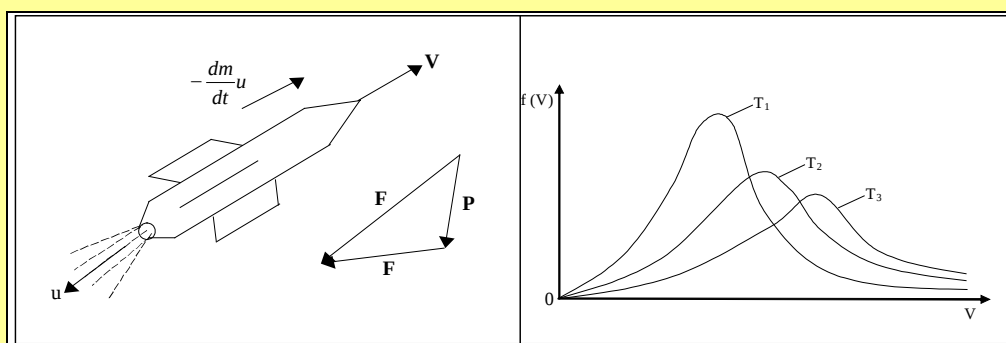


**MUXAMMAD AL-XORAZMIY NOMODAGI
TOSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI
FARG'ONA FILIALI
“TABIIY FANLAR” KAFEDRASI**

FIZIKA KURSI

**« MOLEKULYAR FIZIKA
VA TERMODINAMIKA» BO'LIMLARIDAN
MA'RUZALAR MATNI**



Farg'ona - 2017

**Muxammad Al-Xorazmiy nomidagi
Toshkent Axborot Texnologiyalari Universiteti
Farg'ona filiali**

“Tabiiy fanlar” kafedrası

FIZIKA KURSI

**« MOLEKULYAR FIZIKA
VA TERMODINAMIKA» BO'LIMLARIDAN**

MA'RUZALAR MATNI

**Kafedra uslubiy seminarida
muhokama qilingan bayon
№1 27.08.2017 yil**

**Filial uslubiy kengashi
tomonidan tasdiqlangan
bayon №1 28.08.2017 yil**

Fizika kursining “Molekulyar fizika va termodinamika” bo‘limidan tuzilgan ushbu 8ta ma’ruzalar matnidan iborat o‘quv qo‘llanmada qattiq jismlar va suyuqliklar mexanikasi, molekulyar fizika va termodinamika qonunlari, real gazlar, ko‘chirilish hodisalari va fazaviy o‘tishlar yoritilgan.

Ushbu ma’ruzalar matni O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligining o‘quv uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan “Professional oily ta’lim Davlat Standarti” ga binoan oily texnika ta’lim yo‘nalishlari bo‘yicha bakalavrlar tayyorlash uchun ishlab chiqilgan fizikadan 2 semestrlik o‘quv dasturining 2-semestriga moslab tuzilgan.

Kafedra uslubiy seminarida muhokama
qilingan (1-bayonnoma 2017 y.)

Tuzuvchilar:

dots.K.A.Akbarov
dots. M. Mirzajonov
katta o‘q. P.I. Mavlonov

Taqrizchi:

prof. Yuldashev N.X.

SO‘Z BOSHI.....	4
40- ma’ruza: STATISTIK FIZIKA VA TERMODINAMIKA.....	91
1. Molekulyar - kinetik nazariya asoslari va uni tajribalarda tasdiqlanishi.	
2. Molekulyar fizikada tadqiqotning statistik va termodinamik usullari. Makroskopik holatlar va parametrlar.	
3 Ideal gaz qonunlari	
4. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimiysi.	
41-ma’ruza GAZLAR KINETIK NAZARIYASI ASOSLARI.....	100
1. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.	
2. Molekulalarning tezliklari va energiyalari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni.	
3. Molekulalarning extimol tezligi.	
4. Maksvell taqsimot qonunini Shtern tajribasida tasdiqlanishi.	
42- ma’ruza. TAQSIMOT QONUNLARI.....	111
1. Potensial maydondagi zarrachalar uchun Bolsman taqsimot qonuni va barometrik formula.	
2. Molekulalarning erkin chopish yo'lining o'rtacha uzunligi.	
3. Gazlarda effuziya hodisasi.	
43-ma’ruza. KO‘CHIRILISH HODISALARI.....	141
1. Fizikaviy kinetika haqida tushuncha. Relaksatsiya vaqti.	
2. Gazlarda ko‘chirish xodisalari.	
3. Gazlarda diffuziya, issiqlik o‘tkazuvchanlik.	
4. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).	
5. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya. Suyuq va qattiq jismlarning issiqlik o‘tkazuvchanligi.	
44-ma’ruza. TERMODINAMIKANING 1-QONUNI VA UNING TADBIQLARI.....	116
1. Ideal gaz ichki energiyasi. Energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi.	
2. Gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ish.	
3. Termodinamikaning 1-qonuni va uni izojarayonlarga tadbiqlari.	
45-ma’ruza. TERMODINAMIKANING II QONUNI.....	128
1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.	
2. Termodinamikaning 2-qonuni.	
3. Entropiya. Ideal gaz entropiyasi.	
46-mavzu REAL GAZLAR	
1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.	
2. Van-der-Vaals tenglamasi.	
3. Van-der-Vaals izotermalari va ularning tahlili. Eksperimental izotermalar.	
4. Real gazning ichki energiyasi.	
Joul - Tomson effekti	
47-ma’ruza. FAZAVIY O‘TISHLAR	
1. Faza. Fazaviy o'tishlar. I- va II-tur fazaviy o'tishlar.	
2. Fazalarning muvozanatda bo'lish sharti.	
3. Fazalar diagrammalari. Uchlangan nuqta.	
4. Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta.	

40- ma'ruza:

STATISTIK FIZIKA VA TERMODINAMIKA. GAZLAR MOLEKULYAR - KINETIK NAZARIYASI ASOSLARI

Reja:

1. Molekulyar - kinetik nazariya asoslari va uni tajribalarda tasdiqlanishi.
2. Molekulyar fizikada tadqiqotning statistik va termodinamik usullari. Makroskopik holatlar va parametrlar.
- 3 Ideal gaz qonunlari
4. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimiysi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Molekula, molekulyar kinetik nazariya va uning qoidalari, Broun harakati, moddaning gaz, suyuq va qattiq holatlari, modda holatining parametrlari, tadqiqotning statistik va termodinamik usullari, temperatura shkalalari, zichlik, bosim, ideal gaz, ideal gazlardagi izojarayonlar va ularning formula va grafiklari, gaz holati tenglamalari, universal gaz doimiysi, molyar massa, Avogadro va Dalton qonunlari, massaning atom birligi, molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, o'rtacha kvadratik tezlik, o'rtacha kinetik energiya, Boltsman doimiysi.

1. Molekulyar - kinetik nazariya asoslari va uni tajribalarda tasdiqlanishi

Jismlarni mayda zarrachalardan - atomlardan tashkil topganligi haqidagi tushuncha qadim zamonlarda paydo bo'lgan bo'lib, bu haqida grek faylasufi Demokrit (eramizdan oldingi V asr) aniq fikrlarni aytib o'tgan. Keyinchalik jismlarni atomlardan tuzilganligi haqidagi bunday ta'limot unutilib ketdi. Lekin u XVI asrda Gassendi, XVII asrda Boyle, XVIII va XIX asrlarda Lomonosov, Dalton, Klauzius, Boltsman, Maksvell va boshqa olimlar tomonidan klassik molekulyar - kinetik nazariya deb nom olgan ilmiy nazariya sifatida yaratildi.

Energiyaning saqlanish qonunini kashf etilishi molekulyar-kinetik nazariyaning yanada rivojlanishiga olib keladi. 1856 yilda Krenigning "Gazlar nazariyasi asoslari" kitobi bosilib chiqdi. 1857 yilda Klauzius (1822-1888) o'z risolasida gazlar kinetik nazariyasining ko'p masalalarini echilishini va bu nazariyaning asosiy tenglamasini kelib chiqishini ko'rsatib berdi. 1860 yilda Maksvellning "Gazlar dinamik nazariyasini tushuntirish" deb nomlangan klassik ishi bosilib chiqdi. U bu asarida birinchi marta statistik usul orqali molekulalarning tezliklari haqidagi masalani ochib berdi. Molekulyar kinetik nazariya uchta muhim qoidani o'z ichiga oladi.

1. Hamma moddalar molekula deb ataluvchi mayda zarrachalardan tashkil topgan.

Ma'lum bir modda bir xil molekulalar to'plamidan iborat. Tabiatda turli - tuman moddalar uchragani uchun ularning molekulalari ham har xil bo'ladi. Molekulalar o'z navbatida atom deb ataluvchi mayda zarrachalardan tashkil topgan. Tabiatdagi atomlar turi sanoqli, u Mendeleev elementlar davriy sistemasidagi elementlar va ularning izotoplari soniga teng.

Atom ham murakkab tuzilishga ega bo'lib, musbat zaryadli yadrodan va uni o'rab olgan manfiy zaryadli elektron qobiqlardan tashkil topgan. Ammo, molekulyar - kinetik nazariyada atomni qanday tuzilganiga e'tibor bermay, uni qattiq elastik shar deb qaraladi.

Atom va molekulalarning diametri 10^{-8} - 10^{-7} sm atrofida bo'lib, 10 million molekulani yonma-yon qo'yib chiqilsa, 1-10 mm.li zanjir xosil bo'ladi. Lekin bir tomchi

suvdagi molekulalardan shunday zanjir tuzilsa, 300 mln.km.li zanjir xosil bo'ladi. Bunday zanjir bilan Er va Quyoshni o'rab olsa bo'ladi.

2. Molekulalar orasida bir vaqtning o'zida o'zaro tortishish va itarishish kuchlari mavjud.

O'zaro ta'sir kuchlari molekulalar orasidagi masofaga kuchli darajada bog'liq bo'ladi. Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari elektr tabiatga egadir. O'zaro itarishish kuchlarini musbat, o'zaro tortishish kuchlarini manfiy deb hisoblanadi. Molekulalar o'zaro ta'sirlashgani uchun kinetik energiyadan tashqari potensial energiyaga ham ega bo'ladi.

3. Moddani tashkil qilgan molekulalar to'xtovsiz betartib harakatda bo'ladi.

Ular bir-biri bilan to'qnashish natijasida tezligi va o'z yo'nalishlarini doimo o'zgartirib turadi. Temperatura ortishi bilan molekulalarning tartibsiz harakat tezligi ham ortadi. Molekulalarning harakat tezligi moddaning ichki energiyasini belgilaydi. Molekulalarning tartibsiz harakatini issiqlik harakati deb ataladi. Moddaning ichki energiyasi deganda molekulalarning kinetik va potensial energiyalarini yig'indisi tushuniladi.

Moddani temperaturasi ortishi bilan molekulalarning issiqlik harakati kuchayishi va molekulalar orasidagi masofa ortishi natijasida molekulalar orasidagi tortishish kuchi kamayib, modda suyuq holatga o'tadi. Temperatura yana ortirilsa, molekulalar orasidagi masofa ortib ($r > 1,5 \cdot 10^{-7}$ sm), molekulalar orasidagi o'zaro tortishish kuchlari juda kamayib ketadi, natijada modda suyuq holatdan gaz holatga o'tadi. Shunday qilib moddani qattiq, suyuq yoki gaz holatda bo'lishi modda molekulalarini issiqlik harakat tezligiga va tashqi sharoitga bog'liq.

Moddalarni molekulalardan tashkil topganligi, molekulyar-kinetik nazariyaning biz yuqorida ko'rib o'tgan uch qoidasi to'g'riligi ko'p tajribalarda uzil - kesil isbotlandi. Moddalarning molekulalardan tuzilganligini oddiy ko'z yoki mikroskop bilan ko'rib bo'lmaydi. Elektron mikroskoplar bilan ulkan molekulalarni, masalan, oqsil molekulasini ko'rish mumkin. Lekin keyingi vaqtda elektron mikroskoplarni takomillashtirish natijasida ayrim atomlarni ham ko'rishga muvaffaq bo'lindi.

Gazlarni siqilishi natijasida ularning xajmini kamayishi molekulalar orasida ma'lum masofa borligini ko'rsatadi. Gaz siqilganda molekulalar orasidagi masofa kichrayadi. Molekulalar orasida tortishish va itarishish kuchlari borligi qattiq jismning o'z shaklini saqlashga intilishida ko'rinadi. Qattiq jismni ozgina deformatsiyalash uchun ham katta mexanik kuchlanish kerak. Ularning cho'zilishiga molekulalar orasidagi tortishish kuchlari, siqilishga esa molekulalar orasidagi itarishish kuchlari qarshilik qiladi. Qattiq jismni sindirib bo'laklarga bo'lish uchun ham katta kuchlanish kerak. Ma'lumki, bu katta kuchlanish molekulalar orasidagi o'zaro tortishish kuchini engish uchun sarflanadi. singan qattiq jismni qayta butun qilib bo'lmaydi, chunki qattiq jismni singan parchalari bir-biriga jips yopishmaydi, bunga uni sirtidagi g'adur-budurliklar to'sqinlik qiladi. Agar bir-biriga biriktirilayotgan qattiq jismlarning sirti juda silliq qilinsa, qattiq jism sirtidagi ko'pchilik molekulalar bir-biriga juda yaqin kelishi natijasida molekulalar orasida o'zaro tortishish kuchi hosil bo'lib, qattiq jism bo'laklari yopishib qolishi mumkin. Masalan, sirti silliqланib yopishtirilgan ikkita shisha plastinkani bir-biridan ajratish uchun $5 \cdot 10^5$ Pa chamasida kuchlanish kerak bo'ladi. Qattiq jismlarni bir-biriga elimlab biriktirish, payvandlash, molekulalar orasida o'zaro tortishish kuchlari borligiga asoslangan.

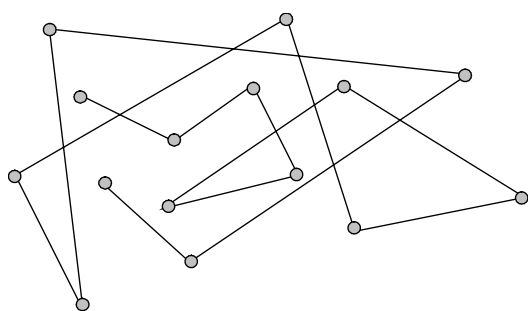
Molekulalarning tartibsiz harakatini diffuziya hodisasida va Broun harakatida ko'rishimiz mumkin. Agar shisha idish tubiga bir tomchi brom tomizilsa, bir necha sekunddan so'ng idish tubida to'q jigarrang brom bug'lari xosil bo'ladi. Bu bug' tepaga ko'tarilib, havo bilan aralasha boshlaydi, ya'ni diffuziya jarayoni kuzatiladi. Havo va

brom molekularini diffuziyasi ularning molekularining betartib issiqliq harakati tufayli yuz beradi.

1827 yilda ingliz tabiatshunosi Broun molekulyar-kinetik nazariyani tasdiqlovchi muhim kashfiyot qildi. U tajribada suyuqlik ichida muallaq turgan gul changi zarrachalari doimo betartib harakat qilishi natijasida ularning ma'lum vaqt davomidagi vaziyatlari murakkab siniq chiziqlar shaklida bo'lishini kuzatdi.

12.1-rasmda Broun zarrachasini 30 s davomidagi vaziyatlari ko'rsatilgan. Suyuqlik ichidagi zarrachalarni bunday harakat qilishiga ularga suyuqlik molekularini turli tomonlardan kelib urilishi sabab bo'ladi.

Bir vaqtning o'zida zarrachaga suyuqlik molekularining bir nechta urilishi mumkin. Lekin unga qaysi tomondan ko'proq molekular urilsa, zarracha o'sha molekular yo'nalishida siljiydi, keyin boshqa tomondan ko'proq molekular urilishi natijasida yana harakat yo'nalishi o'zgaradi va bu jarayon uzluksiz davom etadi. Suyuqlik ichidagi zarrachaning bunday murakkab harakati broun harakati deb ataladi.



8.1-rasm

Broun harakatini gazlarda ham kuzatish mumkin. Agar Quyosh nurlari deraza oynasidan tushayotgan bo'lsa, siz havodagi chang zarrachalarida broun harakatini kuzatishingiz mumkin. Broun harakatini kuzatib gaz va suyuqlik molekularining ham betartib harakat qilishi haqida xulosa chiqarish mumkin.

Molekulyar-kinetik nazariya bilan jismlarning ko'p xossalarini va ularda yuz beradigan ko'p xodisalarning fizik mohiyatini tushunish mumkin. Masalan, bunday xodisalar qatoriga issiqlik o'tkazuvchanlik, ichki ishqalanish, diffuziya, modda holatlarini o'zgarishi va boshqalarni olish mumkin.

Molekulyar-kinetik nazariyani gazlarga juda yaxshi qo'llash mumkin. Lekin qattiq va suyuq holatdagi moddalarga qo'llash bilan ham juda ko'p muhim qonuniyatlar aniqlangan. Biz quyida shu nazariyani oldin gazlarga qo'llanishini ko'rib chiqamiz.

2. Molekulyar fizikada tadqiqotning statistik va termodinamik usullari.

Makroskopik holatlar va parametrlar.

Biz oldin molekulyar fizika nimani o'rganishiga to'htalib o'taylik. Molekulyar fizika makroskopik jismlarning (qattiq, suyuq va gaz xolatdagi) fizik xossalarini va ularni tashkil qilgan mikrozarrachalarning (atomlar, molekular, ionlar) issiqlik harakati va o'zaro ta'siri tufayli sodir bo'luvchi fizik jarayonlarni o'rganadi.

Makroskopik jismlarning (sistemalarining) xossalari ularni tashkil qilgan mikrozarrachalarning betartib harakati natijasida sodir bo'luvchi mikrojarayonlar bilan aniqlangani uchun shu mikrojarayonlarni ko'rib o'tish asosida ularning xossalarini tushuntirish va miqdoriy ifodalash mumkin. Masalan, jism (sistema) holatining makroskopik parametrlaridan biri bo'lgan temperatura - shu jismni tashkil qilgan molekularning betartib harakati jadalligi bilan belgilangani uchun molekular tezligi orqali miqdoriy ifodalash mumkin. Lekin sistemani tashkil qilgan molekularning yagona harakat tezligi yo'q, ularning tezligi har xil bo'lib, vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi. Shuning uchun jism temperaturasini molekularning o'rtacha tezligi orqali ifodalash mumkin. Bosim ham sistemaning makroskopik parametrlaridan biridir. U ham

sistemani tashkil qilgan molekulalar massasi, kontsentratsiyasi, o'rtacha tezligi orqali aniqlanadi. Makroskopik sistema xossalarini, uni tashkil qilgan molekulalarning harakatini aniqlovchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlari orqali tavsiflashga, molekulyar-kinetik yoki statistik usul deyiladi.

Ammo, makrosistemaning (jism) xossalarini uni ichki tuzilishiga va ichida sodir bo'luvchi jarayonlarga e'tibor bermasdan ham o'rganish mumkin. Chunki, sistemaning ko'p xossalari energiyaning bir turdan boshqa turga o'tish jarayonlariga bog'liq. Energiyaning bir turdan boshqa turga o'tish qonunlarini molekulyar fizikaning termodinamika bo'limi o'rganadi. Makroskopik sistema xossalarini sistemada sodir bo'ladigan energiyaning o'zgarish qonunlari orqali tasviflashga termodinamik usul deyiladi. Bu usulda sistemaning xossalari uning ichida sodir bo'luvchi molekulyar xodisalarni hisobga olmay o'rganiladi. Ko'p kuzatishlar natijalarini umumlashtirish tufayli sistemadagi energiya o'zgarishlarini ifodalovchi asosiy qonunlar aniqlanib, termodinamika asoslari yaratildi.

Molekulyar fizikaga oid tadqiqotlarda statistik (molekulyar - kinetik) va termodinamik usullarning har ikkisidan ham foydalaniladi. Ko'p hollarda bu usullar bir-birini to'ldiradi. Masalan, entropiyaning o'rganishda har ikki usul ham qo'llaniladi.

Endi sistema holatini belgilovchi parametrlarga to'xtalib o'taylik. Sistema xossalari tekshirish uchun tajribalarda bevosita o'lchanadigan kattaliklardan foydalanish lozim. Sistema holatini belgilaydigan bu kattaliklarni sistema parametrlari deb ataladi. Bu parametrlarga hajm, temperatura, bosim, modda miqdori kiradi.

1. Hajm. Suyuq holatdagi moddani tashkil qilgan molekulalar orasidagi tortishish kuchlari ancha katta bo'lgani uchun ular o'zlarini hajmini, qattiq jismlarda bu kuchlar yanada katta bo'lgani uchun o'z shaklini ham saqlaydi. Gazsimon holatdagi modda molekulalari orasida tortishish kuchlari zaif bo'lgani uchun gaz o'z xajmiga ega bo'lmay, o'zi qamalgan idishni to'liq egallaydi. Shuning uchun gazning xajmi sifatida doimo idishning hajmini olinadi.

Xajm xalqaro birliklar tizimi (SI) da metr kub (m^3) larda o'lchanadi. Xajmni o'lchashda litr deb ataluvchi birlik ham ishlatiladi.

$$1\text{ l} = 10^{-3} m^3$$

Xajmning o'lchami – L^3 .

Jismni (sistemani) zichligini topish uchun uning massasini hajmga nisbatini olish kerak:

$$\rho = m/V, \text{ kg}/m^3.$$

2. Temperatura. Sistema temperaturasini miqdor jihatdan baholash uchun bir nechta temperatura shkalalaridan foydalaniladi. Xalqaro birliklar tizimi (SI)da temperaturaning absolyut termodinamik (Kelvin) shkalasi ishlatiladi. Bu shkalada suvning uchlanma nuqtasini (uchlanma nuqta deganda ayni bir moddaning qattiq, suyuq, gazsimon fazalari o'zaro muvozanatda bo'ladigan temperatura tushuniladi) xarakterlovchi termodinamik temperaturaning $1/273,16$ ulushi 1 Kelvin (K) deb qabul qilingan. Odatda shved fizigi nomi bilan ataluvchi selsiy shkalasi ham qo'llaniladi, normal bosim ostidagi muzning erish temperaturasi va normal bosim ostidagi suvning qaynash temperaturasining farqini teng 100 qismga bo'lingan va uni 0,01 qismiga 1°C deb nom berilgan. Selsiy gradusi miqdor jihatdan Kelvin gradusiga teng. Suvning uchlanma nuqtasining temperaturasi Kelvin shkalasida 273,16 K ga teng deb olindi va uni absolyut shkalaning etalon nuqtasi sifatida qabul qilindi. Mazkur shkalada muzning erish va suvning qaynash temperaturasi mos holda 273,16 K va 373,16K ga teng. Kelvin shkalasi bilan selsiy shkalasi orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$T = t + 273,16 \quad t = T - 273,16$$

Odatda T absolyut temperatura, t ni esa TSelsiy tempearturasi deyiladi.

Shuni aytib o'tish kerakki, ayrim mamlakatlarda boshqa temperatura shkalalaridan ham foydalaniladi. Masalan, Angliya va AQShda Farengeyt shkalasi (unda muzning erish temperaturasi $32^{\circ}\text{G}'$, suvning qaynash temperaturasi esa $212^{\circ}\text{G}'$ deb olinadi), Frantsiyada Reomer shkalasi (unda suvning muzlash va qaynash temperaturalarini mos holda 0°R va 80°R deb olinadi) qo'llaniladi.

3. Bosim. Bosim deb, yuza birligiga ta'sir etuvchi kuch bilan aniqlanuvchi kattalikka aytiladi va SI da Paskal (Pa) bilan o'lchanadi.

$$P = F/S, \quad 1\text{Pa} = 1\text{N}/1\text{m}^2.$$

Bosimni Paskaldan tashqari millimetr simob ustini (mm sim. ust.) va atmosfera (atm.) deb ataluvchi birliklari ham ishlatiladi. Ular orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$1\text{ atm} = 760\text{ mm sim. ust.} = 1,09 \cdot 10^5\text{ Pa}$$

Modda miqdoriga ideal gaz qonunlarini ko'rib o'tganimizdan keyin to'xtalib o'tamiz.

3. Ideal gaz qonunlari.

Oldin ideal gaz deganda qanday gaz ko'zda tutilishiga to'xtalib o'taylik. Ideal gaz deb, molekulalari o'zaro elastik sharlardek to'qnashadigan, molekulalarining o'lchamlari juda ham kichik va molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari hisobga olinmaydigan gazga aytiladi. Yuqori temperaturada siyrak gazlarni ham ideal gaz deb qarash mumkin. Odatdagi sharoitda ham geliy, vodorod va ularga o'xshash gazlar ideal gaz uchun qo'yilgan talablarga javob beradi.

Ma'lum massali gazni holati bosim P, hajm V va temperatura T orqali ifodalanadi. Gaz holatini belgilovchi bu kattaliklarning o'zgarishiga gaz jarayonlari deyiladi. Temperatura o'zgarmas bo'lganda gaz bosimini hajmga bog'liq holda o'zgarishiga izotermik, bosim o'zgarmas bo'lganda gaz hajmini temperaturaga bog'liq holda o'zgarishiga izobarik va gaz hajmi o'zgarmas bo'lganda uning bosimini temperaturaga bog'liq holda o'zgarishiga izoxorik jarayon deyiladi.

Gaz hossalari modda tuzilishining molekulyar-kinetik nazariyasi asosida o'rganishdan oldin tajriba yo'li bilan yaratilgan gaz qonunlariga (Boyl-Mariott, Gey-Lyussak, Dalton, Avogadro) qonunlariga to'xtalib o'tamiz. Bu qonunlar odatdagi atmosfera sharoitidan unchalik farq qilmaydigan sharoitda tajriba o'tkazish yo'li bilan kashf etilgan.

Boyl-Mariott qonuni.

Bir-biridan mustaqil holda 1662 yilda ingliz olimi Boyl va 1667 yilda fransuz olimi Mariott izotermik jarayon uchun quyidagi qonunni kashf etdilar: o'zgarmas temperaturada ($t = \text{const}$) ma'lum massali gazning bosimi hajmga teskari proporsional holda o'zgaradi:

$$PV = \text{const} \quad (12.1)$$

Turli temperaturalar uchun (12.1) formulaning grafigi giperbolalardan iborat bo'ladi (12.2-rasm).

Bu giperbolalarga izotermalar deyiladi.

Gey-Lyussak qonuni.

1802 yilda fransuz fizigi Gey-Lyussak izobarik va izoxorik gaz jarayonlarini o'rganib quyidagi ikkita qonunni yaratdi.

1. Ma'lum massali gazning bosimi o'zgaras bo'lganda ($P = \text{const}$) uning hajmi temperaturaga to'g'ri proporsional holda o'zgaradi:

$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad (12.2)$$

P_0 - gazning 0°C temperaturadagi hajmi,

P - gazning $t^\circ\text{C}$ temperaturadagi hajmi,

α - gazning hajm kengayish koeffitsienti.

2. Ma'lum massali gazning hajmi o'zgaras bo'lganda ($V = \text{const}$) uning bosimi temperaturaga to'g'ri proporsional holda o'zgaradi:

$$P = P_0(1 + \gamma t) \quad (12.3)$$

P_0 - gazni 0°C temperaturadagi bosimi,

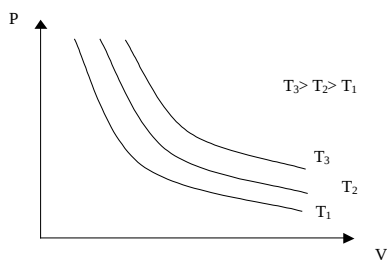
P - gazni $t^\circ\text{C}$ temperaturadagi bosimi,

γ - gaz bosimining termik koeffitsienti.

Hamma gazlar uchun $\alpha = \gamma = 1/273,16 \approx 1/273 \text{ K}^{-1}$

ekanligi aniqlangan.

(12.2) va (12.3) formulalarni grafiklari temperatura o'qini $t = -273,16 \approx -273^\circ\text{C}$ nuqtada kesuvchi to'g'ri chiziqlardan (izobara va izoxora) iborat bo'ladi (12.3 va 12.4-rasmlar).



12.2-rasm

Ko'pincha izoxorik jarayonni Sharl qonuni ifodalaydi deb ham yuritiladi. Chunki, bu qonun Gey-Lyussakdan oldin fransuz olimi Sharl tomonidan taxminiy

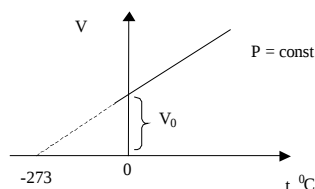
holda bayon etilgan.

(12.2) formuladan absolyut nol temperaturada, ya'ni temperatura $t = -273^\circ\text{C}$ bo'lganda gaz hajmini yo'qolishi kelib chiqadi:

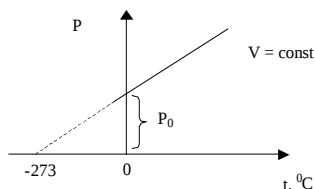
$$V = V_0(1 + \frac{-273}{273}) = 0$$

Lekin biz oldin aytganimizdek, ideal gaz qonunlarini juda past temperaturalarga

qo'llash mumkin emas. Bunday past temperaturada gaz ham o'z holatini o'zgartiradi, u suyuq, hatto qattiq holatga o'tishi mumkin.



12.3-rasm



12.4-rasm

1852 yilda Kelvin absolyut nol temperaturaning fizik ma'nosini ochib berdi. Absolyut nol shunday

temperaturaki, bu temperaturada har qanday molekulalarning betartib issiqlik *harakati to'xtaydi*. Ammo, absolyut nol temperaturada har qanday harakat butunlay to'xtaydi deyish noto'g'ri, chunki atomdagi elektronlar yadro atrofida aylanishda davom etadi. Hozirgi vaqtda juda kichik hajmda absolyut nol temperaturaga juda yaqin temperatura olishga ham muvaffaq bo'lindi. Lekin bunday past temperaturada ham molekulalar harakatini to'xtash ehtimolligi sezilgani yo'q. Bunday hol suyuq geliyda kuzatilgan.

Absolyut temperatura shkalasiga o'tilganda (12.2) formula boshqacha ko'rinishni oladi:

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0 \left(1 + \frac{1}{273} t\right) = V_0 \frac{273 + t}{273} = V_0 \frac{T}{T_0}$$

0°C ga Kelvin shkalasida $T_0 = 273 \text{ K}$ mos kelishini hisobga olsak,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \quad (12.4)$$

formula xosil bo'ladi. (12.4) formuladan Gey-Lyussak qonunini boshqa ta'rifi kelib chiqadi: gaz bosimi o'zgarmas bo'lganda uning hajmi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional. Huddi shunday o'zgarish qilsak (12.3) formula ham

$$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0} \quad (12.5)$$

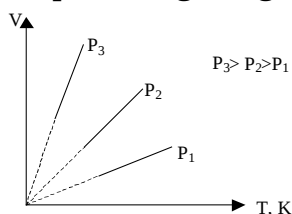
ko'rinishni oladi. Demak, (12.5) formulaga ko'ra gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda uning bosimi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional dir. (12.4) va (12.5) formulalar ham Gey-Lyussak qonunlarini ifodalaydi.

(12.4) va (12.5) formulalar ixtiyoriy T_1 va T_2 temperaturalar uchun,

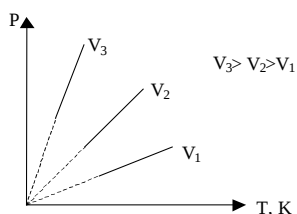
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{va} \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

ko'rinishda yoziladi.

12.5-rasmlarda ideal gaz hajmini, 12.6-rasmda ideal gaz bosimini T absolyut temperaturaga bog'lanishini ifodalovchi turli izobaralar va izoxoralar tasvirlangan.



12.5-rasm



12.6-rasm

Dalton qonuni. Aytaylik qandaydir hajmli idishda P bosimga ega bo'lgan gazlar aralashmasi berilgan bo'lsin (masalan havo). Havoni tarkibidagi azotdan boshqa hamma gazlarni chiqarib yuborsak, qolgan azot butun idish hajmini egallab partsial bosim deb ataluvchi P_1

bosim hosil qiladi.

Partsial bosim deb, gazlar aralashmasidagi bir gazning o'zi beradigan bosimiga aytiladi. Gaz aralashmasidagi ikkinchi gazni partsial bosimini aniqlash uchun idishni yana havo bilan to'ldiramiz va idishda faqat kislorodni qoldirib boshqa gazlarni chiqarib tashlaymiz. Qolgan gaz yana idishni butun hajmini egallab P_2 partsial bosimni hosil qiladi. Xuddi shunday usulda uchinchi va qolgan gazlarning hosil qilgan partsial bosimlarini ham aniqlash mumkin. 1801 yilda ingliz fizik va ximigi Dalton gaz aralashmalari bosimi bilan aralashma tarkibiga kirgan gazlarning partsial bosimlari orasidagi bog'lanishni aniqladi. Bu bog'lanish Dalton qonuni deb ataladi: gaz aralashmalarini bosimi ayrim gazlarning partsial bosimlarining yig'indisiga teng:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n \quad (12.6)$$

4. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimiysi.

Biz yuqorida ideal gaz xolatini belgilovchi parametrlardan biri o'zgarmas bo'lgan izojarayonlarni ko'rib o'tdik. Endi gaz holatini aniqlovchi uchala parametr (xajm, bosim va temperatura) ham bir vaqtda o'zgaradigan jarayonni ko'rib o'tamiz. Bunday jarayonni ifodalovchi qonunni 1834 yilda fransuz olimi Klapeyron aniqladi. Klapeyron 1830 yildan boshlab Peterburgda ishlagan. Klapeyron, Boyle-Mariott va Gey-Lyussak qonunlarini birlashtirib gaz holat tenglamasini yaratdi.

Qandaydir m massali gazning holati V_1 , P_1 va T_1 parametrlar bilan ifodalansin. Bu gazni V_2 , P_2 va T_2 parametrlar bilan aniqlanuvchi boshqa holatga o'tkazaylik. Gazni ikkinchi holatga izotermik ($T_1 = \text{const}$) va izoxorik ($V_2 = \text{const}$) jarayonlar orqali o'tkazish mumkin.

1) Izotermik jarayon vaqtida gazning hajmi V_2 ga o'zgarib bosim P_1' bo'lib qoladi. Boyle - Mariot qonuniga asosan

$$V_1 P_1 = V_1' P_1'$$

bo'ladi, bundan

$$P_1' = V_1 P_1 / V_2$$

ekanini topamiz.

2) Izoxorik jarayon Gey-Lyussak qonuni bilan ifodalandi:

$$P_1' / P_2 = T_1 / T_2$$

Keyingi formulaga yuqoridagi P_1' ning ifodasini qo'yib quyidagini hosil qilamiz.

$$V_1 P_1 / V_2 P_2 = T_1 / T_2$$

bundan

$$V_1 P_1 / T_1 = V_2 P_2 / T_2$$

Yuqoridagi ifodadan ko'rinadiki, ma'lum massali gaz uchun VP/T nisbat doimo o'zgarmasdan qoladi.

$$PV/T = C = \text{const} \quad (12.9)$$

(12.9) formula Klapeyron tenglamasi (qonuni) deb ataladi. Klapeyron tenglamasidagi C doimiylik turli gazlar uchun turli qiymatlarni olib, noqulaylik tug'diradi. 1875 yilda Mendeleev, Klapeyron tenglamasini Avogadro qonuni bilan birlashtirib, uning kamchiligini tuzatdi.

Avogadro qonuniga ko'ra har qanday 1 mol gaz normal bosim va temperaturada bir xil V_m hajmni egallaydi. Natijada C doimiylik hamma gazlar uchun bir xil bo'ladi va uni R bilan belgilasak.

$$PV_m/T = R \quad (12.10)$$

R doimiylik universal gaz domiysi deb ataladi. (9.10) formula ko'pincha

$$PV_m = R \cdot T$$

ko'rinishda yoziladi. Bu ifoda 1 mol gaz uchun Klapeyron-Mendeleev tenglamasi (qonuni) deyiladi. Ma'lum bosim va temperaturada gaz hajmi uni massasiga proporsional bo'lgani uchun

$$V_m/V = \frac{M}{m}$$

bo'ladi. M - gazni molyar massasi, V - m massali gazni egallagan hajmi. Yuqoridagi ifodadan

$$V_m = V \frac{M}{m}$$

kelib chiqadi. V_m ning bu ifodasini (12.10) formulaga qo'yib quyidagi tenglamani xosil qilamiz

$$PV \frac{M}{m} = RT$$

yoki

$$PV = \frac{m}{M} RT \quad (12.11)$$

(12.11) formula ixtiyoriy massali gaz uchun Klapeyron - Mendeleev tenglamasi (qonuni) deyiladi. (12.11) formuladan gazni zichligi ρ ni aniqlash mumkin:

$$P = \frac{m}{MV} RT,$$

$$\frac{m}{V} = \rho \text{ bo'lgani uchun } P = \frac{\rho}{M} RT \text{ bo'ladi,}$$

bundan

$$\rho = \frac{MP}{RT} \quad (12.12)$$

Universal gaz doimiysi son qiymatini (12.10) formuladan aniqlaylik. Buning uchun 1 mol gaz normal sharoitda $P = 1,09 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bosim, $V_m = 0,02241 \text{ m}^3/\text{mol}$ hajm, $T = 273 \text{ K}$ temperaturaga ega bo'lishini hisobga olamiz:

$$R = \frac{PV_m}{T} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot 0,02241 \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}}{273 \text{ K}} = 8,31 \text{ J / K mol}$$

Klapeyron-Mendeleev tenglamasi tajriba asosida topilgan gaz qonunlarini birlashtirgani uchun u ham amaliy qonun deb ataladi. Quyida molekulyar-kinetik nazariya asosida ideal gazlarni nazariy o'rganamiz.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Modda tuzilishini molekulyar kinetik nazariyasining asosiy uch qoidasini tushuntiring.
2. Broun harakati nimani isbotlaydi?
3. Ideal gaz qonunlarini tushuntiring.
4. Klapeyron-Mendeleev, Avogadro va Dalton qonunlari qanday tushunasiz?
5. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va undan kelib chiqadigan formulalarni tushuntiring.
6. Taqiqotning statistik usuli nimadan iborat?
7. Taqiqotning termodinamik usuli deganda nimani tushunasiz.
8. "Molyar massa" deb nimaga aytiladi?
9. Absolyut nol temperatura deganda nimani tushunasiz?
10. Ixtiyoriy massali moddadagi atom yoki molekulalar soni qanday topiladi?

Asosiy adabiyotlar

- 1 O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2 I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3 A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4 T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5 G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6 D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7 O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.

14- ma'ruza Gazlar kinetik nazariyasi asoslari.

Reja:

1. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.
2. Gaz bosimini molekulyar-kinetik nazariya asosida tushuntirilishi.
3. Molekulalarni tezliklar va energiyalar bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni.
4. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.

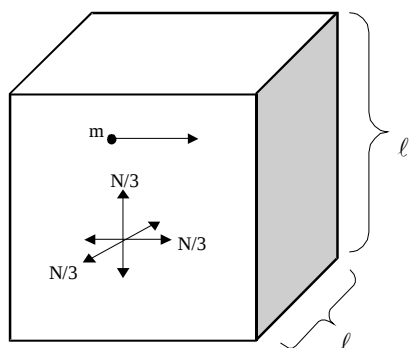
Tayanch soʻzlar va iboralar: Molekula, molekulyar kinetik nazariya va uning qoidalari, Brown harakati, moddaning gaz, suyuq va qattiq holatlari, modda holatining parametrlari, tadqiqotning statistik va termodinamik usullari, temperatura shkalalari, zichlik, bosim, ideal gaz, ideal gazlardagi izojarayonlar va ularning formula va grafiklari, gaz holati tenglamalari, universal gaz doimiysi, molyar massa, Avogadro va Dalton qonunlari, massaning atom birligi, molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, oʻrtacha kvadratik tezlik, oʻrtacha kinetik energiya, Boltsman doimiysi. Gaz molekularining tezliklari, ehtimolliklar nazariyasi va Maksvell taqsimot funktsiyasi, molekularni tezliklar boʻyicha taqsimlanishi, ehtimol tezlik, oʻrtacha arifmetik va oʻrtacha kvadratik tezlik, taqsimot egri chizigʻiga temperaturaning taʼsiri, molekularning oʻrtacha kinetik energiyalar boʻyicha taqsimlanishi, molekularning tezliklarini oʻlchash, Shtern tajribasi, atmosfera bosimi, barometrik formula, Boltsman taqsimot qonuni, ultra siyrak gazlar, gazlarda effuziya, effuziyaning qoʻlanilishi.

1. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Molekulyar-kinetik nazariyaga koʻra idishdagi gaz doimo tartibsiz harakat qiluvchi koʻplab molekulalardan iborat deb qaraladi. Molekulalar oʻz harakati vaqtida idish devorlariga toʻxtovsiz urilib turadi. Molekulaning idishga har bir urilishidagi kuch nisbatan kichik. Lekin molekular juda koʻp boʻlgani uchun idish devorlariga taʼsir etayotgan umumiy kuch ancha katta boʻladi.

Idish devorining yuza birligiga toʻgʻri keluvchi molekularining taʼsir kuchi gaz bosimini ifodalaydi. Molekulani idish devoriga urilish kuchi uni harakat tezligiga, qolaversa molekularning ilgarilanma harakat kinetik energiyasiga bogʻliq.

Asosiy tenglamani biz gaz kub shaklidagi idishda joylashgan hol uchun chiqaraylik. Tomonlari ℓ boʻlgan kub shaklidagi idishda massalari m boʻlgan N ta molekula boʻlsin.



12.7-rasm

Molekularning tartibsiz harakatini hisobga olib, ularning $1/3$ qismi kubning oldingi va orqa devori yoʻnalishida, yana $1/3$ qismi kubning chap va oʻng devorlari yoʻnalishida, va qolgan $1/3$ qismi kubning tepa va pastki devorlari yoʻnalishida toʻgʻri chiziqli harakatlanadi deyish mumkin (12.7-rasm). Har uch yoʻnalishda harakatlanayotgan molekular umumiy molekularning $N' = N/3$ qismini tashkil qiladi. Biz fikran bitta molekulani idishning oʻng tomondagi devoriga ϑ tezlik bilan harakatlanayotganini kuzataylik

(12.7-rasm). Molekula devorga urilib, undan qaytadi va chap devorga tomon harakatlanadi. Molekulaning urilish kuchini ΔF bilan, urilish vaqtini Δt bilan belgilasak, molekulaning devorga bergan impulsi $\Delta F \cdot \Delta t$ boʻladi. Impulsning saqlanish qonuniga koʻra kuch impulsi harakat impulsini oʻzgarishiga teng:

$$\Delta F \cdot \Delta t = m_0 \vartheta - (-m_0 \vartheta) = 2m_0 \vartheta.$$

Bu ifodadagi minus ishora molekula idish devoriga urilgandan keyin oʻz yoʻnalishini oʻzgartirib orqaga qaytishini koʻrsatadi. Gazning oʻrtacha bosim kuchini topish uchun molekularning bir sekund davomidagi urilishlarda berilgan impulslar yigʻindisini hisoblash kerak.

Har bir molekula bir urilishdan keyingi urilishgacha ϑ tezlik bilan 2ℓ masofani bosib oʻtgani uchun ikkita ketma-ket urilishlar orasidagi vaqt $\Delta t = 2\ell/\vartheta$ boʻladi. Vaqtning bu ifodasini hisobga olib, yuqoridagi ifodadan oʻrtacha urilish kuchini topamiz.

$$\Delta F = m_0 \vartheta^2 / \ell \quad (12.9)$$

Idishning o'ng va chap tomonlariga umumiy molekulalarning $N/3$ qismi turli $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ tezliklar bilan harakatlanishlarini hisobga olib, urilishlarning yig'indi kuchini topamiz:

$$F = \frac{1}{3} \left(\frac{m_0 \vartheta_1^2}{\ell} + \frac{m_0 \vartheta_2^2}{\ell} + \dots + \frac{m_0 \vartheta_n^2}{\ell} \right)$$

yoki

$$F = \frac{1}{3} \frac{m_0 N}{\ell} \frac{(\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + \dots + \vartheta_n^2)}{N}$$

Bu ifoda $\langle \vartheta^2 \rangle = \frac{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + \dots + \vartheta_n^2}{N}$ kattalik gaz molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligini bildiradi. U holda yuqoridagi formula

$$F = \frac{1}{3} \frac{m_0 N}{\ell} \langle \vartheta^2 \rangle$$

ko'rinishni oladi. Molekulalarning bosimini topish uchun yuqoridagi ifodani har ikki tomonini idish tomonining yuzasiga ($S = \ell^2$) bo'lamiz:

$$\frac{F}{\ell^2} = \frac{1}{3} \frac{N}{\ell^3} m_0 \langle \vartheta^2 \rangle.$$

Bunda $\frac{F}{\ell^2}$ gaz bosimini, N/ℓ^3 gaz konsentratsiyasi n_0 ni bildiradi. Demak gaz bosimi uchun

$$P = \frac{1}{3} n_0 m_0 \langle \vartheta^2 \rangle \quad (12.10)$$

formula xosil bo'ladi. (12,10) formula gazlar uchun molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi deb ataladi.

2. Gaz bosimini molekulyar-kinetik nazariya asosida tushuntirilishi.

$P = \frac{1}{3} n_0 m_0 \langle \vartheta^2 \rangle$ formulani surat va mahrajini 2 ga ko'paytiramiz: $P = \frac{2}{3} n_0 \frac{m_0 \langle \vartheta^2 \rangle}{2}$

va $m_0 \langle \vartheta^2 \rangle / 2$ molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle E_k \rangle$ ekanini hisobga olsak, molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

$$P = \frac{2}{3} n_0 \langle E_k \rangle \quad (9.15)$$

ko'rinishni oladi. Demak, gazning bosimi hajm birligidagi molekulalar ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining $2/3$ qismiga teng. (12.15) formula Klauzius tenglamasi deb ham ataladi.

Agar bir mol gazning hajmini V desak, gazni konsentratsiyasi

$$n_0 = N_A / V$$

bo'lib, (12,15) formula quyidagi ko'rinishni oladi.

$$P = \frac{2}{3} \frac{N_A}{V} \langle E_k \rangle$$

Ma'lumki, 1 mol uchun gaz holat tenglamasi

$$PV = RT$$

ekanini hisobga olib, temperatura uchun

$$T = \frac{2}{3} \frac{N_A}{R} \langle E_k \rangle \quad (12.16)$$

formulani hosil qilamiz. (12.16) formuladan ko'rinadiki, gazning absolyut temperaturasi molekulalar ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasiga proporsional ekan. (12.16) formuladan molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$$

ifodani hosil qilamiz. Bu ifodada $k = R/N_A$ nisbat - Boltsman doimiysi deb ataladi va u

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,32 \frac{J}{mol \cdot K}}{6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$$

tarzida aniqlanadi. Boltsman doimiysi fizikaning ko'p formulalari tarkibiga kiradi. Demak, gaz molekulasining o'rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (12.17)$$

formula bilan ifodalanadi. (12.17) formuladan absolyut nol temperaturada molekulalarning ilgarilanma harakatdan to'htashi kelib chiqadi. Lekin harakatning boshqa turlari, masalan atom ichidagi harakatlar saqlanib qoladi.

Agar (9.15) formuladagi $\langle E_k \rangle$ o'rniga uni (12.17) ifodasini qo'ysak, gazni bosimi uchun

$$P = n kT \quad (12.18)$$

formula kelib chiqadi. (12.18) formuladan normal bosim va temperatura sharoitida $1m^3$ gazdagi molekulalar sonini (kontsentratsiyasini) hisoblash mumkin.

$$n = \frac{P}{kT} = \frac{1,013 \cdot 10^5 Pa}{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \cdot 273 K} = 2,69 \cdot 10^{25} m^{-3}$$

Bu n soni fizikada Loshmidt soni deb ataladi.

(12,17) formuladan normal sharoit uchun gaz molekulalarining ilgarilanma harakatdagi o'rtacha kinetik energiyasini hisoblaymiz:

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273 = 5,7 \cdot 10^{-21} J$$

Yuqoridagi (12.17) formulada $\langle E_k \rangle = m \langle v^2 \rangle / 2$ ekanligini hisobga olib, molekulalarni o'rtacha kvadratik tezligi $\langle v^2 \rangle$ ni topamiz:

$$\frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3kT}{2}$$

bundan

$$\langle \mathcal{G}_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad (12.19)$$

kelib chiqadi. Agar (12.19) formulada

$$k/m_0 = R/m_0 N_A = R/M$$

ekanligini hisobga olsak, u boshqacha ko‘rinishni oladi:

$$\langle \mathcal{G}_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (12.19a)$$

Molekulalarni $\langle \mathcal{G}_{kv} \rangle$ tezligini (12.19a) formula bilan hisoblash qulayroqdir.

Agar yuqoridagi (12.10) ifodada $n_0 = N/V$ va $PV = RT$ ekanini hisobga olsak, molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini boshqacha ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$p = \frac{m_0 N \langle \mathcal{G}_{kv}^2 \rangle}{3V}$$

Agar $m_0 N$ idishdagi gazni massasiga teng ekanini hisobga olsak

$$pV = \frac{m \langle \mathcal{G}_{kv}^2 \rangle}{3} \quad (12.20)$$

formula xosil bo‘ladi. (12.20) formuladan Boyle-Mariot qonuni kelib chiqishini ko‘rsatish mumkin. Izotermik jarayonda $T = \text{const}$ bo‘lgani uchun (12.19) formuladan $\mathcal{G}_{kv} = \text{const}$ bo‘lishi, (12.20) formuladan o‘zgarmas massali gaz uchun

$$pV = \frac{m \langle \mathcal{G}_{kv}^2 \rangle}{3} = \text{const}$$

ekanligi kelib chiqadi.

3. Molekulalarning tezliklar va energiyalari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni

Biz yuqorida ma’lum bir temperatura uchun molekulyar kinetik nazariya asosida gaz molekulalarining o‘rtacha kvadratik tezligini hisoblash formulasini ko‘rib o‘tdik. Aslida esa gazdagi har bir molekulaning tezligi bir-biridan farq qiladi. Ular doimo tartibsiz harakat qilganliklari uchun bir-birlari bilan to‘xtovsiz to‘qnashib turadilar. Bir sekundda bir molekula boshqa molekulalar bilan 10^9 marta to‘qnashar ekan. Har bir to‘qnashishdan keyin molekulani tezligi miqdor va yo‘nalish jihatdan o‘zgaradi. Lekin bu o‘zgarish ma’lum chekli miqdor oralig‘ida bo‘ladi. Molekulaning tezligi cheksiz katta yoki cheksiz kichik bo‘lib qolmaydi. Bunga ehtimollik harakterda bo‘lgan tasodifiy to‘qnashishlar yo‘l qo‘ymaydi. Ma’lum vaqt momentida aniq bir $\mathcal{G}$ tezlik bilan harakterlanuvchi molekulalar sonini topish mumkin emas. Lekin muvozanatli sistemada tezliklari ma’lum oralig‘ida bo‘lgan molekulalar sonini hisoblash mumkin. Tezligi $\mathcal{G}$, $\mathcal{G} + d\mathcal{G}$ oralig‘ida bo‘lgan molekulalar sonini $dN(\mathcal{G})$ deb belgilasak, mulohazalar asosida uni sistemadagi umumiy molekulalar soni N ga va tezlik oralig‘i $d\mathcal{G}$ ga proporsional ekaniga ishonch hosil qilish mumkin, ya’ni

$$dN(\mathcal{G}) \sim N d\mathcal{G} \quad (13.1)$$

Bizga ma’lumki, o‘zgarmas kattalik kiritish bilan proporsional likdan tenglikka o‘tish mumkin. Lekin bunday usul (14.1) ifodada o‘rinli bo‘lmaydi. Faqat kiritilgan kattalik tezlik funktsiyasi bo‘lsa, (14.1) ni tenglik ko‘rinishida yozish mumkin:

$$dN(\mathcal{G}) = f(\mathcal{G}) N d\mathcal{G} \quad (13.2)$$

(13.2) ifodadagi $f(\vartheta)$ funksiyasini taqsimot funktsiyasi deb ataladi. Uning ma'nosini tushunib olish uchun quyidagi misolni ko'rib o'taylik. Toshkent shahar aholisining umumiy soni N ta, ular ichida yoshi 20-21 oralikda bo'lganlarining soni dN ta bo'lsin. Agar yosh oralig'i $d\vartheta$ ni oshirsak, ya'ni 20-22 yosh oralig'ini olsak, yoshi shu oralikdagi fuqarolar soni dN ham mos holda ortadi. Statistik ma'lumotni jumhuriyat miqyosida olsak, dN yanada ortadi. Lekin statistik ma'lumotlar yosh oralig'i bir xil bo'lgan 20-21 va 80-81 yosh oraliqlari uchun olinsa, yoshi bu oraliqdagi fuqarolar soni har xil bo'lib chiqadi. Bundan yosh oralig'i ma'lum qiymatga ega bo'lgan fuqarolar soni, qaysi yoshga nisbatan olinishiga bog'liq ekanligini ko'rish mumkin. Keltirilgan misolni molekulalar tezligiga ko'chirsak, tezligi $d\vartheta$ oraliqda bo'lgan molekulalar soni tezlikni qaysi qiymatlari orasidan olinishiga, ya'ni $f(\vartheta)$ taqsimot funktsiyasiga bog'liq bo'ladi. Yuqoridagi (13.2.) ifodani quyidagi

$$\frac{dN(\vartheta)}{N} = f(\vartheta)d\vartheta$$

ko'rinishga keltiraylik. Bunda $f(\vartheta)d\vartheta$ ifoda tezliklari ϑ , $\vartheta + d\vartheta$ oraliqda bo'lgan molekulalar, hamma molekulalarning qanday qismini tashkil etish ehtimoligini ko'rsatadi.

1860 yilda ingliz olimi K.Maksvell (1831-1879) ma'lum bir temperaturali gaz molekulalari tezliklariga ehtimolliklar nazariyasini qo'llab, molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimot funktsiyasining matematik ifodasini aniqladi:

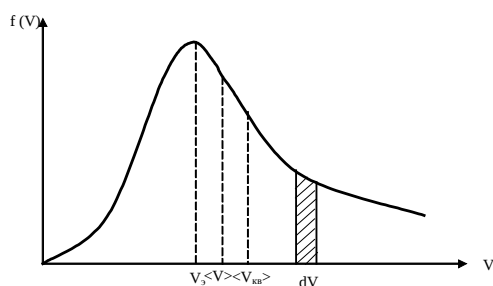
$$f(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2 \quad (13.3).$$

Bunda m_0 -molekula massasi, T -gazning absolyut temperaturasi. Maksvell taqsimot funktsiyasini grafigi 13.1-rasmda ko'rsatilgan.

Tezliklari ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ orliqda bo'lgan molekulalarning nisbiy soni

$$\frac{dN}{N} = f(\vartheta)d\vartheta = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2 d\vartheta \quad (13.4)$$

munosabatdan topiladi va u Maksvell egri chizig'i ostidagi shtrixlangan yuzachaga teng.



13.1-rasm

Maksvell egri chizig'i bilan chegaralangan yuza idishdagi molekulalar soniga teng. (13.4) munosabat gaz molekulalari issiqlik harakat tezligining absolyut qiymatlari bo'yicha Maksvell taqsimot qonunining ifodasidir. Bir xil $d\vartheta$ tezlik oralig'idagi molekulalar nisbiy soni faqat $d\vartheta$ ga bog'liq bo'lmasdan, balki tezlik ϑ ga ham bog'liq.

Xaqiqatdan ham $\frac{dN}{N}$ ning eng katta qiymati $f(\vartheta)$

funktsiya maksimumga erishadigan tezlikka mos keladi. *Tezlikning bu qiymati eng katta ehtimol tezlik yoki qisqacha ehtimol tezlik deb ataladi va ϑ_e deb belgilanadi. Ehtimol tezlik shunday tezlikki, tezlikning bir birlik $d\vartheta$ oralig'iga eng ko'p sondagi molekula to'g'ri keladigan tezlikdir.* Ehtimol tezlik qiymati hisoblanadigan ifodani topish uchun (13.3) funktsiyadan ϑ bo'yicha birinchi tartibli hosila olib, uni nolga tenglaymiz.

$$f'(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{3/2} \left[e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} 2\vartheta - \vartheta^2 e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \frac{2m_0 \vartheta}{2kT} \right] = 0$$

Bu tenglik qavs ichidagi ifoda nolga teng bo'lganda o'rinli bo'ladi. Shuning uchun qavs ichidagi ifodani nolga tenglab, ehtimol tezlik ifodasini topamiz:

$$\vartheta_v^2 = \frac{2kT}{m_0}$$

bundan

$$\vartheta_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} \quad (13.5)$$

kelib chiqadi.

$$k/m_0 = R/M$$

ekanini hisobga olsak

$$\vartheta_e = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (13.5,a)$$

hosil bo'ladi.

Maksvell taqsimot qonuni grafigidan ko'rinadiki, kichik va katta tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalar soni nisbatan oz. Ko'pchilik molekulalar ehtimol tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanadilar. Maksvell egri chizig'i assimetrik, uning maksimumining o'ng tomoni chap tomoniga nisbatan sekinroq kamayib, uzoqroqqa cho'zilgan. Shuning uchun grafikda $\vartheta > \vartheta_e$ bo'lgan o'ng tomondagi yuza, $\vartheta < \vartheta_e$ bo'lgan chap tomondagi yuzadan katta bo'lishi, ehtimol tezlikdan katta tezlikda harakat qiluvchi molekulalarning soni, ehtimol tezlikda kichik tezlikda harakatlanuvchi molekulalar sonidan ko'p ekanini ko'rsatadi.

Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini bilgan holda tezlikning o'rtacha arifmetik va o'rtacha kvadratik qiymatlarini ifodalovchi formulalarni ham keltirib chiqarish mumkin. Lekin biz bu tezlik ifodalarini keltirib chiqarish ko'p matematik amallarni bajarishni talab qilgani uchun ularni tayyor holda yozamiz.

$$\langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \quad (13.6)$$

$$\langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (13.6,a)$$

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad (13.7)$$

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (13.7a)$$

(13.7) formulani biz yuqorida molekulyar-kinetik nazariya asosida keltirib chiqargan edik.

Agar (13.5), (13.6) va (13.7) formulalarni taqqoslasak, molekula tezliklari molekula massasi va temperaturasiga bir xilda bog'liq ekanini ko'ramiz, ular bir-biridan faqat sonli ko'paytiruvchilari bilan farq qiladi. Ularni solishtirsak, miqdori $\langle \vartheta_{kv} \rangle > \langle \vartheta \rangle > \vartheta_e$ ekanini ko'ramiz. Agar $\langle \vartheta_{kv} \rangle$ va $\langle \vartheta \rangle$ tezliklarni ϑ_e ga nisbatan solishtirsak, $\langle \vartheta \rangle = 1,13 \vartheta_e$ va $\langle \vartheta_{kv} \rangle = 1,22 \vartheta_e$ ekanligi kelib chiqadi.

Molekulalarning o'rtacha arifmetik va o'rtacha kvadratik tezliklari miqdor jihatdan ehtimol tezlikdan katta bo'lgani bilan bunday tezliklarda harakatlanuvchi molekulalar soni nisbatan kam. O'rtacha arifmetik tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalar sonidan, o'rtacha kvadratik tezlikda harakatlanuvchi molekulalar soni ham nisbatan oz.

Ehtimol tezlik ma'nosini va molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimlanishini yaxshi tushunib olish uchun aniq bir misolni ko'rib chiqaylik. Qandaydir sig'imli idishda 0°C temperaturada $\Delta\vartheta=100\text{m/s}$ tezlik oralig'iga mos kelgan molekulalar sonini taqsimot qonuni asosida hisoblab topilgan natijalari 2-jadvalda keltirilgan. Jadval juda katta bo'lib ketmasligi uchun $\Delta\vartheta$ tezlik oralig'i katta qilib olindi.

Jadvaldan ko‘rinadiki, ko‘pchilik molekular tezligi 200 dan 600 m/s gacha bo‘lgan oralig‘da haraktlanadi. Tezlig 300 m/s dan 400 m/s gacha bo‘lgan oraliqqa eng ko‘p molekular to‘g‘ri keladi. Chunki molekularni ehtimol tezligi shu oraliqqa to‘g‘ri keladi va (13.5) formula bilan hisoblanadi:

$$\vartheta_{\text{с}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,32 \cdot 273}{0,032}} \approx 377 \frac{M}{c}$$

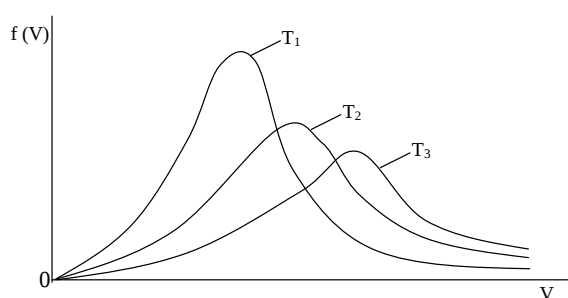
(13,6) va (13,7) formulalardan $\langle \vartheta \rangle$ va $\langle \vartheta_{kv} \rangle$ tezliklarni ham topamiz:
 $\langle \vartheta \rangle = 423 \text{ m/s}$, $\langle \vartheta_{kv} \rangle = 460 \text{ m/s}$.

2-jadval

$\Delta \vartheta, \text{ m/s}$	$\Delta N, 10^3$	$\Delta N/N, \%$
0-100	14	1,4
100-200	81	8,1
200-300	165	16,5
300-400	214	21,4
400-500	206	20,6
500-600	151	15,1
600-700	92	9,2
700-800	48	4,8
800-900	20	2,0
900-1000	6	0,6
>1000	3	0,3
jami	10^6	100

Temperatura ortishi bilan taqsimot egri chizig‘i maksimumi o‘ng tomonga, ya‘ni tezliklar katta tomonga siljiydi. Lekin taqsimot egri chizig‘i bilan chegaralangan yuza kattaligi o‘zgarmasdan qoladi. Shuning uchun temperatura ortishi bilan taqsimot egri chizig‘i pasayib, tezlik o‘qi bo‘yicha cho‘ziladi (13.2-rasm). Temperatura pasayganda buning aksi bo‘ladi.

Maksvell taqsimot qonuni molekular kinetik energiyalari bo‘yicha taqsimot qonuni sifatida ham yozish mumkin. Buning uchun



13.2-rasm

$$E_k = m_0 \vartheta^2 / 2 \quad (13.8)$$

formuladan

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}} \quad (13.9)$$

ekanini topamiz. So‘ngra (13,8) ifodani differensiyalaymiz:

$$d E_k = m_0 \vartheta d \vartheta.$$

Bundan:

$$\vartheta d \vartheta = dE_k / m_0 \quad (13,10)$$

munosabatni hosil qilamiz. (13.9) va (13.10) munosabatlarini hisobga olsak, (13.1) ifodadagi $\vartheta^2 d \vartheta$ ko‘paytma quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$\vartheta^2 d \vartheta = \vartheta v d \vartheta = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}} \frac{dE_k}{m_0} = \frac{\sqrt{2}}{m_0^{\frac{3}{2}}} \sqrt{E_k} dE_k$$

Buni hisobga olsak, Maksvell taqsimot qonunini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{dN}{N} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_k}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_k}{kT}} \sqrt{E_k} dE_k \quad (13,11)$$

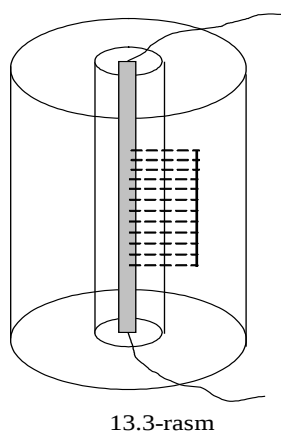
Bu munosabat, gaz molekularining issiqlik harakat energiyalarini absolyut qiymatlar bo'yicha Maksvell taqsimot qonunini ifodalaydi.

4. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.

Molekulalarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimot qonunini 1920 yilda nemis olimi Shtern tajribada tekshirib ko'rdi. Molekulalar tezligini o'lchashga moslashtirilgan Shtern qurilmasi o'qlari ustma-ust tushadigan qilib, biri ikkinchisining ichiga joylashtirilgan ikki silindrdan iborat (13.3-rasm).

Silindrning o'qlari bo'ylab, kumush bilan qoplangan platina sim o'tkazilgan. Platinadan elektr toki o'tkazilsa, u qizib sirtidan kumush atomlari bug'lanib chiqadi.

Ichki tsilindrda bo'ylanmasiga ketgan ensiz tirqishdan kumush atomlari dastasi chiqib, tashqi tsilindrni ichki devoriga yopishib, unda ensiz vertikal tasma shaklida qatlam hosil qiladi.



Qurilma vakuumda joylashgani uchun kumush atomlari havo molekulari bilan to'qnashmaydi. Agar qurilma umumiy o'q atrofida ω burchakli tezlik bilan aylanma harakatga keltirilsa, kumush atomlari tirqishdan chiqib, tashqi silindr devoriga etib kelguncha, devor ΔS masofaga siljib qoladi. Natijada kumush atomlari undan qandaydir masofaga siljib yopishadi.

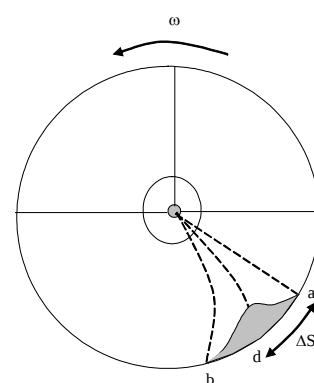
Shuning uchun ingichka tasma shaklidagi kumush o'rnida ancha enli ab kumush qatlami hosil bo'ladi (13.4-rasm). Kumush qatlamining qalinligi ham turlicha bo'lib, o'rtasi qalinroq, ikki chekkasi yupqalashib boradi. Rasmda bu qatlamning kesimi ko'rsatilgan. Qurilma aylanganda unga o'tirgan kumush qatlamini eniga ikki tomonlama kengayishiga atomlar tezliklarining har xil bo'lishi sabab bo'ladi. Tezligi kattaroq atomlar qatlamning a chetiga yaqinroq nuqtalarga, kichikroq tezlikda harakatlanuvchi atomlar qatlamning b chetiga yaqinroq bo'lgan nuqtalarga o'tiradi. Qatlam qalinligini har xilligi turlicha tezlik bilan harakatlanuvchi atomlar soni bir xil emasligini ko'rsatadi. Qatlamning yupqa ikki cheti tezligi katta yoki kichik bo'lgan atomlar sonining kamligini ko'rsatadi. Qatlamdagi har bir nuqta (masalan d nuqta) atomning aniq bir tezligiga mos keladi. Demak, qatlam kesimining shakli atomlarning tezliklar bo'yicha taqsimlanishiga mos keladi. Shuning uchun ham qatlam kesimining shakli Maksvell funktsiyasi grafigiga o'xshaydi. Bu esa Maksvell taqsimot qonunini Shtern tajribasida sifat jixatdan tasdiqlanganligini ko'rsatadi.

Qurilmaning burchak tezligini ω , tashqi tsilindr radiusini R , atomni uchib o'tish vaqtini Δt deb belgilasak, ΔS masofa quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta S = \omega R \Delta t$$

Ichki tsilindrning radiusi tashqi tsilindr radiusi R ga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun kumush atomlarini uchib borib o'tirish vaqti

$$\Delta t = R/v$$



bo‘ladi. Bu ifodani hisobga olib, yuqoridagi ifodadan kumush atomlarining tezligini topamiz:

$$v = \omega R^2 / \Delta S \quad (13.12)$$

Shtern kumush atomlarini tezliklar bo‘yicha taqsimlanishini baholash uchun ularning tezligini qatlamning qator nuqtalari uchun aniqlab, $\Delta N / \Delta v$ kattalikni ham hisoblab topdi.

Taqsimot qonuni boshqa olimlarning tajribalarida yanada aniqroq tekshirib ko‘riladi. Masalan, bunday tajribani 1929 yilda Lammert va keyinchalik Eldrij o‘tkazdi. Ularning tajribasida ham Maksvell taqsimot qonunining to‘g‘riligi tasdiqlangan

Mustahkamlash uchun savollar

1. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va undan kelib chiqadigan formulalarni tushuntiring.
2. Ixtiyoriy massali Ehtimol tezlik deganda nimani tushunasiz?
3. Molekulalarning tezliklari bo‘yicha taqsimlanishini Maksvell taqsimot funktsiyasi orqali tushuntiring.
4. Molekulalarning tezliklari bo‘yicha taqsimlanishiga temperatura qanday ta‘sir ko‘rsatadi?
5. Molekulalarning o‘rtacha kinetik energiyalari bo‘yicha taqsimlanishini tushuntiring.
6. Barometrik formula nimani ifodalaydi?
7. Molekulalarning og‘irlik kuchi maydonida taqsimlanishini tushuntiring.
8. Effuziya hodisasini qanday tushuntirasiz?
9. Shtern tajribasini tushuntiring.
10. Qanday gazlarga ultrasiyrak gazlar deyiladi?
11. Boltsman taqsimot qonuni nimani ifodalaydi? Mustahkamlash uchun savollar
12. Modda tuzilishini, molekulyar kinetik nazariyasining asosiy uch qoidasini tushuntiring.
13. Brown harakati nimani isbotlaydi?
14. Ideal gaz qonunlarini tushuntiring.
15. Klayperon-Mendeleev, Avogadro va Dalton qonunlari qanday tushunasiz? moddada atom yoki molekulalar soni qanday topiladi?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”. 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka. 1977-90 g
7. O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O‘qituvchi», 1992, 208 b.

42-ma’ruza. TAQSIMOT QONUNLARI

Reja:

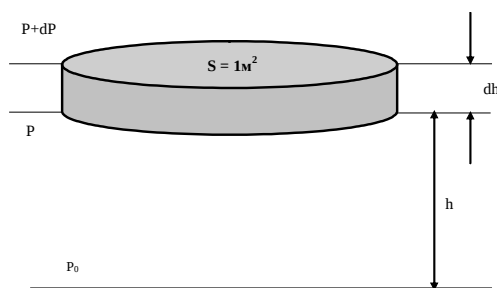
1. Potensial maydondagi zarrachalar uchun Boltsman taqsimot qonuni va barometrik formula.

2. Gazlarda effuziya xodisasi.

Tayanch soʻzlar va iboralar: Gaz molekularining tezliklari, ehtimolliklar nazariyasi va Maksvell taqsimot funktsiyasi, molekullarni tezliklar boʻyicha taqsimlanishi, ehtimol tezlik, oʻrtacha arifmetik va oʻrtacha kvadratik tezlik, taqsimot egri chizigʻiga temperaturaning taʼsiri, molekullarning oʻrtacha kinetik energiyalar boʻyicha taqsimlanishi, molekullarning tezliklarini oʻlchash, Shtern tajribasi, atmosfera bosimi, barometrik formula, Boltsman taqsimot qonuni, ultra siyrak gazlar, gazlarda effuziya, effuziyaning qoʻlanilishi.

1. Potensial maydondagi zarrachalar uchun Boltsman taqsimot qonuni va barometrik formula.

Maʼlumki, tashqi taʼsirlar boʻlmasa biror idishdagi gaz muvozanat holatiga keladi. Uning hamma nuqtalaridagi temperatura va bosim bir xil boʻladi. Idishda bir necha xil gaz aralashmasi (masalan, havo) boʻlsa ham idishning hamma nuqtalarida uning tarkibi bir xil boʻladi. Lekin gazga tashqi potensial maydon taʼsir etayotgan boʻlsa, manzara oʻzgaradi. Masalan, Erning atrofidagi havo qatlami (atmosfera) Erning tortish kuchi taʼsirida boʻladi. Agar Erning tortish kuchi taʼsir etmaganda havo molekularining issiqlik harakati tufayli ular olam fazosiga tarqab ketgan boʻladi. Agar tortish kuchi boʻlsa-yu, molekullarning issiqlik harakati boʻlmasa, barcha molekullar Er sirtida yupqa qatlam xosil qilib toʻplanib qolar edi. Erning tortish kuchi va molekullarning issiqlik harakati borligi uchun Er



13.5-rasm

atmosfera (havo qatlami) hozirgi koʻrinishda mavjud. Havo molekularining balandlik boʻyicha taqsimlanishiga shu ikki sabab taʼsir koʻrsatadi. Molekullarning taqsimotini ifodalovchi statistik qonuniyatni aniqlaylik.

Er sirtining dengiz sathidan h_0 balandlikdagi sohasida atmosfera bosimi p_0 , birlik hajmdagi molekullar soni n_0 boʻlsin. Er sirtidan h balandlikda birlik hajmda n molekula bor deb hisoblaylik.

Atmosferaning h balandlikdagi sohada qalinligi dh , asos yuzi $S = 1 \text{ m}^2$ boʻlgan tsilindrsimon elementar qatlamni hayolan ajratamiz. (13.5-rasm). Bu qatlamning quyi va yuqori asoslariga taʼsir etadigan atmosfera bosimining qiymatlarini mos ravishda p va $p + dp$ deb belgilaylik.

Atmosferaning h balandlikdagi bosimi p yuqoridagi qatlamlarning ogʻirligi tufayli vujudga keladi. Shuning uchun $h + dh$ balandlikdagi atmosfera bosimining qiymati ($p + dp$), undan dh qadar pastroq sohadagi bosimdan dp miqdorga kichikroq boʻladi. Bundan dp manfiy ekanligi kelib chiqadi. dp bosim dh qalinlikdagi havo qatlamida mavjud boʻlgan barcha molekullarning ogʻirligiga teng:

$$dp = -\rho g dh = -n m_0 g dh \quad (13.13)$$

Ikkinchi tomondan normal sharoitlarga yaqin boʻlgan hollarda atmosfera tarkibidagi gazlarga ham ideal gaz qonunlarini tadbiq etish mumkin. Shuning uchun h balandlikdagi bosim p bilan, molekullar kontsentratsiyasi n orasida quyidagicha bogʻlanish bor:

$$p = nkT \quad (13.14)$$

(13.13) ni (13.14)ga nisbatini olamiz.

$$dp/p = (m_0 g / kT) dh$$

munosabatni hosil qilamiz va uni mos holda h_0 dan h gacha, p_0 dan p gacha bo'lgan chegarada integrallaymiz, bunda g va T ni o'zgarmas deb hisoblaymiz, ya'ni:

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\frac{m_0 g}{kT} \int_{h_0}^h dh$$

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{m_0 g}{kT} (h - h_0)$$

bundan tenglamani xosil qilamiz. Yuqoridagi ifodani potentsirlab

$$p = p_0 e^{-\frac{m_0 g}{kT} (h - h_0)}$$

ifodani hosil qilamiz. Boshlang'ich balandlik dengiz sathidan boshlanganligi uchun u $h_0 = 0$ ga teng ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi ifoda quyidagi ko'rinishni oladi.

$$p = p_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \quad (13.15)$$

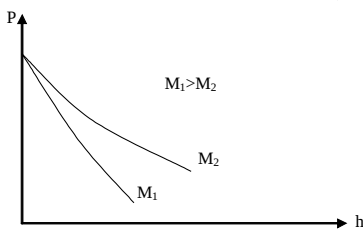
Bu ifodada

$$m_0/k = M/R$$

ekanini hisobga olsak,

$$p = p_0 e^{-\frac{M g h}{RT}} \quad (13.15,a)$$

formula xosil bo'ladi. (13.15) yoki (13.15a) tenglama barometrik formula deb ataladi.



13.6-rasm

Bu formuladan ko'rinadiki, balandlik ortgan sari atmosfera bosimi eksponentsial qonun bo'yicha kamayib boradi. Atmosfera havosi turli gazlardan tarkib topgani uchun bu formulani har bir gazning partial bosimi uchun qo'llash mumkin. (13.15) formulaga asosan balandlik ortgan sari molyar massasi kattaroq gazlarni bosimi, molyar massasi kichikroq gazlarnikiga qaraganda tezroq kamayib boradi (13.6-

rasm).

Bosim molekular kontsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekanini hisobga olib barometrik formulada molekular kontsentratsiyasini balandlik bo'yicha taqsimlanish qonunini yozish mumkin, ya'ni

$$p/p_0 = n/n_0$$

bo'lgani uchun

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \quad (13.16)$$

bo'ladi. (13.16) formulada $m_0 g h$ molekularni h balandlikdagi potensial energiyasi ekanini hisobga olsak,

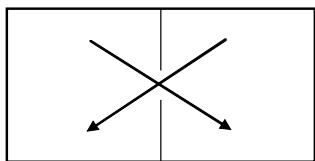
$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}} \quad (13.16a)$$

bo'ladi. (13.16) yoki (14.16a) formulalar og'irlik kuchi maydonidagi gaz molekularini potensial energiyalari bo'yicha Boltsman taqsimot qonunini ifodalaydi. Boltsman taqsimot qonuni faqat og'irlik kuchi maydonidagi gaz molekulari uchun taaluqli bo'lmay, balki har qanday potensial maydondagi zarrachalar uchun ham to'g'ridir. Masalan, suyuqlik ichidagi Broun zarrachalari ham shu taqsimot qonuniga bo'ysunadi. 1909 yilda Perren,

Broun zarrachalariga Boltsman taqsimot qonunini qo'llab, Avogadro sonini tajribada aniqlashga muvaffaq bo'lgan.

2. Gazlarda effuziya xodisasi.

Effuziya hodisasi ultrasiyraklashgan gazlarda kuzatiladi. Ultrasiyraklashgan gazlarda molekulalar erkin chopish yo'lining uzunligi idishning chiziqli o'lchamlaridan katta bo'ladi. Bunday hol yuqori vakuum sharoitida kuzatiladi. Masalan, bosim 10^{-4} Pa bo'lganda 1m^3 xajmda taxminan 10^{16} dona molekula bo'ladi va molekulalar bir-biri bilan to'qnashmasdan idish devorlariga borib uriladi.



13.7-rasm

Ichida ultrasiyrak gazi bor idishni ko'rib o'taylik. Bu idish teshikli to'siq bilan ikki qismga ajratilgan bo'lsin (13.7-rasm).

Agar teshikning o'lchamlari molekulalarining erkin chopish yo'lining uzunligidan kichik bo'lsa, molekulalar teshikdan bir-biri bilan to'qnashmasdan yakka-yakka uchib o'tadi. Ultrasiyrak gazlarda gaz molekulalarini teshik orqali oqishi effuziya deb ataladi. Effuziya vaqtida o'ziga hos xodisalar yuz beradi. Biz shulardan ikkitasini ko'rib o'taylik.

1) Issiqlik effuziyasi. Idish ikkala qismining temperaturalar har-xil bo'lsin (13.8-rasm). Agar molekulalar erkin chopish yo'lining uzunligi teshik kengligidan kichik bo'lsa ($\lambda \ll d$), idishning ikkala tomonidagi p_1 va p_2 bosimlar tenglashganda issiqlik muvozanati o'rnatiladi. T_1 va T_2 temperaturalar uchun $p_1 = n_1 k T_1$ va $p_2 = n_2 k T_2$ ekanligidan va muvozanat vaqtida $p_1 = p_2$ bo'lgani uchun idishning ikkala qismidagi molekulalar soni va zichligi, temperaturaga teskari munosabatda ekanligi kelib chiqadi:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{T_2}{T_1} \quad (13.17)$$

Ultrasiyrak gazda ($\lambda \ll d$), esa muvozanat sharti boshqacha bo'ladi. Agar teshikdan idishning bir qismidan ikkinchi qismiga o'tayotgan molekulalar soni, ikkinchi qismidan birinchi qismiga o'tayotgan molekulalar soniga teng bo'lsa, vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan turg'un holat qaror topadi. Bunda teshik orqali o'tayotgan molekulalar soni tezlikka proporsional bo'lgani uchun muvozanat sharti

$$n_1 \langle v_1 \rangle = n_2 \langle v_2 \rangle$$

13.8-rasm

ko'rinishda bo'ladi. $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$ ekanligidan quyidagi munosabatni yozish mumkin.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (13.18)$$

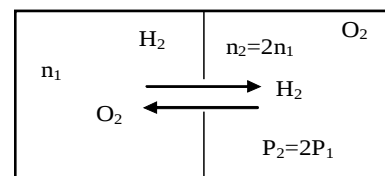
Buni hisobga olsak, bosim bosim bilan temperatura orasidagi munosabat quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \quad (13.19)$$

Bundan ko'rinadiki, ($\lambda \ll d$), bo'lganda odatdagi sharoitdan farqli ravishda bosim, idishni temperaturasi yuqori bo'lgan qismida katta bo'lar ekan.

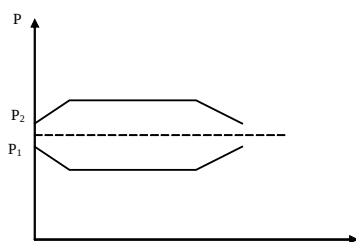
2) Ikki gazning uchrashma izotermik effuziyasi

Teshikli to'siqqa ega bo'lgan idishni ikki tomonida molekularining massasi katta farq qiladigan ikki xil gaz bor bo'lsin. Idishning hamma nuqtalaridagi temperatura bir xil va teshikli to'siq bo'lsin. Aniqlik uchun idishning chap tomonida vodorod, o'ng tomonida kislorod bor deb olamiz. Vodorodning bosimi kislorodning bosimidan 2 marta kichik bo'lsin, ya'ni, kislorod molekularini kontsentratsiyasi vodorod molekulari kontsentratsiyasidan 2 marta katta: $n_2 = 2n_1$. Idishning har ikki tomonidagi gaz ham ultrasiyrak, ya'ni $\lambda \gg d$.



13.9-rasm

Agar to'siqdagi teshik ochilsa, bu teshik orqali kislorod va vodorodning uchrashma effuziyasi yuzaga keladi (13.9-



13.10-rasm

rasm). Bunda vodorod molekularini oqimi $n_1 \langle \vartheta_1 \rangle$ ga kislorod molekulariniki esa $n_2 \langle \vartheta_2 \rangle$ ga proporsional bo'ladi.

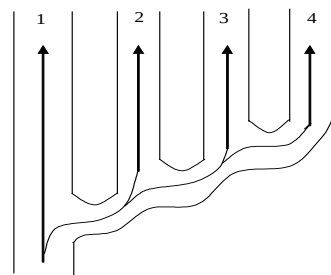
Molekulalarning tezligi $\vartheta \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ bo'lgani uchun vodorod

molekularining o'rtacha tezligi, kislorod molekularining o'rtacha tezligidan 4 marta katta bo'ladi: $\langle \vartheta_1 \rangle = 4 \langle \vartheta_2 \rangle$.

Vodorodning bosimi kislorodning bosimidan 2 marta kichik bo'lsa ham vodorodning oqimi kislorodning oqimidan ikki marta ortiq bo'ladi. Effuziya oqimi idishni ikki tomonidagi bosimlarni tenglashtirish o'rniga ularni farqini oshiradi. Ammo, vaqt o'tishi bilan idishning ikkala qismida vodorod va kislorodning kontsentratsiyasi, ya'ni bosimlari tenglashadi (13.10-rasm).

Izotoplarni ajratishda effuziya xodisasidan foydalaniladi. Izotoplarning ximiyaviy xossalari aynan bir xil bo'lgani uchun ularni kimyoviy usullar bilan ajratib bo'lmaydi.

Izotoplarni ajratishning effuziya usuli sxemasi 13.11-rasmga ko'rsatilgan. Gaz oqimi ikkiga tarmoqlanadi, uni bir qismi mayda teshikchalari ($\lambda > d$) bor to'siqdan o'tadi. Massalari kichik bo'lgan izotoplar oqim tezligi katta bo'lgani uchun, to'siqdan o'tgan oqim boshlang'ich oqimga qaraganda engil izotoplarga bir oz boyiydi.



13.11-rasm

Boyitilgan bu oqim (1') yana ikki qismga ajraladi, ulardan yana biri ikkinchi g'ovak to'siqdan o'tib engilroq izotoplarga yanada boyiydi. Bu jarayon bir necha marta takrorlanishi natijasida tegishli elementning engilroq izotoplariga boy gaz olish mumkin.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Ehtimol tezlik deganda nimani tushunasiz?
2. Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanishini Maksvell taqsimot funktsiyasi orqali tushuntiring.
3. Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanishiga temperatura qanday ta'sir ko'rsatadi?
4. Molekulalarning o'rtacha kinetik energiyalari bo'yicha taqsimlanishini tushuntiring.
5. Barometrik formula nimani ifodalaydi?
6. Molekulalarning og'irlik kuchi maydonida taqsimlanishini tushuntiring.
7. Effuziya hodisasini qanday tushuntirasiz?
8. Shtern tajribasini tushuntiring.
9. Qanday gazlarga ultrasiyrak gazlar deyiladi?

10. Boltsman taqsimot qonuni nimani ifodalaydi?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Vishaya shkola",1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

43-ma'ruza. KO'CHIRILISH HODISALARI

Reja:

1. Fizikaviy kinetika haqida tushuncha. Relaksatsiya vaqti.
2. Sochilishning effektiv kesimi.
3. Gazlarda ko'chirish xodisalari.
4. Gazlarda diffuziya.Issiqlik o'tkazuvchanlik.
5. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).
6. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanligi.
7. Temperatura o'tkazuvchanlik.

Tayanch so'zlar va iboralar: Fizikaviy kinetika, relaksatsiya vaqti, sochilishning effektiv kesimi, ko'chirishning umumiy tenglamasi, gazlarda diffuziya, diffuziya koefitsienti, issiqlik o'tkazuvchanlik, issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsienti, ichki ishqalanish , ichki ishqalanish koefitsienti, suyuq va qattiq jismlarda diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik, temperatura o'tkazuvchanlik.

1. Fizikaviy kinetika haqida tushuncha. Relaksatsiya vaqti.

Fizikaning muvozanatsiz holatdagi tizimlarida sodir bo'luvchi jarayonlarni o'rganuvchi qismiga fizikaviy kinetika deb ataladi. Muvozanatsiz xolatdagi tizimni o'z ixtiyoriga qo'yilsa, u yangi muvozanat holatiga o'ta boshlaydi.

O'z holiga qo'yilgan (izolyatsiyalangan) tizimni muvozanatsiz holatdan muvozanatli holatga o'tishida har qanday kuzatilaetgan taqsimot funktsiya (yoki tizimning holatini tavsiflovchi biror parametr) ning o'zgarish tezligi uning muvozanat holatidagi qiymatidan og'ishiga proporsional deb hisoblash mumkin, ya'ni

$$\frac{df}{dt} = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (17.1)$$

bunda

f - muvozanatsiz holat taqsimot funktsiyasi,

f_0 - muvozanatli holat taqsimot funktsiyasi,

τ - relaksatsiya vaqti bo'lib, u kuzatilayotgan jarayon uchun o'zgarmas kattalikdir.

Manfiy ishora muvozanat holatdan chiqarilib, so'ng yana o'z holiga qo'yilgan tizim hamma vaqt muvozanat holatiga intilishini ifodalaydi. (17.1) ifodani quyidagi ko'rishda yozish mumkin:

$$\frac{d(f - f_0)}{dt} = -\frac{f - f_0}{\tau}$$

yoki

$$\frac{d(f - f_0)}{f - f_0} = -\frac{dt}{\tau}$$

Buni integrallab

$$\ln(f - f_0) = -\frac{t}{\tau} + \ln C$$

Bundan

$$(f - f_0)_t = C e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (17.2)$$

yoki

$$(f - f_0)_t = (f - f_0)_{t=0} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (17.3)$$

Demak, relaksatsiya vaqti qiymat jihatidan boshlang'ich $(f - f_0)f = 0$ kattalikning *e* marta kamayishi uchun ketgan vaqtga teng ekan. Har bir taqsimot funktsiyasi yoki tizimining har bir parametrlar uchun o'ziga hos relaksatsiya vaqti mavjud bo'ladi.

2. Sochilishning effektiv kesimi.

Molekula o'z yo'lida boshqa molekula bilan to'qnashib, harakat yo'nalishini o'zgartirsa, bunday hodisa sochilish deb ataladi. Ikki molekulaning bir-biri bilan to'qnashuvda ularning markazlari orasidagi o'zaro yaqinlashish masofasining eng kichik qiymati molekulaning sochilishidagi effektiv diametri deb ataladi. $\sigma = \pi d^2$ kattalik molekulaning sochilishidagi effektiv kesimi deb ataladi. Molekulaning effektiv kesimi uning geometrik ko'ndalang kesim yuzidan farq qiladi. Molekulaning boshqa molekulalar bilan to'qnashish ehtimoli, uning effektiv kesimiga bog'liq bo'ladi. Har bir kutilgan hodisani sodir bo'lishiga olib keluvchi to'qnashish jarayonida molekula o'ziga xos effektiv kesim orqali tavsiflanadi. Shuning uchun ham molekulaning sochilishidagi, ionlashtirishdagi va boshqa jarayonlardagi effektiv kesimlari haqida fikr yuritish mumkin. Molekulaning turli jarayonlardagi effektiv kesimlari bir-biridan farq qiladi, chunki turli xil kutilgan hodisani sodir bo'lishiga olib keluvchi jarayonlarda to'qnashayotgan molekulalarning o'zaro ta'sirlashuvi turlichadir.

3. Gazlarda ko'chirish hodisalari.

Molekulalarning xaotik harakati tufayli gaz doimo aralashib turadi. Gaz molekulalari bir joydan ikkinchi joyga o'tishda o'zi bilan birga massa, energiya, impuls olib o'tadi. Bu hodisalarning mexanizmi bir bo'lganligi uchun ularni umumiy holda gazlarda kuchirish hodisalari deyiladi.

Gazlar kinetik nazariyasidan foydalanib ko'chirish hodisasining umumiy holdagi tenglamasini keltirib chiqaraylik. Statistika binoan har bir x, y, z o'qlar bo'yicha barcha molekulalarning oltidan bir qismi harakat qiladi. OX o'qida asosining yuzi ΔS , balandligi $\langle v \rangle$ - molekulalarning o'rtacha tezligiga teng bo'lgan parallelepipedni olaylik (17.1-rasm). Hajm birligidagi molekulalar soni n_0 bo'lsin. U xolda ΔS yuza orqali chapdan o'ngga parallelepiped xajmidagi molekulaning $1/6$ qismi ($1/6 n_0 \Delta S \langle v \rangle$) o'tadi, Δt vaqt ΔS ichida yuzadan bir tomonga o'tgan molekulalar soni

$$N = \frac{1}{6} n_0 < V > \Delta S \Delta t$$

bo'ladi. Bu molekularlar olib o'tgan fizik kattaliklarni umumiy xolda φ bilan belgilasak, ΔS yuzadan Δt vaqt ichida molekularlar tomonidan bir yo'nalishida olib o'tilgan fizik miqdor

$$N\varphi = \frac{1}{6} (n_0 \varphi) < V > \Delta S \Delta t \quad (17.4)$$

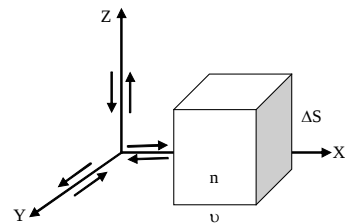
ga teng bo'ladi. Dinamik muvozanat vaqtida xuddi shunday miqdordagi fizik kattalik teskari yunalishda xam olib o'tiladi. Faraz qilaylik, φ fizik kattalikka ega bulgan molekular soni n_0 fazoning turli qismlarida (ya'ni $n_0 \varphi$) har xil bo'lsin. Aniqrog'i miqdor OX o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha kamayib borsin. Ya'ni ΔS yuzaning chap tomonida $(n_0 \varphi)_1$ o'ng tomonidagi $(n_0 \varphi)_2$ dan katta bo'lishi kerak. Bunday sharoitda $N\varphi$ mikdor ΔS yuza orqali chapdan o'ngga ko'proq o'tadi va u quyidagiga teng

$$\Delta(N\varphi) = (N\varphi)_1 - (N\varphi)_2 = 1/6 [(n_0 \varphi)_1 - (n_0 \varphi)_2] < v > \Delta S \Delta t \quad (17.5)$$

$n_0 \varphi$ miqdori ΔS yuzadan chap va o'ng tomonlarda $< \lambda >$ masofada o'zgarmaydi (17.2-rasm)

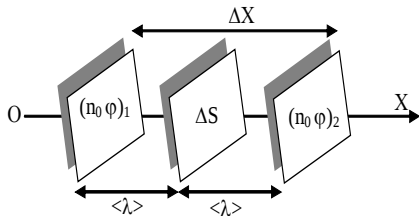
Chunki bu oraliqda molekularlarning o'zaro to'qnashuvlari yo'q. (17.5) tenglamaning o'ng tomonini $2< \lambda >$ ga ko'paytirib bo'lamiz:

$$\Delta N\varphi = \frac{1}{3} \frac{(n_0 \varphi)_1 - (n_0 \varphi)_2}{2 < \lambda >} < v > \Delta S \Delta t \quad (17.6)$$



17.1-rasm

Bu erdagi $\frac{(n_0 \varphi)_1 - (n_0 \varphi)_2}{2 < \lambda >} = -\frac{\Delta(n_0 \varphi)}{\Delta x}$ ga $n_0 \varphi$ miqdorning OX o'qi bo'yicha gradienti ($\text{grad}(n_0 \varphi)$) deyiladi. U holda (17.6) ifodani



17.2-rasm

$$\Delta(N\varphi) = -\frac{1}{3} < v > < \lambda > \frac{\Delta(n_0 \varphi)}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.7)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Minus ishorasi fizik kattalik gradientiga teskari yo'nalishda olib o'tilayotganligini bildiradi. (17.7) tenglamaga ko'chirish tenglamasi deyiladi. Differensial ko'rinishda

$$d(N\varphi) = -\frac{1}{3} < v > < \lambda > \frac{d(n_0 \varphi)}{dx} dt \quad (17.8)$$

Xususiylarni ko'rib o'taylik.

4. Gazlarda diffuziya.

Biror hajmda gaz zichligi turlicha bo'lib, OX o'qi bo'yicha kamayib borsin (17.3-rasm). Ya'ni S yuzaning chap tomonida

$< \lambda >$ masofada ρ_1 , o'ng tomonida $< \lambda >$ masofada ρ_2 bo'lsin. Zichlik molekular kontsentratsiyasi n_0 va bitta molekula massasi m bilan $\rho = n_0 m$ orqali bog'langan. Demak ΔS yuza orqali chapdan o'ngga olib o'tilayotgan kattalik $\varphi = m$ - molekula massasi bo'ladi. Shuning uchun

$$n_0 \varphi = n_0 m = \rho \quad \Delta(N\varphi) = \Delta(Nm) = M$$

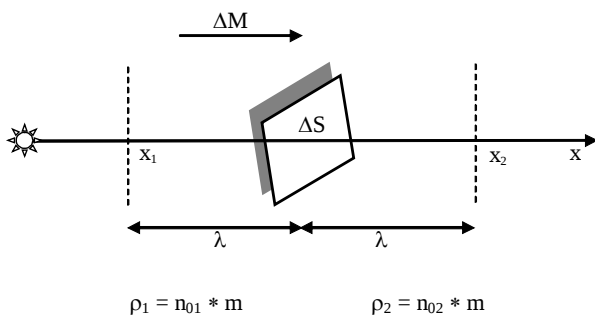
Bularni umumiy ko‘chirish tenglamasiga qo‘yib, ΔS yuza orqali chapdan o‘ngga Δt vaqt ichida olib o‘tilgan ΔM massa miqdorini topamiz:

$$\Delta M = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.9)$$

Demak (17.9) ga binoan OX o‘qi bo‘yicha zichlik ρ kamayib borganda diffuziya tufayli ΔS yuzadan o‘ngga tik ravishda olib o‘tilgan massa miqdori ΔM zichlik gradienti $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ ga yuza kattaligi ΔS ga va o‘tish vaqti Δt ga to‘g‘ri proporsional ekan. (17.9) tenglama diffuziya tenglamasi eki Fik konuni deyiladi. Proporsional lik koeffitsienti

$$D = \frac{1}{3} \langle \vartheta \rangle \langle \lambda \rangle \quad (17.10)$$

ga diffuziya koeffitsienti deyiladi. Diffuziya koeffitsienti (17.9) ifodaga binoan zichlik gradienti $\Delta \rho / \Delta x = 1 \text{ kg/m}^4$ bo‘lganda $\Delta S = 1 \text{ m}^2$ yuzadan $\Delta t = 1 \text{ c}$. da olib o‘tilgan massa miqdoriga son jihatidan teng:



17.3-rasm

$$\Delta M = D. D \text{ ning birligi } \text{m}^2/\text{s}. \langle \vartheta \rangle \sim \left\langle \sqrt{\frac{T}{\mu}} \right\rangle,$$

$\langle \lambda \rangle \sim \frac{1}{\rho}$ bo‘lganligi uchun diffuziya koeffitsienti gazning tabiatiga (μ) va uning xolati (ρ va T) ga bog‘liq. Normal sharoitda kislorod uchun $\langle \lambda \rangle = 5 \cdot 10^{-8} \text{ m}$, $\langle \vartheta \rangle = 5 \cdot 10^2 \text{ m/c}$ va $D \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

Diffuziya tabiatda va texnikada katta ahamiyatiga ega.

Issiqlik o‘tkazuvchanlik.

Faraz qilaylik, OX o‘qining $x = 0$ nuqtasida isitgich bo‘lib, temperatura OX o‘qi bo‘ylab kamayib borsin. 17.4-rasm S yuzaning chap va o‘ng tomonlarida $\langle \lambda \rangle$ masofada mos xolda temperaturalar T_1 va T_2 bo‘lib, $T_1 > T_2$ dir. Molekula kinetik energiyasi $\langle E \rangle$ temperaturaga to‘g‘ri proportsional ($\langle E \rangle = \frac{i}{2} kT$) bo‘lganligi sababli ΔS yuzaning chap tomonida bo‘lgan molekulaning kinetik energiyasi ($\langle E_1 \rangle$) o‘ng tomonidagi molekula kinetik energiyasi ($\langle E_2 \rangle$) dan kattadir. SHu saabli ΔS yuzadan chapdan o‘ng tomonga kinetik energiya, ya’ni issiqlik miqdori Q olib o‘tiladi.

Demak, olib o‘tilayotgan fizik kattalik molekula energiyasi

$$\varphi = \langle E \rangle = \frac{i}{2} kT \text{ bo‘ladi. U xolda } (n_0 = \text{const}):$$

$$\Delta (n_0 \varphi) = (n_0 (i/2) RT) = n_0 (i/2) R \Delta T = \rho C_v \Delta T$$

$$\Delta N \varphi = \Delta Q$$

$$(\text{Bu erda } k = R/N_A; C_{\mu v} = (i/2) R; C_v = C_{\mu v} / \mu; \mu = N_A m; \rho = n_0 m)$$

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

Bularni ko‘chirish tenglamasiga qo‘ysak.

$$\Delta Q = - \chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.11)$$

kelib chiqadi. Demak, (17.11) ga binoan temperatura kamayib boruvchi OX o‘qiga tik bo‘lgan S yuzadan olib o‘tilgan issiqlik miqdori ΔQ shu yuzaga, olib o‘tish vaqti Δt ga va

temperatura gradienti $\Delta T/\Delta x$ ga proporsional ekan. (17.11) tenglama Fur'e tenglamasi deb ataladi.

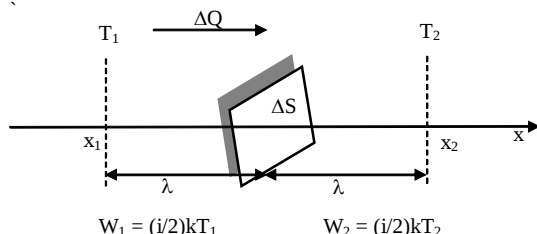
Proporsional lik koeffitsienti

$$\chi = \frac{1}{3} C_v \rho \langle \lambda \rangle \quad (17.12)$$

ga issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti deb ataladi. (17.11) ga asosan issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti temperatura gradienti $\Delta T/\Delta x = 1\text{K/m}$ bo'lganda $S = 1\text{m}^2$ yuzadan $\Delta t = 1\text{s}$ da olib o'tilgan issiqlik miqdoriga son jihatidan tengdir.

$$\Delta Q = \chi$$

χ ning birligi $\text{J}/(\text{m}\cdot\text{s}\cdot\text{K})$ dir. Normal sharoitda ($r = 143,10^{-2}\text{ kg/m}$, $C_v = \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$)

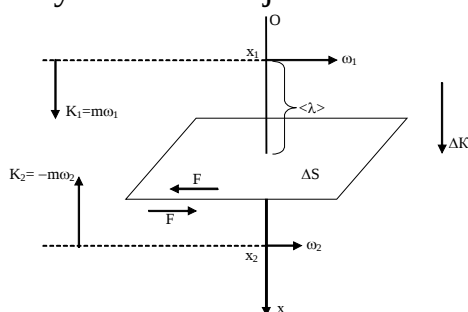


17.4-rasm

kislorod uchun $\chi = 8,10\text{ J}/(\text{m}\cdot\text{s}\cdot\text{K})$. Odatda χ bosimga bog'liq emas. Ammo siyraklashgan gazlarda χ bosimga bog'liq bo'lib, juda kichikdir. Bu xodisadan Dyuar idishlari yasashda foydalaniladi.

5. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).

Gaz yoki suyuqliklarning laminar oqimida ularning qatlamlari turlicha tezliklar bilan harakat qiladi. Demak, bu qatlamlardagi molekularning harakat miqdori xam turlicha bo'ladi. Ana shunday qatlamlardan biridan ikkinchisiga molekularning xaotik harakati tufayli o'tishi natijasida ichki ishqalanish vujudga keladi.



17.5-rasm

17.5-rasmda S yuzaning yuqorisidagi qatlam tezligi V_1 katta, ostidagi qatlam tezligi V_2 kichik. Shuning uchun yuqori qatlamdagi molekula impulsi (mv_1) ostki qatlamdagi molekula impulsi (mv_2) dan katta. Yuqoridagi qatlamdan pastki qatlama molekula o'tganda impuls olib o'tadi va shu bilan pastki qatlam tezligi ortadi.

Pastki qatlamdan ΔS yuza orqali yuqoriga o'tgan molekular yuqorigi qatlam tezligini kamaytiradi.

Natijada qatlamlar orasida yopish qoqlik vujudga keladi. YOpishqoqlik kuchi ΔS yuza bo'ylab oqimga parallel yo'nalgan bo'ladi. Demak, ΔS yuza orqali olib o'tilgan fizik kattalik molekula impulsi bo'ladi: $\phi = m\vartheta$. U xolda ($n_0 = \text{const}$)

$$\Delta(n_0\phi) = \Delta(n_0m\vartheta) = \rho\Delta\vartheta$$

$$\Delta(N\phi) = \Delta(NK) = \Delta K$$

Bu erda ΔK - bir qatlam impulsining ikkinchisiga nisbatan Δt vaqt ichida o'zgarishi.

Mexanikadan ma'lumki, $\Delta K = F\Delta t$, ya'ni qatlam impulsining o'zgarishi kuch impulsiga teng. Bu erda F ichki ishqalanish kuchi. Bularni ko'chirishning umumiy tenglamasiga qo'y sak,

$$F = -\eta \frac{\Delta\vartheta}{\Delta x} \Delta S \quad (17.13)$$

Bunga asosan ikkita bir-biriga nisbatan sirpanayotgan gaz (yoki suyuqlik) qatlamlari orasida hosil bo'lgan ichki ishqalanish kuchi ularning bir-biriga tegib turgan yuzalariga va qatlamlar orasidagi tezlik gradienti $\Delta\vartheta/\Delta x$ ga proporsionaldir. (17.13) Nuyuton qonuni deyiladi.

Proporsional lik koeffitsienti

$$\eta = \frac{1}{3} \rho < \lambda > < \vartheta > \quad (17.14)$$

ga yopishqoqlik koeffitsienti deyiladi. Yopishqoqlik koeffitsienti tezlik gradienti $\Delta \vartheta / \Delta x = 1 \text{ c}^{-1}$ bo'lganda, o'zaro parallel harakatlanayotgan qatlamlar orasidagi 1 m^2 yuzaga ta'sir etayotgan ichki ishqalanish kuchiga son jihatidan tengdir: $F = \eta$; η ning birligi $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$. Normal sharoitda kislorod uchun $\eta = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$. Suyuqlikning yopishqoqligi gazning yopishqoqligidan bir necha marta katta. Suyuqlikning yopishqoqlik koeffitsienti qiymati $10^{-3} \div 1 \text{ kg}/\text{m}\cdot\text{s}$ chegarada bo'ladi. Shu bilan birga suyuqlikning yopishqoqligi temperaturaga juda bog'liq-temperatura ortishi bilan kamayib boradi.

Bunda molekulalar orasidagi o'rtacha masofa ortadi va demak, ular orasidagi tutinish kamayadi. Suvda, masalan 0°C da $\eta = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg}/\text{m}\cdot\text{s}$, 90°C da $\eta = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ kg}/\text{m}\cdot\text{s}$. Yopishqoqlik tufayli suyuqlikning trubada oqishi qiyinlashadi, uning tezligi kamayadi.

6. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya.

Bir-biriga tegib turgan ikki suyuqlik to'la aralashgunga qadar o'zaro diffuziyanadi. Masalan: suvli idish tubiga uzun nayli voronka yordamida mis kuporosi eritmasi quyilsa, bu suyuqliklar orasidagi dastlabki keskin chegara asta-sekin yoyilib ketadi.

Suyuqliklardagi diffuziya jarayoni ham Fik qonuni bilan yoritiladi. Agar $\Delta M = m \Delta n$ va $\Delta \rho = m \Delta n_0$ ekanligini nazarga olsak, m-suyuqlik zarrasining (molekulasi yoki atomning) massasi, Δn - diffuziyalangan zarralar soni, Δn_0 -birinchi va ikkinchi suyuqliklarning xajm birligidagi zarralar sonining farqi (molekulalar kontsentratsiyalari farqi). Unda Fik qonunini

$$\Delta n = -D \frac{\Delta n_0}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.15)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Suyuqliklar diffuziya koeffitsientini gazlar uchun chiqarilgan (17.9) ifoda bilan hisoblash mumkin emasligini nazarda tutish kerak; chunki issiqlik harakatining xarakteri gazlardagidan farq qiladi: suyuqlik zarralari erkin yugurmaydi. Shuning uchun suyuqliklarda diffuziya koeffitsienti gazlardagidan yuz minglab marta kichik, ya'ni $10^{-10} \div 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ atrofida bo'ladi. Shunga muvofiq suyuqliklarda diffuziya gazlardagidan ancha sekin o'tadi. Lekin, kontsentratsiya gradienti katta bo'lganda, suyuqliklarda ham diffuziya koeffitsientining kichik bo'lishiga qaramay, diffuziya ancha tez o'tishi mumkin.

Diffuziya jarayoni qattiq jismlarda ham kuzatiladi; bunda ham Fik qonunini qo'llash mumkin. Biroq kattik jismlardagi diffuziya suyuqliklardagidan ham sekin o'tadi; qattiq jismlarning diffuziya koeffitsienti suyuq jismlarning diffuziya koeffitsientidan ancha kichik. Qattiq jismlarda diffuziya jarayonini temperaturani ko'tarish yo'li bilan tezlatish mumkin. Masalan: 220°S temperaturada mis va ruxning zichlab qo'yilgan plastinkalari orasida 12 soatdan keyin mis va rux zarralaridan iborat 0,3 mm qalinlikdagi chegara qatlam hosil bo'ladi. Garchi mis va ruxning erish temperaturasi 220°S dan ancha yuqori bo'lishiga qaramay (misning erish temperaturasi 1083°S va ruxniki 419°S), plastinkalar o'zaro Mustahkam kavsharlanib qoladi.

Qattiq kristall jismda zarralar bir-biriga juda yaqin joylashgan va fazoviy panjara tugunlari yaqinidagina tebranish imkoniga ega. Shuning uchun kristallardagi diffuziyani tushuntirish uchun, kristall panjaralarda "teshiklar" - zarralar bilan band bo'lmagan tugunlar bor deb faraz qilishga to'g'ri keladi. U holda tebranuvchi zarra qo'shni "bo'sh" ("vakant") tugunga o'tib ketishi mumkin, uning o'rniga boshqa zarra o'tadi va x.k.

Diffuziya jarayoni materiallar texnologiyasida juda muhim rol o'ynaydi.

Suyuq va qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi.

Qattiq va suyuq jismlardagi issiqlik o'tkazish jarayoni ham Fur'e qonuniga bo'ysunadi. Biroq, ularning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti gazlarnikidan ancha katta. Metallarda χ ning qiymati ayniqsa katta bo'ladi. Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti 10^{-3} , suyuqliklar va metallmas qattiq jismlarda 10^{-1} , metallarda $10 \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$.

Kumushning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti eng katta qiymatga ega, ya'ni $\chi = 423 \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$.

Qattiq va suyuq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik jismni tashkil qilgan tebranuvchi zarralar (molekulalar, atom, ionlar) ning o'zaro ta'siri tufayli bo'ladi. Temperaturasi yuqori bo'lgan soxalardagi zarralarning eng intensiv tebranishlari qo'shni zarralarga o'tadi va asta-sekin butun jismga tarqaladi. Bundan tashqari metallarda ularning ichida harakatlanadigan erkin elektronlar bo'ladi, shu tufayli issiqlik o'tkazuvchanlik ancha ortadi, erkin elektronlar o'zlarining kinetik energiyalarini yuqori temperaturali soxalardan past temperaturali soxalarga bevosita o'tkazadilar. Issiqlik o'tkazishda erkin elektronlarning roli muhim ekanligi quyidagi dalillar bilan tasdiqlanadi: metallarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ularning elektr o'tkazuvchanlik koeffitsientiga taxminan proporsional. Suyuqlik va gazlarda issiqlik o'tkazish jarayonini konvektsiya yo'li bilan tezlatish mumkin, bunda ularning qizdirilayotgan qismi sovuq qismidan pastda bo'ladi.

Qattiq jismning issiqlik o'tkazuvchanligi uning strukturasiga bog'liq bo'ladi: g'ovak jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi juda kam bo'ladi, chunki g'ovaklarni to'ldirgan gazning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ancha kichik bo'ladi.

7. Temperatura o'tkazuvchanlik.

Jismda issiqlik tarqala borgan sari jismning temperaturasi ko'tariladi, ya'ni jism qiziydi. Qizdirish boshlangandan bir oz vaqt keyin yuqori temperatura soxasi kizdirilaetgan joydan butun jismga tarqaladi. Bu jarayon (temperaturaning tarqalish jarayoni) temperatura o'tkazuvchanlik deyiladi.

Uning tezligi faqat jismning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti χ gagina emas, shu bilan birga solishtirma issiqlik sig'imi s va jismning zichligi ρ ga ham bog'liq bo'ladi. Tajriba va nazariyaning ko'rsatishicha, bu tezlik quyidagi nisbatga proporsional

$$K = \frac{\chi}{c\rho} \quad (17.16)$$

Jismning qizish (yoki sovish) tezligini xarakterlovchi K kattalik temperatura o'tkazuvchanlik koeffitsienti deyiladi. (17.16) ifodadan K ning o'lchov birligi m^2/s da ekanligini ko'ramiz. Temperatura o'tkazuvchanlik xodisasini quyidagi misol bilan namoyish qilaylik. Tajriba qo'rg'oshinning temirdan ko'ra tezroq qizishini (yoki sovishini) ko'rsatdi, xolbuki, temirning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ($\chi = 67,2 \text{ j/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$) qo'rg'oshinning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ($\chi = 35,3 \text{ j/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$) dan deyarli ikki marta katta. Demak, bu erda gap qo'rg'oshinning temperatura o'tkazish koeffitsientining temirning temperatura o'tkazish koeffitsetidan katta bo'lganligida.

Jism sirti goh qizitib, goh sovutlsa, ya'ni jismda temperatura tebranishlari bo'lsa, bu tebranishlar jismning ichkarisiga ham uzatiladi. Temperatura tebranishlarining jism ichkariga kirish jismning temperatura o'tkazuvchanligiga bog'liq bo'ladi: temperatura

o'tkazuvchanlik koeffitsienti qanchalik katta bo'lsa, bu tebranishlar ham ichkarisiga shunchalik ko'p kiradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Fizikaviy kinetika nima?
2. Relaksatsiya vaqtining fizik ma'nosi qanday?
3. Sochilishning effektiv kesimi nima?
4. Ko'chirishning umumiy tenglamasini keltirib chiqaring.
5. Fik tenglamasini yozib bering va izohlang.
6. Fur'e tenglamasini yozib bering va izohlang.
7. Ichki ishqalanish uchun Nyuton qonuni qanday bo'ladi?
8. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya qanday kechadi?
9. Suyuq va qattiq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik qanday kechadi?
10. Temperatura o'tkazuvchanlik nima?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Vishaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

44-ma'ruza. TERMODINAMIKANING 1-QONUNI VA UNING TADBIQLARI

Reja:

1. Ideal gazning ichki energiyasi. Energiyaning erkinlik daralari bo'yicha tekis taqsimlanishi.
2. Gazning xajmini o'zgarishida bajarilgan ish.
3. Termodinamikaning 1-qonuni va uning izojarayonlarga tadbiqu.
4. Ideal gazning solishtirma issiqlik sig'imi.

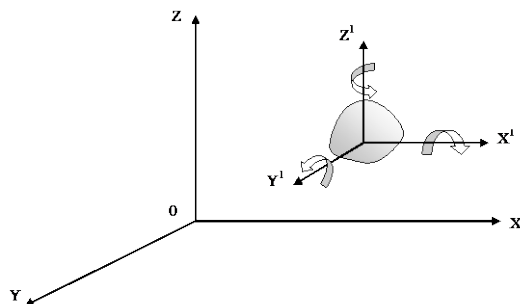
Tayanch so'zlar va iboralar: Ideal gaz ichki energiyasi, molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi, molekulalarning erkinlik daraja soni, energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi, gaz xajmini o'zgarishida bajarilgan ish, termodinamikaning birinchi qonuni, termodinamikaning birinchi qonunini izojarayonlarga tadbiqu, ideal gazni o'zgarmas xajm va o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imi, molyar issiqlik sig'imi, issiqlik sig'iminining klassik nazariyasi va uning kamchiliklari, adiabatik jarayon, adiabata tenglamasi, adiabata ko'rsatgichi, adiabatik jarayonda bajarilgan ish.

1. Ideal gaz ichki energiyasi. Energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi.

Moddaning ichki energiyasi deganda uni tashkil qilgan molekulalarning potensial va kinetik energiyalarning yig'indisi tushuniladi. Ideal gaz molekulalari o'zaro ta'sirlashmagani uchun molekulalarning potensial energiyasi nolga teng. Ideal gazni ichki energiyasi molekulalarining ilgarilanma va aylanma harakat o'rtacha kinetik energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

Molekulalar ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasini oldingi ma'ruzamizda ko'rib o'tgan edik. Molekulalarning aylanma harakatidagi o'rtacha kinetik energiyasini hisobga olish uchun jismning erkinlik darajasi tushunchasini ko'rib o'tamiz.

Jismning erkinlik darajasi deb, uni fazodagi holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan koordinatalar soniga aytiladi.



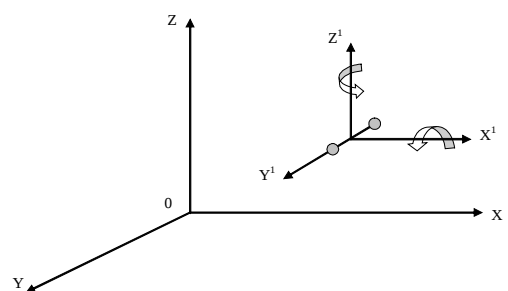
14.1-rasm

Masalan, jism fazoda erkin siljiyotgan bo'lsa, uning bu siljishi bir-biriga bog'liq bo'lmagan oltita tashkil etuvchidan, ya'ni uchta ilgarilanma (fazodagi Dekart koordinata sistemasining X, Y, Z o'qiga nisbatan) va uchta burchakli (jismni massa markazidan o'tuvchi o'zaro tik uch o'q atrofida) tashkil etuvchidan iborat deb qarash mumkin (14.1-rasm).

Agar jismning harakat erkinligi chegaralansa erkinlik darajasi ham 6 tadan kam bo'ladi. Masalan, erda dumalab ketayotgan to'pni olsak, uning erkinlik darajasi ikkita ilgarilanma va uchta o'q atrofida aylanishini ifodalovchi 3 ta erkinlik darajasidan iborat bo'ladi. Yoki temir yo'l vagonini olsak, u faqat bitta yo'nalishda ilgarilanma harakat qilgani uchun erkinlik darajasi birga teng. Agar vagon g'ildiragini olsak, u bitta ilgarilanma va bitta aylanma (gorizontal o'q atrofida) harakatga mos keluvchi ikkita erkinlik darajasiga ega. Gaz atomlarining erkinlik daraja sonini ko'rib o'taylik. Bir atomli gaz molekulalarining (Masalan; Ne) erkinlik darajasi uchga teng, chunki atomning fazodagi vaziyati x, y, z koordinatalar bilan to'liq aniqlanadi. Atom aylangani bilan uning fazodagi o'rni o'zgarmaydi. Shuning uchun aylanma harakatini belgilovchi uchta erkinlik darajasi nolga teng.

Ikki atomli gaz molekulasini erkinlik darajasi beshga teng. Molekulalar orasidagi masofani o'zgarms deb hisoblasak, molekulaning ilgarilanma harakati molekula massa markazining vaziyatini aniqlovchi x, y, z koordinatalarning o'zgarishlari bilan bog'liq bo'lgan uchta erkinlik darajasiga ega. Ikki atomli molekula aylanma harakat qilishi ham mumkin. Uni aylanma harakatini aniqlash uchun

qo'zg'aluvchi koordinata sistemasining koordinata boshini O' nuqtaga shunday joylashtiramizki, $O'Y'$ o'q, molekula o'qi bilan ustma-ust tushsin. Molekula $O'Y'$ o'q atrofida aylangani bilan uning fazodagi vaziyati o'zgarmaydi. Shuning uchun bu o'qqa nisbatan aylanma erkinlik darajasi nolga teng. Ikki atomli molekula $O'Z'$ va $O'X'$ o'qlar atrofida aylanishini ifodalovchi ikkita aylanma erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Demak, ikki atomli molekulaning erkinlik darajasi uchta ilgarilanma va ikkita aylanma harakatni ifodalovchi beshta erkinlik darajasiga ega (14.2-rasm).



14.2-rasm

Uch atomli molekulaning erkinlik darajasi 6 ga teng. Chunki, bunday molekulani massa markazi fazoda uch yo‘nalishda ilgarilanma harakat qilishdan tashqari massa markazidan o‘tgan uchta o‘q atrofida aylanma harakat qilishi ham mumkin. Shuni alohida qayd qilish ham kerakki, molekula nechta erkinlik darajasiga ega bo‘lishidan qat’iy nazar, ularning uchasi uning ilgarilanma harakatini ifodalaydi.

Bir qator fiziklar, xususan Boltsman va Maksvell molekulani har bir erkinlik darajasiga bir xil kinetik energiya to‘g‘ri kelishini aniqladilar. Bir erkinlik darajasiga $\kappa T/2$ kinetik energiya mos keladi. Biz yuqorida molekulani ilgarilanma harakat o‘rtacha kinetik energiyasi $3\kappa T/2$ ga teng ekanini topgan edik. Bu ifodadagi 3 soni molekulani fazodagi uch yo‘nalishda ilgarilanma harakat qilishini ko‘rsatadi. Demak, har bir erkinlik darajasiga $\kappa T/2$ energiya mos keladi. Umumiy holda molekulaning erkinlik daraja sonini i deb belgilasak, bitta molekulani o‘rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k \rangle = \frac{i}{2} kT \quad (14.1)$$

bo‘ladi. Ikki atomli molekula uchun $i = 5$ bo‘lgani uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{5}{2} kT,$$

uch atomli molekula uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{6}{2} kT = 3kT$$

bo‘ladi.

Agar (14.1) formulani N_A Avogadro soniga ko‘paytirsak, 1mol gaz molekulalarining yig‘indi kinetik energiyasini topamiz:

$$U_M = N_A \langle E_k \rangle = N_A \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} RT \quad (14.2)$$

Ixtiyoriy gaz massasi uchun (14.2) ifoda quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi.

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT \quad (14.3)$$

Ideal gaz molekulalari o‘zaro ta’sirlashmagani uchun ularning potensial energiyasi nolga teng. Ideal gazning ichki energiyasi molekulalarning kinetik energiyalarini yig‘indisiga teng bo‘lgani uchun (14.2) va (14.3) formulalar mos holda bir mol va ixtiyoriy massali ideal gaz ichki energiyasini ifodalaydi.

Misol tariqasida 27^0 C temperaturali 1 kg kislorodning kinetik energiyasini hisoblaylik. Kislorod (O_2) uchun $i = 5$, $M = 0,032$ kg/mol bo‘lgani uchun

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT = \frac{1kg}{0,032 \frac{kg}{mol}} \frac{5}{2} 8,32 \frac{J}{K \cdot mol} \cdot 300 K = 1,95 \cdot 10^5 J$$

kelib chiqadi. Bu ancha katta energiya, lekin bu energiyadan foydalanib bo‘lmaydi. Ixtiyoriy jism yoki jismlar to‘plamining ichki energiyasini hisoblash juda qiyin. Chunki, jism ichki energiyasi uni tashkil qilgan molekulalarning issiqlik harakat kinetik energiyalari, molekulalarni o‘zaro ta’sir potensial energiyalari, molekulalarni tashkil qilgan atomlarning tebranma harakat energiyalari, molekulalar xosil qilgan atomlarning bog‘lanish energiyalari va atom yadrolarining energiyalari yig‘indisi tarzida aniqlanishi kerak. Lekin amaliy masalalarni hal qilishda jismning biror holatiga mos keluvchi qiymati

emas, balki biror jarayonning boshlanish va tugallanishida ichki energiyaning o'zgarishi hisoblanadi. Ichki energiyaning o'zgarishi temperatura o'zgarishiga to'g'ri proporsional :

$$\Delta U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} R \Delta T \quad (14.4)$$

2. Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ish.

Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ishni hisoblash uchun silindr shaklidagi idishda gaz olamiz (14.3-rasm). Gaz ishqalanishsiz engil harakatlanuvchi porshen ostida bo'lsin. Tashqi bosim va porshen og'irligi gaz tomonidan ta'sir etuvchi bosim kuchi $F = PS$ bilan muvozanatlashganligi uchun porshen tinch turadi. Bunda P -gazning bosimi, S -porshen yuzi. Agar gazni isitsak, porshen yuqoriga ko'tarilib, gazning kengayish jarayonida

$$A = Fdh = PSdh = PdV \quad (14.5)$$

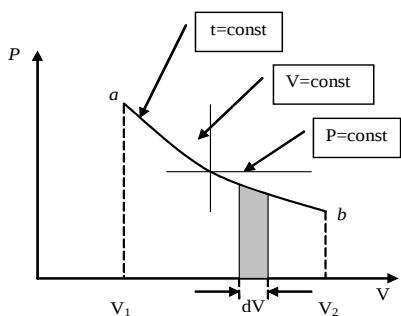
ish bajariladi. Bunda $Sdh = dV$ gaz hajmining o'zgarishi. Gaz xajmini V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan ish, uning hajmini dV elementar o'zgarishlarida bajarilgan ishlarning yig'indisiga teng. Buni tushunib olish uchun (P, V) diagrammadan foydalanamiz. 14.4-rasmda gazning hajmini V_1 dan V_2 ga kengayishini ifodalovchi grafik tasvirlangan. Gazning hajmi dV ga o'zgarganda

bajarilgan elementar ish ikki marta shtrixlangan yuzaga teng. Gazni V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan ish ab egri chiziq bilan chegaralangan shtrixlangan yuzaga teng. Gazni xajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan to'liq ishni (14.5) ifodani V_1 va V_2 chegarada integrallab topamiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad (14.6)$$

Agar jarayon izobarik bo'lsa ($P = \text{const}$), P ni integral tashqarisiga chiqarish mumkin:

$$A = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1) \quad (14.7)$$



14.4-rasm

Shuni alohida takidlash kerakki, gazning xajmini turli usullar bilan o'zgartirish mumkin. Boshlang'ich holatdan oxirgi holatga o'tish jarayonida gaz bosimi faqat hajmga bog'liq bo'lmasdan, balki temperaturaga ham bog'liq, ya'ni

$$P = RT/V$$

bo'lgani uchun (14.6) ifodaga bosimning bu ifodasini qo'yib, gazni izotermik kengayish jarayonida bajarilgan ishni topishimiz mumkin:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT(\ln V_2 - \ln V_1)$$

yoki

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (14.8)$$

(14.8) formula 1 mol gazni izotermik kengayishida bajarilgan ishni ifodalaydi.

3. Termodinamikaning 1-qonuni va uni izojarayonlarga tadbirlari.

Termodinamikaning birinchi bosh qonunini idishdagi gaz misolida ko'rib o'taylik. Bizga silindr shaklidagi idishda porshen ostida gaz berilgan bo'lsin. Porshen idish ichida erkin harakatlanishi mumkin. Agar idishni temperaturasi yuqori bo'lgan isitgich ustiga qo'ysak, gaz isitgichdan ma'lum miqdorda issiqlik olishi natijasida temperaturasi ortadi. Temperaturani ortishi ichki energiyani ΔU miqdorga ortishiga olib keladi. Gazni dastlabki temperaturasi T_1 bo'lsa, gaz ichki energiyasini U_1 deyish mumkin. Gaz isitgichga qo'yilgandan keyin temperaturasi T_2 ga ko'tarilib, ichki energiyasi U_2 bo'lib qoldi. Ichki energiyani o'zgarishi $dU = U_2 - U_1$ bo'ladi. Jismning boshqa jismlarga berayotgan yoki ulardan olayotgan energiya miqdoriga qarab, ichki energiyasining o'zgarishini aniqlash mumkin. Masalan, gaz kengayish jarayonida porshen yuqoriga ko'tarilib ish bajaradi. Bu ish gaz ichki energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$A = -\Delta U = -(U_2 - U_1) = U_1 - U_2.$$

Gazga issiqlik miqdori berilsa, gazni ichki energiyasi ortishidan tashqari gaz issiqlikdan kengayib, tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishi mumkin, ya'ni porshen dh balandlikka ko'tarilib, gaz dA ish bajaradi. Bunda gazga berilgan dQ issiqlik miqdori gazni ichki energiyasini ortishiga va ish bajarishga sarflanadi:

$$dQ = dU + dA \quad (14.9)$$

Ushbu matematik ifoda termodinamikaning 1-bosh qonunini ifodalaydi. Bu qonun tabiatning alosiy qonunlaridan bo'lib, termodinamik jarayonlarda energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi.

Isitgichdan sistemaga uzatilgan issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini oshirishga va tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi.

Lekin termodinamika 1-qonunining (14.9) ifodasidan sistemaga issiqlik berilganda doim sistema ichki energiyasi ortadi degan xulosa kelib chiqmasligi kerak. Masalan, sistemaga issiqlik berilishiga qaramasdan uni ichki energiyasi kamayishi, ya'ni $U_2 < U_1$ bo'lishi mumkin. Bunday holda (14.9) ga asosan $dA < dQ$ bo'lib, ish sistema olayotgan issiqlik miqdori va sistemaning ichki energiyasini kamayishi hisobiga bajariladi. Ichki energiyani kamayishi $U_1 - U_2 = -dU$ ga teng bo'ladi. Gazni tashqi kuchlarga qarshi bajarayotgan ishi va unga tashqaridan berilgan issiqlik miqdori musbat hisoblanadi. Agar aksincha bo'lsa, ular manfiy ishora bilan olinadi.

Gaz ichki energiyasini unga taqshqaridan issiqlik miqdori berish va gaz ustida ish bajarish bilan o'zgartirish mumkin. Bunda gaz ichki energiyasini o'zgarishi gazga berilgan issiqlik miqdori bilan gaz ustida tashqi kuchlar bajargan ishning yig'indisiga teng bo'ladi.

$$U_2 - U_1 = dQ + dA \quad (14.10)$$

(14.9) formuladan (14.10) formula kelib chiqishi uchun ish ishorasini manfiy olish kerak. Chunki, bunda tashqi kuchlar gaz ustida ish bajaradi.

Termodinamikaning 1-qonuni birinchi tur abadiy dvigatel yasash yo'lidagi urinishlarga chek qo'ydi. Birinchi tur abadiy dvigatel shunday dvigatelki, u bir marta berilgan energiya hisobiga uzoq vaqt ish bajaradi. Lekin termodinamikaning 1-qonunga ko'ra sistemaga berilgan issiqlik miqdoridan ortiqcha ish bajarib bo'lmaydi, chunki sistemaning ichki energiyasi o'zgarmasdan qolishi kerak. Bundan $\Delta U = 0$ bo'lsa, (14.8) ifodadan $dQ = dA$ bo'lishi kelib chiqadi. Demak, dvigatel bajargan ish hech qachon unga berilgan issiqlik miqdoridan katta bo'lmaydi degan xulosa kelib chiqadi.

Termodinamikaning 1-qonunini ideal gazlardagi sodir bo‘luvchi izotermik, izobarik va izoxorik jarayonlarda qanday bajarilishini ko‘rib o‘taylik.

1. Izotermik jarayon.

Gaz izotermik kengayganda yoki siqilganda uning temperaturasi ($T = \text{const}$) o‘zgarmagani uchun gazni ichki energiyasi ham o‘zgarmaydi va termodinamikaning 1-qonuni quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$dQ = dA. \quad (14.11)$$

Demak, izotermik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdori to‘lig‘icha mexanik ish bajarishga sarflanadi. Biz yuqorida gazni izotermik kengayishda bajargan ishi:

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (14.12)$$

ko‘rinishda bo‘lishini ko‘rib o‘tgan edik. Izotermik jarayonda bajarilgan ishni bosimning o‘zgarishi orqali ham ifodalash mumkin. Buning uchun $T = \text{const}$ bo‘lganda:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{P_1}{P_2}$$

bo‘lishini hisobga olib, (14.12)ni

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (14.13)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

2. Izobarik jarayon.

Bosim o‘zgarmas ($p = \text{const}$) bo‘lganda gazga berilgan issiqlik miqdori uning temperaturasi T_1 dan T_2 gacha ortishiga, hajmini V_1 dan V_2 gacha kengayishiga olib keladi. Bunday jarayonda bajarilgan ishni hisoblash uchun gaz holat tenglamasini hajm va temperatura bo‘yicha differensiallaymiz

$$P dV = \frac{m}{M} R dT.$$

Bu holda to‘liq ish

$$A = P \int_{V_1}^{V_2} dV = \frac{m}{M} R (T_2 - T_1) \quad (14.14)$$

ko‘rinishdagi formula bilan aniqlanadi.

Demak, izobarik jarayonda bajarilgan ish gaz hajmi yoki temperaturasi o‘zgarishi orqali aniqlanishi mumkin. Agar xususiylashtirish holda $m/M = 1$ mol, $T_2 - T_1 = 1$ K bo‘lsa, bajarilgan ish universal gaz doimiysiga teng bo‘ladi, ya’ni $A = R$ bo‘ladi. Demak, *bir mol gazni o‘zgarmas bosimda temperaturasi 1K ga oshirilgandagi ish miqdoriga teng bo‘lgan kattalik universal gaz doimiysi deyiladi*. Izobarik jarayonda bajarilgan ish 14.5-rasmda ko‘rsatilgan shtrixlangan to‘g‘ri to‘rt burchakning yuzasiga teng.

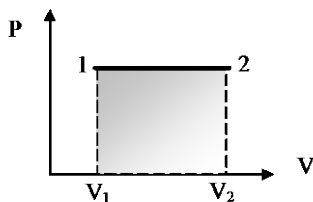
Izobarik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdori sistema ichki energiyasini oshirishga va mexanik ish bajarishga sarflanadi, ya’ni

$$dQ = dU + PdV \quad (14.15)$$

Bu ifodani integrallab, ichki energiyani o‘zgarishini va bajarilgan to‘liq ishni hisoblaymiz:

$$Q = U_2 - U_1 + P(V_2 - V_1) = (U_2 + PV_2) - (U_1 + PV_1) \quad (14.16)$$

(14.16) ifodadagi



14.5-rasm

$$N = U + PV \quad (14.17)$$

kattalik holat funktsiyasi bo'lib, u entalpiya deb ataladi. (14.17)ni hisobga olsak, (14.16) quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$Q = H_2 - H_1 \quad (14.18)$$

Demak, izobarik jarayonda ideal gazga berilgan issiqlik miqdori entalpiyaning o'zgarishi bilan aniqlanadi. Shuning uchun N ni Ba'zan energiya jamg'armasi yoki issiqlik saqlami deb ham ataladi. (14.17) formulada $U = iRT/2$ va $RV = RT$ ekanini hisobga olib, uni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$H = \frac{i}{2}RT + RT = \left(\frac{i}{2}R + R\right)T \quad (14.19)$$

3. Izoxorik jarayon.

Agar gazga o'zgarmas hajm ($V = \text{const}$) sharoitida issiqlik miqdori berilsa, uning bosimi va temperaturasi ortadi. Aksincha, sistema issiqlik miqdori yo'qotsa, uning temperaturasi va bosimi kamayadi. Izoxorik jarayon grafigi RV diagrammada bosim o'qiga parallel to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi. (14.6-rasm) Izoxorik jarayonda gazning hajmi o'zgarmagani uchun unga berilgan issiqlik miqdori to'lig'icha gazni ichki energiyasini o'zgarishiga teng bo'ladi.

$$dQ = dU$$

Demak, izoxorik jarayonda gazdan olingan issiqlik miqdori uning ichki energisini kamayishiga, unga berilgan issiqlik miqdori esa uning ichki energiyasini oshirishiga miqdor jihatdan teng bo'ladi.

4. Ideal gazning solishtirma issiqlik sig'imi.

Jismning issiqlik sig'imi uning muhim fizik xarakteristikalaridan hisoblanadi. Fizikada jismning issiqlik sig'imi va solishtirma issiqlik sig'imi tushunchalari ishlatiladi. *Jismning issiqlik sig'imi deb, jism temperaturasi bir gradusga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka aytiladi.*

Issiqlik sig'imi J/grad. birlik bilan o'lchanadi. *Jismning solishtirma issiqlik sig'imi deb, 1 kg modda temperaturasi 1 K ga ko'tarish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoriga aytiladi va u*

$$c = \frac{dQ}{mdT} \quad (14.20)$$

formula bilan aniqlanadi, J/kg·K birlikda o'lchanadi.

Moddaning molyar issiqlik sig'imi tushunchasi ham ishlatiladi va S harfi bilan belgilanadi. *Molyar issiqlik sig'imi deb, 1 mol modda temperaturasi 1 K ga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lchanuvchi kattalikka aytiladi. U J/mol·K birliklarda o'lchanadi va*

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (14.21)$$

formula bilan ifodalanadi.

Jismning molyar issiqlik sig'imi C bilan solishtirma issiqlik sig'imi c orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$C = M \cdot c \quad \text{yoki} \quad c = \frac{C}{M}$$

Ixtiyoriy m massali moddanning issiqlik sig'imi $mc = \frac{m}{M}C$ ga teng bo'ladi.

Moddanning solishtirma issiqlik sig'imi modda bir holatdan boshqa holatga o'tganda keskin o'zgaradi. Masalan, suv bug'ining solishtirma issiqlik sig'imi $2,2 \cdot 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{grad}$. ga teng bo'lsa, bug' suvga aylangandan keyin uning issiqlik sig'imi $4,19 \cdot 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{grad}$. ga teng bo'lib qoladi. Gaz holatdagi moddalarning solishtirma issiqlik sig'implari unga issiqlik qanday sharoitda uzatilishiga bog'liq. Masalan, gaz izotermik kengayganda unga ma'lum miqdorda issiqlik ($\Delta Q > 0$) uzatiladi, gaz temperaturasini o'zgarishi 0 ga teng: $\Delta T = 0$. Bunday sharoitda gazning solishtirma issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'ladi.

Gazga issiqlik uzatishning turli jarayonlari mavjud, biz shularning ichida eng oddiysini, ya'ni o'zgarmas hajm sharoitida issiqlik o'zatilish holini ko'rib chiqaylik. Bunday sharoitda gazning xajmi o'zgarmagani uchun ish bajarilmaydi, gazga berilgan issiqlik miqdori termodinamikaning 1-qonuniga ko'ra to'lig'icha uning ichki energiyasini oshishiga sarflanadi.

$$dQ = dU \quad (14.22)$$

(14.22) tenglikni har ikki tomonini dT ga bo'lib,

$dU = \frac{i}{2} R dT$ ekanini hisobga olib, (14.2)ga asosan ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi molyar issiqlik sig'imi uchun quyidagi ifodani xosil qilamiz:

$$C_V = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R \quad (14.23)$$

Demak, C_V ning qiymati gaz molekulalarining erkinlik darajasi i ga bog'liq ekan. (14.23) ni hisobga olsak 1 mol gazning ichki energiyasini o'zgarishi $dU = C_V dT$ ko'rinishni oladi.

Agar gaz o'zgarmas bosim ($p = \text{const}$) sharoitida isitilsa, uning hajmi ortadi. Bunda gazga berilgan issiqlik miqdori gazni ichki energiyasini oshishiga va gazning kengayish ishiga sarflanadi:

$$dQ = dU + dA.$$

Bu ifodaning har ikki tomonini dT ga bo'lib, gazning o'zgarmas bosim sharoitidagi solishtirma issiqlik sig'imini aniqlaymiz.

$$C_p = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{dA}{dT} \quad (14.24)$$

Agar $dA = R dV$ ekanini va (14.23) ifodani hisobga olsak, (14.24) tenglik quyidagi ko'rinishga keladi.

$$C_p = C_V + \frac{P dV}{dT} \quad (14.25)$$

Bu ifodadagi $P dV$ o'rniga $P dT$ ni qo'yish mumkin. Chunki, gaz holat tenglamasida bosimni o'zgarmas hisoblab differentsiyalasak, $P dV = R dT$ ekanligi kelib chiqadi. Ya'ni (14.25) ifoda

$$C_p = C_V + R \quad (14.26)$$

ko'rinishiga keladi. (14.26) ifodani boshqacha ko'rinishda ham yozish mumkin

$$C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R. \quad (14.26,a)$$

(14.26)da universal gaz doimiysi uchun $R = C_p - C_V$ ifodani xosil qilamiz. (14.26a) ni (14.23) ga bo'lib, gazlar uchun C_p/C_V nisbatini topamiz:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_v + R}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (14.27)$$

Bir atomli, ikki atomli va uch atomli molekulalardan tashkil topgan gazlarda erkinlik daraja sonlari $i = 3$, $i = 5$ va $i = 6$ ga teng ekanligidan γ uchun quyidagi natijalarni olamiz :

$$\gamma = \frac{5}{3} = 1,67, \quad \gamma = \frac{7}{5} = 1,40, \quad \gamma = \frac{8}{6} = 1,33.$$

Ko'p gazlarning 300 K temperaturada tajribada topilgan γ ning qiymatlari formula bilan nazariy hisoblangan qiymatlarga yaqin keladi. Masalan, geliy (He) uchun 1,67; kislorod (O_2) uchun 1,40; suv bug'lari (N_2O) uchun 1,31 natija olingan. (14.23) va (14.26,a) formulalardan foydalanib, bir atomdan va ikki atomdan tashkil topgan gazlar uchun C_v va C_p larni hisoblash mumkin:

$$C_v = \frac{i}{2} R = \frac{3}{2} R = \frac{3}{2} \cdot 8,314 \frac{J}{mol \cdot K} = 12,47 \frac{J}{mol \cdot K}$$

$$C_p = C_v + R = \frac{i+2}{i} R = \frac{5}{2} \cdot 8,314 \frac{J}{mol \cdot K} = 20,78 \frac{J}{mol \cdot K}$$

$$C_v = \frac{i}{2} R = \frac{5}{2} R = 20,78 \frac{J}{mol \cdot K}$$

$$C_p = \frac{i+2}{2} R = \frac{7}{2} R = 29,09 \frac{J}{mol \cdot K}$$

Uch va undan ortiq molekulalardan tashkil topgan gazlarda $i = 6$ deb qabul qilingan. Bunda molekula massa markazini fazodagi uchta yo'nalishdagi ilgarilanma va molekulani massa markazidan o'tgan uchta o'q atrofida aylanma harakatini aniqlovchi erkinlik darajalarini yig'indisi olinadi:

$$i = i_{il} + i_{ayl} = 3 + 3 = 6$$

Shuning uchun C_v va C_r uchun quyidagi qiymat kelib chiqadi:

$$C_v = \frac{i}{2} R = 3R = 24 \cdot 94 \frac{J}{mol \cdot K},$$

$$C_p = \frac{i+2}{2} R = 4R = 33,25 \frac{J}{mol \cdot K}.$$

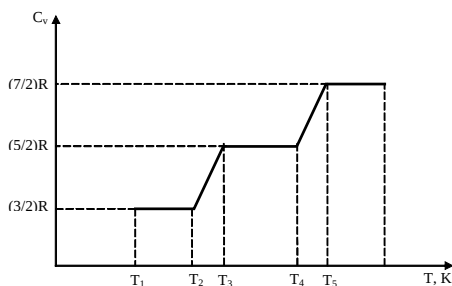
Quyidagi 3-jadvalda ba'zi gazlarning molyar issiqlik sig'implari C_v va C_r uchun tajribalarda topilgan qiymatlar keltirilgan

3-jadval

Gaz	$S_v, \frac{J}{mol \cdot K}$	$C_p, \frac{J}{mol \cdot K}$
Geliy (ne)	12,48	20,94
Argon (Ar)	12,48	21,23
Vodorod (H_2)	20,39	28,76
Azot (H_2)	20,77	28,64
Kislorod (O_2)	20,89	28,89
Is gazi (SO)	20,98	29,35
Suv bug'lari (H_2O)	27,84	36,22
Metan (SN_4)	27,26	35,63
Xloroform ($SnSl_3$)	63,64	72,01
Etil spirt ($S_2N_5 ON$)	79,13	87,50

Jadvaldan ko‘rinib turibdiki, issiqlik sig‘imlarining tajribalardan olingan qiymatlari bir va ikki atomli molekulalardan iborat gazlar uchun formula bilan topilgan qiymatlarga mos tushadi. Lekin uch va undan ortiq atomlardan tashkil topgan gazlar uchun tajriba natijalari nazariy hisoblarga mos kelmaydi. Nazariya bilan tajriba orasidagi keskin farq ideal gaz issiqlik sig‘imining temperaturaga bog‘liqligini tekshirishda aniqlandi. Nazariyaga asosan, issiqlik sig‘imi temperaturaga bog‘liq emas.

Tajribada esa uni temperaturaga bog‘liqligi aniqlanadi. 14.7-rasmda ikki atomli



14.7-rasm

molekulalardan iborat gazlar uchun S_V ni temperaturaga bog‘liqlik grafiqi berilgan. Ko‘rinib turibdiki, S_V faqat ayrim temperatura oralig‘laridagina o‘zgarmaydi va ular molekula erkinlik darajasining turli qiymatlariga mos keladi. Xususan, $T_1 - T_2$ temperatura oralig‘ida $i = 3$ ga, $T_3 - T_4$ temperatura oralig‘ida $i = 5$ ga va T_5 dan yuqori temperaturalarda $i = 7$ ga mos kelgan S_V ning qiymatlari tajribadan topildi. Ko‘rinib turibdiki, S_V ni nazariy va tajribada topilgan qiymatlari $T_3 - T_4$ temperatura

oralig‘ida mos keladi. Temperatura xona temperaturasidan juda past bo‘lsa ham yoki xona temperaturasidan juda yuqori bo‘lsa ham, S_V ni tajribada topilgan qiymati nazariy qiymatiga mos kelmaydi. Past temperaturalarda ikki atomli molekuladan iborat gazlarni solishtirma issiqlik sig‘imi S_V bir atomli molekulalardan tashkil topgan gaznikiga yaqin bo‘ladi. Buni sababini tushuntirishga klassik nazariya ojizlik qiladi. YUqori temperaturada issiqlik sig‘imini keskin ortib ketishini tushuntirish uchun klassik nazariya ikki atomli gaz molekulalarini yuqori temperaturada bir-biriga nisbatan tebranma harakat qiladi deb qaraydi. Natijada molekulalarning erkinlik darajasiga tebranma harakatga bog‘liq bo‘lgan erkinlik daraja soni ham qo‘shilib, ikki atomli gaz molekularining erkinlik darajasi umumiy holda

$$i = i_{il} + i_{ayl} + 2 \cdot i_{teb} = 3 + 2 + 2 \cdot 1 = 7$$

ko‘rinishda aniqlanadi. Tebranma harakatda energiya potensial va kinetik energiyalar o‘rtasida teng taqsimlangani uchun tebranma harakatdagi erkinlik daraja soni ham 2 ga teng bo‘ladi. Demak, yuqori temperaturada $C_V = 7R/2$ formula o‘rinli bo‘ladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Ideal gazni ichki energiyasi deganda nimani tushunasiz?
2. Termodinamikaning birinchi qonuni qanday tushuntiriladi?
3. Termodinamikaning birinchi qonuni izojarayonlarda qanday bajariladi?
4. Adiabatik jarayon qanday jarayon va uning tenlamasi qanday keltirilib chiqariladi?
5. Nima sababdan gazlarning o‘zgarmas bosimdagi issiqlik sig‘imi o‘zgarmas xajmdagidan katta?
6. Gazning kengayganda bajarilgan ishi qanday hisoblanadi?
7. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish kattami yoki izotermik jarayondagimi?
8. Molekulalarning erkinlik daraja soni nima?
9. Gazning o‘zgarmas xajm sharoitidagi solishtirma issiqlik sig‘imi temperaturaga qanday bog‘langan?
10. Etalpiya deganda nimani tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.

2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Vishaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

45-ma'ruza. TERMODINAMIKANING II QONUNI

Reja:

1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.
2. Issiqlik dvigatellari va sovutkich mashinalar.
3. Termodinamikaning II-qonuni.
4. Entropiya. Ideal gaz entropiyasi.

Tayanch so'zlar va iboralar:Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar, sistemani holati va fazasi, issiqlik va sovutgich mashinalari, issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (FIK), termodinamikaning ikkinchi qonuni, Karno tsikli, Karno tsiklining FIK, ideal issiqlik mashinasining FIK, temperaturaning termodinamik shkalasi, keltirilgan issiqlik miqdori, sistema entropiyasi, Klauzius tengsizligi, entropiyani hisoblash, entropiya va termodinamik ehtimollik.

1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.

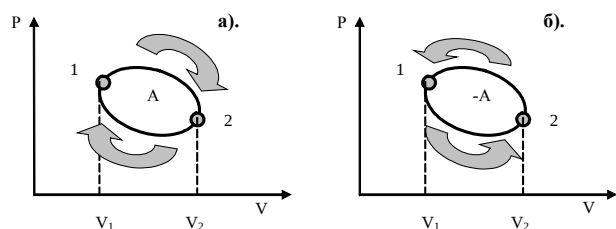
Agar biror jarayonga termodinamik nuqtai nazardan qarasak, uni qanday modddan tashkil etganligi bizni qiziqtirmaydi, balki uni holatini xarakterlovchi parametrlarini bilish muhimdir.

Sistema holatini aniqlaydigan va tashqi sabablar ta'sirida o'zgarishi mumkin bo'lgan kattaliklar parametrlar deyiladi.

Sistemaning parametrlari sistemaning faza soniga bog'liq. Faza deb, kimyoviy tarkibi, tuzilishi va holati bir xil bo'lgan va ma'lum sirt bilan chegaralangan jismga (sistemaga) aytiladi. Masalan, suv ma'lum bir temperaturada uchta fazada bo'lishi mumkin: suyuq, suvni ichidagi muz parchalari va uning ustidagi suv bug'i.

Agar muz ham, suv bug'i ham bo'lmasa, ya'ni sistema faqat suvdan iborat bo'lsa, sistema bir fazali bo'ladi. Ma'lum bir ideal gaz ham bir fazali sistemadir.Uning holati uchta parametr: hajm V , bosim P va temperatura T orqali to'liq bir qiymatli ravishda aniqlanadi.

Agar sistema bir necha holatlarda bo'lib, yana boshlang'ich holatiga qaytib kelsa, bunday protsessga aylanma protsess yoki tsikl deyiladi.



15.1-rasm

Diagrammada bunday protsess yopiq egri chiziq bilan ifodalanadi. Masalan, gaz kengayib 1-holatdan 2 -holatga o'tishi va so'ngra qisish natijasida u yana 1-holatiga qaytib kelishi mumkin. Gazni kengayish vaqtida bajargan ishi musbat, siqilishda bajargan ishi esa manfiy hisoblandi (chunki $dV < 0$).

Aylanma jarayonda bajarilgan ish egri chiziq bilan chegaralangan yuza bilan aniqlanadi (15.1-rasm). *Agar tsikl soat strelkasi yo‘nalishida yuz bersa, to‘g‘ri tsikl (15.1(a)-rasm). unga teskari yo‘nalishda yuz bersa, teskari tsikl (15.1(b)-rasm) deyiladi.*

2.Issiqlik dvigatellari va sovutgich mashinalar.

To‘g‘ri tsikl tashqaridan davriy ravishda issiqlik olib ishlaydigan issiqlik mashinalarida (15.2(a)-rasm), teskari tsikl esa tashqi ish hisobiga ishlaydigan sovutgich mashinalarida (15.2(b)-rasm) kuzatiladi. *Isitgichdan olingan Q_1 - Q_2 issiqlik hisobiga to‘g‘ri tsikl bilan ish bajaradigan qurilmaga issiqlik mashinasi deyiladi.* Aylanma jarayonda sistema dastlabki holatiga qaytib kelgani uchun uni to‘liq energiyasining o‘zgarishi nolga teng. Shuning uchun termodinamika (TD)ning I - qonuni

$$Q = \Delta U + A = A \quad (15.1)$$

ko‘rinishda yoziladi. Ammo aylanma jarayonda sistema issiqlik olishi va berishi mumkin bo‘lani uchun

$$Q = Q_1 - Q_2$$

bo‘ladi. Bu erda:

Q_1 - sistemaning tashqaridan olgan issiqlik miqdori.

Q_2 - sistemaning tashqariga bergan issiqlik miqdori.

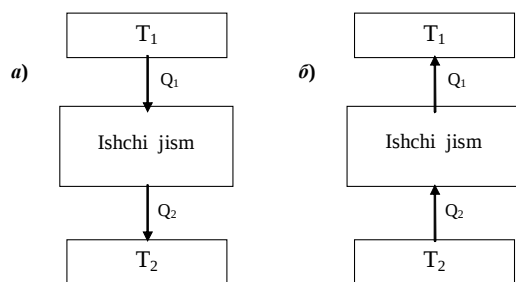
Isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdorining qancha qismi A ishga aylanganini bilish amaliy ahamiyatga egadir. Shuning uchun foydali ish koeffitsienti (f.i.k.) tushunchasi kiritiladi.

Issiqlik mashinasining f.i.k.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (15.2)$$

formula bilan aniqlanadi.

Agar sistema jarayon davomida dastlabki holatiga qaytib kelmasa, bunday jarayonga qaytmas jarayon deyiladi. Agar to‘g‘ri va teskari jarayondan so‘ng sistema dastlabki holatiga qaytib kelsa-yu, atrof muhitda o‘zgarish yuz bersa, bu jarayon qaytmas jarayondir. Tabiatdagi real jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Ularga ko‘plab misollar keltirish mumkin. Masalan: issiqlik o‘tkazuvchanlik, nurlanish, ishqalanish va boshqalar.



15.2-rasm

Qaytuvchan jarayonda sistema dastlabki holatiga qaytib keladi, atrof muhitda xech qanday o‘zgarish yuz bermaydi. To‘g‘ri va teskari yo‘nalishda sodir bo‘luvchi qaytuvchan jarayonda sistema bir holatdan turli yo‘nalishda o‘tishi va shu holatga qaytib kelishi mumkin. *Qaytuvchan jarayon deb, har ikki yo‘nalishda ham o‘ta oladigan va dastlabki o‘zining holatiga atrofda jismlarda hech qanday o‘zgarish qilmasdan qaytadigan jarayonga aytiladi.*

Real sharoitda qaytuvchan jarayonni amalga oshirib bo‘lmaydi. Lekin juda sekin sodir bo‘luvchi ayrim jarayonlar qaytuvchan bo‘lishi mumkin. Qaytuvchan jarayon muvozanatli jarayon hamdir. U bir necha muvozzantli holatlarning to‘plamidan iborat.

3. Termodinamikaning 2-qonuni.

Termodinamik jarayonlarini tushuntirish uchun termodinamikaning 1-qonuni etarli emas. Chunki u jarayonni qanday yo‘nalishda sodir bo‘layotganini hisobga olmaydi.

Termodinamikaning II-qonuni tarixiy jihatidan issiqlik mashinalarining ishini tahlil qilish natijasida yaratildi. Shuning uchun issiqlik dvigatelinini ishlash jarayoni bilan tanishamiz (15.2-rasm). Issiqlik dvigatellarida hamma vaqt tsikl davomida T_1 temperaturali isitgichdan Q_1 issiqlik miqdori olinadi va T_2 past temperaturali sovutgichga Q_2 issiqlik miqdori berib, $A = Q_1 - Q_2$ ish bajariladi. Issiqlik mashinasini f.i.k. $\eta = 1$ bo'lishi uchun $Q_2 = 0$ bo'lishi, ya'ni issiqlik mashinasi faqat bitta issiqlik manbai isitgichga ega bo'lishi va sovutgichni bo'lmasligi kerak. Fransuz injeneri S.Karno (1796-1832) issiqlik mashinasini ishlashi uchun albatta ikki xil temperaturali isitgich va sovutgichni bo'lishi zarurligini ko'rsatdi. Termodinamikaning II-qonuni bitta issiqlik manbai hisobiga, ya'ni jismlarning sovushi hisobiga ishlovchi abadiy dvigatelni bo'lishini inkor etadi. *Termodinamikaning II-qonuniga Kelvin va Planklar quyidagicha ta'rif bergan:*

1) *Ikkinchi tur abadiy dvigatelni yaratish mumkin emas.*

2) *Oxirgi natijasi isitgichdan olingan issiqlik miqdorini to'liq ishga aylantirib beradigan jarayonni amalga oshirib bo'lmaydi.*

Sovutgich mashinasida Q_2 issiqlik miqdori temperaturasi T_1 bo'lgan jismga beriladi. Bunda $T_2 < T_1$. Ma'lumki, aylanma jarayonda $Q = A$, lekin $Q = Q_2 - Q_1 < 0$ shartga ko'ra $A < 0$ ya'ni:

$$Q_2 - Q_1 = -A_1$$

yoki

$$Q_1 = Q_2 + A$$

bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, temperaturasi T_1 bo'lgan isitgichga berilgan issiqlik miqdori, temperaturasi T_2 bo'lgan sovutgichdan olingan issiqlik miqdoridan bajarilgan ish miqdori qadar katta bo'lib chiqayapti. Bu shundan dalolat beradiki, ish bajarilmasdan turib issiqlikni temperaturasi past jismdan temperaturasi yuqori jismga o'tkazib bo'lmaydi. *Termodinamikani II-qonuni uchun bunday xulosani R. Klauzius bergan:*

Issiqlik hech qachon o'z-o'zidan temperaturasi past jismdan temperaturasi yuqori jismga o'tmaydi.

Termodinamikaning 2-qonunini statistik ma'nosi.

XIX asrni o'rtalariga kelib termodinamika shu narsani isbot qildiki, tabiatdagi jarayonlar qaytmas jarayonlardir, issiqlik temperaturasi yuqori bo'lgan jismdan temperaturasi past bo'lgan jismga muntazam o'tib turishi natijasida butun Koinotni entropiyasi ortib boradi, jismlarning temperaturasini tenglashishi, issiqlik muvozanatiga olib keladi. Natijada tabiatdagi har qanday jarayonlarlar to'xtaydi. Ya'ni, Koinotda issiqlik holakati yuz beradi. SHunday bo'lishi mumkinmiq

Biz ko'rdikki, entropiya faqat yopiq sistemada vaqt o'tishi bilan ortishi mumkin, ochiq sistemada esa uni o'zgarishi nolga teng. Sistemamiz, ya'ni Koinot vaqt nuqtai nazardan ham, fazo nuqtai nazardan ham cheksizdir. Demak, Koinot yopiq sistema emas. Shuning uchun TDni II-qonunini tadbiq etib bo'lmaydi. U yopiq sistema uchun to'g'ridir.

Entropiyaning fizik ma'nosini sistema holatini termodinamik ehtimolliigi bilan bog'lagan holda Boltsman ochib berdi. Uning ko'rsatishicha sistema holatining termodinamik extimolliigi W makroskopik sistemaning ma'lum holatga olib kelish usullarining sonidir, yoki boshqacha aytganda ma'lum makroholatni amalga oshirish uchun zarur bo'lgan mikroholatlar soniga teng. Boltsmanning aniqlashicha, sistemaning entropiyasi sistemaning termodinamik extimolliigining logarifimiga to'g'ri proporsional dir:

$$S = k \ln w$$

bu erda, k - Boltsman doimiysi. Demak, Boltsmanning ko'rsatishicha, entropiya sistemaning ma'lum makroholatni amalga oshirish uchun kerak bo'lgan mikroholatlar sonining logarifmiga teng.

Entropiya-termodinamik sistema holat ehtimolligining o'lchovidir. Boltsman formulasidan entropiyaning quyidagi statistik ma'nosi kelib chiqadi:

Entropiya sistema tartibsizlik darajasining o'lchovidir. Haqiqatdan ham makroholatni amalga oshirishda mikroholatlar qancha ko'p bo'lsa, entropiya shuncha katta bo'ladi.

Yopiq sistemadagi jarayonlar mikroholatlarning o'sish yo'nalishida, yoki boshqacha qilib aytganda sistemani ehtimolliги maksimal bo'lgan holatga erishguncha, jarayonlar ehtimolliги kam holatdan, ehtimolliги katta bo'lgan holat yo'nalishida sodir bo'ladi.

TD ning II-qonunining statistik ma'nosi shundan iboratki, *berk sistemada yuz beruvchi qaytuvchan jarayonlar vaqtida sistemaning holat ehtimolliги ortadi, qaytuvchan jarayonlar vaqtida esa o'zgarishsiz qoladi.*

4. Entropiya. Ideal gaz entropiyasi.

Karno tsiklining f.i.k $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ formulasidan

$Q_1/T_1 - Q_2/T_2 = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu erda Q_2 ishchi jismning sovutgichga bergan issiqlik miqdori, Shuning uchun u manfiy. Buni hisobga olsak, yuqoridagi ifoda

$$Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = 0 \quad (15.10)$$

ko'rinishini oladi. Bu erda Q/T nisbatga keltirilgan issiqlik miqdori deyiladi. Demak, Karno tsikli uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining summasi nolga teng. Aniq nazariy hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, har qanday qaytuvchan jarayonlar uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarini summasi nolga teng. Shuning uchun (15.10) formulani umumiy holda

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (15.11)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Berk kontur bo'yicha olingan integralning nolga tengligidan integral ostidagi ifoda sistema holatini belgilaydigan qandaydir funktsiyaning to'liq differensial bo'lib, u faqat sistema holati bilan aniqlanib, sistemani bu holatga qanday yo'llar bilan kelganiga bog'liq emas.

dQ/T - differensial sistemaning holat funktsiyasi yoki entropiya deyiladi va S bilan belgilanadi.

Qaytuvchan jarayonlar uchun entropiyaning o'zgarishi nolga teng.

$$\Delta S = 0 \quad (15.12)$$

Qaytmas jarayon vaqtida sistemaning entropiyasi hamma vaqt ortadi.

$$\Delta S > 0 \quad (15.13)$$

Yuqoridagi (15.12) va (15.13) formulalar faqat yopiq sistemalar uchungina to'g'ridir. Agar sistema tashqi muhit bilan issiqlik almashayotgan bo'lsa, uning entropiyasi turlicha bo'lishi mumkin. (15.12) va (15.13) munosabatni birlashtirib

$$\Delta S \geq 0 \quad (15.14)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

(15.14) ifodaga Klauzius tengsizligi deyiladi. (15.14) dan ko'rinadiki, berk sistemada entropiya o'sishi (qaytmas jarayonlarda) yoki o'zgarmasdan qolishi mumkin (qaytuvchan jarayonlarda).

Agar sistema muvozanatli I-holatdan 2-holatga o'tayotgan bo'lsa, entropiyaning o'zgarishi (15.11) ga ko'ra

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + dA}{T} \quad (15.15)$$

bo'ladi.

Ideal gaz uchun entropiyaning o'zgarishini ko'raylik. Ma'lumki,

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT$$

$$dA = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}$$

bo'lgani uchun entropiyaning o'zgarishi (15.15) formulaga ko'ra

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{M} \left(C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \quad (15.16)$$

bo'ladi.

Ideal gazda entropiyaning o'zgarishi uning I-holatdan 2-holatga qanday jarayonlar orqali o'tishiga bog'liq emas.

Adiabatik jarayon vaqtida entropiya o'zgarmaydi $\Delta S = 0$, chunki $dQ = 0$. Shuning uchun adiabatik jarayoni izoentropik jarayon ham deyiladi. (15.16) formulaga ko'ra izotermik jarayonda ($T_1 = T_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

izoxorik jarayonda ($V_1 = V_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_v \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo'ladi.

Real jarayonlarlar qaytmas bo'lgani uchun berk sistemadagi jarayonlarlar entropiyani oshishiga olib keladi deyish mumkin.

Buni entropiyaning o'sish prinsipi deb ham yuritiladi. Bu prinsipdan TD II-qonuni ning boshqa ta'rifi kelib chiqadi:

Makroskopik sistemalarda faqat entropiyaning oshishiga olib keladigan jarayonlarni bo'lishi mumkin.

Ba'zi hollarda sistemaning ayni holati uchun entropiyani miqdorini bilish talab qilinadi. Bunday hollarda TDning uchinchi bosh qonuni deb ataluvchi Nernst teoremasidan foydalaniladi. Bu teoremaga asosan, *har qanday jismning absolyut temperaturasi nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ham nolga aylanadi.*

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$$

Shuning uchun ma'lum temperaturada sistema entropiyasini hisoblashda quyi chegara sifatida $T = 0$ K dagi holat olinadi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar deganda nimani tushunasiz?

2. Sistemaning holati va faza tushunchalarining mahnosini tushuntiring.
3. Issiqlik va sovutgich mashinalari orasida qanday farq bor?
4. Issiqlik mashinalarini va Karno tsikilini f.i.k. qanday hisoblanadi?
5. Sistema entropiyasi deganda nimani tushunasiz va u qanday hisoblanadi?
6. Entropiyaning statistik mahnosini tushuntirib bering.
7. Termodinamikaning 2-qonuniga entropiya orqali qanday ta'rif beriladi?
8. Termodinamikaning 3-qonunida nima deyiladi?
9. Ideal gaz entropiyasi qanday hisoblanadi?
10. Karno TSikli qanday jarayonlardan iborat?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

46-mavzu

REAL GAZLAR

Reja:

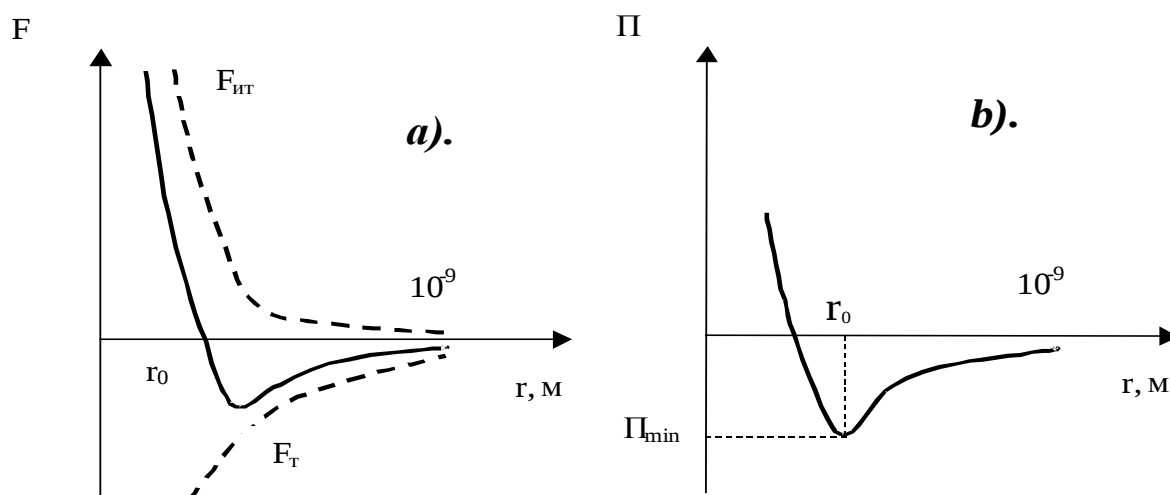
5. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.
6. Van-der-Vaals tenglamasi.
7. Van-der-Vaals izotermalari va ularning tahlili. Eksperimental izotermalar.
8. Real gazning ichki energiyasi.
9. Joule - Thomson effekti.

Tayanch so'zlar va iboralar: Ideal gaz, molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi, real gaz, Van-der-Vaals tenglamasi, Van-der-Vaals izotermalari, eksperimental izotermalar, real gazning ichki energiyasi, Joule-Tomson effekti.

1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.

Molekulyar-kinetik nazariyadagi ideal gaz modeli haqiqiy bor gazlarning siyraklashgan holi uchun, yuqori temperaturalar va past bosimlar sohasida o'rinlidir. Ideal gazning holat tenglamasini chiqarishda molekulalarning o'lchamlari va o'zaro ta'siri e'tiborga olinmaydi. Bosimning ortishi molekulalar orasidagi masofani kamaytiradi, Shuning uchun molekulalarning hajmi va o'zaro ta'sirini e'tiborga olish kerak bo'ladi. Misol uchun, normal sharoitda 1m^3 gazda $2,69 \cdot 10^{25}$ ta molekula bo'lib, u 10^{-4}m^3 hajmni ($r \sim 10^{-6}\text{m}$) egallaydi. Bu hajmni gaz hajmiga (1m^3) nisbatan e'tiborga olmasa ham bo'ladi. 500 MPa bosimda molekulalar hajmi gaz hajmining yarmini tashkil qiladi. Shunday qilib yuqori bosim va past temperaturalarda ideal gaz modelini qo'llab bo'lmaydi.

Real gazlarni qo‘rayotganimizda biz albatta molekulalararo ta‘sirni e‘tiborga olishimiz kerak. Bunday ta‘sirlar $\leq 10^{-9}$ m masofalarda namoyon bo‘ladi va masofa ortishi



16.1-rasm

bilan tezda kamayadi. Molekulalar orasida bir vaqtning o‘zida tortishish va itarishish kuchlari mavjud bo‘ladi. 16.1(a)-rasmda o‘zaro ta‘sirning sifatli grafigi keltirilgan, F_{it} - itarishish kuchlari, F_t - tortishish kuchlari, F - ularning teng ta‘sir etuvchisi. Itarishish kuchlari musbat, tortishish kuchlari manfiy deb hisoblanadi. $r = r_0$ masofada $F = 0$, ya‘ni itarishish va tortishish kuchlari bir-birini muvozanatlaydi. $r < r_0$ da itarishish kuchlari, $r > r_0$ da tortishish kuchlari namoyon bo‘ladi. $r > 10^{-9}$ m larda molekulalararo o‘zaro ta‘sir kuchlari yo‘q hisob ($F = 0$). 16.1(b)-rasmda o‘zaro ta‘sir potensial energiyasining grafigi keltirilgan. Bu grafikdan ko‘rinib turibdiki, $r = r_0$ masofada, ya‘ni itarishish va tortishish kuchlari bir - birini kompensatsiyalaganda, ya‘ni tizim turg‘un muvozanat holatda bo‘lganda, uning potensial energiyasi minimumga erishadi.

Tortishish va itarishish kuchlari elektromagnit tabiatga ega. Tortishish kuchlari

$$F_{\text{tort}} \approx - \frac{A}{r^7} \quad (16.1)$$

Itarishish kuchlari

$$F_{\text{itar}} \approx \frac{B}{r^9} \quad (16.2)$$

va potensial energiya

$$P \approx \int f(r) dr = -\alpha \frac{A}{r^6} + \beta \frac{B}{r^8} \quad (16.3)$$

qonuniga bo‘ysunadi.

Van-der-Vaals tenglamasi.

Yuqorida ta‘kidlanganidek, real gazlar uchun molekulalarning o‘lchamlari va ularning o‘zaro ta‘sirini e‘tiborga olish zarur.

Molekulalarning hususiy hajmi va molekulalar orasidagi o‘zaro ta‘sirni e‘tiborga olish golland fizigi I.Van-der-Vaalsga (1837-1923) real gaz uchun holat tenglamasini chiqarishga imkon berdi. Van-der-Vaals Klapeyron tenglamasiga ikkita tuzatish kiritdi.

a). Molekulalarning xususiy hajmini hisobga olish. Molekula egallagan hajmga boshqa molekulalarning kira olmasligi, molekulalar harakatlanishi mumkin bo'lgan hajm endi V_μ emas $V_\mu - v$ bo'lib qoladi, bu erdagi v -molekulalar egallagan hajm.

b). Molekulalar orasidagi o'zaro tortishishni e'tiborga olish gazga qo'shimcha ichki bosimni vujudga keltiradi. Van-der-Vaalsning hisoblariga ko'ra ichki bosim gaz hajmining kvadratiga teskari proporsional dir:

$$R' = \frac{a}{V_\mu^2} \quad (16.4)$$

α - molekulalar orasidagi o'zaro tortishish kuchlarini tavsiflovchi doimiy;

V_μ - molyar hajm.

Yuqoridagi o'zgartirishlarni kiritib bir mol gaz uchun Van-der-Vals (real gazning holat) tenglamasini olamiz:

$$\left(P + \frac{a}{V_\mu^2}\right)(V_\mu - b) = RT. \quad (16.5)$$

v molga mos keluvchi ixtiyoriy m massali gaz uchun ($V = v \cdot V_\mu$) Van-der-Vals tenglamasi

$$\left(R + \frac{v^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{v} - b\right) = RT \quad (16.6)$$

yoki

$$\left(P + \frac{v^2 a}{V^2}\right)(V - vb) = vRT \quad (16.7)$$

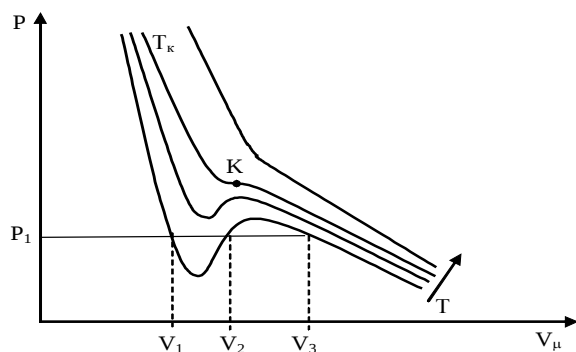
Van-der-Vals tenglamasini chiqarishda bir qator soddalashtirishlarga borilgan, Shuning uchun u ham aniq tenglama emas, lekin Klapayron tenglamasiga nisbatan tajriba bilan mosroq.

Past bosim, yuqori temperaturalarda V_μ kattalashadi $b \ll V_\mu$, $R' \ll R$ va bu holda Van-der-Vals tenglamasi Klapayron tenglamasiga o'tadi.

3. Van-der-Vals izotermalari va ularning tahlili.

Eksperimental izotermalar.

Berilgan temperaturalardagi P ning V_μ ga bog'liqligini (16.5) tenglama asosida ko'rib chiqsak, Van-der-Vaals izotermalarini olamiz. 16.2-rasmda to'rtta temperatura uchun shunday izotermalar keltirilgan.



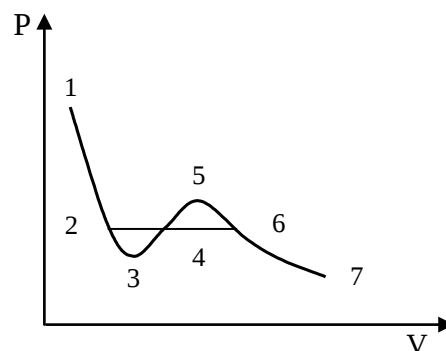
16.2-rasm

Yuqori temperaturalarda real gaz izotermasi ideal gaz izotermasiga yaqin; T_k temperaturada izoterma faqat bitta (k) egilish nuqtasiga ega; quyi temperaturalarda ($T < T_k$) izoterma monoton pastga tushuvchi, so'ng monoton ko'tariluvchi va yana monoton tushuvchi chiziqdan iborat.

Van-der-Vals tenglamasini

$$RV_\mu^3 - (RT + Rb) V_\mu^2 + aV_\mu - ab = 0 \quad (16.8)$$

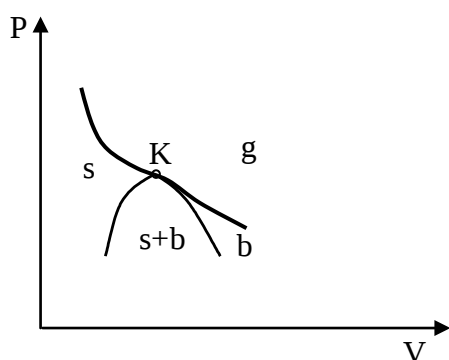
ko'rinishda yozaylik. Ushbu tenglama V_μ ga nisbatan 3 - darajali tenglamadir. Uning echimi 3 ta xaqiqiy yoki bitta haqiqiy va ikkita mavhum ildizdir, lekin fizik maonoga faqat haqiqiy ildizlargina ega. Birinchi holga (16.2-rasmga qarang) past temperaturadagi izoterma misol bo'la oladi (R_1 bosim qiymatiga uchta V_1 , V_2 va V_3 qiymatlar to'g'ri kelyapti); ikkinchi holga esa yuqori temperaturadagi izotermalarda to'g'ri keladi. $T < T_k$ dagi izotermaning turli sohalarini qarab, (16.3 - rasm) 1- 3, 5 - 7 sohalarida V_μ ning kamayishi bilan R_1 ning tabiiy ravishda ortishini ko'ramiz. 5 - 3 sohada moddaning siqilishi bosimning kamayishiga olib keladi; tajribaning ko'rsatishicha tabiatda bunday holatlar kuzatilmaydi. 3 - 5 holatda modda bir jinsli bo'lib qolmas ekan, ma'lum holda holatning o'zgarishi ro'y beradi va modda ikkita agregat holatda bo'ladi. Shunday qilib, haqiqiy izoterma 7 - 6 - 2 - 1 ko'rinishga ega bo'ladi. 7 - 6 qism gaz, 2 - 1 suyuq holatlarga to'g'ri keladi. 6 - 2 qism gaz va suyuqlik o'rtasidagi muvozanatga to'g'ri keladi.



16.3-rasm

Yuqorida olingan natijalarni irland olimi T.Endryus (1813-1885) ning karbonat angidrit (SO_2) ni siqilishini o'rganish bo'yicha o'tkazgan tajribalari tasdiqladi. 16.2-rasmdagi faqat bitta (K) kritik nuqta deb ataladigan egilish nuqtasiga ega bo'lgan izoterma kritik izoterma, unga mos T_k temperatura kritik temperatura deb ataladi. Kritik nuqtaga mos keluvchi V_k kritik hajm, R_k kritik bosim deb ataladi.

Van-der-Vaals izotermalarining gorizontaldagi chetki nuqtalaridan chiziq o'tkazsak, ikki fazali holatlarni chegaralovchi qo'ng'iroqsimon chiziq hosil bo'ladi (16.4-rasm).



16.4-rasm

Bu chiziq va kritik izoterma R-V diagrammani uchta sohaga bo'ladi. Qo'ng'iroqsimon chiziq ostida ikki fazali holatlar (suyuqlik va to'yingan bug'), uning chapida suyuq holatlar o'ng tomonida bug' sohasi ko'rsatilgan. Kritik temperaturadan yuqori temperaturada bo'lgan gazni xech qanday bosimda suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi. Kritik temperatura gazni suyuqlikka aylantirish mumkin bo'lgan eng yuqori temperaturadir.

4. Real gazning ichki energiyasi

Real gazning ichki energiyasi molekulalarning issiqlik harakat kinetik energiyasi va molekulalararo o'zaro ta'sir potensial energiyasidan iborat. Molekulalararo o'zaro tortishishni engish uchun bajarilgan ish tizimning ichki energiyasini oshirishga sarf bo'ladi, ya'ni

$$dA = P dV_\mu = d\Pi \quad \text{yoki} \quad d\Pi = \frac{a}{V_\mu^2} dV_\mu$$

Bunda

$$\Pi = \frac{a}{V_\mu}$$

Demak, 1 mol real gazning ichki energiyasi

$$U_\mu = S_\nu T - \frac{a}{V_\mu} \quad (16.9)$$

temperatura va xajm ortishi bilan ortib boradi. Adiabatik jarayonda $dQ = 0$ va $dA = 0$

$$dQ = (U_2 - U_1) + dA \quad \text{dan} \quad U_1 = U_2.$$

Shunday qilib ish bajarilmasa adiabatik kengayish jarayonida ichki energiya o'zgarmaydi. Ideal gaz uchun $U_1 = U_2$ deganda $T_1 = T_2$ tushuniladi. 1 mol real gaz uchun

$$U_1 = C_v T_1 - a/V_1 \quad U_2 = C_v T_2 - a/V_2 \quad (16.10)$$

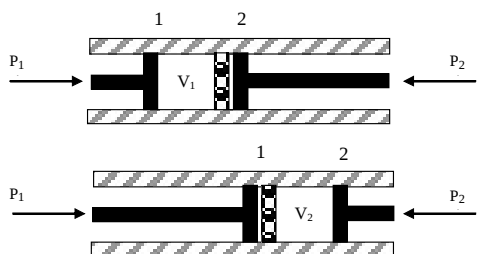
dan

$$T_1 - T_2 = \frac{a}{c} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right). \quad (16.11)$$

$V_2 > V_1$ ligidan $T_1 > T_2$, ya'ni real gaz vakuumga adiabatik kengayishda soviydi. Adiabatik siqishda real gaz isiydi.

5. Joule - Tomson effekti.

Agar ideal gaz adiabatik kengaysa va bunda ish bajarsa soviydi, chunki ish uning ichki energiyasi hisobiga bajariladi. Real gazlar uchun shunga o'xshash jarayonni ingliz fiziklari J.Joule (1818-1889) va U.Tomson (1824-1907) amalga oshirdilar. Tajriba gaz bir idishdan ikkinchi idishga g'ovakli jismdan tayerlangan to'siq orkali o'tadi (16.5 - rasm). CHap tomondagi gaz R_1 , V_1 , T_1 parametrlar bilan xarakterlanadi. R_1 va R_2 bosimlar o'zgarmas ushlab turiladi. Jarayon adiabatik bo'lgani uchun



16.5-rasm

$$dQ = (U_2 - U_1) + dA = 0 \quad (16.12)$$

Gaz tomonidan bajarilgan ish 2-porshenning harakati tufayli musbat ($A_2 = P_2 V_2$) va 1-porshenning harkatidan ($A_1 = P_1 V_1$), ya'ni $dA = A_2 - A_1$. Bularni (16.12) ga qo'ysak,

$$U_1 + R_1 V_1 = U_2 + R_2 V_2 \quad (16.13)$$

ni olamiz. Demak, bunda $U + PV$ funktsiya o'zgarmay qolayapti. Bu holat funktsiyasi bo'lib entalpiya deb ataladi. Sodda uchun hisoblarni 1 mol uchun o'tkazamiz. (16.13) ifodaga (16.10) ni qo'yib,

$$T_2 - T_1 = \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1) - b(P_2 - P_1)}{C_v + R} - \frac{ab(1/V_2^2 - 1/V_1^2)}{C_v + R} \quad (16.14)$$

ni olamiz. Faraz qilaylik $R_2 \ll R_1$, $V_2 \gg V_1$

1) $a \approx 0$ - tortishish kuchlarini e'tiborga olmay, faqat molekulalarning xajmlarini e'tiborga olamiz. Unda

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-b(p_2 - p_1)}{C_v + R} > 0 \quad (16.15)$$

ya'ni bu holda gaz isiydi;

2) $v \approx 0$ - gaz xajmini e'tiborga olmay, molekulalararo tortishish kuchlarini e'tiborga olamiz. Unda

$$T_2 - T_1 \approx \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1)}{C_v + R} \quad (16.16)$$

ya'ni bu holda gaz soviydi;

3) Ikkala tuzatishni e'tiborga olamiz.

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-\frac{2a}{V_1} + \frac{bRT_1}{V_1 - b}}{C_v + R} + \frac{\frac{ba}{V_1^2} - \frac{ab}{V_1^2}}{C_v + R} = \frac{\frac{bRT_1}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1}}{C_v + R} \quad (16.17)$$

ya'ni temperaturalar farqining ishorasi V_1 va T_1 larning qiymatiga bog'liq.

Real gazning g'ovakli jism orqali bosimlar farqi tufayli o'tib adiabatik kengayishi natijasida temperaturasining o'zgarishi Joule-Tomson effekti deyiladi. Agar gaz bunday o'tish natijasida sovusa musbat, qizisa manfiy Joule-Tomson effekti deyiladi.
Joule-Tomson effektidan gazlarni suyultirishda foydalaniladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va ularning vujudga kelish sabablari qanday?
2. Molekulalararo o'zaro ta'sir potensial energiyasi qanday bo'ladi?
3. Ideal gaz qanday gaz?
4. Real gaz va ideal gazlarning farqi nimada?
5. Van-der-Vaals tenglamasini yozing va tushuntirib bering.
6. Nazariy izotermalarni chizing va tushuntirib bering.
7. Kritik nuqta nima?
8. Eksperimental izotermalarning hosil bo'lishi va ma'nosi qanday?
9. Ideal va real gazlarning ichki energiyasi qanday bo'ladi?
10. Joule -Tomson effektini izohlab bering.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

47-ma'ruza. FAZAVIY O'TISHLAR

Reja:

5. Faza. Fazaviy o'tishlar. I- va II-tur fazaviy o'tishlar.
6. Fazalarning muvozanatda bo'lish sharti.
7. Fazalar diagrammalari. Uchlangan nuqta.
8. Klapayron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta.

Tayanch so'zlar va iboralar: Faza, agregat holat, I-tur fazaviy o'tish, II-tur fazaviy o'tish, simmetriya, fazaviy o'tish issiqligi, fazalarning muvozanat sharti, solishtirma Gibbs potentsiali, fazalar diagrammalari, uchlangan nuqta, Klapayron-Klauzius tenglamasi, kritik nuqta.

1. Faza. Fazaviy o'tishlar. I-tur va II-tur fazaviy o'tishlar.

Faza deb moddaning mumkin bo'lgan muvozanat holatlaridan fizik xossalari bo'yicha farq qiluvchi termodinamik muvozanat xolatiga aytiladi.

Modda turli agegat xolatlar: qattiq, suyuq va gazsimon xolatda bo'lishi mumkin. Bu xolatlar moddaning fazalariga misol bo'la oladi. Lekin, faza tushunchasi agregat xolat tushunchasidan kengroqdir. Moddaning ayni bir agregat xolat doirasida, modda bir necha fazalarda, ya'ni bir-biridan o'zining tarkibi va tuzilishi jihatidan farq qiluvchi turli ko'rinishlarda bo'lishi mumkin. Masalan, qattiq jism -muz-besh xil turli kristall ko'rinishlarda (fazalarda) uchrashi mumkin. Gaz atom- molekulyar va ionlashgan (plazma) ko'rinishida bo'lishi mumkin. Shuningdek, plazma o'z navbatida bir necha turli (gaz, razryad, izotermik va yuqori temperaturali plazma) ko'rinishda bo'lishi mumkin. Moddaning qaysi fazada bo'lishi modda zarralarining (atomlari, molekulalari, ionlarning) o'rtacha kinetik kT va o'rtacha potensial energiyalari (P) orasida munosabatga bog'liq.

Agar $kT \gg P$ bo'lsa modda gaz holatida bo'ladi, chunki bunda zarralarning intensiv harakati ularning birlashishiga to'sqinlik qiladi. $P \gg kT$ da modda kattik xolatda bo'ladi. Bunda zarralar bir-biriga tortilib, ma'lum tartib bilan joylashgan bo'ladi. $P \sim kT$ da modda suyuq holatda bo'ladi. Bunda zarralar issiqlik harakati tufayli harakat qilib o'rinlarini almashtirishlari mumkin, lekin ma'lum minimal masofadan uzoqqa ketmaydilar. Yuqoridagi munosabatlar o'z navbatida tashqi sharoitlarga: temperatura va bosimga bog'liq. Yuqori temperatura va past bosimlarda modda qattiq, temperatura va bosimning oraliq qiymatlari moddaning suyuq holatiga mos keladi. Shunday qilib, moddaning fazaviy o'tishlari temperatura va bosimning o'zgarishlari tufayli sodir bo'ladi. Fazaviy o'tish natijasida moddaning xususiyatlari sifat jihatidan o'zgaradi. Fazaviy o'tishga moddaning bir agregat holatdan boshqasiga o'tishi yoki tarkibi, tuzilishi va xossalari o'zgarishi (misol uchun kristall holidagi moddaning bir modifikatsiyadan boshqasiga o'tishi) bilan bo'ladigan o'tishlar misol bo'la oladi.

Fazaviy o'tishlarning ikki turini farqlaydilar. *I - tur fazaviy o'tish (misol uchun, erish, kristallanish va hakoza) fazaviy o'tish issiqligi deb ataluvchi ma'lum issiqlik miqdorini yutish yoki chiqarish bilan sodir bo'ladi. I-tur fazaviy o'tishlar temperaturaning doimiyligi, entropiya va hajmning o'zgarishi bilan farqanadi.* Buni quyidagicha tushuntirish mumkin: misol uchun erishda kristall panjarani buzish uchun unga ma'lum issiqlik miqdori uzatish kerak. Bunda berilayotgan issiqlik energiyasi jismni isitish uchun emas, atomlararo bog'lanishlarni uzish uchun sarflanadi, Shuning uchun erish doimiy temperaturada sodir bo'ladi. Bunday tartib darajasi yuqori bo'lgan kristall xolatdan, tartib darajasi past bo'lgan suyuq xolatga o'tishda betartiblik darajasi ortadi va termodinamikaning II-qonuniga ko'ra bunday jarayonda tizimning entropiyasi ortadi. Agar jarayon teskari yo'nalishda borsa (kristallanish), issiqlik ajralib chiqadi.

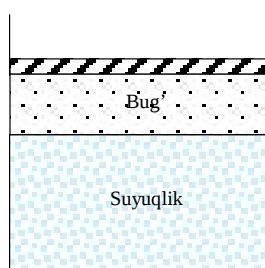
Issiqlik yutish yoki ajralishi, hajmning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lmagan o'tishlar II-tur fazaviy o'tishlar deb ataladi. Bunday o'tishlar hajm va entropiyaning o'zgarmasligi va issiqlik sig'imining sakrab o'zgarishi bilan tavsiflanadi. II-tur fazaviy o'tishlar L.D.Landauning ishlarida tushuntirilgan. Unga ko'ra II-tur fazaviy o'tishlar simmetriyaning o'zgarishi bilan bog'liq: fazaviy o'tishning o'tish temperaturasidan yuqoriroq temperaturalarda tizimning simmetriya darajasi o'tish darajasidan past temperaturalardagiga qaraganda yuqoriroq bo'ladi. II-tur fazaviy o'tishlarga ma'lum bosim va temperaturalarda ferromagnit moddaning (temir, nikel) paramagnit xolatga o'tishi; metallar va ba'zi qotishmalarning 0 K ga yaqin temperaturalarda elektr qarshiliklarining sakrash bilan nolgacha kamayishi bilan karakterlanuvchi o'ta

o'tkazuvchan holatga o'tishi; oddiy suyuq geliyning (geliy I) $T=2,9K$ da o'ta oquvchanlik xossasiga ega bo'lgan suyuq modifikatsiyasiga (geliy II) o'tishi misol bo'la oladi.

2. Fazalarning muvozanatda bo'lish sharti.

Tizimni tashkil etuvchi va bir-biriga tegib turuvchi fazalari o'zaro muvozanatda bo'lishini tushunish uchun suyuqlik va uning bug'idan iborat bo'lgan ikki fazali tizim bilan tanishaylik. Boshlang'ich paytda biror idish hajmining ma'lum qismida suyuqlik, qolgan qismi bo'shliqdan iborat bo'lsin. Bu bo'shliqni suvdan bug'lanish tufayli chiqayotgan gazsimon fazaga o'tayotgan molekulalar egallay boshlaydi: bug'ning bosimi ortib boradi. Bosim ortib borishi bilan gazsimon fazadan suyuq fazaga o'tayotgan molekulalarning soni xam ortib boradi. Berilgan xarorat uchun bug' bosimining biror qiymatida istalgan vaqt oralig'ida suyuqlikdan chiqib ketayotgan va unga qaytib tushayotgan molekulalarning soni o'zaro tenglashib qoladi. Tizimni tashkil qilgan har bir fazadagi modda miqdori vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi, ya'ni suyuq faza bilan gazsimon faza o'rtasida dinamik muvozanat vujudga keladi.

Bulardan ko'rinadiki, fazalar o'rtasida statistik muvozanat vujudga kelishi uchun:



18.1-rasm

1. Tizimning hamma qismlarida harorat bir xil qiymatga ega bo'lishi va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligi kerak.

2. Tizimning hamma qismlarida bosim bir xil qiymatga ega bo'lib, vaqt o'tishi bilan u ham o'zgarmay qolishi kerak. Endi suyuqlik bilan muvozanatda turgan bug' hajmini porshenni siljitish orqali kamaytiraylik (yoki oshiraylik). Bunda bug' bosimi ko'payib (kamayib) tizimning muvozanat xolati buziladi. Bug' (suyuqlik) ning qo'shimcha bir qismi suyuqlik (bug')ga aylangandan so'ng tizim

yana muvozanat xolatiga keladi. Demak, bunday sharoitlarda fazalar aylanishi kuzatilib, ba'zi fazalarning ortib borishi, boshqalarning esa kamayib borishi kuzatiladi. Fazalar o'rtasida muvozanat hosil bo'lishi uchun uchinchi zaruriy shart - tizim tarkibidagi har bir faza massasining vaqt o'tishi bilan o'zgarmasdan qolish sharti bajarilishi kerak. Bu qanday sharoitda bajarilishini ko'rib o'taylik. Tizimda o'z - o'zidan sodir bo'luvchi qaytmas jarayon uchun

$$dQ < TdS \quad (18.1)$$

ni yozish mumkin. Termodinamikaning I-qonuni

$$dQ = dU + PdV$$

dan foydalanib (19.1)ni

$$dU + PdV - TdS < 0 \quad (18.2)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Gibbs potentsiali

$$G = U - TS + PV$$

va uning

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV + VdP$$

ko'rinishdagi ifodasidan foydalanib (19.2) tengsizlikni

$$dG + SdT - VdP < 0 \quad (18.3)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Birinchi va ikkinchi shartlardan $dt = 0$, $dP = 0$ va (18.3)

$$dG < 0$$

ko'rinishga keladi. Bundan ko'rinadiki, tizimning harorati va bosimi o'zgarmasdan qolganda, Gibbs potentsialining kamayishiga olib keluvchi, o'z - o'zidan sodir bo'luvchi jarayonlarni kuzatish mumkin. Yuqoridagi misolda suyuq faza massasi m_1 , gazsimon faza massasi m_2 bo'lsin. Fazalar aylanishida, tizimning to'la massasi o'zgarmay qoladi:

$$m = m_1 + m_2 = \text{const}$$

Suyuq va gazsimon fazalardagi moddalar solishtirma Gibbs potentsiallarini mos ravishda g_1 va g_2 orkali belgilasak, butun tizimning Gibbs potentsiali

$$G = m_1 g_1 + m_2 g_2$$

bo'ladi. Suyuqlikning solishtirma Gibbs potentsiali bug'nikidan kichik bo'lsa, tizim Gibbs potentsialining kamayib borishi uchun gazsimon faza suyuq fazaga o'tib boradi. Agar

$$g_1(P, T) = g_2(P, T)$$

bajarilsa, ikkala faza o'zaro muvozanat holatida bo'ladi. Yuqoridagi muloxazalar faqat suyuqlik va uning bug'idan iborat ikki fazali tizim uchungina emas, balki har qanday tizim uchun o'rinnidir. Bir qancha fazalardan tashkil topgan tizim uchun

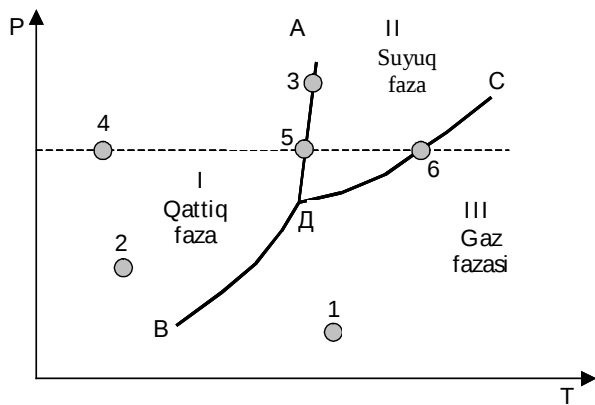
$$g_1(P, T) = g_2(P, T) = \dots = g_n(P, T)$$

Demak, bir necha fazalardan tashkil topgan tizimning harorati va bosimi o'zgarishsiz saqlab turiladigan hollarda tizimdagi barcha fazalar o'rtasidagi muvozanatni vujudga kelishining sharti hamma fazalar solishtirma Gibbs potentsiallarining o'zaro teng bo'lishidan iborat ekan.

3. Fazalar diagrammalari. Uchlangan nuqta.

Biror modda fazalarining mavjudligi shartlarini (ya'ni temperatura va bosimni) son jadvali vositasida tavsiflash o'rniga hamma vaqt T (temperatura) va P (bosim) koordinata o'qlari bulgan grafikdan foydalaniladi. Bunday grafik holatlar diagrammasi yoki fazalar muvozanati diagrammasi deyiladi. 18.2-rasmda moddaning sifatli holatlar diagrammasi ko'rsatilgan. Diagramma maydoni AD, VD va SD chiziklar bilan uchta sohaga bo'linadi, bu sohalar I kattik: II suyuq: III gazsimon fazalarning mavjudlik shartlariga to'g'ri keladi.

Diagrammaning chiziqlari fazaviy muvozanat egri chiziqlari deyiladi. Bu egri chiziqlar ikki qo'shni fazalarning keraklixa uzok birgalikda mavjudlik muvozanat shartlariga mos keladi. *D nuqta uchlanma nuqta deb ataladi: bu nuqta moddaning uchala fazasining mavjudlik shartlariga mos keladi.* Masalan, suvning uchlanma nuqtasi ayni bir vaqtda o'zaro bir-biriga tegishib turgan muzning, suvning va suv bug'larining ayni bir vaqtda mavjudligiga mos keladi. Suvning uchlanma nuqtasi $T=273,15$ K temperatura va $P = 4.58$ mm.sim.ust. bosim bilan harakterlanadi. Fazalar muvozanati diagrammasi muayyan modddaning muayyan sharoitlarda (P va T) qaysi holatda bo'lishi masalasini aniqlashda juda qulay. Bu savolga diagrammada berilgan koordinatlar



18.2-rasm

(R, T) bo'yicha nuqtani yasab javob olish mumkin. Masalan, 1 nuqtaga tegishli sharoitlarda modda gazsimon holatda, 2 nuqtaga mos sharoitlarda qattiq holatda, 3 nuqtaga mos sharoitlarda esa bir vaqtda qattiq va suyuq holatlarda (fazalar muvozanati) bo'ladi.

Diagrammada, shuningdek, modda holatining o'zgarish jarayonlarini tasvirlash ham qulay. Masalan, qattiq holatda bo'lgan (4 nuqta) moddaning izobarik ($P=\text{const}$) qizishi abstsissalar o'qiga parallel bo'lgan uzuq to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Bu to'g'ri chiziq 5 nuqtaga mos temperaturada jism eriy boshlashini kursatadi, 6 nuqtaga mos temperaturada gazga aylana boshlaydi va temperatura yanada ko'tarilganda butunlay gazsimon holatga o'tadi.

4. Klapayron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta.

Bitta modda ikki fazasining muvozanat chizig'ini hisoblash usulini termodinamika beradi. Fazaviy o'tishda bosimning o'zgarishi bilan temperaturaning o'zgarishini Klapayron-Klauzius tenglamasi

$$dT = \frac{T(V_2 - V_1)}{L} dp$$

yordamida aniqlash mumkin. Bu erda L-fazaviy o'tish issiqligi (misol uchun, bug'lanish issiqligi, erish issikligi), $V_2 - V_1$ -bir fazadan ikkinchisiga o'tganda xajmning o'zgarishi, T-o'tish temperaturasi. Klapayron-Klauzius tenglamasi muvozanat chiziqlarining og'ishini aniqlashga imkon beradi. L va T musbat bo'lganligi uchun og'ish $V_2 - V_1$ ning ishorasi bilan aniqlanadi. Suyuqliklarning bug'lanishi va qattiq jismlarning sublimatsiyasida modda hajmi ortadi, shuning uchun $dP/dT > 0$ demak bunday jarayonlarda tashqi bosimning ortishi temperaturaning ortishiga olib keladi va aksincha. Aksariyat ko'p moddalarning erishida hajmi odatda ortadi, ya'ni demak bosimning ortishi erish temperatura-sining ortishiga olib keladi. Ba'zi bir moddalar (N_2O , Ge, cho'yan) uchun esa suyuq faza hajmi qattiq faza hajmidan kichik, ya'ni $dT/dP < 0$ demak, bosimining ortishi erish temperaturasining pasayishiga olib keladi.

Fazalar diagrammasidan (19.2-rasm) ko'rinib turibdiki, bug'lanish chizig'i kritik nuqta K da tamom bo'layapti. Natijada suyuq holatdan gaz holatiga o'tish uzluksiz ravishda bug'lanish chizig'ini kesmagan holda kritik nuqtani aylanib o'tib ro'y berishi mumkin (18.2-rasm 1-2 o'tish); bunday o'tish fazaviy aylannishsiz sodir bo'lmoqda. Buning sababi gaz va suyuqlik o'rtasidagi tafovut miqdoriy xolos (ikkala holat, misol uchun izotropdir). Qattiq - kristall (anizotropiya bilan harakterlanuvchi) holatdan suyuq yoki gaz holatiga o'tish sakrab, fazaviy o'tish vositasida bo'ladi va Shuning uchun erish va sublimatsiya chiziqlari, bug'lanish chizig'iga o'xshab, uzilib qolmaydi. Erish chizig'i cheksizlikka intiladi; sublimatsiya chizig'i $P = 0$ va $T = 0$ bo'lgan nuqtaga boradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Faza nima?
2. Agregat holat nima?
3. I-tur fazaviy o'tish haqida so'zlab bering.
4. II-tur fazaviy o'tish haqida so'zlab bering.
5. Termodinamik funktsiyalar to'g'risida tushuncha bering.
6. Fazalarning muvozanatda bo'lish sharti qanday?
7. Fazalar diagrammasini tushuntiring.
8. Uchlangan nuqta nima?
9. Klapayron-Klauzius tenglamasini yozing.
10. Kritik nuqta nima?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
3. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.
4. I.V.Savel'ev. Kurs obsh'ey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
5. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Vishaya shkola".2000g.
6. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Vishaya shkola». 2000 g, 380c.

7. G.A.Zisman, O.M.Todess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Vishaya shkola",1991 g
8. D.V.Sivuxin «Obshey kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g