitsienti $D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g}$ bo'lganligi $\bar{\lambda} = \delta$ uchun va $\bar{g} = \frac{\delta}{t}$ deb hisoblab, ular uchun

$$D_c = \frac{1}{6} \delta \frac{\delta}{t} = \frac{1}{6} \frac{\delta^2}{t} \quad (86.1)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu yerda suyuqlik molekulasini uchun x, y, z o'qining musbat va manfiy yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lganligi tufayli $1/6$ koeffitsient paydo bo'ladi.

Temperaturaning ortishi bilan suyuqlik molekulasining o'troq vaqti kamayadi va shuning uchun diffuziya koeffitsienti ortadi. Suyuqlik molekulasining energiyasi ye bir holatdan ikkinchi holatga o'tish uchun yetarli bo'lsa, sakrash ro'y beradi. Bunday sakrashlar ehtimolligi Bolsman qonuni bilan aniqlanadi:

$$n = n_0 e^{-\frac{E}{kT}} \quad (86.2)$$

Bu yerda n_0 energiyasi kT ga teng bo'lgan umumiy molekular soni, n esa energiyasi bir holatdan ikkinchi holatga o'tish uchun yetarli bo'lgan molekular soni. Molekulaning issiqlik harakat energiyasi kT ye ga qancha yaqin bo'lsa, uning bir holatdan ikkinchi holatga o'tish vaqti shuncha qisqa bo'ladi.

$$\bar{t} = A e^{-\frac{E}{kT}} \quad (86.3)$$

Bu ifodadagi A molekulaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishini xarakterlaydigan doimiy kattalik bo'lib, molekulaning muvozanat holat atrofida tebranish davrini ifoda etadi.

(86.1) bilan (86.3)ni taqqoslasak, suyuqliklar uchun diffuziya koeffitsienti

$$D = B e^{-\frac{E}{kT}} \quad (86.4)$$

ni hosil qilamiz. Bu formulada $B = \frac{1}{6} \delta^2 \frac{1}{A}$ berilgan suyuqlik uchun doimiy kattalikdan iborat bo'lib, E ga molekulaning aktivlashish energiyasi deyiladi. (86.4)dagi B va E kattaliklar ham berilgan suyuqlikning xossalriga bog'liq.

Suyuqliklarning diffuziya koeffitsienti gazlarning diffuziya koeffitsientidan bir necha marta kichik bo'lib, taxminan $10^{-9} m^2/s$ tartibga ega.

Suyuqliklarda ichki ishqalanish ham xuddi gazlardagi kabi suyuqlik qatlamlarida tezlik gradienti paydo bo'lganda, shu gradientga teskari yo'nalishda impulsning ko'chishi tufayli yuzaga keladi. Suyuqlik molekulasi o'troq vaqti qancha kichik bo'lsa, u shuncha oquvchan, ya'ni ichki ishqalanish shuncha kam bo'ladi.

Suyuqliklarning ichki ishqalanish koeffitsienti temperaturaga bog'liq. Bu bog'lanish Frenkel-Andreade formulasi bilan aniqlanadi:

$$\eta = Ce^{\frac{E}{kT}} \quad (86.5)$$

Bu formuladagi C doimiy kattalik bo'lib, deyarli temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun suyuqliklardagi ichki ishqalanishning temperaturaga bog'liqligi asosan $e^{\frac{E}{kT}}$ bilan aniqlanadi. Bu formuladan ko'rinadiki, temperaturaning ortishi bilan suyuqlikning yopishqoqlik koeffitsienti kamayadi. Uning molekulyar mexanizmi quyidagicha tushuntiriladi: temperaturaning ortishi bilan molekulaning o'troq vaqti kamayadi, uning bir holatdan ikkinchi holatga ko'chishi tezlashadi va bu tezlashish tezlik gradientiga perpendikulyar qo'yilgan kuch yo'nalishida bo'ladi. Natijada temperaturaning ortishi bilan suyuqliklarda ichki ishqalanish kamayadi. Eslatib o'tamiz, gazlarda temperaturaning ortishi bilan ichki ishqalanish ortar edi.

Suyuqliklarning yopishqoqlik koeffitsienti xona temperaturasida $10^{-3} Pa \cdot s$ tartibda bo'ladi. Masalan, etil spirti uchun $\eta = 1,201 \cdot 10^{-3} Pa \cdot s$, suv uchun $\eta = 1,002 \cdot 10^{-3} Pa \cdot s$.

Suyuqliklarda ham temperatura gradienti mavjud bo'lsa, issiqlik o'tkazuvchanlik yuzaga keladi. Issiqlik o'tkazuvchanlik molekulaning o'zaro to'qnashuvlari tufayli energiya uzatilishi orqali ro'y beradi. Energiyasi katta bo'lgan molekulaning tebranish amplitudasi ham katta bo'lganligi uchun energiyaning bir qismi qo'shni molekulaga tebranish orqali uzatiladi va ularni tebrata boshlaydi. Lekin energiyaning uzatilishi gazlardagi singari juda tez bo'lmasdan, ma'lum vaqt intervalida ro'y beradi. Ammo suyuqlik zichligi gaz zichligiga qaraganda bir necha barobar katta bo'lganligi uchun issiqlikning uzatilishi gazlardagiga qaraganda ancha katta bo'ladi. Umuman aytganda, suyuqliklarda issiqlik o'tkazuvchanlik mexanizmi ancha murakkab bo'lib, sifat jihatdan shunday baholash mumkin.

87-§. Qattiq jismlarda ko‘chish hodisalari

Qattiq jism tuzilishi gaz va suyuqliklardan keskin farq qilganligi uchun ulardagi ko‘chish hodisalari ham ancha farq qiladi. Xususan, qattiq jism zarralari orasidagi o‘zaro ta’sir energiyasi shunchalik kattaki, ularda ichki ishqalanish to‘g‘risida so‘z yuritib bo‘lmaydi. Tashqi kuch ta’sirida jismning shakli, strukturasi o‘zgarishi mumkin. Biz bu haqda to‘xtalib o‘tgan edik.

Ammo qattiq jismlarda ham diffuziya hodisasi kuzatiladi. Qattiq jismlarda diffuziya muvozanat holat atrofida tebranuvchi zarralarning ba’zi hollarda o‘z o‘rnini tark etib, boshqa o‘ringa o‘tishi tufayli ro‘y beradi va bunday tark etishlar tufayli turli xil nuqsonlar yuzaga keladi. Ana shunday nuqsonlarning yuzaga kelishi qattiq jismlardagi diffuziyada asosiy rol o‘ynaydi. Temperatura qancha yuqori bo‘lsa, o‘z o‘rnini tashlab ketuvchi bunday zarralar soni shuncha yuqori bo‘ladi, binobarin, diffuziya ham ortadi. Lekin qattiq jismlarda diffuziya gaz va suyuqlikka qaraganda ancha sekin ro‘y beradi. Odatdagi xona temperaturasida qattiq jismlarning diffuziya koeffitsienti $\sim 10^{-20} \text{ m}^2/\text{s}$ ga yaqin, suyuqliklarda bu koeffitsient $\sim 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, gazlarda esa $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$ ga yaqin ekanligini eslatib o‘tamiz.

Ko‘pgina kuzatishlar qattiq jismlarda diffuziya asosan quyidagi sabablarga ko‘ra sodir bo‘lishini ko‘rsatadi:

1. Kristall panjara tugunida qo‘shni zarralarning o‘zaro o‘rin almashinishi orqali.
2. Kristall panjara tugunida zarra o‘z o‘rnini tashlab, tugunlar orasiga joylashishi va butun tugunlararo ko‘chib yurishi orqali.
3. Nuqsonli kristallarda zarralar bo‘sh tugun joylarga o‘tib, uning o‘rniga yana boshqa zarralar o‘tishi orqali.

Bulardan tashqari, diffuziya qattiq jismning mono yoki polikristall ekanligiga ham bog‘liq.

Qattiq jismlarda diffuziya qonuni ham xuddi gaz va suyuqliklardagi kabi Fik qonuniga bo‘ysunadi. Kristall panjara tugunida turgan zarra bir sakrashda eng ko‘pi bilan panjara doimiysi

a ga siljiganligi va τ zarraning panjara tugunida o'rtacha bo'lish vaqti bo'lsa, suyuqliklardagidek mulohaza yuritib, qattiq jismlar uchun diffuziya koeffitsienti:

$$D = \frac{1}{6} \frac{a^2}{\tau} \quad (87.1)$$

ekanligini aniqlash mumkin. Qattiq jismlarda τ juda katta bo'lganligi tufayli diffuziya koeffitsienti juda kichik bo'lishi ravshan. Zarra yonida vakansiya hosil bo'lish energiyasi ye_1 va uning siljish energiyasi ye_2 qancha katta bo'lsa, τ vaqt shuncha kichik, D esa shuncha katta bo'ladi.

Shunday qilib, diffuziya koeffitsienti uchun

$$D = D_0 e^{-\frac{E_1}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_2}{kT}} = D_0 e^{-\frac{(E_1+E_2)}{kT}} \quad (87.2)$$

Temperatura qancha yuqori bo'lsa, qattiq jismlarning diffuziya koeffitsienti shuncha yuqori bo'ladi. Masalan, oltinning 20°C temperaturadagi diffuziya koeffitsienti $10^{-35} \text{ m}^2/\text{s}$ bo'lsa, uning erish temperaturasidagi qiymati $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ ga teng.

Qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligini o'rganish alohida ahamiyatga ega. Chunki issiqlik o'tkazuvchanlik darajasini hisobga olgan holda u yoki bu qattiq jism ma'lum maqsadlarda ishlatiladi.

Qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanlik mexanizmi bilan tanishaylik. Qattiq jismlarning zarralari panjara tugunlarida muvozanat holat atrofida tebranma harakatda bo'ladi. Tebranma harakat bir zarradan boshqasiga tovushning tarqalish tezligida uzatiladi. Bunday tovush tezligida tarqaluvchi tebranish-larni fononlardan iborat, deb hisoblash mumkin. Bu fononlar energiyasi tebranish chastotasiga bog'liq

$$E = h\nu \quad (87.3)$$

Qattiq jismlarni fonon gazi bilan to'ldirilgan idishdan iborat va issiqlik shu fononlarning panjara tugunidagi zarralar bilan to'qnashuvlari orqali issiqlik uzatiladi, deb aytilish mumkin. Bunday fonon gazlari uchun issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti

$$\chi = \frac{1}{3} \bar{\lambda}_\phi \bar{g}_\phi c_V \rho \quad (87.4)$$

ga teng. Bu yerda ρ – jismning zichligi, c_V – solishtirma issiqlik sig‘imi, λ_ϕ – fonon kvantining erkin yugurish yo‘li, $\bar{\lambda}_\phi$ – fonon gazining qattiq jismda tarqalish tezligi. Bu kattaliklar ichida fonon gazining o‘rtacha erkin yugurish yo‘lini aniqlash ancha murakkab. Qolgan kattaliklarni aniqlash ancha yengil. Tajribalarning ko‘rsatishicha, $\bar{\lambda}_\phi$ kattalik temperaturaga teskari proporsional, ya’ni

$$\bar{\lambda} = \frac{a}{T} \quad (87.5)$$

bu yerda a – turli xil qattiq jismlar uchun turlicha bo‘lgan doimiy kattalik.

Xuddi gazlardagi singari qattiq jismlarda ham issiqlik o‘tkazuvchanlik temperatura gradienti mavjud bo‘lganda ro‘y beradi va qattiq jismning ko‘ndalang kesim yuza birligidan vaqt birligida o‘tuvchi issiqlik oqimi temperatura gradienti

$\frac{\partial T}{\partial x}$ ga to‘g‘ri proporsional:

$$Q \sim -\chi \frac{\partial T}{\partial x} \quad (87.6)$$

Bu yerda minus ishorasi issiqlik oqimining temperaturaning pasayish yo‘nalishida tarqalishini ko‘rsatadi.

Metallarda kristall panjara tugunida shu metall ionlari va o‘rtada erkin elektronlar mavjud bo‘lganligi tufayli issiqlik o‘tkazuvchanlikda panjara tugunidagi zarralarning tebranishidan tashqari erkin elektronlar ham qatnashadi. Temperatura qancha yuqori bo‘lsa, elektronlarning issiqlik o‘tkazuvchanlikka qo‘shgan hissasi shuncha orta boradi. Shuning uchun ham metallarning issiqlik o‘tkazuvchanligi, metallmas qattiq jismlarning issiqlik o‘tkazuvchanligidan katta bo‘ladi.

Qattiq jismlarning issiqlik o‘tkazuvchanligini o‘rganishning amaliy ahamiyati juda katta. Chunki kerakli maqsadda kerakli qattiq jismni tanlab olishda uning issiqlik o‘tkazuvchanlik darajasini ham hisobga olish kerak. Bunday tanlashlar ayniqsa dizayn ishlarida inobatga olinadi.

Nazorat savollari:

1. Molekulyar harakatning kinematik xarakteristika-lari haqida gapiring.
2. Diffuziya deb nimaga aytiladi?
3. Gazlarda ichki ishqalanish nimalarga bog'liq?
4. Temperaturaning ortishi bilan ichki ishqalanish gazlarda va suyuqliklarda qanday o'zgaradi?
5. Issiqlik o'tkazuvchanlik qanday parametrlarga bog'liq?
6. Dyuar idishlari qaerlarda va nima uchun qo'llaniladi?
7. Suyuqliklarda ko'chish hodisalarining gazlardagidan nima farqi bor?
8. Qattiq jismlarda diffuziya bo'ladimi?

MUNDARIJA

Soʻz boshi.....	2
Kirish.....	3

I BOB. MOLEKULYaR-KINETIK NAZARIYaNING ASOSLARI

1-§. Atom, molekula va ularning xossalari toʻgʻrisida umumiy tushunchalar.....	5
2-§. Modda miqdori.....	10
3-§. Molekulalararo taʼsir kuchlari. Moddaning agregat holatlari.....	12
4-§. Molekulyar fizikada qoʻllaniladigan usullar va modellar.....	13
5-§. Molekulyar fizikada qoʻllaniladigan matematika asoslari. Umumiy tushunchalar.....	15
6-§. Sistemaning makroskopik va mikroskopik holatlari. Makroskopik va mikroskopik parametrlar. Ergodik gipoteza.....	21
7-§. Fluktuatsiya.....	23

II BOB. IDEAL GAZLARNING KINETIK NAZARIYaSI.

8-§. Ideal gazning bosimi.....	25
9-§. Temperatura.....	29
10-§. Temperaturani oʻlchash usullari va termometrlar.....	33
11-§. Ideal gazning bosimi va tempraturasi orasidagi bogʻlanish.....	36
12-§. Broun harakati.....	39
13-§. Ideal gazning holat tenglamasi.....	43
14-§. Ideal gazning qonunlari.....	44

III BOB. STATISTIK TAQSIMOTLAR

15-§. Gaz molekulalarining tezliklari boʻyicha taqsimoti. Maksvell taqsimoti.....	50
16-§. Gaz molekulalarining oʻrtacha tezliklari.....	55
17-§. Gaz molekulalarining tezligini oʻlchash. Shtern tajribasi.....	58

18-§. Barometrik formula.....	60
19-§. Bolsman taqsimoti.....	62.
20-§. Maksvell va Bolsman taqsimotlarining o‘zaro munosabati.....	63
21-§. Bolsman taqsimotini tajribada tekshirish.....	65
22-§. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlari.....	67

IV BOB. TERMODINAMIKA ASOSLARI

23-§. Termodinamika predmeti. Asosiy termodinamik tushunchalar.....	73
24-§. Termodinamikaning birinchi qonuni.....	75
25-§. Issiqlik sig‘imi	78
26-§. Ideal gazlarning issiqlik sig‘imi.....	81
27-§. Ideal gazlardagi izojarayonlarga termodinamika birinchi qonunining amaliy tadbiqlari.....	84
28-§. Qaytar va qaytmas jarayonlar.....	90
29-§. Aylanma siklik jarayonlar. Karno sikli.....	91
30-§. Karno prinsipi. Karnoning birinchi va ikkinchi teoremlari. Klauzius tengsizligi.....	96
31-§. Entropiya.....	99
32-§. Termodinamikaning ikkinchi qonuniga ta’riflar.....	101
33-§. Termodinamikaning asosiy tenglamasi. Erkin energiya.....	102
34-§. Karno siklini entropiya orqali ifodalash.....	103
35-§. Ideal gazning entropiyasi. Ideal gaz entropiyasini izojarayonlar uchun hisoblash.....	104
36-§. Entropiya va ehtimollik. Entropiyaning fizik ma’nosi.....	106
37-§. Temperaturaning mutloq termodinamik shkalasi.....	109
38-§. Manfiy mutloq temperaturalar.....	111
39-§. Termodinamikaning uchinchi qonuni.....	113

V BOB. REAL GAZLAR VA SUYUQLIKLAR

40-§. Molekulyar kuchlar va ideal gaz qonunlaridan chetlanishlar.....	115
---	-----

41-§. <i>Van-der-Vaals tenglamasi</i>	117
42-§. <i>Van-der-Vaals izotermalari</i>	120
43-§. <i>Kritik temperatura va kritik holat</i>	121
44-§. <i>Van-der-Vaalsning keltirilgan tenglamasi. Mos xolatlar qonuni</i>	123
45-§. <i>Real gazlarning ichki energiyasi</i>	125
46-§. <i>Real gazlarning eksperimental izotermalari</i>	125
47-§. <i>Fazaviy o'tishlar. Fazaviy o'tishlar issiqligi</i>	128
48-§. <i>Klapeyron-Klauzius tenglamasi</i>	130
49-§. <i>Joul-Tomson effekti</i>	133
50-§. <i>Gazlarni suyultirish</i>	138
51-§. <i>Suyuqliklarning xossalari</i>	140
52-§. <i>Suyuqliklarning issiqlik sig'implari</i>	143
53-§. <i>Suyuqliklarda sirt hodisalari. Sirt tarangligi</i>	145
54-§. <i>Ikki muhit chegarasidagi muvozanat shartlari</i>	149
55-§. <i>Suyuqliklarning egri sirti ostida yuzaga keladigan bosim</i>	152
56-§. <i>Kapillyar hodisalar</i>	153
57-§. <i>Suyuqliklarning bug'lanishi va qaynashi</i>	155
58-§. <i>To'yingan bug' bosimining suyuqlikning sirt egriligiga bog'liqligi</i>	158
59-§. <i>To'yingan bug' bosimining temperaturaga bog'liqligi</i>	159
60-§. <i>O'ta qizdirilgan suyuqlik va o'ta to'yingan bug'larning ahamiyati. Pufakli va Vilson kameralari</i>	160
61-§. <i>Suyuq kristallar</i>	162
62-§. <i>Suyuq eritmalar</i>	164
63-§. <i>Raul va Genri qonunlari</i>	166
64-§. <i>Eritmalarning holat diagrammalari</i>	168
65-§. <i>Suyuq eritmalarining qaynashi</i>	169
66-§. <i>Osmotik bosim. Vant-Goff qonuni</i>	170

VI BOB. QATTIQ JISMLAR

67-§. <i>Qattiq jismlar simmetriyasi. Simmetriya elementlari</i>	173
--	-----

68-§. Kristall panjara. Brave panjarasi.....	176
69-§. Kristallardagi tekisliklar va yoʻnalishlarning simbolik belgilari. Miller indekslari.....	179
70-§. Kimyoviy elementlar va kristall panjara turlari.....	181
71-§. Kristallardagi nuqsonlar.....	183
72-§. Qattiq jismlarning mexanik xossalari. Deformatsiyalar.....	184
73-§. Qattiq jismlarning issiqlik sigʻimlari. Dyulong-Pti qonuni. Eynshteyn-Debay nazariyasi.....	189
74-§. Qattiq jismlarning issiqlikdan kengayishi, erishi va qotishi.....	193
75-§. Fazaviy oʻtishlarda holat diagrammalari. Uchlanma nuqta.....	197
76-§. Polimorfizm. Kristallarda polimorf oʻtishlar.....	198
77-§. Geleyning xossalari.....	199
78-§. Qattiq eritmalar, qotishmalar.....	201
79-§. Polimerlar.....	203

VII BOB. MOLEKULYaR HARAKATLAR VA KOʻCHISH HODISALARI

80-§. Gaz molekulyar harakatining kinematik xarakteristikalar.....	208
81-§. Gazlarda diffuziya.....	211
82-§. Gazlarda ichki ishqalanish.....	215
83-§. Gazlarda issiqlik oʻtkazuvchanlik.....	217
84-§. Relaksatsiya vaqti.....	222
85-§. Siyraklashgan gazlarda fizikaviy hodisalar.....	223
86-§. Suyuqliklarda koʻchish hodisalar.....	226
87-§. Qattiq jismlarda koʻchish hodisalar.....	229

Juraev Ural Boyirovich

MOLEKULAR FIZIKA

(Fizika fakulteti talabalari uchun darslik)