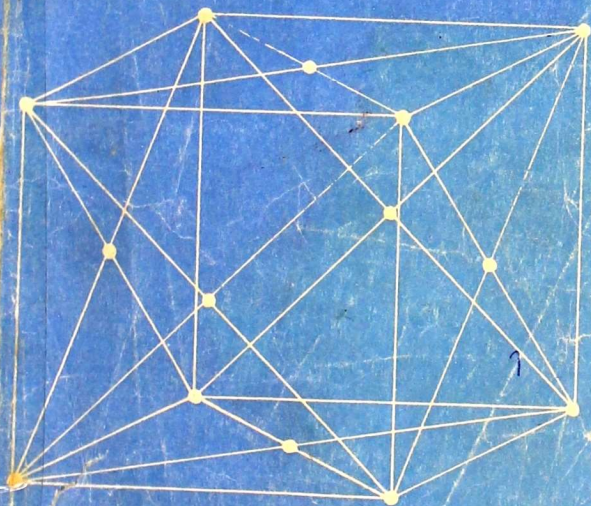


530.1 106.177

11-50

А. ИМАНКУЛОВ

# Молекулярдык физика



## БАШКЫ СӨЗ

Республикабыздын бардык окуу жайларынын көпчүлүк факультеттеринде физика сабагы окутулат. Айыл-кыштактагы мектептерди бүтүрүп келген окуучулардын көпчүлүгү орус тилин начар билишкендиктен, жогорку окуу жайларында алар физика сыяктуу татаал предметтерди өздөштүрүүдө бир топ кыйынчылыктарга учурашат.

Кийинки жылдарда университетте жана педагогикалык институттарда кээ бир предметтер I—II курстарда кыргыз студенттери үчүн өз эне тилинде окутула баштады.

Бирок, адистер тарабынан такталып которулган окуу китептери жок болгондуктан, азыр деле студенттердин өз алдынча кененирээк даярданышына жана терең билим алышына толук шарт жок.

Ушул себептердин негизинде орус тилиндеги физика китептеринин көпчүлүгү пайдаланылып, орто мектепти алыскы райондордон бүтүрүп келген студенттердин өзгөчөлүгү эске алынып, эркин түрдө физика курсунун «Молекулярдык физика» бөлүгү боюнча бул китепче жазылды.

Бул китепчени республикадагы бардык жогорку окуу жайларынын күндүзгү, кечки жана сырттан окуу бөлүмдөрүндөгү студенттер пайдаланууга болот.

А. Иманкулов  
Январь, 1963-жыл.

## ИДЕАЛДЫК ГАЗДАРДЫН АБАЛЫ

### § 1. Заттардын түзүлүшү жөнүндөгү атомдук жана молекулярдык теория

Заттардын атомдук жана молекулярдык түзүлүштөрүнөн көз каранды болгон касиеттерин окута турган физика илиминин бир бөлүгү молекулярдык физика болуп эсептелет.

Жаратылыштагы бардык заттар эң майда бөлүкчөлөрдөн турушат. Заттардын кандайдыр бир майда бөлүкчөлөрдөн турарын илгерки (биздин эрадан мурда) грек окумуштуулары да билишкен. Атомизмге негиз салган грек окумуштуусу философ Демокрит (биздин эрага чейинки 460—370-жылдар) болгон. Бирок ал учурда мындай көз караш гипотеза түрүндө гана таралган.

Атомдук жана молекулярдык көз караш илимий жагынан биринчи жолу орустун улуу окумуштуусу М. В. Ломоносов тарабынан негизделген.

Атомдук жана молекулярдык теория боюнча бардык заттар, алардын химиялык касиеттерин сактаган эң майда бөлүкчөлөрдөн—молекулалардан турат. Ал эми молекулалар болсо атомдордон турушат. Атом гректин бөлүнбөс деген сөзүнөн алынган. Чындыгында атомдун түзүлүшү эң татаал. Атомдун составы оң заряддалган ядро жана анын тегерегинде айланып жүрүүчү массасы эң кичине болгон электрондордон турат.

Молекулалар бир гана же бир нече атомдордон турушу мүмкүн. Инерттүү газдардын (гелий, неон, аргон ж. б.) молекулалары жалгыз гана атомдордон турушат. Ошондуктан инерттүү газдар үчүн молекула жана атом деген түшүнүктөрдүн айырмасы жок. Молекулалар (ошондой эле атомдор) дайым тынымсыз кыймылда болушат. Заттардын температурасы анын молекулаларынын

кыймылынын кинетикалык энергиясы менен мүнөздөлөт.

Ал эми атомдун ар бир айрым түрлөрү химиялык элементтер деп аталат.

Ар түрдүү элементтердин атомдору өздөрүнүн салмагы, өлчөмү жана химиялык касиеттери менен айырмаланышат. Атомдордун салмагынын чен бирдиги үчүн, кислороддун атомунун салмагынын  $\frac{1}{16}$  бөлүгү кабыл алынган.

Бул бирдик „кислороддук бирдик“ деп аталат. Кислороддук бирдик менен туюнтулган атомдордун салмагы, алардын *атомдук салмагы* деп аталат. Демек, кислороддун өзүнүн атомдук салмагы 16,000 га барабар. Эң жеңил элемент—водороддун атомунун салмагы 1,0078 ге барабар. Бул эки элементтин атомдук салмактарын салыштырсак  $\frac{16,0000}{1,0078} = 15,8762$  болот, б. а. кислороддун атомдук салмагы водороддун салмагына караганда 15,8762 эсе чоң экендигин билебиз.

Ар кандай заттардын молекулаларын да өз ара салыштырууга болот. Молекулалардын кислороддук бирдик менен туюнтулган салмагы, алардын *молекулярдык салмагы* деп аталат. Молекулалык салмак молекуланы түзүүчү бардык атомдордун салмактарынын суммасына барабар болот. Мисалы, суунун ( $H_2O$ ) молекуласы водороддун эки атомунан жана кислороддун бир атомунан турат. Суунун молекулярдык салмагы 18 кислороддук бирдикке барабар. ( $1 \times 2 + 16 = 18$ ).

Молекулярдык физикада бул түшүнүктөрдөн башка дагы „грамматом“ жана „граммолекула“ деген түшүнүктөр киргизилет. Берилген элементтин грамматому деп, сан жагынан анын атомдук салмагына барабар болуп, ал элементтин грамм менен туюнтулган бөлүкчөсүн айтабыз. Мисалы, грамматом водород үчүн 1 граммга, кислород үчүн — 16 граммга барабар.

Берилген заттын грамммолекуласы деп, сан жагынан анын молекулярдык салмагына барабар болуп, ал заттын грамм менен туюнтулган бөлүкчөсүн айтабыз. Мисалы, суунун ( $H_2O$ ) молекулярдык салмагы 18 граммга барабар.

Грамммолекуланы көбүнчө кыскартып, моль деп да колдонушат. Бардык заттардын бир грамм молекуласында канча молекула болсо, алардын бир грамматомунда ошончо атом болот.



Бир грамммолекуладагы молекулалардын саны (же бир грамматомдогу атомдордун саны) бардык заттар үчүн белгиленет да, Авагадро саны деп аталат.

Авагадро саны 1 мольдун ичиндеги молекулалардын санын көрсөткөндүктөн, анын бирдиги моль<sup>-1</sup> болот. Сан жагынан  $N = 6,023 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>. Нормалдуу шартта, б. а. басым 1 атмосфера, температура 0°C кезинде бардык газдардын 1 грамммолекуласы  $v = 22400 \frac{\text{см}^3}{\text{моль}}$  көлөмдү ээлеп турат. Ошондуктан нормалдуу шартта бардык газдардын 1 см<sup>3</sup> көлөмүндө канча молекула бар экендигин табууга болот. Бул сан  $n_0$  менен белгиленет да, ЛОШМИТТИН саны деп аталат.

$$n_0 = \frac{N}{V_0} = \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{2,24 \cdot 10^4 \text{ см}^3} = 2,7 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{см}^3}.$$

Заттардын молекулаларынын тынымсыз жана баш аламан кыймылын биринчи жолу 1827-жылы англиялык ботаник Броун байкаган. Ал микроскоп менен суюктуктарга салынган заттардын эң майда бөлүкчөлөрүнүн дайыма тынымсыз баш аламан кыймылдап жүргөндүгүн көргөн жана молекулалардын өзүн сүрөткө тартып алууга жетишкен.

## § 2. ИДЕАЛДЫК ГАЗДАРДЫН НЕГИЗГИ ЗАКОНДОРУ

### Абсолюттук температура

Идеалдык газдарга молекулаларынын көлөмү жана алардын өз ара аракет эткен күчтөрү эсепке алынбаган газдар кирет. Газдардын абалы негизинен төмөнкү чоңдуктар: басымы  $P$ , көлөмү  $V$  жана температурасы  $T$  менен мүнөздөлөт. Бул чоңдуктардын ичинен басымга бир аз токтололу.

Газдын басымы деп, анын молекулаларынын идиштин бетинин бирдик аянтына аракет эткен күчүнүн чоңдугун айтабыз. Басым «бара» деген бирдик менен ченелет. Чоңдугу бир дина болгон күчтүн ага перпендикуляр коюлган 1 см<sup>2</sup> аянтка таасир эткендеги басымы бир «барага» барабар. Басым техникалык атмосфера деген бирдикте да өлчөнөт.

$$1 \text{ тех. атмосфера} = 1 \frac{\kappa\Gamma}{\text{см}^2}.$$

Техникалык атмосфера менен бирге басымдын физикалык атмосфера деп аталган бирдиги да колдонулат. Физикалык атмосфера үчүн бийиктиги 760 мм болгон сынап мамычасынын басымы кабыл алынган

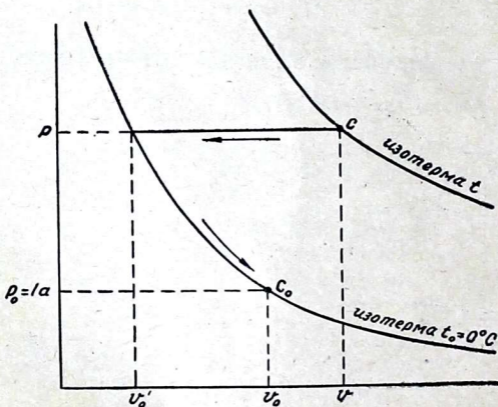
$$1 \text{ физ. атм.} = 1,033 \frac{\kappa\Gamma}{\text{см}^2}.$$

Идеалдык газдын массасы жана температурасы турактуу болгондогу басым менен көлөмдүн байланышын Бойль-Мариотто (1669-ж.) закону көргөзөт.

Газдын массасы менен температурасы турактуу болгон кездеги басымынын өзгөрүшү, анын көлөмүнүн өзгөрүшүнө тескери пропорциялаш, б. а.

$$P = \frac{\text{Const}}{V}; \text{ же } PV = \text{Const. болот.}$$

Бойль-Мариоттонун закону—газдын басымы өтө чоң болбогон учурда гана туура болот. Практикада газдын көлөмү басымдын чоңоюшу менен кичирее берет да, кан-



1-сүрөт.

дайдыр бир чоңдукка жеткенде, андан ары басымды канчалык чоңойтсок да газдын көлөмү жарытылуу өзгөрбөйт. Ошондуктан бул учур үчүн Бойль-Мариотто закону туура болбой калат.

Массасы белгилүү болгон газдын басымы менен көлөмүнүн температурага көз карандылыгы Гей-Люссактын (1802-ж.) закондору менен түшүндүрүлөт.

1. Берилген массадагы газ үчүн көлөмү турактуу кезинде газдын басымынын өзгөрүшү, анын температурасына түз пропорциялаш.

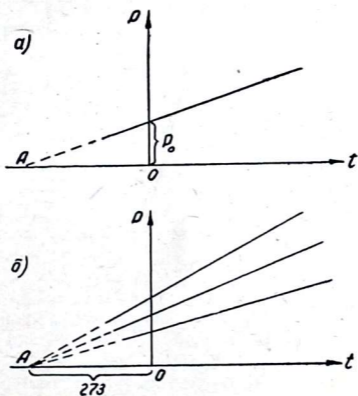
$$P_t = P_o(1 + \alpha_p t) \quad (2, 1)$$

2. Берилген массадагы газ үчүн басымы турактуу кезинде, газдын көлөмүнүн өзгөрүшү, анын температурасына түз пропорциялаш.

$$V_t = V_o(1 + \alpha_v t) \quad (2, 2)$$

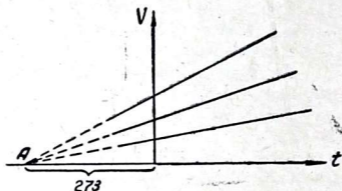
Бул формуладагы  $P_t$ ,  $V_t$ —газдын  $t^\circ$  температурасындагы басымы жана көлөмү;  $P_o$ ,  $V_o$ —анын  $0^\circ\text{C}$  кезиндеги басымы жана көлөмү.  $\alpha_p$ —басымдын  $\alpha_v$ —көлөмдүн термикалык коэффициенттери деп аталат. Бардык газдар

үчүн  $\alpha_p = \alpha_v = \alpha = \frac{1}{273}$  экендиги далилденген.



2-сүрөт.

(2, 1) жана (2, 2) формулалары координаттын башталышынан оординат огу боюнча кандайдыр аралыкта өтө турган түз сызыктардын теңдемеси. График түрүндө бул көз карандылыктар төмөндөгүдөй көргөзүлөт.



3-сүрөт.

Эгерде изобараны жана изохараны температуранын тескери маанилерине карай узартсак, ал сызыктар абсисса (температура) огун  $-273^{\circ}\text{C}$  да кесип өтөт.

Эгерде температура шкаласын цельсия шкаласындагыдай  $0^{\circ}\text{C}$  дан баштабай ( $T=273^{\circ}+t_c^{\circ}$  деп алып)  $-273^{\circ}\text{C}$  дан баштасак, температуранын Кельвин шкаласы келип чыгат.  $-273^{\circ}\text{C}$  температурасы «абсолюттук ноль» температура деп аталат.

$$\text{Демек, } t = T - 273^{\circ} = T - \frac{1}{\alpha};$$

$t$  нын бул маанисин (1,1), (1,2) формулаларына коюп,  $P_t = P_0 \alpha T$ ;  $V_t = V_0 \alpha T$  ны алабыз.

Бул формула боюнча, эгерде  $T=0$  болсо,  $V_t=0$  жана  $P_t=0$  болот.

Демек, эгерде температура абсолюттук нөлгө умтулса, заттын (газдын) көлөмү жана басымы нөлгө умтулат. Чындыгында мындай болушу мүмкүн эмес. Бул маселени толугураак түшүнүү үчүн, газдын басымы нөлгө барабар болсун деп, ошол учурдагы заттын (материянын) абалын карап көрөлү. Газдын басымы, анын молекулаларынын тынымсыз жана баш аламан кыймылынын натыйжасында кандайдыр нерсенин бетинин бирдик аянтына аракет эткен күчүн көрсөтөт. Демек, абсолюттук температурада басымдын нөлгө барабар болушу, анын молекулаларынын баш аламан жана тынымсыз жылуулук кыймылы токтолуп калат деген жыйынтыкка алып келет.



Ал эми бардык илимдер үчүн туура жана жалпы болгон диалектиканын закону боюнча нерселердин (материянын) бардык түрлөрү кыймылсыз абалда болушу мүмкүн эмес. Материя менен кыймылды ажыратып кароого болбойт. Ошондуктан эч качан абсолюттук нөл температурасына практикада жетүүгө болбойт.

Муздаткыч техникасынын өркүндөшү менен абсолюттук нөл температурага уламдан-улам жакындоого болот, бирок так өзүнө жетүүгө болбойт.

Демек, жогорудагы (2,2) формуласын физикалык жактан талкуулаганда бардык фактылар толугу менен эсепке алынбай калган болушу керек. Мындай карама-каршылыктын чыгуу себеби төмөнкүчө: биз газдар үчүн чыгарылган (2,1) же (2,2) формуласын колдонуп, изобараны жана изохараны— $273^{\circ}\text{C}$  га чейин узарттык. Ал эми температура— $273^{\circ}\text{C}$  га жете электе эле газдын бардык түрлөрү заттын катуу абалына өтүп кетет. Ал эми газ үчүн чыгарылган закондорду катуу нерсе үчүн колдонууга болбойт.

### § 3. Идеалдык газдардын абалынын теңдемеси Газдардын тыгыздыгы

Газдын массасын, көлөмүн, басымын жана температурасын байланыштырган формула *газ абалынын теңдемеси* деп аталат. Себеби бул чоңдуктар белгилүү болсо, газдын абалын толук мүнөздөөгө болот.

Газ абалынын теңдемесин чыгарыш үчүн, газдын массасын бардык учурда турактуу деп алабыз.

Газдын  $0^{\circ}\text{C}$ , б. а.  $T_0$  температура кезиндеги басымын  $P_0$ , көлөмүн— $V_0$  менен белгилейли. Газдын басымы  $P_0$  ду турактуу калтырып, изобаралык процесс жүргүзөлүк. Анда газдын температурасы кандайдыр  $T_1$ , көлөмү— $V'_0$  болсун.

$$P_0 V_0 T_0 \xrightarrow{P_0 = \text{const.}} P_0 V'_0 T_1 \xrightarrow{T_1 = \text{const.}} P_1 V_1 T_1$$

Басым турактуу болгондуктан Гей-Люссактын законун колдонобуз.

$$V'_0 = V_0 \left( 1 + \frac{t_1}{273} \right) = V_0 \left( \frac{273 + t_1}{273} \right) = V_0 \frac{T_1}{T_0}$$

Пайда болгон газдын II абалынын температурасын турактуу калтырып, изотермикалык процесс жүргүзүп, пайда болгон басымды  $P_1$ , көлөмдү— $V_1$  менен белгилейбиз. Бойль-Мариоттонун законун пайдаланып II жана III абалдар үчүн төмөнкүнү алабыз.

$$P_1 V_1 = P_0 V_0' = P_0 \frac{V_0}{T_0} T_1.$$

Бул барабардыктын эки жагын тең  $T_1$  ге бөлсөк, төмөнкүнү алабыз:

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_0 V_0}{T_0}.$$

Демек, берилген газдын массасы үчүн, анын басымы менен көлөмүнүн көбөйтүндүсүнүн абсолюттук температурага болгон катышы турактуу сан болот. Жалпы учур үчүн бул формуланы төмөндөгүдөй жазыбыз:

$$\frac{PV}{T} = B$$

же

$$PV = BT \quad (3,1)$$

Бул теңдеме Клапейрондун (1834-ж) теңдемеси деп аталат.  $B$ —берилген газ үчүн турактуу сан, ал ар түрдүү газдар үчүн ар башка. (3,1) формуласын газдардын 1 грамм-молекуласы үчүн орус окумуштуусу Менделеев эсептеп чыккан. 1 моль газ үчүн төмөнкүдөй жазылат:

$$PV_0 = RT \quad (3,2)$$

Бул Клапейрон-Менделеевдин (газ абалынын) теңдемеси деп аталат.

$V_0$ —1 моль газдын көлөмү

$R$ —универсалдык турактуу сан деп аталат.

Нормалдуу шартта ( $t=0^\circ\text{C}$ ;  $P=1 \text{ атм.}$ ) газдын грамм молекуласы  $V_0=22,4 \frac{\text{л}}{\text{моль}}$  көлөмдү ээлейт. (3,2) формуланы пайдаланып, универсалдык турактуу сан  $R$  ди эсептеп чыгабыз.

$R$ —бардык газдар үчүн турактуу.

$$R = \frac{PV_0}{T_0} = \frac{1 \text{ атм.} \cdot 22,4 \frac{\text{л}}{\text{моль}}}{273 \text{ град}} = 0,082 \frac{\text{л атм}}{\text{град. моль}}$$

R дин маанисин башка бирдиктерде да чыгарууга болот.

$$R = 0,082 \frac{\text{л атм.}}{\text{град. моль}} = 8,31 \frac{10^7 \text{ см}^3 \frac{\text{дн}}{\text{см}^2}}{\text{град. моль}}$$

Мындан

$$R = 8,31 \frac{10^7 \text{ эрг}}{\text{град. моль}} = 8,31 \frac{\text{дж.}}{\text{град. моль}}$$

R аныкталуучу формуладагы физикалык чоңдуктар жылуулук бирдиги (калория) менен өлчөнсө,  $R \approx 2 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$  болот, себеби  $1 \text{ кал} = 4,180 \text{ дж}$ . Төмөнкү таблицада R дин P жана V ар кандай бирдиктерде ченелгендеги маанилери берилген.

Басымдын бирдиктери	Көлөмдүн бирдиктери	R дин сан маанилери
дин/см <sup>2</sup>	см <sup>3</sup>	8,315 · 10 <sup>7</sup> эрг/град. моль
кг/м <sup>3</sup>	м <sup>3</sup>	0,848 кгм/град. моль
Атмосфера	литр	0,082 лит. атм/град моль

Эгерде газдын 1 грамм-молекуласын албай,  $m$  грамм алсак, (3,2) формуласы (3,3) формуласындай болуп жазылат. Ар кандай массадагы газдын көлөмүн, анын 1 моль үчүн алынган көлөмү  $V_0$  менен төмөнкүчө байланыштырууга болот  $V = \frac{m}{\mu} V_0$ . Мында  $\mu$ —молекулярдык салмак;  $\frac{m}{\mu}$  — алынган газдын грамммолекуласынын санын берет.

$$PV = \frac{m}{\mu} \times RT \quad (3,3)$$

(3,3) формуласынан газдын тыгыздыгын төмөндөгүдөй аныктоого болот:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}$$

#### § 4. Газдардын кинетикалык теориясынын негизги теңдемеси

Газ молекулалары дайыма ар түрдүү багытта тынымсыз жана баш аламан кыймылда болот. Молекулалардын ылдамдыктары да ар түрдүү болушу мүмкүн. Белгилүү багытта канча молекула кыймылдаса, ага карама-каршы багыт боюнча да болжол менен ошончо молекула кыймылдайт. Ошондуктан ылдамдыктын вектордук багыттарын эске алып, белгилүү көлөмдөгү бардык молекулалардын ылдамдыктарынын орточосун эсептесек, ал чоңдук нөлгө барабар болот.

Ал эми молекулалардын ылдамдыктарынын квадратын ( $v^2$  ты) алсак, молекуланын кыймылынын багыты өзгөрүлсө да, бул чоңдук багытын өзгөртпөйт, б. а.  $v^2$  бардык убакытта оң санды берет.

Эгерде молекулалардын ылдамдыгынын квадраттарынын орточо маанисин таап, андан квадраттык тамыр чыгарсак, орточо квадраттык ылдамдыкты алабыз ( $\sqrt{v^2}$ ).

Газдын молекулярдык-кинетикалык теориясынын негизинде газдын басымы менен, анын молекулаларынын кинетикалык энергиясын байланыштыруучу формуланы чыгарабыз. Бул формуланы чыгаруу үчүн, газдын ичинен кырынын узундугу  $\Delta l$  болгон кубикти бөлүп алалы. Бул кубиктин көлөмү  $\Delta l^3$ , анын ичиндеги молекулалардын саны  $n$  болсун. Газ молекулалары тартыпсыз кыймылда болгондуктан бири-бирине перпендикуляр болгон  $x$ ,  $y$ ,  $z$  октору боюнча оң жана терс багытта кыймылдап жүргөн молекулалардын саны өз ара барабар деп болжолдоого болот. Бул үч багытта кыймылдаган молекулалардын санынын суммасы жалпы молекуланын санына барабар, б. а.  $n_x + n_y + n_z = n$ , мында  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  тамгалары  $x$ ,  $y$  жана  $z$  октору боюнча кыймылдаган молекулалардын саны. Жогорку айтылган шарт боюнча  $n_x = n_y = n_z$ . Ошондуктан



$$n_x = \frac{n}{3}; \quad n_y = \frac{n}{3}; \quad n_z = \frac{n}{3}.$$

Молекулалардын  $x$  огу боюнча кыймылын карап көрөлү. Молекулалар кубиктин бир бетине урунуп, андан кайра тартып экинчи бетке урунуп, дайыма кыймылда болот. Молекулалардын кубиктин бетине урунушу басымды түзөт.

Молекула 1-грандан 2-гранга барып урунганда, анын кыймыл саны ( $mv$ ) өзгөрөт (себеби ылдамдыктын багыты өзгөрөт). Бул кыймыл санынын өзгөрүшү [ $mv - m(-v) = 2mv$ ] механика боюнча беттин молекулага таасир эткен күчүнүн импульсуна барабар:

$$\Delta F \cdot \delta t = 2mv \quad (4,1)$$

$\delta t$ —бетке күч таасир эткен убакыт.

Нью-Тондун үчүнчү закону боюнча

$$\Delta F \delta t = \Delta F \Delta t,$$

ошондуктан

$$\Delta F \Delta t = mv \cdot 2 \quad (4,1a)$$

Мында  $\Delta t$ —молекула  $2\Delta l$  аралыгын өтүүгө кеткен убакыт.

Ошондуктан  $\Delta t = \frac{2\Delta l}{v}$ , мында

$\Delta F$ —молекуланын идиштин бетине аракет эткен күчү.

$\Delta t$ —нын маанисин (4,1a) формулага коёбуз:

$$\Delta F \cdot \frac{2\Delta l}{v} = 2mv$$

мындан

$$\Delta F = \frac{mv^2}{\Delta l} \quad (4,2)$$

Бул,  $x$  огу боюнча кыймылдаган бир гана молекуланын таасир эткен күчү. Ал эми  $x$  огу боюнча кыймылдаган молекулаларынын бардыгынын таасир эткен күчү төмөнкү формула менен аныкталат:

$$F = \frac{mv_1^2}{\Delta l} + \frac{mv_2^2}{\Delta l} + \dots + \frac{mv_{n_x}^2}{\Delta l} = \frac{mn_x}{\Delta l} \cdot \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_{n_x}^2}{n_x} = \frac{mn_x}{\Delta l} \cdot \overline{v^2}$$

ал эми

$$n_x = \frac{1}{3}n. \text{ Демек, } F = \frac{n}{3} \cdot \frac{\overline{mv^2}}{\Delta l}.$$

Бул барабардыктын эки жагын тең  $\Delta l^2$  бөлсөк, төмөнкүгө ээ болобуз:

$$\frac{F}{\Delta l^2} = \frac{1}{3} \frac{n}{\Delta D} m v^2 = \frac{2}{3} n_0 \frac{\overline{mv^2}}{2} \quad (4,3)$$

Мындан

$$\frac{F}{\Delta l^2} = P; \quad \frac{n}{\Delta l^2} = n_0; \quad \frac{\overline{mv^2}}{2} = W.$$

$n_0$  — көлөм бирдигиндеги молекуланын саны. Демек, анда (4,3) формуласын төмөнкүчө жазууга болот:

$$P = \frac{2}{3} n_0 W. \quad (4,4)$$

(4,4) формуласы газдын кинетикалык теориясынын теңдемеси деп аталат. Бул формуладан газдын идиштин бетине көргөзгөн басымы молекулалардын орточо кинетикалык энергиясына көз каранды экендигин билебиз.

(4,4) формуласынын эки жагын тең молярдык көлөм  $V_0$  гө көбөйтөбүз:

$$PV_0 = \frac{2}{3} n_0 V_0 \overline{W} = \frac{2}{3} N \cdot \overline{W}. \quad (4,5)$$

Ал эми Клапейрон-Менделеевдин теңдемеси боюнча

$$PV_0 = RT. \quad (4,6)$$

(4,5) жана (4,6) формулалардан

$$RT = \frac{2}{3} N \overline{W}.$$

Мындан

$$\overline{W} = \frac{3}{2} \frac{R}{N} T. \quad (4,7)$$

$\frac{R}{N} = k$  — Больцмандын турактуу саны деп аталат.

$$\overline{W} = \frac{3}{2} kT. \quad (4,8)$$

Демек, газ молекулаларынын кинетикалык энергиясы, анын температурасына гана көз каранды.

$k$ нын маанисин эсептеп чыгарабыз.

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8,31 \cdot 10^7 \text{ эрг. моль}}{6,23 \cdot 10^{23} \text{ моль. град}} = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг.}}{\text{град.}}$$

(4,7) формуланы пайдаланып, орточо квадраттык ылдамдыктын формуласын эсептеп чыгарууга болот.

$$\overline{W} = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N} \cdot T$$

мындан

$$\overline{v^2} = \frac{3RT}{mN}$$

же

$$V \sqrt{\overline{v^2}} = V \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad \text{орточо ылдамдык} \quad (4,9)$$

Мында  $mN$  — 1 мольдун массасы, ал сан жагынан молекулярдык салмак —  $\mu$  га барабар. Ал эми орточо арифметикалык ылдамдык төмөнкү формула боюнча аныкталат:

$$V = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}, \quad \text{орт арифмети} \quad (4,10)$$

б.а.  $V \sqrt{\overline{v^2}} = 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$  жана  $v = 1,60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$ .

(4,10) формуласынан  $3\pi > 8$  болгондуктан, орточо квадраттык ылдамдык — арифметикалык орточо ылдамдыктан болжолдогондо 8% ке чоң. Мисал катарында водород газы үчүн орточо квадраттык ылдамдыкты эсептеп чыгаралы. Водород үчүн  $\mu = 2 \frac{\text{гР}}{\text{моль}}$ ;  $T = 273^\circ$  ( $t = 0^\circ$ ).  $R = 8,315 \cdot 10^7$  эрг/град. моль.

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 8,31 \cdot 10^7 \cdot 273}{2}} = 1840 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$$

Демек, водород газынын молекулаларынын  $0^\circ\text{C}$  кезиндеги орточо квадраттык ылдамдыгы 1840 м/сек барабар экен.

## § 5. ГАЗДАРДЫН ИЧКИ ЭНЕРГИЯСЫ

### Эркиндик даража саны

Молекулярдык жана кинетикалык теориянын негизинде газдардын ички энергиясын эсептеп чыгаруу үчүн, анын ар бир молекуласынын энергиясы кандай энергиялардан тура тургандыгын билишибиз керек.

Идеалдык газдар үчүн молекулалардын поступательный кыймылынын энергиясы, алардын ички энергиясын

берет. Ал эми реалдык газдар үчүн поступательный кыймылынын энергиясынан турбастан, ага молекулалардын айланма жана термелүү кыймылдарынын энергиялары да кошулат. Молекулалардын кыймылдарынын бардык түрлөрүнө туура келген жалпы энергиясын эсептеп чыгаруу үчүн, эркиндик даражасынын саны деген түшүнүк киргизилет.

Нерсенин мейкиндиктеги абалын аныктоо үчүн керек болгон координаттардын саны, ал нерсенин эркиндик даража саны деп аталат. Белгилүү жерге бекитилип коюлган кыймылсыз материалдык точканын эркиндик даража саны нөлгө барабар. Эгерде материалдык точка белгилүү бир түз сызык боюнча кыймылдаса, ал бир эркиндик даражага ээ болот. Точканын абалы тегиздикте өзгөрсө, анын эркиндик даражасынын саны экиге барабар  $(x, y)$ . Ал эми материалдык точка мейкиндикте кыймыл абалында болсо, анын эркиндик даражасы үчкө барабар.

Эркиндик даража саны  $j$  тамгасы менен белгиленет. Бир атомдуу молекулалар материалдык точка катарында каралат да, алар үчүн  $j=3$  болот.

Катуу нерселердин мейкиндиктеги абалы алты координат ( $j=6$ ) менен аныкталат:

1. Нерсенин оордук борборунун координаттары, б. а.  $x, y, z$ .

2. Оордук борбору аркылуу өтүүчү кандайдыр  $00'$  огунун багытын аныкташ керек. Ал үчүн  $00'$  огунун  $x, y, z$  окторунун каалаган экөө менен түзгөн  $\alpha, \beta$  бурчтарын билиш керек.

3. Нерсе  $00'$  огунун айланасында айлануу абалында болсо, айлануу бурчу  $\varphi$  ни билиш керек.

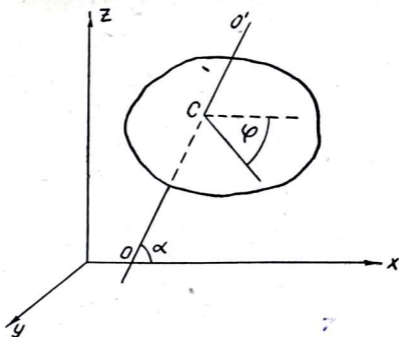
Ошондуктан катуу нерселер үчүн  $j=6$ .

Эгер катуу нерселер  $00'$  огунун тегерегинде айланбаса,  $\varphi$  бурчун билүүнүн кереги жок. Бул учурда катуу нерсенин эркиндик даражасы 5 ке барабар.

Ал эми эгерде катуу нерсенин кандайдыр бир бөлүгү калган бөлүкчөсүнө салыштырмалуу кыймыл абалында болсо, катуу нерсенин абалын толук аныкташ үчүн 7-координатаны киргизүү керек болот.

(4,8) формуласы боюнча бир молекуланын кинетикалык энергиясы  $\overline{W} = \frac{3}{2} KT$  болот. Бул формуланы пайдаланып, бир эркиндик даражага туура келүүчү энергияны эсептеп чыгарууга болот. Бир молекула үчүн  $j=3$ ,





4-сүрөт.

демек, бир эркин даражага туура келген энергияны эсептеш үчүн  $\bar{W}$  ни үчкө бөлөбүз. (Эркиндик даражанын баарына бирдей чоңдуктагы энергия туура келет деп болжолдонот).

$$\bar{W}_1 = \frac{1}{2} KT, \quad (5,1)$$

Мында  $\bar{W}$  — бир эркиндик даражага туура келген энергия.

Эгерде системанын (газдардын) эркиндик даражасы  $i$  болсо, анын кинетикалык энергиясы төмөнкүдөй формула менен аныкталат:

$$\bar{W} = \frac{i}{2} KT. \quad (5,2)$$

Демек, газдардын ички энергиясы температурадан гана көз каранды болбостон, анын эркиндик даражасынын санына да көз каранды.

(5,2) формуладан 1 граммоллекула (моль) газдын ички энергиясын аныктайбыз. Ал үчүн (5,2) формуласын авагадро санына көбөйтөбүз.

$$\bar{W}_0 = \frac{iR}{2N} \cdot N \cdot T = \frac{i}{2} RT.$$

Демек

$$\bar{W}_0 = \frac{i}{2} RT. \quad (5,3)$$

135310  
 Кыргыз Республикасынын  
 Билим, Маданият жана  
 Спорттун Министрлиги  
 М.А. № 311914

## § 6. МОЛЕКУЛАЛАРДЫ ЫЛДАМДЫКТАРЫ БОЮНЧА БӨЛҮШТҮРҮҮ

### ✓ Максвеллдин закону

Тынымсыз башаламан кыймылдап жүргөн газ молекулаларынын ылдамдыктары багыттары жагынан гана айырмаланбастан, алардын чоңдуктары да ар түрдүү болушу мүмкүн.

Жогорку параграфтарда колдонулуп келген ылдамдыктар бардык молекулалардын орточо ылдамдыгы болуп эсептелет. Газдар белгилүү бир температурада болсо, алардын ар түрдүү чоңдуктардагы ылдамдыктарга ээ болгон молекулалары учурайт. Мисалы, абанын орточо квадраттык ылдамдыгы 500 м/сек болгон молекулаларынын 1% ке жакыны 0,0—100 м/сек, 8% ке жакыны — 100—200 м/сек, 20% ке жакыны — 300—400 м/сек, 20% ке жакыны — 400—500 м/сек, 10% ке жакыны — 600—700 м/сек. ж. у. с. интервалдагы ылдамдыкка ээ экендиги далилденген.

Бул мисалдан ылдамдыктары орточо квадраттык ылдамдыктан (500 м/сек) өтө кичине же өтө чоң болгон молекулалардын саны жалпы молекулалардын санынан өтө кичине экендиги көрүнүп турат.

Белгилүү температурада газ молекулаларынын көпчүлүгү кандайдыр бир белгилүү ылдамдыкка жакын ылдамдык менен кыймылдашат. Ушул ылдамдык верояттуу ылдамдык ( $v_b$ ) деп аталат. Максвелл ар бир молекуланын ылдамдыктарын өз ара салыштырыш үчүн, салыштырмалуу ылдамдык деген түшүнүк киргизген.

$$u = \frac{v}{v_b}.$$

Мында  $u$  — салыштырмалуу ылдамдык,  $v_b$  — верояттуу ылдамдык,  $v$  — молекуланын өз ылдамдыгы.

Максвелл аналитикалык жол менен белгилүү температурада ылдамдыктар ( $v, v + \Delta v$ ) интервалда жаткан молекулалардын  $\Delta n$  санын аныктаган:

$$\Delta n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot n e^{-u^2} u^2 \Delta u. \quad (6, 1)$$

Мында  $n$  — молекуланын жалпы саны.

Верояттуу ылдамдык төмөнкү формула менен аныкталат.

$$v_b = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \quad (6,2)$$

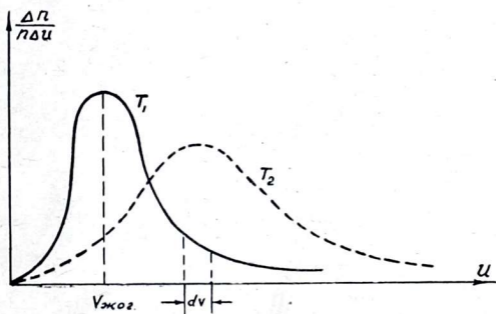
Верояттуу ылдамдыгы жогорку ылдамдыктардын ( $\bar{v}$  жана  $\sqrt{\bar{v}^2}$ ) экөөнөн тең кичине.

(6,1) формулалардан төмөнкүнү алабыз:

$$\frac{\Delta n}{n \cdot \Delta u} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2 \quad (6,3)$$

$\frac{\Delta n}{n \cdot \Delta u}$  — бөлүштүрүү функциясы деп алат.

$u$  га маани берип, график түзөбүз



5-сүрөт.

Молекулалардын көпчүлүгүнүн ылдамдыктары орточо кварталдык ылдамдыкка ( $\sqrt{\bar{v}^2}$ ), андан да көпчүлүгүнүкү верояттуу ылдамдыкка ( $v_b$ ) жакын.

Кандайдыр  $\Delta u$  ылдамдыгын алып, ага туура келген ийри сызык менен чектелген аянтты аныктасак, салыштырма ылдамдыгы  $\Delta u$  интервалында жаткан молекулалардын салыштырмалуу санын алабыз, б. а. ал аянтча

$$\Delta s = \Delta u \cdot \frac{\Delta n}{n \cdot \Delta u}.$$

Газдын температурасы өзгөргөн сайын верояттуу ылдамдыктын чоңдугу да өзгөрөт. Температура жогорулаган сайын графиктин максимуму оң жакка (чоң ылдамдыктар-

ды көздөй) жылат да, бийиктиги бир аз кичиреет. Температуранын чоңоюшу менен ылдамдыктары кичине болгон молекулалардын саны азаят, тескерисинче ылдамдыгы чоң болгон молекулалардын саны көбөйөт.

## § 7. БИЙИКТИККЕ ЖАРАША БАСЫМДЫН АЗАЙЫШЫ

### Барометрикалык формула

Бизди курчап турган бардык нерселерди жер өзүнө тартып турат. Ошондуктан суюктуктардын жана газдардын улам жогорку катмарлары, андан төмөнкү катмарларга кошумча басым жасашат. Бул катмарлардын өзүлөрүнүн деңгээлдеринен көз каранды болгон кошумча басым *гидростатикалык же аэростатикалык басым* деп аталат.

Суюктуктарды кысканда алар өтө аз кысылышат. Ошондуктан, суюктуктардын тыгыздыктары бардык жерде бирдей деп эсептөөгө болот.

Суюктуктар үчүн гидростатикалык басым төмөнкү формула менен аныкталат:

$$P = \frac{P_1}{S} = \frac{mg \cdot h}{S \cdot h} = \frac{mgh}{S \cdot h} = \rho gh.$$

Мындан  $P = Sgh$ .

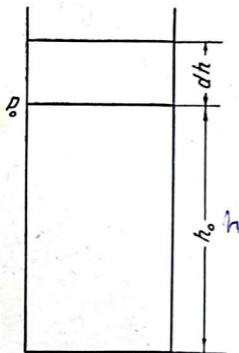
Мында  $\rho$  — тыгыздык,  $g$  — эркин түшүүнүн ылдамдануусу,  $h$  — басым кыла турган суюктуктун катмарынын деңгээли.

Кысканда газдардын көлөмү өтө тез кичирейгендиктен жогоркудай формуланы чыгаруу бир топ татаал.

Газдар үчүн гидростатикалык басымдын формуласын эсептеп чыгыш үчүн  $h_0$  бийиктиктеги басымдын чоңдугун  $P_0$  деп, бийиктигиндеги басымды  $P$  деп белгилейбиз.

Бийиктиктин кичинекей  $dh$  үлүшүн карайбыз.

$dh$  — эң кичине болгондуктан, газдын тыгыздыгы бардык точкасына бирдей деп болжолдойбуз.



6-сүрөт.

Бийиктик  $dh$  ка жогорулаганда басымдын азайышы гидростатикалык басымдын формуласы менен аныкталат.

$$-dp = \rho g dh \quad (7,2)$$

(—) белгиси бийиктиктин чоңоюшу менен басымдын азайышын көргөзөт.

Клапейрон — Менделеевдин формуласынан газдын тыгыздыгын аныктап, анын маанисин (7,2) формуласына коёбуз.

$$\rho = \frac{P\mu}{RT}, \text{ демек, } -d_p = \frac{P\mu}{RT} g dh.$$

Барабардыктын эки жагын  $P$  га бөлүп, интегралдайбыз.

$$\ln p = -\frac{g\mu h}{RT} + c. \quad (7,3)$$

Мында  $c$  — белгисиз турактуу сан. (7,3) формуласын төмөнкүчө жазууга болот.

$$P = c'e^{-\frac{g\mu h}{RT}}, \text{ мында } c = \ln c'. \quad (7,4)$$

$c$  — турактуу санын аныктайбыз. Алгачкы шарт боюнча  $h = h_0$  болсо,  $P = P_0$  болот. Анда бул учур үчүн (7,4) формуласы төмөндөгүдөй жазылат:

$$P_0 = c'e^{-\frac{g\mu h_0}{RT}}, \text{ мындан } c' = P_0 e^{\frac{g\mu h_0}{RT}}.$$

$c$  — тин бул маанисин (7,4) формулага коёбуз.

$$P = P_0 e^{\frac{g\mu h_0}{RT}} \cdot e^{-\frac{g\mu h}{RT}} \text{ же } P = P_0 e^{-\frac{g\mu}{RT}(h-h_0)}. \quad (7,5)$$

(7,5) формуласы бийиктикке жараша басымдын азайышын көргөзөт да, барометрикалык формула деп аталат. Бул формуланы чыгарууда эркин түшүүнүн ылдамдануусу  $g$  ны бийиктиктен көз каранды эмес деп алдык. Ошондуктан бийиктик ондогон километрден чоң болгондо бул формула так болбой калат, ал учурда тиешелүү өзгөрүүлөрдү киргизиш керек болот. Деңиз деңгээлиндеги басым белгилүү болгондо ( $h_0 = 0$ ; басым =  $P_0$ ) самолетто учуп жүрүп, барометрдин жардамы менен  $P$  басымын билип, (7,5) формуласы боюнча канчалык бийиктикте учуп баратканды аныктоого болот.



## § 8 . Сырткы күчтүн таасириндеги идеалдык газ

Газ молекулаларына сырттан күч таасир этпесе, алар жылуулук кыймылынын натыйжасында бардык көлөмгө бирдей таралышат. Ушул себептен берилген көлөм бирдигине туура келүүчү молекулалардын саны жана алардын температуралары бирдей болот.

Мындай учурда Паскалдын закону боюнча бардык багытта бирдей басым болот.

$$P = \frac{2}{3} n \bar{w} \quad \text{жана} \quad \bar{w} = \frac{3}{2} kT \quad \text{формуласынан}$$

$$P = \frac{2}{3} n \cdot \frac{3}{2} kT = nkT$$

$$P = nkT \quad (8,1)$$

пайда болот.  $n$  болсо  $h$  бийиктигиндеги көлөм бирдигиндеги молекулалардын саны. Ал эми газ молекулаларын сырттан күч таасир этсе, күч багыт алган тарапта молекулалардын саны көп болот. Демек, ал багытта басым да чоң болот. Азыр, мисал катарында, оордук күчүнүн таасириндеги газды карап көрөлү. Абанын басымы жогорку катмарларга салыштырганда жер бетине жакындаган сайын чоңоёт. Абанын белгилүү бийиктиктеги басымы  $P$  барометрикалык формула менен аныкталат.

$$P = P_0 e^{\frac{-g\mu}{RT} (h-h_0)} \quad (8,2)$$

$h$  жана  $h_0$  бийиктиктериндеги басымдар Паскалдын закону боюнча төмөнкүчө аныкталат:

$$P = nkT; \quad P_0 = n_0 kT.$$

$n$  жана  $n_0$  —  $h$  жана  $h_0$  катмарындагы көлөм бирдигиндеги молекулалардын саны. Көлөм бирдигиндеги молекулалардын саны басымдын чоңдуктарына түз пропорциялаш болгондуктан, (8,2) формулага окшош төмөнкү барабардыкты жазууга болот:

$$n = n_0 e^{\frac{-g\mu}{RT} (h-h_0)} \quad (8,3)$$

Бул формулага  $\mu = mN$ ;  $R = \kappa N$  маанилерин коёбуз. Анда

$$n = n_0 e^{\frac{-g\mu}{RT}(h-h_0)} \quad (8,4)$$

Мындан  $gm(h-h_0) = mgh - mgh_0$  бардык молекулалардын  $h_0$  бийиктиктеринен  $h$  ка которулгандыгы потенциалдык энергиясынын өзгөрүшүн көргөзөт.

$$mgh - mgh_0 = \Delta U = U_h - U_{h_0} \quad (8,5)$$

(8,4) жана (8,5) формулаларынан  $n = n_0 e^{-\frac{\Delta U}{\kappa T}}$  деп жазууга болот. Мындан:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{\Delta U}{\kappa T}} \quad (8,6)$$

Эгерде баштапкы потенциалдык энергияны  $U_{h_0} = 0$  десек (8,6) формуласы мындай жазылат:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{(U_h - U_{h_0})}{\kappa T}} = e^{-\frac{U_h}{\kappa T}} \quad (8,7)$$

же

$$n = n_0 e^{-\frac{U_h}{\kappa T}}$$

Бул формула Больцмандын законунун математикалык жазылышы болуп эсептелет. Демек, белгилүү бир температурада потенциалдык энергиянын азайышы менен молекулалардын концентрациясы көбөйөт (жана тескерисинче). Больцман бул закондун оордук күчүнөн башка бардык күчтөр үчүн туура экендигин көргөзгөн.

## ГАЗДАРДАГЫ МОЛЕКУЛАЛЫК КУБУЛУШТАР

### § 9. Молекулалардын эркин жол узундугу

Газдын молекулалары тынымсыз жана тартипсиз кыймылда болгондуктан, алар дайыма бир-бирине урунушат. Эки удалааш кагылышуунун арасында молекулалар кандайдыр түз аралыкты өтүшөт. Ошол аралыктын узундугу молекулалардын эркин жол узундугу деп алат. Эркин жол узундугу молекула үчүн турактуу болбогондуктан орточо эркин жол узундугу алынат.

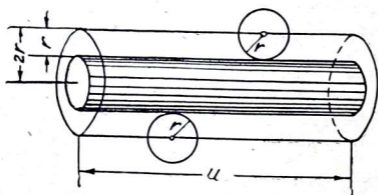
Ылдамдыгы кандайдыр  $v$  болгон молекуланын орточо эркин жол узундугун эсептейбиз. Эркин жол узундугу  $\lambda$  ны эсептеш үчүн, төмөндөгүдөй шарттарды кабыл алабыз.

1. Молекулалардын диаметрлери бирдей болгон шариктерден турат жана алар бир-бири менен серпилгичтүү шариктердин закону боюнча кагылышат деп эсептелет.

2. Молекулалар ар бир кагылышкан сайын өзүнүн кыймылынын багытын өзгөртпөстөн, мурдагы багыты боюнча кыймылдап кете берет деп алалы.

3. Берилген молекуладан башка молекулалардын бардыгы кыймылсыз абалда болсун деп эсептейли. Биз алган молекула өзүнүн жолунда борборлору  $7$ -сүрөттөгү цилиндрдин ( $R=2r$ ) ичинде жаткан молекулалардын бардыгы менен кагылышат.

Цилиндрдин узундугу молекула бир секундада өткөн жолдун узундугуна, б. а. ылдамдыкка барабар болсун дейли.



7-сүрөт.

Борбору сүрөттөгү цилиндрдин ичинде жаткан молекулалардын саны

$$z = \pi R^2 \bar{v} \cdot n_0 \quad \text{болот.} \quad (9,1)$$

Мында  $n_0$  — көлөм бирдигиндеги молекулалардын саны. Бул молекулалардын саны канча болсо, бир секунддагы кагылышуунун саны да ошончо болот.  $R = 2r$  болгондуктан

$$z = 4\pi r^2 \bar{v} n_0 \quad (9,2)$$

Эгерде бардык молекулалар кыймыл абалында болсо, кагылышуунун саны (9,2) формуладан  $\sqrt{2}$  эсе көп болгондугу далилденген.

Бир секундадагы кагылышуунун санын

$$z = 4\sqrt{2} \cdot \pi r^2 \bar{v} \cdot n_0 \quad (9,3)$$

формула боюнча эсептеп көрөлү. Нормалдуу шартта:

$$r = 10^{-8} \text{ см}; \quad n_0 = 3 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{см}^3}; \quad \bar{v} = 5 \cdot 10^4 \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Ошондуктан,

$$z = 4\sqrt{2} \cdot 3,14 \cdot 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{сек}} = 3 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{сек}}.$$

Демек, нормалдуу шартта газ молекулалары 1 секунда ичинде нечен миллиард жолу кагылышат.

Бир секундада өткөн жолдун узундугун (ылдамдыкты) кагылышуунун санына бөлсөк, орточо эркин жол узундугун алабыз.

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{z}.$$

Бул формулага  $\bar{v}$  жана  $z$  тин маанилерин коёбуз.

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{4\sqrt{2} \cdot \pi r^2 \bar{v} n_0} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi (2r)^2 n_0} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \sigma^2 n_0}. \quad (9,4)$$

Мында  $\sigma$  — молекуланын эффективдүү диаметри.

(9,4) формуласы боюнча газ молекулаларынын эркин жол узундугу көлөм бирдигиндеги молекуланын санына, молекулалардын эффективдүү диаметрине (радиусуна) тескери пропорциялаш. Мындан төмөнкүчө жазууга болот:

$$\frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_2} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{P_2}{P_1} \Rightarrow \quad (9,5)$$

$$\frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_2} = \frac{P_2}{P_1}$$

Экинчи жактан көлөм бирдигиндеги молекулалар саны менен басым түз пропорциялаш, б. а.

$$\frac{n_{02}}{n_{01}} = \frac{P_2}{P_1} \quad (9,6)$$

(9,5) жана (9,6) формулаларынан:

$$\frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_2} = \frac{P_2}{P_1} \quad (9,7)$$

Демек, эркин жол узундугунун чоңдугу газдын басымына тескери пропорциялаш жана газдын температурасынан көз каранды эмес. Себеби  $\bar{v}$  жана  $z$  температуранын чоңоюшу менен бирдей чоңоюшат. Төмөндө келтирилген таблицادا нормалдык шартта ( $0^\circ \text{C}$  жана  $P=1 \text{ атм}$ ) эсептелген айрым чоңдуктардын сандык маанилери келтирилген. Бул таблицادا айрым газдар үчүн катары менен орточо арифметикалык жана орточо квадраттык ылдамдыктардын орточо эркин жол аралыгы, алардын молекулаларынын диаметринин сан маанилери берилген.

Газдардын аттары	$(t=0^\circ\text{C}; P=1 \text{ атм})$			
	$\bar{v} \frac{\text{м}}{\text{сек}}$	$\sqrt{\bar{v}^2} \frac{\text{м}}{\text{сек}}$	$\lambda \cdot 10^{-6} \text{ см}$	$\sigma \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Водород	1692	1840	11,2	2,3
Кислород	425	461	6,5	2,9
Азот	454	493	6,0	3,1
Аргон	381	414	6,35	2,8
Гелий	1204	1305	18,0	1,9

## § 10. Газдардагы диффузия

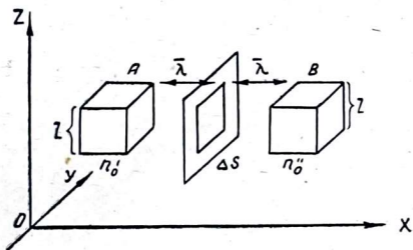
Газ молекулалары тартипсиз жылуулук кыймылынын натыйжасында тынымсыз бир жерден экинчи жерге которулушуп, өз жолдорундагы башка молекулалар менен кагылышат. Кагылышуу учурунда алар бири-бирине энергиянын импульстарын берет.

Ар кандай газ молекулаларынын тынымсыз жана баш аламан кыймылынын натыйжасында бири-бирине аралашып кетиши диффузия деп аталат.



Эгерде комнатанын бир бурчуна жыттана турган нерсе (мисалы, атыр төгүлсө) коюлса, ал комнатанын экинчи бурчунда турган кишиге белгилүү убакыт өткөндөн кийин жыттанат. Газ молекулаларынын орточо ылдамдыгы өтө чоң, бирок кагылышуулар өтө көп болгондуктан диффузия газдарда салыштырмалуу жай тарайт.

Газдардагы диффузия кубулушун молекулярдык жана кинетикалык теориянын негизинде карап көрөлү. Кырларынын узундугу  $l$  жана бири-биринен  $2\bar{\lambda}$  аралыгында турган эки кубик ( $A$  жана  $B$ ) алабыз.  $A$  жана  $B$  кубиктеринин ортосуна  $\Delta S$  аянтчасын коёбуз.



8-сүрөт.

$A$  кубигиндеги молекулалардын жалпы санын —  $n_A$  аркылуу,  $B$  кубигиндеги молекулалардын жалпы саны —  $n_B$  аркылуу,  $A$  кубигиндеги көлөм бирдигиндеги молекуланын санын —  $n'_0$  аркылуу,  $B$  кубигиндеги көлөм бирдигиндеги молекуланын санын —  $n''_0$  аркылуу белгилейбиз. Газ молекулалары дайыма баш аламан кыймылдагандыктан жалпы молекулалардын үчтөн бири  $OX$  огу,  $\frac{1}{3}$  бөлүгү  $OY$  огу жана  $\frac{1}{3}$  бөлүгү  $OZ$  огу боюнча кыймылдайт деп болжолдоого болот.  $OX$  огунун жалгыз оң багыты боюнча молекулалардын  $\frac{1}{6}$  бөлүгү кыймылдаган болот.

Убакыт бирдигиндеги  $A$  дан  $B$  га  $\Delta S$  аянтчасы аркылуу өткөн молекулалардын саны  $\Delta n_A$ , тескерисинче,  $B$  дан  $A$  га өткөн молекулалардын саны  $\Delta n_B$  болсун. Ошондо

$$\Delta n_A = \frac{1}{6} \frac{n_A}{\delta t} \text{ болот.} \quad (10,1)$$

$\delta t$  болсо  $l$  аралыгын өтүүгө кеткен убакыт.  $\delta t = \frac{l}{v}$  жана  $n_A = n'_0 l^3$  болгондуктан  $\Delta n_A = \frac{1}{6} \frac{v}{l} n'_0 l^3 = \frac{1}{6} n'_0 v l^2$ .

Ал эми  $l^2 = \Delta S$ . Демек,

$$\Delta n_A = \frac{1}{6} n'_0 \bar{v} \cdot \Delta S. \quad (10,2)$$

Ушундай эле жол менен  $\Delta n_B$  ны эсептеп табабыз:

$$\Delta n_B = \frac{1}{6} n''_0 \bar{v} \Delta S \quad (10,3)$$

$A$  кубигинде  $B$  кубигине караганда молекулалардын тыгыздыгы чоң болсун дейли ( $n'_0 > n''_0$ ).

(10,2) жана (10,3) формулаларын пайдаланып,  $\Delta t$  убакты ичинде  $B$  дан  $A$  га караганда  $A$  дан  $B$  га канча молекула ашык өткөндүгүн табабыз:

$$\Delta n = \Delta n_A - \Delta n_B = \frac{\bar{v}}{6} (n'_0 - n''_0) \Delta S \cdot \Delta t.$$

$\Delta n$  молекула санына туура келген масса  $\Delta M$  ди табабыз.

$$\Delta M = m \cdot \Delta n = \frac{1}{6} m \bar{v} (n'_0 - n''_0) \Delta S \cdot \Delta t$$

$m$  — бир молекуланын массасы.  $n'_0 = \frac{n_A}{v}$ ,  $n''_0 = \frac{n_B}{v}$  болгондуктан.

$$\Delta M = \frac{1}{6} \bar{v} \left( \frac{m n_A}{v} - \frac{m n_B}{v} \right) \cdot \Delta S \cdot \Delta t = \frac{1}{6} \bar{v} \left( \frac{M_A}{v} - \frac{M_B}{v} \right) \cdot \Delta S \cdot \Delta t;$$

$$\Delta M = \frac{1}{6} \bar{v} (\rho_A - \rho_B) \cdot \Delta S \cdot \Delta t. \quad (10,4)$$

$A$  жана  $B$  кубиктеринин ортосунда турган  $\Delta S$  аянтчасындагы газдын тыгыздыгын  $\rho$  деп белгилесек,  $\rho_A > \rho > \rho_B$  болот.

$\Delta S$  — аянтчасынан кандайдыр  $\Delta x$  аралыкка жылганда тыгыздык  $\Delta \rho$  га өзгөрсүн,  $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$  катышы  $OX$  огу боюнча тыгыздыктын узундук бирдигиндеги өзгөрүшүн көргөзөт да, тыгыздыктын градиенти деп аталат.

Ал эми  $A$  жана  $B$  кубиктери  $\Delta S$  аянтчасынан  $\bar{\lambda}$  аралыгында турушат, ошондуктан  $\rho_A$  тыгыздыгы  $\rho$  дон  $\frac{\Delta \rho}{\Delta x} \bar{\lambda}$  га көп. (Тескерисинче  $\rho_B$  чоңдугу  $\rho$  дон  $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$  га аз). Демек,  $\rho_A = \rho + \frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ ;  $\rho_B = \rho - \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \cdot \bar{\lambda}$ . Алардын айырмасы  $\rho_A - \rho_B = 2 \bar{\lambda} \left( \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right)$  болот. (10,5).

Бул маанини (10,4) формуласына коёбуз.

$$\Delta M = \frac{1}{6} \bar{v} \cdot 2 \bar{\lambda} \left( \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) \Delta S \cdot \Delta t.$$

Мындан

$$\Delta M = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \left( \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) \Delta S \cdot \Delta t.$$

$D$  — диффузия коэффициенти.

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}. \quad (10,6)$$

Диффузия кубулушту тыгыздыктын азаюу багыты боюнча болгондуктан, барабардыктын алдына физикалык маанисинде минус белгиси коюлат.

$$\Delta M = -D \left( \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) \cdot \Delta S \cdot \Delta t. \quad (10,7)$$

Демек, кандайдыр  $\Delta S$  аянтчасы аркылуу  $\Delta t$  убактысында өткөн газ массасы, ал аянтчанын чоңдугунан, убакыттан жана тыгыздыктын градиентинен көз каранды.

(10,6) формуласынан  $D$  чоңдугу  $v$  жана  $\lambda$  дан көз каранды. Алар канчалык чоң болсо, диффузия ошончолук бат болот.

а) ылдамдык  $\bar{v} \sim \sqrt{T}$ , ал эми  $\lambda$  температурадан көз каранды эмес.

Демек,  $D \sim \sqrt{T}$ .

б)  $\lambda \sim \frac{1}{P}$ ;  $\bar{v} \propto P$ , демек,  $D \sim \frac{1}{P}$ , мында  $P$  — басымдын чоңдугу. Бул көз карандылыктар диффузиянын температурадан түз, басымдан тескери пропорциялаш экендигин көргөзөт.

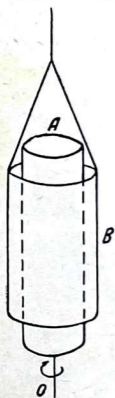
## § 11. Газдардагы ички сүрүлүү

Газдарды бир-бирине жарыш жайланышкан жука катмарлардан турат деп эсептөөгө болот. Бул катмарлар бири-бирине карата кыймылда болушу мүмкүн. Газ молекулалары эки кыймылга катышат. Биринчиси баш аламан жылуулук кыймылы, экинчиси катмар менен кошо бир жакка багытталган кыймылда болот. Баш аламан кыймылдын натыйжасында ар кайсы жакын жайланышкан катмарлардын молекулалары бири-бирине өтүшөт. Бул молекулалардын өтүшүндө кыймыл саны да кошо берилет.

Ылдамыраак жылып бара жаткан катмарлардын молекулалары жайыраак бара жаткан катмарларга өтүшсө, алар өзүнүн кыймыл санын кагылышуу аркылуу жай катмарлардын молекулаларына берет да, ал молекула өзү мурдагыдан жайыраак жыла баштайт. Тескери-сиче, жайыраак жылган катмарлардын молекулалары ылдам жылган катмарга өтсө, алардын кыймыл саны көбөйүп, ылдамыраак жыла баштайт. Ушундай газ катмарларынын өз ара аракет этиши ички сүрүлүү деп аталат.

Газдардагы ички сүрүлүүнү тажрыйба жүзүндө байкоого болот. Ал үчүн  $A$  жана  $B$  цилиндрлерин алабыз. (9-сүрөт).  $B$  цилиндри  $C$  жибине илинип коюлган.  $A$  цилиндри  $OO$  огунун тегерегинде айландырылат. Бир аз убакыт өткөндөн кийин  $B$  цилиндринин кандайдыр бурчка бурулгандыгын байкайбыз.

Демек,  $A$  цилиндри айланганда, ага жакын жаткан газ катмарлары айлана баштайт. Ал кыймыл улам кийинки катмарларга берилип отуруп, эң акырында  $B$  цилиндри да айланат. Газдын 1-жана 2-



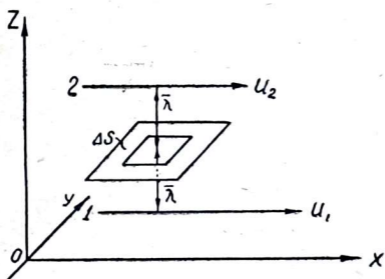
9-сүрөт.

катмарларынын жылуу ылдамдыктарын  $u_1$  жана  $u_2$  аркылуу белгилейбиз.  $u_2 > u_1$  деп болжолдойлу. 1-жана 2-катмарлардын аралыгы  $2\bar{\lambda}$  болсун.

Бул эки катмардын ортосуна  $\Delta S$  аянтчасын коёбуз.  $\Delta S$  аянтчасы аркылуу катмарлардын молекулалары бир-бирине өтүшү мүмкүн.

Ылдамыраак жылып бара жаткан катмардан жайыраак жылган катмарга өткөн молекулалардын кыймыл саны  $tu_2$  жай кыймылдаган катмарлардан ылдамыраак кыймылдаган катмарга өткөн молекулалардын кыймыл саны  $tu_1$  ден чоң болгондуктан, жай жылган катмардагы молекулалардын кыймылын ылдамдатат. Газдын 2-катмарынан 1-катмарына  $\Delta t$  убактында өткөн молекулалардын саны (10,2) формуласынын негизинде төмөндөгүдөй аныкталат:

$$\Delta n_2 = \frac{1}{6} n_0 \bar{v} \Delta S \cdot \Delta t.$$



10-сүрөт.

Бул формулалар менен кошо кыймыл саны  $\Delta n_2$  да берилет.

$$\Delta n_2 = tu_2 \cdot \Delta n_2 = \frac{n_0}{6} \bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \cdot tu_2. \quad (11,2)$$

Ушундай эле 1-катмардан 2-катмарга өткөн молекулаларынын кыймыл саны

$$\Delta n_1 = \frac{1}{6} n_0 \bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \cdot tu_1, \quad \text{болот.} \quad (11,2)$$



$\Delta\kappa_2 > \Delta\kappa_1$  болгондуктан, II катмардан I катмарга ашык берилген кыймыл саны бул экөөнүн айырмасына барабар.

$$\Delta\kappa = \frac{1}{6} n_0 \bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t (m u_2 - m u_1) = \frac{v}{6} \frac{n}{v} m (\Delta u) \Delta S \cdot \Delta t.$$

$\Delta z = 2\lambda$  болгондуктан, төмөнкүчө жазууга болот:

$$\Delta\kappa = \frac{1}{6} \rho \bar{v} \left( \frac{\Delta u}{\Delta z} \right) \cdot 2\lambda \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

Механика боюнча  $F \cdot \Delta t = \Delta\kappa$ .

Демек

$$F = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho \left( \frac{\Delta u}{\Delta z} \right) \cdot \Delta S. \quad (11,3)$$

Мындан

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} \quad (11,4)$$

$\eta$  — ички сүрүлүүнүн коэффициенти деп аталат.

Демек (11,3) формуладан

$$F = \eta \left( \frac{\Delta u}{\Delta z} \right) \cdot \Delta S. \quad (11,5)$$

Нормалдуу шартта  $v$  басымдан көз каранды эмес, эркин жол узундугу басымга тескери, тыгыздык басымга түз пропорциялаш. Анда (11,4) формула боюнча алардын көбөйтүндүсү  $\eta$  басым  $p$  дан көз каранды эмес, себеби  $p$  азайганда  $\rho$  кичиреет, бирок  $\lambda$  чоңоёт.

Төмөндөгү таблицкага көңүл буралы:

$P_{\text{ммHg}}$	760	380	20	2
$\eta \frac{e}{\text{см. сек}}$	$14,9 \cdot 10^{-5}$	$14,9 \cdot 10^{-5}$	$14,9 \cdot 10^{-5}$	$14,7 \cdot 10^{-5}$

Бул таблицадан басым 380 эсе өзгөргөндө ички сүрүлүүнүн коэффициенти такыр өзгөрбөгөндүгү көрүнүп турат.

## § 12. Газдардагы жылуулук өткөргүчтүүлүк

Эгерде газ катмарларынын температуралары ар түрдүү, б. а. алардын молекулаларынын кинетикалык энергиялары

ар башка болсо, молекулалардын баш аламан кыймылынын натыйжасында, алар бирдей температурага келе баштайт.

Бул кубулуш газдардагы жылуулук өткөргүчтүүлүк кубулушу деп аталат. Жылуулук өткөргүчтүүлүк кубулушу температурасы жогору болгон газдын бөлүгүнүн, анын муздагыраак бөлүгүнө кандайдыр  $\Delta Q$  жылуулугун берет. Бул кубулушту түшүндүрүш үчүн 8-сүрөткө кайрылабыз.  $A$  кубигиндеги температура  $T_1$ ,  $B$  кубигиндеги температура  $T_2$  болсун деп эсептейли. Молекулярдык жана кинетикалык теория боюнча ысыгыраак катмардан муздагыраак катмарга өткөн молекулалардын кинетикалык энергиясы азаят. Ал эми тескерисинче, муздагыраак катмардан жылуураак катмарга өткөн молекулалар кошумча кинетикалык энергия алышат да (кагылышуу аркасында), алардын энергиясы чоңоёт.  $A$  кубигинен  $B$  кубигине  $\Delta t$  убакытында  $\Delta S$  аянтчасы аркылуу өткөн молекулалардын саны (10,2) формуласы менен аныкталат.

$$\Delta n_A = \frac{1}{6} n_0' \bar{v}_1 \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

Ар бир молекула  $\bar{W} = \frac{i}{2} \kappa T_1$  энергиясын алып өтөт. Мында  $i$  — эркиндик даражасынын саны,  $\kappa$  — Больцмандын турактуулугу,  $\bar{W}$  — молекуланын орточо кинетикалык энергиясы. Демек, жалпы  $\Delta n_A$  молекулаларды алып өткөн жылуулук энергиясы

$$\Delta Q_1 = \frac{1}{6} n_0' \bar{v}_1 \Delta S \cdot \Delta t \cdot \frac{i}{2} \kappa T_1 \text{ болот.}$$

Ошондой эле  $B$  дан  $A$  кубигине өткөн молекулалардын жылуулук энергиясы

$$\Delta Q_2 = \frac{1}{6} n_0'' \bar{v}_2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t \cdot \frac{i}{2} \kappa T_2 \text{ болот.}$$

$A$  дан  $B$  кубигине ашык берилген жылуулук булардын айырмасына барабар.

$$\Delta Q = \frac{1}{6} \frac{i}{2} \kappa (n_0' \bar{v}_1 T_1 - n_0'' \bar{v}_2 T_2) \Delta S \Delta t \quad (12,1)$$

$$n_0' \sim \frac{1}{T_1}; \quad n_0'' \sim \frac{1}{T_2} \quad \text{жана} \quad \bar{v}_1 \sim \sqrt{T_1}; \quad \bar{v}_2 \sim \sqrt{T_2}$$

экендигин эске алып,  $T_1$  менен  $T_2$  нин айырмасы өтө чоң болбогон убакытта

$$n'_0 \bar{v}_1 = n_0'' \bar{v}_2 = n_0 \bar{v} \quad (12,2)$$

деп эсептөөгө болот.

(Мындай болжолдоо тактыкты 10% ке жакын төмөндөтөт). (12,2) формуланы эске алып, (12,1) формуланы төмөнкүдөй өзгөртүп жазабыз:

$$\Delta Q = \frac{1}{6} n_0 \bar{v} \frac{i}{2} \kappa (T_1 - T_2) \Delta S \cdot \Delta t. \quad (12,3)$$

Сүрөттө  $\Delta x = 2\bar{\lambda}$  болгондуктан жана жылуулук өткөргүчтүүлүк кубулушу температуранын азаюу багыты боюнча болорлугун эске алып,

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} n_0 \bar{v} \bar{\lambda} \frac{i}{2} \kappa \left( \frac{\Delta T}{\Delta x} \right) \cdot \Delta S \cdot \Delta t \text{ деп жазабыз.}$$

Бул барабардыктан  $\frac{1}{3} n_0 \bar{v} \bar{\lambda} \frac{i}{2} \kappa$  чондугу берилген газ үчүн турактуу сан болуп эсептелет да  $H$  тамгасы менен белгиленип, жылуулук өткөргүчтүүлүктүн коэффициенти деп аталат.

$$H = \frac{1}{3} n_0 \bar{v} \bar{\lambda} \frac{i}{2} \kappa = \frac{m}{3} \frac{n_0}{Nm} \frac{iR}{2} \bar{v} \bar{\lambda} = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} \frac{C_v}{\mu} = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} C_v.$$

Мындан  $H = \eta \cdot C_v$ ;  $\frac{H}{\eta} = C_v$ .

$H$  — жылуулук өткөргүчтүүлүктүн коэффициенти деп аталат.

Демек, 
$$\Delta Q = -H \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t. \quad (12,4)$$

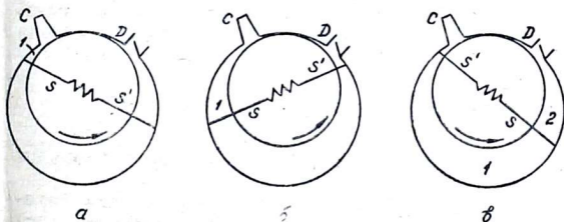
Минус белгиси  $\Delta Q$  жылуулугу температурасы төмөн жакка берилерин көргөзөт.

(12,4) формула боюнча  $\Delta S$  аянты аркылуу  $\Delta t$  убактында  $\Delta Q$  берилүүчү жылуулук энергиясынын чондугу жылуулук өткөргүчтүүлүк коэффициентине, температуранын градиентине, аянттын чондугуна жана убакыттын чондугуна көз каранды экендигин билебиз.

Температура жогорулаган сайын металлдар сыяктуу эле газдардын да жылуулук өткөргүчтүүлүгү күчөйт.

### § 13. Вакуум жана аны алуунун жолдору

Идиштеги газдардын өтө суюлтулган абалы вакуум деп аталат. Вакуум азыркы техникада жана изилдөө иштеринде өтө көп колдонулат. Радиотехникадагы электрондук лампаларда, бардык электрондук куралдарда вакуум эң негизги ролду ойнойт. Басымды сымап мамычасынын  $10^{-6}$  мм Hg чейин азайтуу үчүн, май насосу деп аталуучу насос колдонулат. Бул насостун схемасы 11-сүрөттө көрсөтүлгөн.

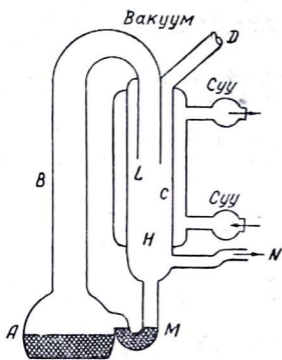


11-сүрөт.

А цилиндринин ичинде орнотулган айлануучу валга пружинанын күчү менен сырткы цилиндрдин бетине кысылып туруучу  $SS^1$  пластинкасы бекитилген. А цилиндринин С учу абаны сордура турган идишке туташтырылган. Вал көргөзүлгөн стрелка боюнча айланганда 1 областы чоңоё баштайт. Бул жерге С идишинен аба кирет.  $SS^1$  пластинкасынын S учу  $S^1$  дин ордуна барганда идиштен сордурулган аба 2 областында болот.

$SS^1$  пластинкасы андан ары айланганда, анын S учу 2 областында турган абаны D клапаны аркылуу сыртка сүрүп чыгарат. Бул процесс белгилүү басымга жеткенче кайталана берет.

S жана  $S^1$  пластинкаларынын учтары менен сырткы цилиндрдин ортосунан аба өтүп кетпесин үчүн, алардын ортосун (тийип турган жерин) дайыма майлап турат. Ошондуктан бул насос май насосу деп аталат. Май насосу менен алынган вакуум — форвакуум — алгачкы вакуум деп аталат.  $10^{-4}$  мм Hg дан төмөнкү басымдарды алуу үчүн, диффузиялык насостор колдонулат. Диффузиялык насостор



12-сүрөт.

дайыма май насосу менен бирге иштейт. Диффузиялык насостун схемасы 12-сүрөттө берилген.

А идишине сымап куюлат да, электр печи менен ысытылат. Пайда болгон сымап буусу В түтүгү менен жогору көтөрүлөт. Анан L сопласы аркылуу төмөн түшөт.

Сымаптын L сопласынан чыгып келе жаткан бууларынын порциялык басымы нөлгө жакын болот. Ошондуктан белгилүү басымда турган идиштеги аба молекулалары D трубасы аркылуу сымап буулары-

нын арасына кирип аралашып кетет (диффузия болот). Сымап буусунун молекулалары өзүлөрүнүн баш аламан жылуулук кыймылынын ылдамдыгынан башка дагы трубадагы агымы боюнча багытталган ылдамдыкка ээ болот. Ушул ылдамдыктын натыйжасында сымап буусунун молекулаларынын араларына кирип калган аба молекулалары H областына ыргытылат. H областына келген газ молекулалары N трубасы аркылуу форвакуумга кетет. Диффузиялык насос иштеши үчүн, башкача айтканда жогорку процесстер болуш үчүн, H областынын басымы өтө аз болушу керек. Практикада колдонуп жүргөн насостор үчүн бул басым  $1,1 \text{ мм Hg}$  дан ашык болбос керек.

Диффузиялык насостун жардамы менен  $10^{-6} \text{ Hg}$  га барабар басымды алууга болот. Мындан төмөнкү басымды алуу үчүн, кээ бир заттардын абсорбция (газ молекулаларын жутуу) касиетин пайдаланышат.



## ТЕРМОДИНАМИКАНЫН НЕГИЗДЕРИ

### § 14. Термодинамиканын предмети. Жумуш жана жылуулук саны

Физика илиминин жылуулук энергиясынын башка түрлөрү менен болгон байланышын жана алардын бири-бирине айланышын үйрөтө турган бир бөлүгү термодинамика деп аталат. Бул ат «термо» — жылуулук деген түшүнүктөн келип чыккан.

Энергиянын башка түрлөрүнө салыштырганда жылуулук энергиясы көп кубулуштар үчүн жалпы мүнөздө болот.

Мисалы, термодинамиканын биринчи закону жалпы энергиялардын сакталуу закону болуп эсептелет. Термодинамика менен молекулярдык физиканын предметтери бирдей болгону менен, алардын физикалык кубулуштарды үйрөнүү методдору ар башка.

Молекулярдык физикада кубулуштарды молекулярдык жана кинетикалык теориянын негизинде микроскопикалык көз караш менен түшүндүрөт. Ал эми термодинамикада кубулуштардын макроскопикалык касиеттери каралат да, алардын микроскопикалык жактары эске алынбайт. Ошондуктан, молекулярдык физика менен термодинамиканын предметтеринде анчалык деле айырма жок. Алардын жалгыз гана кубулуштарды түшүндүрүү методдору ар башка. Молекулярдык — кинетикалык теория менен термодинамиканын методдорунун айырмасын көргөзүү үчүн, кинематикалык бир жөнөкөй маселени карап көрөлү. Белгилүү  $h$  бийиктигине көтөрүлгөн  $m$  массалуу нерсе жерге эркин түшкөндөгү акыркы ылдамдыгынын чоңдугун тапкыла.

1. Бул маселени кинематика жолу менен чыгаралы. Нерсе жерге келип түшөрдөгү акыркы ылдамдык  $v = gt$  болот.  $t$  — түшүү убактысы.

$$h = \frac{gt^2}{2} \text{ экендиги белгилүү. Мындан } t = \sqrt{\frac{2h}{g}};$$

$t$  нын маанисин  $v = gt$  формуласына коёбуз. Ошондо

$$v = g\sqrt{\frac{2h}{g}} \text{ же } v = \sqrt{2gh} \text{ болот.}$$

2. Бул маселени энергиялык көз караш менен да чыгарууга болот. Нерсенин  $h$  бийиктигиндеги потенциалдык энергиясы, анын жердин бетине келип жеткендеги кинетикалык энергиясына барабар экендигин билебиз. Демек,

$$\text{Мындан} \quad mgh = \frac{mv^2}{2}.$$

$$v^2 = 2gh \quad \text{же} \quad v = \sqrt{2gh}.$$

Маселени чыгаруунун биринчи жана экинчи жолун салыштырсак, алардын чыгаруу методдору ар башка, бирок акыркы жооптору бирдей экендигин көрөбүз. Эгерде нерсенин бардык касиеттери (химиялык составы, агрегаттык абалы, ички энергиясы) белгилүү болсо, нерсе белгилүү термодинамикалык абалда турат деп айтууга болот.

XVIII кылымда жылуулук кубулуштарын түшүндүрүүгө «теплород» теориясы кеңири жайылтылган. Бул теория боюнча жылуулук кандайдыр жоголбой жана жоктон бар болбой турган «теплород» деген зат (салмагы жок суюктук) деп түшүндүрүлгөн.

Ысык нерселерде теплороддун саны көп, муздак нерселерде аз. Ошондуктан ысык нерседен муздак нерсеге теплород (жылуулук) берилет деп эсептелген.

Бирок теплород теориясы температуралары бирдей болгон нерселерди өз ара сүргөндө пайда боло турган жылуулукту түшүндүрө алган эмес. XVI—XVIII кылымдарда «теплород» теориясы менен катар нерсенин жылуулук абалын, анын майда бөлүкчөлөрүнүн кыймылы менен байланыштырууга аракет кылган окумуштуулар да болгон (Френсис Бэкон, Роберт Гук, Румфорд).

1744-жылы орустун улуу окумуштуусу М. В. Ломоносов «теплород» теориясына каршы чыгып, нерселердин жылуулук абалын, анын молекулаларынын кыймылы менен байланыштырган.

Ломоносовдун теориясы боюнча нерселердин жылуулугу молекулалардын жалгыз гана айланма кыймылы менен байланыштырган. Ошондуктан жылуулук кубулуштары Ломоносовдун теориясы менен эле толук түшүндүрүлгөн деп айтууга болбойт. «Теплород» теориясы XIX-кылымдын ортосуна чейин үстөмдүк кылып келген. Тажрыйба жүзүндө нерсеге берилген жылуулуктун саны жылуулук алуучу нерсенин массасынан, ал нерсенин өзүнүн касиетинен, баштапкы жана акыркы температуралардын айырмасынан көз каранды экендиги далилденген.

$$\Delta Q = ct\Delta T, \quad (14,1)$$

мында  $\Delta Q$ —берилген жылуулук саны,  $c$ —нерсенин салыштырма жылуулук сыйымдуулугу.

Нерселерге белгилүү жылуулукту берүү сырттан кандайдыр жумуш аткаруу менен байланыштуу. 1934-жылы орустун академиги Б. С. Якоби «Жаратылыштагы күчтөрдү адамдын максатына пайдалануу» — деген докладында механикалык жумуш менен жылуулук энергиясынын эң тыгыз байланыштуу экендигин жана алардын бири-бирине өтүп кетүү мүмкүндүгүн көргөзгөн.

1843-жылдарда Роберт Майер жана Джоуль көп тажрыйбалар жасап, жылуулук менен жумуштун байланышын текшерип, нерсенин жылуулук энергиясын бир килокалорияга өзгөртүү үчүн 427 кГм жумуш аткарыш керек экендигин далилдешкен. Бул чоңдук жылуулуктун механикалык эквиваленти деп аталат.

$$I = 427 \frac{\text{кГм}}{\text{ккал}} = 4,18 \frac{\text{дж}}{\text{кал}};$$

$$1 \text{ ккал} = 427 \text{ кГм}; \quad 1 \text{ кал} = 4,18 \text{ дж}.$$

Жылуулуктун механикалык эквивалентинин тескери чоңдугу механикалык жумуштун жылуулук эквиваленти деп аталат Ошондо:

$$\frac{1}{J} = 0,239 \frac{\text{кал}}{\text{дж}} \text{ болот.}$$

Жалпысынан алганда бир нерседен экинчи нерсеге энергияны берүүнүн жалгыз гана формасы жылуулук жана механикалык жумуш болуп эсептелет. Механикалык жумушту энергиянын көпчүлүк түрүн (потенциалдык, электрдик ж. б) көбөйтүү үчүн жумшоого болот. Ал эми жылуулун берүү менен түздөн-түз нерсенин жалгыз гана ички энергиясын көбөйтүүгө мүмкүн. Нерсенин энергиясынын башка түрлөрүн түздөн-түз жылуулук берүү менен өзгөртө албайбыз. Жылуулук менен жумуш бири-бирине эквиваленттүү болгону менен айырмасы мына ушунда.

## § 15. Термодинамиканын биринчи закону

Термодинамиканын негизги эки закону бар. Бул эки закондорду термодинамиканын биринчи жана экинчи баш-

талышы деп аташат. Тарыхта сырттан эквиваленттүү сандагы жылуулукту жумшабай туруп, дайыма жумуш аткара турган машинаны курууга умтулушкан, бирок бул аракеттер эч кандай ийгиликке алып келген эмес.

Жогоркудай талапты аткара ала турган машина түбөлүк кыймылдаткычтын 1-түрү (латынча-перпетуум мобиле) деп аталат. Бул түшүнүктөрдүн натыйжасында термодинамиканын 1-закону төмөнкүчө айтылат.

Түбөлүк кыймылдаткычтын биринчи түрүн курууга болбойт. Термодинамиканын 1-законунун математикалык түрдө жазуу үчүн системанын ички энергиясынын кантип өзгөрүшүн карап көрөлү.

Механикада нерсенин (системанын) энергиясы аткарылган жумуш менен гана байланыштуу деп эсептелет. Чындыгында нерсенин (системанын) энергиясы жумуш аткарылганда гана өзгөрбөстөн, ага жылуулук берилсе да өзгөрөт.

Системаны термодинамикалык бир абалдан экинчи абалга өткөргөндөгү энергиянын өзгөрүшү системанын биринчи абалдан экинчи абалга өтүүдөгү жолдорунан көз каранды болбостон, системанын баштапкы жана акыркы абалдарынын касиеттеринен көз каранды болот.

Кандайдыр сырткы таасирдин натыйжасында система энергиясы  $u_1$  болгон термодинамикалык абалдан энергиясы  $u_2$  болгон абалга өткөрүлсүн деп эсептейли. Мындагы системанын энергиясынын өзгөрүшү ( $u_2 - u_1$ ) системага сырттан аткарылган жумуш менен берилген жылуулуктун суммасына барабар.

$$\Delta u = \kappa \Delta A' + \kappa' \Delta Q.$$

Эгерде  $\kappa = \kappa' = 1$  болсо,

$$\Delta u = \Delta A' + \Delta Q \quad \text{болот.} \quad (15,1)$$

Бул формуладагы чоңдуктар жалпы бир бирдикте өлчөнүшү керек. Ньютондун үчүнчү законунун негизинде системага карата сырттан аткарылган  $\Delta A'$  жумушу чоңдугу жагынан ага барабар, багыты жагынан карама-каршы система тарабынан аткарылган  $\Delta A$  жумушу менен алмаштырабыз.

$$\Delta A' = -\Delta A, \text{ анда } \Delta u = -\Delta A + \Delta Q \text{ болот,}$$

$$\text{мындан } \Delta Q = \Delta u + \Delta A. \quad (15,2)$$



Бул формула жылуулук энергиясынын сакталуу законунун математикалык формулировкасы болуп эсептелет. Системага сырттан берилген жылуулук саны ( $\Delta Q$ ), ал системанын ички энергиясын көбөйтүш үчүн жана системанын сырткы нерселерге карата аткарган жумушуна кетет. Эгерде системанын ички энергиясынын өзгөрүшүн, жумуштун жана берилүүчү жылуулуктун чоңдугун эң кичине деп эсептесек, (15,2) формуласын төмөндөгүдөй жазууга болот.

$$dQ = du + dA. \quad (15,3)$$

Мисал катарында айланма процессти карасак, бул процесс үчүн  $du = 0$  болот. Демек,  $du$  толук дифференциал экен. Процесс жүргөндө жылуулук бөлүнүп чыкса, (Мисалы, сүрүлүүдөн ысыса) сөзсүз сырткы жумуш аткарылбай койбойт, б. а. жумуштун өзгөрүшү нөлгө барабар эмес ( $dA \neq 0$ ). Демек,  $dA$  толук дифференциал эмес. Анда (15,3) формуласы боюнча бул эки чоңдук аркылуу туюнтулган жылуулук санынын өзгөрүшү  $dQ$  да толук дифференциал эмес.

Демек, жылуулук да, жумуш да энергия менен эквиваленттүү эмес. Бирок алардын чоңдуктары энергиянын чоңдугун аныктайт. Сырттан берген энергиядан көбүрөөк жумуш аткарып, дайыма иштей бере турган машинаны (кыймылдаткычты) курууга болбостугу (15,3) формуласынан көрүнүп турат. Демек, түбөлүк кыймылдаткычтын биринчи түрүн курууга болбойт.

Энергиянын сакталуу закону жалпы түрүндө 1748-жылы М. В. Ломоносов тарабынан аныкталган. Андан жүз жыл өткөндөн кийин Роберт Майер жана Гельмгольц тарабынан математикалык түрдө далилденген. Энергиянын сакталуу закону жана анын бир түрдөн экинчи түргө өтүшү жалпысынан Ф. Энгельс тарабынан «Жаратылыштын диалектикасы» деген китебинде негизделген.

## § 16. Газдардын жылуулук сыйымдуулугу

Массалары бирдей болгон ар түрдүү нерселерди алып ысыта турган болсок, аларды бирдей температурага ысытуу үчүн ар түрдүү сандагы жылуулук жумшоо керек. Ошондуктан, жылуулук сыйымдуулук деген түшүнүк киргизилет. Берилген заттын салыштырма жылуулук сый-



ымдуулугу деп, сан жагынан ал нерсенин 1 грамм масса-сын 1 градуска ысытууга керек болгон жылуулук сыны-айтылат.

Молярдык жылуулук сыйымдуулук деп, сан жагынан ал нерсенин 1 грамм-молекуласынын температурасын 1 градуска көтөрүүгө керек болгон жылуулук саны айтылат.

Бул эки чоңдук бири-бири менен төмөндөгүдөй байла-нышат.

$$C = \mu c, \text{ мындан } c = \frac{C}{\mu}.$$

Мында  $\mu$  — молекулярдык салмак,  $C$  — молярдык сыйымдуулук,  $c$  — салыштырма жылуулук сыйымдуулугу.

Газдардын салыштырма жылуулук сыйымдуулугу, ошондой эле молярдык жылуулук сыйымдуулугу да газ-дын абалынан көз каранды. Ошондуктан жылуулук сый-ымдуулукту турактуу көлөм же турактуу басым кезинде аныктоого туура келет. Аларды айрым-айрым карап көрөлү.

1. Газдын көлөмү турактуу болгон учурда сырттан сарп кылынган жылуулуктун баары газдын ички энергия-сын көбөйтүүгө кетет да, эч кандай башка жумуш атка-рылбайт. Ушул себептен молярдык жылуулук сыйымдуу-лук газдын 1 грамм-молекуласынын ички энергиясынын өзгөрүшүнө барабар. Өткөндөгү материалдан газдын 1 грамм-молекуласы үчүн чыгарылган ички энергиянын чоңдугун  $W_0 = \frac{i}{2} RT$  ны пайдаланып, газдын температурасын  $1^\circ C$  ка көтөргөндөгү энергияны табабыз:

$$W' = \frac{i}{2} R (T + 1^\circ).$$

Булардын айырмасы

$$\Delta W = W_0' - W_0 = \frac{i}{2} R (T + 1^\circ) - \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} R.$$

Жогоруда айтылган боюнча бул учурда ички энергия-нын өзгөрүшү көлөм турактуу болгондогу молярдык жы-луулук сыйымдуулукка барабар.

$$C_v = \Delta W_0 = \frac{i}{2} R. \quad (16,1)$$

Бул формуланы пайдаланып,  $W_0$  өзгөртүп жазууга болот:

$$\bar{W}_0 = C_v T. \quad (16,2)$$

Ал эми салыштырма жылуулук сыйымдуулугу үчүн (16,1) формуласы төмөндөгүдөй жазылат:

$$C_v = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu}. \quad (16,3)$$

Жылуулук саны «калория» деген бирдик менен ченелгендиктен, универсалдуу турактуу сан  $R$  ди ушул бирдикте чыгарууга болот. Таза суунун температурасын  $19,5^\circ\text{C}$  дан  $20,5^\circ\text{C}$  га чейин көтөрүүгө керек болгон жылуулуктун саны калория (кичине калория же грамм калория) деп аталат.

$$1 \text{ кал} = 4,182 \text{ дж} = 4,182 \cdot 10^7 \text{ эрг.}$$

$$R = 8,313 \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{град. моль}} = \frac{8,313 \cdot 10^7 \text{ кал}}{4,182 \cdot 10^7 \text{ град. моль}} = 1,985 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}.$$

Көпчүлүк учурларда болжолдоп  $R \approx 2 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$  деп алынат.

2) 1 моль газдын басымы турактуу болгон кезде, анын температурасын  $1^\circ\text{C}$  ка көтөрүүгө керек болгон жылуулуктун саны, басым турактуу болгондогу жылуулук сыйымдуулук деп аталат. Бул учурда сырттан берилген жылуулук 1 моль газдын температурасын  $1^\circ\text{C}$  га көтөрүү үчүн гана керек болбостон, басымды турактуу калтырыш үчүн поршенди  $h$  бийиктигине жылдыруу үчүн да жумуш аткарууга кетет, б. а.

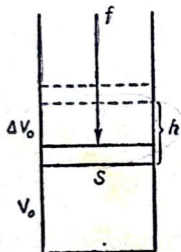
$$C_p = C_v + \Delta A. \quad (16,3)$$

Мында  $\Delta A$  поршенди  $h$  аралыгына жылдыруу үчүн кеткен жумуштун чоңдугу  $\Delta A = F \cdot h$ ;  $F = PS$  болгондуктан

$$\Delta A = PSh = P\Delta V_0 \quad (16,4)$$

Клапейрон-Менделеевдин теңдемесин колдонуп,  $\Delta V_0$  ду табабыз. 1 моль газ үчүн  $PV_0 = RT$  болот. Мындан

$$V_0 = \frac{RT}{P}. \quad (16,5)$$



13-сүрөт.

Бул газды температурасын  $1^\circ\text{C}$  га көтөргөндө

$$PV_0' = R(T + 1^\circ).$$

Мындан

$$V_0 = \frac{R(T + 1^\circ)}{P}$$

болот.

(16,6)

(16,5) жана (16,6) формулалардан

$$\Delta V_0 = V_0' - V_0 = \frac{R}{P} [(T + 1^\circ) - T] = \frac{R}{P}.$$

Демек, анда (16,4) формуласы төмөндөгүдөй жазылат:

$$\Delta A = P \frac{R}{P}; \quad \Delta A = R. \quad (16,7)$$

(16,3) менен (16,7) формулалардан

$$C_p = C_v + R. \quad (16,8)$$

Демек, басым турактуу кездеги салыштырмалуу жылуулук сыйымдуулук көлөм турактуу болгондогудан универсалдуу турактуу сан  $R$  челик чоң экен.

(16,8) формуласы Майердин формуласы деп аталат. Көпчүлүк учурларда  $C_p$  менен  $C_v$  нын айырмасынан башка, алардын катышын билүү зарыл болот. Ал катыш  $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$  менен белгиленет.

Бул катышка  $C_p$  нын маанисин (16,8) барабардыктан алып коёбуз:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_v + R}{C_v} = 1 + \frac{R}{C_v}.$$

$$C_v = \frac{i}{2} R.$$

болгондуктан,

$$\gamma = 1 + \frac{R}{\frac{i}{2} R}.$$

Мындан

$$\gamma = 1 + \frac{2}{i}.$$

(16,9)

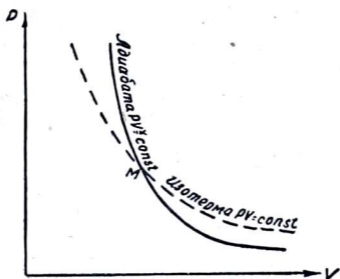
## § 17. Адиабаттык процесс.

### Адиабатанын теңдемеси.

Курчап турган айлана-чөйрө менен жылуулук алмашпай боло турган процесс адиабаттык процесс деп аталат, б. а. газдарда адиабаттык процесс жүргөндө газ айлана-чөйрөгө өзү жылуулук бербейт жана айлана-чөйрөдөн жылуулук албайт. Табигый шарттарда адиабаттык процесстин болушу өтө татаал.

Эгерде газды такыр жылуулук өткөрбөй турган нерсе менен курчап койсок, анда адиабаттык процессти жүргүзүүгө болот. Же болбосо убакыттын эң кичине үлүшүндө болуп өткөн процесстерди адиабаттык процесстерге жакын деп эсептөөгө болот. Себеби убакыттын эң кичине үлүшүндө газ сыртка жылуулук берүүгө же сырттан жылуулук алууга үлгүрө албай калат.

Адиабаттык процесс үчүн басым менен көлөмдүн диаграммасын (адиабата сызыгын) карап көрөлү да, аны изотерма сызыгы менен салыштыралы.



14-сүрөт.

14-сүрөттө жоон сызык менен адиабата, ал эми пунктир сызыгы менен изотерма көргөзүлгөн.

Газдын абалы адегенде  $P_0V_0$  менен мүнөздөлсүн дейли. Ушул  $M$  точкасынан баштап, газды изотермалык жана адиабаттык процесстер менен кеңейтип жана кысып, көлөмдүн өзгөрүшү менен басымдын өзгөрүшүн көргөзүүчү

графиктерди түзсөк, 14-сүрөттөгү ийри сызыктарды алабыз.

Бул графиктерди салыштырсак, төмөндөгүдөй жыйынтык келип чыгат. Эгерде газды кыссак адиабата тез көтөрүлөт. Тескерисинче, газды кеңейтсек, адиабата изотермага караганда бат төмөндөйт. Демек, газдын басымы адиабаттык процесстерде изотермалык процесстерге караганда тезирээк өзгөрөт. Мунун себебин түшүндүрүү үчүн, Клапейрон — Менделеевдин

$$PV_0 = RT \quad \text{же} \quad P = \frac{RT}{V_0} \quad (17,1)$$

формуласын карап чыгалы. Изотермалык процесс жүргөндө бул формуладан бөлчөктүн бөлүмү  $v_0$  гана өзгөрөт. Ал эми бөлчөктүн алымы өзгөрбөйт. Адиабаттык процесстерде болсо, көлөм менен кошо температура  $T$  да өзгөрөт. Тагыраак айтканда, газды адиабаттык процесс менен кеңейтип, көлөмүн чоңойтсок, анын температурасы төмөндөйт, б. а. бөлчөктүн алымы кичиреет, ал эми бөлүмдөгү көлөм чоңоёт. Демек, (17,1) формуласы боюнча басым тез кичиреет. Тескерисинче, газды кыссак, газдын көлөмү кичирейип, температурасы чоңоёт. Ошондуктан басым тез чоңоёт. Идеалдык газдардын адиабаттык процессин карап көрөбүз. Бул процесстин теңдемесин табуу үчүн, термодинамиканын 1-законун колдонобуз:

$$\Delta Q = \Delta u + \Delta A.$$

Адиабаттык процесс убагында  $\Delta Q = 0$  болгондуктан,

$$\Delta u + \Delta A = 0; \quad \Delta A = -\Delta u \quad \text{болот.} \quad (17,2)$$

Демек, адиабаттык процесс убагында жумуш системанын ички энергиясынын азайышынын эсебинен гана аткарылат.

Адиабаттык процесстеги  $\Delta A$  жумушу  $\Delta A = P\Delta V_0$  формуласы менен аныкталат. Эми газдардын 1 грамм-молекуласынын ички энергиясынын өзгөрүшүн табабыз.

$$u = \frac{i}{2} RT = C_v T \quad (17,3)$$

$$\text{Мындан} \quad \Delta u = C_v \Delta T. \quad (17,4)$$

(17,1), (17,3) жана (17,4) формулалардан төмөнкүнү алабыз:

$$P\Delta V_0 = -C_v \Delta T. \quad (17,5)$$



Бул формуланы изилдеп көрөлү. Мында  $P$  жана  $C_v$  дайыма оң мааниге ээ болушат. Ошондуктан:

а) эгер газ адиабаттык кеңейсе  $\Delta V_0 > 0$  болот, анда  $\Delta T < 0$ , б. а. газ муздайт.

б) эгер  $\Delta V_0 < 0$  болсо,  $\Delta T > 0$ , болот, б. а. газ адиабаттык кысылса, температурасы жогорулайт.

(17,5) формуласындагы чоңдуктардын эң кичинекей (дифференциалдык) маанилерин алабыз:

$$P dV_0 = -C_v dT.$$

Мындан  $P = \frac{RT}{V_0}$  болгондуктан,  $\frac{RT}{V_0} dV_0 = -C_v dT$  болот.

Бул барабардыктын эки жагын тең  $C_v$  жана  $T$  га бөлөбүз.

$$\frac{R}{C_v} \cdot \frac{dV_0}{V_0} = -\frac{dT}{T}.$$

Бул барабардыкты температура менен көлөмдүн баштапкы маанилери  $T_1 V_{01}$  ден  $T_2 V_{02}$  ге чейин интегралдайбыз. Анда төмөнкүнү алабыз:

$$\frac{R}{C_v} \ln \frac{V_{02}}{V_{01}} = -\ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \frac{T_1}{T_2}.$$

Муну төмөнкүчө жазууга болот:

$$\ln \left( \frac{V_{02}}{V_{01}} \right)^{\frac{R}{C_v}} = \ln \frac{T_1}{T_2}.$$

Бул чоңдуктардын логарифмалары барабар болгондуктан, алардын өзүлөрү да барабар болот.

$$\left( \frac{V_{02}}{V_{01}} \right)^{\frac{R}{C_v}} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (17,6)$$

Мурдатан  $R = C_p - C_v$ .

Демек  $\frac{R}{C_v} = \frac{C_p}{C_v} - 1$  же  $\frac{R}{C_v} = \gamma - 1$ . (17,7)

(17,7) формуладан  $\frac{R}{C_v}$  нын маанисин (21,6) формулага коёбуз.

Анда 
$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_{02}}{V_{01}}\right)^{\gamma-1} \text{ болот.} \quad (17,8)$$

Бул температуралар жана көлөмдөр үчүн Клапейрон-Менделеевдин теңдемесин пайдаланабыз.

$$P_1 V_{01} = R T_1; \quad P_2 V_{02} = R T_2.$$

Булардын катышын алабыз.

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{P_1 V_{01}}{P_2 V_{02}}. \quad (17,9)$$

(17,8), (17,9) формулалардан  $\frac{P_1 V_{01}}{P_2 V_{02}} = \left(\frac{V_{02}}{V_{01}}\right)^{\gamma-1}$  барабардыкты алабыз.

Мындан: 
$$P_1 V_{01}^{\gamma} = P_2 V_{02}^{\gamma} = \text{Const.}$$

Бул формуланы жалпы түрүндө төмөнкүдөй жазууга болот:

$$P V^{\gamma} = \text{Const.} \quad (17,10)$$

Бул формула адиабатанын теңдемеси—Пуассондун формуласы деп аталат.

Демек, адиабатанын теңдемеси изотерманын теңдемеси болгон Бойль—Мариоттун формуласынан ( $PV = \text{Const}$ ) көлөмү  $\gamma$  даражада болгондугу менен айырмаланат.

### § 18. Газдын көлөмүнүн адиабаттык жана изотермалык өзгөрүшүндөгү аткарылуучу жумуштар

Газдын көлөмүнүн өзгөргөндөгү элементардык жумуштар жалпысынан  $\Delta A = P \Delta V$  формуласы менен аныкталат.

1. Адиабаттык процесс убактысында  $\Delta A = -\Delta u = -C_v T$  газдын температурасы  $T_1$  ден  $T_2$  ге көтөрүлгөндөгү аткарылуучу жумуш төмөнкүчө аныкталат:

$$A = -C_v (T_2 - T_1) = C_v (T_1 - T_2) = C_v T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right).$$

Адиабаттык процесс үчүн (17,8) формуласын колдонобуз.

$$A = C_v T_1 \left[1 - \left(\frac{V_{01}}{V_{02}}\right)^{\gamma-1}\right]. \quad (18,1)$$

$$\text{Мындан } C_p = C_v + R; C_v = R \frac{C_v}{R} = R \frac{C_v}{C_p - C_v} = \frac{R}{\gamma - 1}$$

экендигин билип, (18,1) формуланы өзгөртүп жазабыз:

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_{01}}{V_{02}} \right)^{\gamma - 1} \right]. \quad (18,2)$$

Бул формула менен адиабаттык процесстин жумушу чыгарылат.

2. Газдын көлөмү изотермалык өзгөргөндө жалпы жумуш элементардык жумуштардын суммасына барабар.

$\Sigma \Delta A = \Sigma P \Delta V$  сумманы интеграл менен алмаштырабыз.

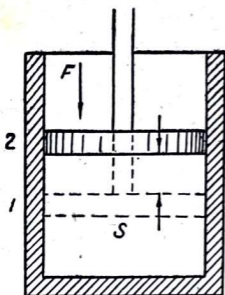
$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \text{ экенин билебиз.}$$

## § 19. Термодинамиканын 2-закону

Жаратылыштагы ар түрдүү процесстерди жалгыз гана энергиянын сакталуу закону менен мүнөздөө жетишсиздик кылат. Ал процесстерди так мүнөздөш үчүн энергиянын сакталуу законунан башка дагы керектүү шарттарды эсепке алуубуз керек. Мисалы, кандайдыр эки нерсенин ортосундагы жылуулук алмашуу процессин алып карасак, энергиянын сакталуу закону (термодинамиканын биринчи закону) берилген жылуулук менен алынган жылуулуктун барабардыгын гана талап кылат. Ал эми жылуулук ысыгыраак нерседен муздагыраак нерсеге берилеби же тескерисинче болобу, бул жөнүндө эч сөз болбойт. Практикада кандайдыр сырткы жумуштун жардамы болбосо, жылуулук муздак нерседен ысыгыраак нерсеге өзүнчө берилбестиги белгилүү. Термодинамиканын экинчи законунун формулировкасын жалпы түрдө төмөндөгүдөй берүүгө болот.

*Сырттан берилген жылуулукту бүт бойдон коромжусус жумушка айландырып, дайыма мезгилдүү иштей турган машинаны жасоого болбойт.* Бул аныктаманы ачыгыраак түшүнүш үчүн, кыймылдаткычтардагы поршендин иштешин карап көрөлү.

Сырттан белгилүү жылуулук берилгенде цилиндрдеги газ кеңейет да, поршень 1-абалдан 2-абалга жылат. Пор-



15-сүрөт.

шендин бул жылышы кандайдыр пайдалуу жумуш аткарышы мүмкүн. Бирок поршень бул жумушту улам кайталап аткарыш үчүн, ал кайра мурдагы биринчи абалына келиши керек.

Поршень экинчи абалда турганда цилиндрдеги газдын басымы сырткы атмосфера басымынан кичине болбогондуктан, поршень өзү 1-абалга келе албайт. Аны ал абалга келтириш үчүн, кандайдыр сырткы күчтүн жардамы керек. Же болбосо цилиндрдеги газды муздатып, анын температурасын төмөндөтүш керек.

Температуранын төмөндөшү менен басым дагы азаят. Цилиндрдин ичиндеги басым сырткы атмосфера басымынан кичине болгондо, поршень 2-абалдан кайра 1-абалга жылып келет. Ушинтип мындай процесстер дайыма кайталанып турушу үчүн, жылуулук берүүчү жана жумуш аткаруучу нерселерден башка дагы 3-нерсе — муздаткыч (жылуулук алуучу) болушу керек.

Термодинамиканын 1-законунун математикалык формуласын алып көрөлү.

$$\Delta Q = \Delta u + \Delta A.$$

Эгерде айлана-чөйрөдөн бөлүнүп алынган системаны карасак, ички энергиянын өзгөрүшү  $\Delta u = 0$  болот.

Демек,  $\Delta Q = \Delta A.$

Бул барабардык боюнча сырттан берилген жылуулукка барабар болгон жумушту аткарууга мүмкүн болуп калып жатат. Ал эми термодинамиканын II закону кандай гана болбосун  $\Delta A$  жумушу аткарылыш үчүн  $\Delta Q'$  жылуулугунун бир бөлүгү муздаткычка берилет деп көргөзөт.

Ошондуктан термодинамиканын II закону боюнча дайыма

$$\Delta A \neq \Delta Q; (\Delta Q > \Delta A), \quad \text{б. а.} \quad \Delta A = \Delta Q - \Delta Q'.$$

Термодинамиканын 1-жана 2-законунун айырмасы мына ушунда.

## § 20. Карно циклы

Жылуулук энергиясынын эсебинен механикалык жумуш аткарыш үчүн, кандайдыр ысык нерсенин жылуулугунан алып, экинчи бир муздак нерсеге бериш керек.

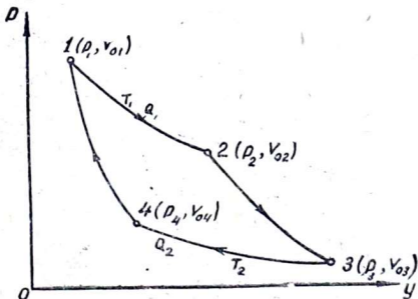
Бул процессти ысык нерсе менен муздак нерсени бири-бирине тийиштирүү жолу менен орундаштырууга болор эле. Бирок бул учурда эки нерсе тең орундарынан которулбагандыктан (б. а.  $S = 0$ ) эч кандай механикалык жумуш аткарылбайт.

Ошондуктан ысык нерсенин жылуулугун муздак нерсеге алып барып берүү үчүн, кандайдыр жолду басып өтүп, механикалык жумуш аткаруучу үчүнчү нерсе керек болот. Бул үчүнчү нерсе *жумушчу нерсе* деп аталат. Жылуулук берүүчү нерсе *ысыткыч*, жылуулук алуучу нерсе *муздаткыч* деп аталат. Алынган жылуулуктун эсебинен эң көбүрөөк жумуш аткаруунун схемасы Карнонун циклинде көргөзүлгөн.

Карнонун циклы эки изотермадан жана эки адиабатадан турат. Кыймылдаткычтардын пайдалуу аракет коэффициенти, анын аткарган жумушунун сырттан алган энергиясына болгон катышы менен мүнөздөлөт.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (20,1)$$

Биринчи изотермалык кеңейүүдөгү сырттан системага берилген жылуулукту  $Q_1$ , ал эми изотермалык кысуудан алган жылуулукту  $Q_2$  менен белгилейбиз.



16-сүрөт.



Термодинамиканын 1-законунун формуласын карайлы.

$$\Delta Q = \Delta u + \Delta A.$$

Изотермалык процесстерде (1→2), (3→4) температура өзгөрбөгөндүктөн, ички энергиянын чоңдугу да өзгөрбөйт. Демек,  $\Delta u = 0$ ;

$$\Delta Q = \Delta A. \quad (20,2)$$

Изотермалык кеңейүүгө (1→2) кеткен жылуулук  $Q_1$  дин эсебинен аткарылган жумуш  $A_{1,2}$  (20,2) барабардык боюнча төмөнкүчө аныкталат:  $A_{1,2} = Q_1$ .

Ошондой эле —  $A_{3,4} = Q_2$ ;  $Q_2$  — муздаткыч алган жылуулук.

(1→2) жана (3→4) процесстери карама-каршы багытта болгондуктан  $A_{3,4}$  жумуш тескери белгиде алынат. 18-параграфтагы изотермалык процесстердин жумушунун формуласын колдонобуз.

$$Q_1 = A_{1,2} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1};$$

$$Q_2 = -A_{3,4} = -RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} \text{ же } Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}.$$

$Q_1$  жана  $Q_2$  нин маанилерин (20,1) формуласына коюп, пайдалуу аракет коэффициентин чыгарабыз:

$$\eta = 1 - \frac{Q_{3,4}}{Q_{1,2}} = 1 - \frac{RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{\ln \frac{V_3}{V_4}}{\ln \frac{V_2}{V_1}}. \quad (20,3)$$

Адиабаттык процесстер үчүн көлөм менен температура-лардын байланышын жазабыз. (2→3) процесси үчүн (17,8) формуласы боюнча

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_{02}}{V_{03}} \right)^{\gamma-1}$$

жана (4→1) процесси үчүн

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_4} \right)^{\gamma-1} \text{ болот.}$$

Демек, бул эки барабардыктын сол жактары бири-бирине барабар болгондуктан, алардын оң жактарын да барабарлайбыз.

$$\text{Мындан } \left(\frac{V_2}{V_3}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_1}{V_4}\right)^{\gamma-1} \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad \text{болот.} \quad (20,4)$$

(20,3) жана (20,4) формулаларынан

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (20,5)$$

Мында  $\eta$  — пайдалуу аракет коэффициенти.

Демек, Карно циклы үчүн  $\eta$  температуралардын айырмасынан гана көз каранды. Ал эми техникалык циклдарда болсо, температуралардын айырмасынан башка дагы пайдалануучу заттын составына, иштей турган кыймылдаткычтын конструкциясына көз каранды. Карнонун (20,5) формуласы менен аныкталуучу идеалдык циклинин пайдалуу аракет коэффициенти техникалык циклдардыкына караганда көп эсе чоң.

Бирок Карнонун циклинин пайдалуу аракет коэффициенти дайыма бирден кичине. Мисалы,  $T_1 = 373\text{K}$  (суунун кайноо температурасы),  $T_2 = 293^\circ\text{K}$  (комнаттык температура) болсун, анда (20,5) формуласынан  $\eta = 22\%$  болот.

Ал эми техникада реалдык түрдө колдонулуучу машиналардын пайдалуу аракет коэффициенти өтө эле кичине. Мисалы, паровоздордо пайдалануучу кыймылдаткычтын пайдалуу аракет коэффициенти 10% ке жакын, б. а. жылуулуктун көпчүлүгү пайдасыз муздаткычка берилет.

## § 21. Энтропия

XIX-кылымдын орто ченинде нерсенин термодинамикалык абалын анын ички энергиясынан башка дагы энтропия деген функция менен мүнөздөөгө мүмкүн экендиги ачылган. Эгерде белгилүү температурада турган нерсе же система  $dQ$  жылуулук алуу менен бир термодинамикалык абалдан экинчи абалга өтсө, берилген жылуулук  $dQ$  нун ошол кездеги температура  $T$  га болгон катышы кандайдыр  $S$  функциясынын толук дифференциалына барабар экендиги далилденген. Ушул  $S$  функциясы *энтропия* деп аталат. Жогорку аныктама боюнча:

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Муну интегралдасак

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \text{ болот.}$$

Практикада энтропиянын өзүн аныктабастан система бир термодинамикалык абалдан экинчи бир абалга өткөндөгү энтропиянын өзгөрүшү аныкталат. Энтропия абстракттуу түшүнүк болгону менен бул чоңдуктун физикалык маанисин оңой эле түшүнүүгө болот. Система бир абалдан экинчи абалга сан жеткис жол менен барууга болот. Бул процесстердин бардыгында ар кандай жы-

луулулук сарп кылынат. Бирок бардык учур үчүн  $\int_1^2 \frac{dQ}{T}$  интегралы турактуу калат. Системага берилген жылуулулуктун анын температурасына болгон катышы  $\frac{\Delta Q}{T}$  келтирилген жылуулулук деп аталат. Бардык учурларда интегралды болжол менен суммага алмаштырууга мүмкүн болгондуктан, энтропиянын айырмасы келтирилген жылуулулуктун  $\frac{\Delta Q}{T}$  суммасына барабар деп айтууга болот.

$$S_2 - S_1 = \Sigma \frac{\Delta Q}{T}.$$

Мисалы, бир нерсени  $20^\circ \text{C}$  дан  $25^\circ \text{C}$  га чейин узгүлтүксүз ысыткандагы энтропиянын өзгөрүшүн эсептеп чыгалы. Бул нерсеге бир калория жылуулулук бергенде температурасы  $1^\circ \text{C}$  га көтөрүлүп турду деп болжолдойлу. Бул учурда энтропиянын өзгөрүшү төмөнкүгө барабар:

$$S_2 - S_1 = \frac{1 \text{ кал.}}{293^\circ} + \frac{1 \text{ кал.}}{294^\circ} + \frac{1 \text{ кал.}}{295^\circ} + \frac{1 \text{ кал.}}{296^\circ} + \frac{1 \text{ кал.}}{297^\circ},$$

(мында  $T = 273^\circ + t^\circ$ ).

Экинчи мисал катарында 1 грамм-моль муздун  $0^\circ \text{C}$  кезинде эришиндеги энтропиянын өзгөрүшүн эсептеп чыгалы. Муздун 1 грамм-молекуласында 18 грамм бар. Ал эми муздун салыштырма эрүү жылуулуугу 80 кал/грамм жана эрүү турактуу  $0^\circ \text{C}$  ( $T = 273^\circ$ ) кезинде болгондуктан  $T$  ны интегралдын сыртына чыгарарбыз.

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 dQ = \frac{Q}{T}.$$

Демек

$$S_2 - S_1 = \Delta S = \frac{80 \frac{\text{кал.}}{\text{гр.}} \cdot 18 \text{ гр.}}{273 \text{ град.}} = 5,27 \frac{\text{кал.}}{\text{град.}}$$

Үчүнчү мисал катарында параметрлери  $P_1, V_1, T_1$  болгон 1 моль идеалдык газ  $P_2, V_2, T_2$  параметрлерин алгандагы энтропиянын өзгөрүшүн аныктайбыз:  $dQ = du + dA$ . Мындан  $u = C_v T$ , демек,  $du = C_v dT$  жана  $dA = PdV$ .

Ошондуктан 
$$dQ = C_v dT + PdV,$$

$P = \frac{RT}{V}$  болгондуктан,

$$dQ = C_v dT + RT \frac{dV}{V}.$$

Мунун эки жагын тең  $T$  га бөлөбүз. Анда:

$$\frac{dQ}{T} = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \text{ болот.}$$

Аны интегралдасак,  $S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}$  га ээ болобуз.

Эгерде көлөмдүн  $V_1$  ден  $V_2$  ге чейин өзгөрүшү изотермалык процесс жолу менен болсо,

$$\Delta S = R \ln \frac{V_2}{V_1} \text{ болот,}$$

себеби  $T_2 = T_1$ ;  $\ln \frac{T_2}{T_1} = \ln T_2 - \ln T_1 = 0$ .

Бул чыгарылган формулалар жана талкуулоолор обратимый (кайта өз абалына келе алуучу) процесстер үчүн гана туура. Жалпысынан алып караганда, энтропия процесстин обратимый эмес экендигин көргөзөт, ал эми айланма процесстерде энергиянын баштапкы жана акыркы чоңдуктары бирдей болгондуктан, энергия процесстин багытын көргөзө албайт. Жаратылышта болуучу бардык процесстер обратимый эмес болгондуктан, энтропия дайыма өсөт. Энтропиянын эң жогорку мааниси системанын тең салмактуулук абалына туура келет. Мисалы, ысытылган

газ өзүнөн өзү кеңеет, бирок бул процесс тескерисинче өзүнөн өзү боло албайт.

Дагы бир мисал келтирели. Эки нерсени бир-бирине сүрсөк, сүрүүдөгү кинетикалык энергия, алардын ички энергиясын (температурасын) көбөйтүүгө кетет. Бул процесс тескери багытта кайра боло албайт. Жалпысынан айтканда, обратимый эмес процесстердин жүрүшү менен дайыма системанын энтропиясы өсө берет. Жаратылышта системанын энтропиясын азайта турган процесс болушу мүмкүн эмес.

$dS = \frac{dQ}{T}$  формуласындагы  $dQ$  га термодинамиканын I-закону боюнча маанисин койсок, термодинамиканын негизги теңдемесин алабыз:

$$dS = \frac{du + dA}{T}$$

Бул формалардан энтропия менен эркин энергиянын байланышын алууга болот. Жалпы энергиянын изотермалык процесс учурунда механикалык жумушка айлануучу бөлүгү *эркин энергия* деп аталат.

Жогорку формуладан

$$TdS = du + dA;$$

$$dA = -du + TdS \text{ алабыз.}$$

Мында  $T$ -турактуу болгондуктан, бул формуланы төмөнкүдөй кылып жазууга болот:

$$dA = -d(u - TS)$$

(себеби  $T = \text{Const}$  болгондуктан,  $SdT = 0$  болот).

Демек, бул формуладан изотермалык процесс учурунда механикалык жумуш кандайдыр  $(u - TS)$  функциясынын өзгөрүшүнүн (азайышынын) эсебинен аткарыла тургандыгы келип чыгат. Бул чоңдук  $u - TS = F$  эркин энергия болуп эсептелет. Демек, эркин энергиянын чоңдугу ички энергия  $u$  дан кандайдыр  $TS$  чоңдугун кемиткендегисине барабар экен.  $TS$ —энергиянын механикалык жумушка айланбай турган бөлүгү болуп эсептелет да, энтропиянын чоңдугунан көз каранды болот. Энергиянын бул бөлүгү  $(F - S)$  *байланыштуу* энергия деп аталат.



## § 22. Термодинамиканын 2-законунун статистикалык мааниси

Термодинамиканын 2-закону 1-законго караганда статистикалык мааниге ээ болгондугу менен айырмаланат. Термодинамиканын биринчи закону бардык учур үчүн туура, ал эми термодинамиканын 2-законун бардык учурга (мисалы, атом, молекулалар үчүн же чексиз система үчүн) колдонууга туура болбой калат. Себеби алар үчүн жылуулук, температура, энтропия деген түшүнүктөр өзүнүн маанисин жоготот.

Бир маанидеги физикалык кубулуштардын көпчүлүгү үчүн туура болгон закондор — *көп сандардын закону* же *статистикалык закон* деп аталат. Статистикалык закондон динамикалык закондун айырмасы — алар көп кубулуштар үчүн да, жана жалгыз айрым алынган кубулуштар үчүн да туура келгендигинде.

Термодинамиканын 2-законунун статистикалык мааниге ээ болушунун себеби бул закон жалгыз алынган молекулалар жана атомдор үчүн туура эмес. Термодинамиканын 2-закону белгилүү сандагы молекулалардын тобу үчүн гана туура.

Жогоруда көргөзүлгөн физикалык чоңдуктар молекулалардын белгилүү тобу үчүн гана мааниге ээ болот. Термодинамиканын 2-законунун мындай өзгөчөлүгүн эске албаган кээ бир окумуштуулар өткөн кылымда туура эмес жыйынтыктарга келишкен. Алар төмөндөгүдөй талкуу жүргүзүшкөн. Жаратылыштагы энергиянын бардык түрү өзүнөн-өзү жылуулук энергиясына өтүшү мүмкүн. Ал эми жылуулук болсо, температурасы жогору болгон жактан температурасы төмөн болгон тарапка өзүнөн-өзү берилет. Ушул себептен убакыт өткөн сайын дүйнө жүзүнүн ар кайсы жериндеги температуралардын айырмасы жоголо берет да, качандыр бир убакта дүйнөнүн бардык точкаларында бирдей температура пайда болот дешкен.

Бул процесстердин бардыгы обратимый эмес болгондуктан акыркы учурга чейин энтропия дайыма өсүп турат. Дүйнөнүн бардык жеринде бирдей температура пайда болгондон (энтропия максимумга жеткенден) кийин эч кандай процесс боло албайт. Демек, дүйнө «өлөт» — «жылуулук өлүмү» пайда болот деп эсептешкен. Ушундай туура эмес идеалисттик талкууну жакта-

ган окумуштуулардын көрүнүктүүсү Клаузиус болгон.

Клаузиустун катасы — ал өзүнчө бөлүнүп алынган (изолированный) система үчүн туура болгон термодинамикалык теореманы механикалык түрдө чексиз дүйнөнүн процесстерине колдонгон.

Термодинамикада энтропиянын формуласына системанын кыймылынын багыты, ылдамдыгы жана мейкиндиктеги координаттары кирбейт. Ал эми жылдыздар дүйнөсүндө бул чондуктарды билбей туруп эч кандай процесстерди мүнөздөөгө болбойт. Мына ушул себептерден энтропия теоремасын бүт дүйнөгө таратууга болбойт. Клаузиустун жогоркудай жыйынтыгын идеалисттер пайдаланууга аракет кылышкан. Алардын ою боюнча: ушул убакка чейин эмне үчүн бүт дүйнөдө «жылуулуук өлүмү» болгон эмес? деп суроо берип, ага дүйнө дайыма болгон эмес, дүйнөнү качандыр бир убакта «кудай» жасаган дешет. Демек, дүйнө белгилүү убакта жаралган белгилүү убакта жоголот (өлөт) дешип, туура эмес жыйынтыктарга келишкен.

#### IV ГЛАВА

### РЕАЛДЫК ГАЗДАР ЖАНА СУЮКТУКТАР

#### § 23. Реалдык газдар.

#### Ван-дер-Ваальстын теңдемеси.

Басымы 1 атмосфера жана температурасы  $0^{\circ}\text{C}$  болгон  $1\text{ см}^3$  абада болжол менен  $2,7 \cdot 10^{19}$  молекула болот. Газ молекулаларын радиусу  $+10^{-8}\text{ см}$  келген шар түрүндө деп кароого болот. Шар түрүндөгү бир молекуланын көлөмүн эсептейли.

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{4}{3} \cdot 3,14 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3 = 4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3.$$

Буга байланыштуу  $1\text{ см}^3$  газ көлөмүндөгү аба молекулаларынын бардыгынын көлөмү.

$$V_1 = n_0 V = 2,7 \cdot 10^{19} \cdot 4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3 \approx 10^{-4} \text{ см}^3 \text{ болот.}$$

Демек, нормалдык шартта газдын  $1\text{ см}^3$  көлөмүнүн он миңден бир бөлүгүн молекулалардын өз көлөмү ээлейт.

Эгерде басымды 5000 атмосферага чейин чоңойтсок, газдын  $1 \text{ см}^3$  көлөмү Бойль-Мариотто закону боюнча  $2.10^{-4} \text{ см}^3$  ка чейин кичиреет. Демек, бул учурда молекулалардын жалгыз өзүлөрүнүн көлөмү газдын көлөмүнүн жарымына барабар болот. Ушундай газдын басымы эң чоң болгон учурларда Боль-Мариотто жана Гей-Люссактын закондору туура болбой калат. Мындай учурда реалдык газдар үчүн молекулалар жөнөкөй гана серпилгичтүү шар катарында эсептелбестен, алардын бири-бирине аракет кылган күчтөрүн жана молекулалардын өлчөмүн (көлөмүн) эске алыш керек болот.

1873-жылы Голландиялык физик Ван-дер-Ваальс Клапейрон-Менделеевдин теңдемесинин бул кемчиликтерин эске алып тиешелүү түзөтүүлөрдү киргизген.

Эгерде Клапейрон-Менделеевдин теңдемесин алып ( $PV_0 = RT$ ), басымды чексизге умтултсак ( $P \rightarrow \infty$ ), газдын көлөмү нөлгө умтулат.

$$V_0 = \frac{RT}{P} \rightarrow 0. \quad (23,1)$$

Ал эми чындыгында материянын бардык түрү белгилүү көлөмгө ээ болушу керек. Ошондуктан газдын басымын канчалык көбөйтсөк деле эң акырында молекулалардын өз көлөмү калышы керек. Бул көлөмдүн чоңдугун  $b$  менен белгилеп, (23,1) формуласындагы газдын көлөмүнөн аны кемитишибиз керек, б. а.

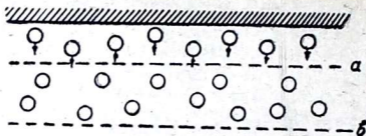
$$V_0 - b = \frac{RT}{P}. \quad (23,2)$$

Мындан  $P \rightarrow \infty$  болсо,  $V_0 \rightarrow b$  болот.

Ушинтип реалдык газдардын молекулаларынын эркин кыймылдоого туура келген көлөмү, берилген газдын геометриялык көлөмүнөн кичине болот. Экинчи түзөтүү катарында молекулалардын «ички басымын» (тагыраак айтканда, молекулалардын өз ара тартылуу күчтөрүн) эсепке алуубуз керек.

Кандайдыр идиштин ичинде турган газ молекулаларын карайлы. Газды бир-бирине жарыш жайланышкан катмарлардан турат деп кароого болот.

Реалдык газдардын молекулалары бири-бири менен өз ара аракеттенишет, б. а. алардын тартылуу жана түртүшүү күчтөрү болушат. Молекулалардын аралыгы өзүлөрүнүн диаметринен эки же үч эсе чоң болсо, алардын



17-сүрөт.

өз ара аракет этишин жокко эсе деп кароого болот. Молекулалардын тартыштуу күчү «терс», түртүшүү күчү «оң» белгиде алынат. Молекулалардын аралыгы белгилүү  $r_0$  аралыгына барабар болгондо, тартуу күчү менен түртүү күчү барабар болот. Молекулалардын аралыгы  $r_0$  дөн чоң болсо, тартуу күчү түртүү күчүнөн чоң, тескерисинче, алардын аралыгы  $r < r_0$  болсо, түртүү күчү тартуу күчүнөн чоң боло тургандыгы далилденген.

Тартуу күчүнө терс, түртүү күчүнө оң потенциалдык энергиялар туура келет. Молекулалардын аралыгы  $r_0$  болгондо, аларга потенциалдык энергиянын  $E_p = E_{min}$  мааниси туура келет.

Жогоруда газ молекулаларынын идиштин бетине жазаган басымы четки катмардын молекулаларынын идиштин бетине урунуулары деп каралган. Ошондуктан идеалдык газдардын басымы көлөм бирдигиндеги молекула санына түз пропорциялаш болуучу. Идиштин бетине урунуп жаткан газ молекулаларын (1-катмар) 2-катмардын молекулалары кандайдыр тартуу күчү менен тартышат. Ошондуктан, 1-катмардын молекулаларынын бир нечеси бетке уруна албай калышы мүмкүн. Ушул себептен газдын басымы кандайдыр  $p^1$  ка кичине болот. Демек,

$$p = \frac{RT}{V_0 - b} - p', \quad (23,3)$$

$p'$  — молекулалардын «ички басымы» деп аталат да, эки катмардын молекулаларынын өз ара аракет эткен күчүнө көз каранды болот. Алардын өз ара аракет эткен күчү болсо, 1-жана 2-катмардын көлөм бирдигиндеги молекулалардын сандарынан көз каранды.

Ошондуктан  $p' \propto n_0^2$  же  $p' = a'n_0^2$ ;  $n_0 = \frac{N}{V_0}$  болгондуктан

$$p' = a' \frac{N^2}{V_0^2} = \frac{a}{V_0^2}, \quad (23,4)$$



$a'$ ,  $a$  — турактуу сандар. (23,3) жана (23,4) формулаларынан төмөнкүнү алабыз:

$$P = \frac{RT}{V_0 - b} - \frac{a}{V_0^2};$$

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT. \quad (23,5)$$

(23,5) формуласы Ван-дер-Ваальстын теңдемеси деп аталат.  $a$  жана  $b$  турактуу сандары ар кандай газдар үчүн ар башка мааниге ээ болот.

## § 24. Ван-дер-Ваальстын изотермалары. Заттардын критикалык абалы.

Ван-дер-Ваальстын теңдемесин карайбыз.

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT.$$

Бул теңдемени ажыратып, окшош мүчөлөрүн жыйнасак, молярдык көлөмгө карата 3-даражадагы алгебралык теңдемени алабыз.

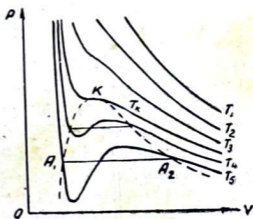
$$PV_0^3 - (Pb + RT)V_0^2 + aV_0 - ab = \text{нол.} \quad (24,1)$$

Бул теңдемеде  $P$  жана  $T$  белгилүү болгондо, ал чын үч чыгарылышка, же бир гана чын чыгарылышка ээ болот.  $P$  жана  $T$  га белгилүү маанилерди берип, (24,1) теңдемени чыгарсак, төмөндөгү изотермаларды алабыз.

Мында:  $T_1 < T_2 < T_3 < \dots < T_n$ :

Газдын температурасы критикалык температурадан ( $T_K$ ) жогору болгондо, (23,3) формуласындагы 2-мүчө  $\left(\frac{a}{V_0^2} = P'\right)$

1-мүчөгө  $\left(\frac{RT}{V_0 - b}\right)$  салыштырганда өтө кичине. Ошондуктан аны эсепке албай коюуга болот. Бул учурда (24,1) теңдемеси бир гана чыгарылышка ээ болот.



18-сүрөт.

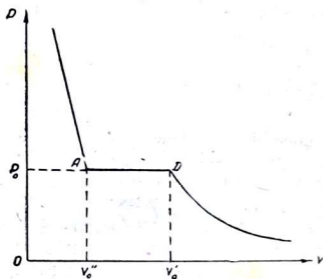


Тажрыйбада Ван-дер-Ваальстын изотермаларын түзүп көрсөк, изотермалардын ийри жерлери түз сызыктар менен алмашкандыгын байкайбыз. Поршендин алдында газ бар дейли. Аны изотермалык жол менен кыссак, газдын басымы жогорулай баштайт.

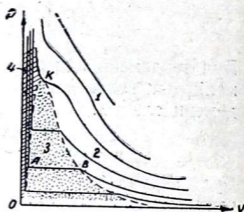
Газдын көлөмү кандайдыр  $V_0'$  болгондо (басым  $P_0$ ) басым андан ары өзгөрбөй турактуу калганын байкайбыз.

Басым  $P_0$  болгондон тартып, сырттан аракет этилген күчтөр газ молекулаларын суюктукка айландырууга кетет.

Көлөм кичирип отуруп, кандайдыр  $V_0''$  болгондо поршендин астындагы газ молекулалары толугу менен суюк абалга өтөт да, басым тез жогорулай баштайт. Тажрыйба түрүндө түзүлгөн Ван-дер-Ваальстын изотермалары 20-сүрөттө көргөзүлгөн.



19-сүрөт.



20-сүрөт.

$K$  точкисы критикалык точка деп аталат. Ал точкада эки агрегаттык абал (газ, суюктук) болот.  $K$  точкисына туура келген температура критикалык температура деп аталат. Менделеев 1860-жылы бул температураны суюктуктун молекулаларынын өз ара тартылышы жоголуп (беттик тартылыш нөлгө барабар), суюктук менен газдын айырмасы жоголуучу температура деп эсептеп, «абсолюттук кайноо температурасы» деп атаган. 20-сүрөттөгү 1-область газ абалына, 2-область каныкпаган буу, 3-область — каныккан буу жана суюк абалдарга, 4-область — жалгыз гана заттын суюк абалына туура келет.

Газды кысканда, анын молекулаларынын суюктукка айлана баштаган учурдагы басым каныккан буунун серпилгичтиги деп аталат.

Эгерде бул тажрыйбаларды атайын алынган шартта (молекулалардын арасында заряддалган бөлүкчөлөр дээрлик болбосо) 19—20 сүрөттөрдөгү түз сызыктар теория жүзүндө алынган 18-сүрөттөгү изотермаларга жакындагандыгын байкайбыз.  $NC$ —ийри сызыгына туура келген учур өтө каныккан бууга, ал эми  $MN'$ —өтө ысытылган суюктук абалына туура келишет. Бул абалдар өтө туруксуз болгондуктан, каныккан буу же суюк абалдарга тез эле өтүп кетишет.

20-сүрөттөгү изотермаларга анализ жүргүзүү төмөндөгүдөй жыйынтыктарга алып келет.

1. *Температурасы критикалык температурадан жогору болгон газ эч кандай кысуу менен суюктук абалына айланбайт.*

2. *Каныккан буунун серпилгичтиги дайыма берилген заттын критикалык басымынан кичине болот.*

3. *Нерсенин суюктук абалындагы көлөмү дайыма ал нерсенин критикалык көлөмүнөн кичине болот.*

## § 25. Джоуль-Томсон эффектиси

Идеалдык газдардын молекулалары бири-бири менен өз ара аракеттенишпегендиктен, анын ички энергиясы ар бир молекуланын кинетикалык энергиясынын суммасынан турат.

$$U = W_k = \frac{i}{2} RT = C_v T.$$

Бул бир моль газдын ички энергиясы. Реалдык газдарда болсо, молекулалар өз ара аракеттенишкендиктен, толук ички энергия молекулалардын кинетикалык энергиясынан жана алардын өз ара аракеттешүүчү потенциалдык энергиясынан турат.

$$U = W_k + W_p. \quad (25,2)$$

Потенциалдык энергия молекулалардын аралыктарынан көз каранды болгондуктан жалпысынан газдын көлөмүнөн да көз каранды. Сырттан энергия албай жана сыртка энергия бербей реалдык газдын көлөмүн өзгөртсөк, толук ички энергия өзгөрбөйт, бирок көлөмдүн өзгөрүшү менен потенциалдык энергия өзгөрөт, б. а.  $\Delta U = 0$  болот жана андан (25,2) формула боюнча

$$\Delta W_K + \Delta W_p = 0 \text{ же } \Delta W_p = -\Delta W_K \text{ келип чыгат. (25,3)}$$

Демек, (25,3) формуласы боюнча газдын көлөмүн кеңейтсек, потенциалдык энергиянын өзгөрүшү ( $\Delta W_p$ ) менен бирге кинетикалык энергия да өзгөрөт. (25,1) формуласынан  $\Delta W_K$  ны табабыз.

$$\Delta W_K = C_v \Delta T. \quad (25,4)$$

(25,3) жана (25,4) формулаларынан

$$\Delta W_p = -C_v \Delta T. \quad (25,5)$$

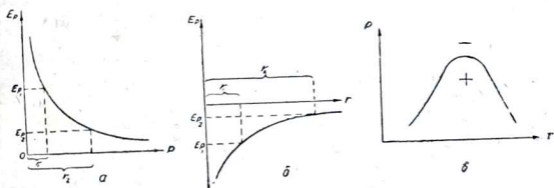
Мында  $C_v$  — турактуу сан, демек, (25,5) барабардыгы боюнча реалдык газдын көлөмүн өзгөртсөк, анын температурасы да өзгөрүшү керек, Ушул жыйынтык Джоуль-Томсон эффектиси деп аталат. (25,5) формуласындагы минус белгиси газдын көлөмү чоңойгондо (кеңейгенде), анын температурасы төмөндөй турганын ( $\Delta W_p > 0$ ;  $\Delta T < 0$ ) жана тескерисинче көлөм кичиргенде температуранын жогорулашын ( $\Delta W_p < 0$ ;  $\Delta T > 0$ ) көргөзөт.

Бул кубулушту далилдеш үчүн Джоуль төмөндөгүдөй тажрыйба жасаган. Бири-бири менен түтүк аркылуу туташтырылган эки колбаны калориметрге жайлаштырган. *A* колбада белгилүү басымдагы газ бар. *B* колбада газ жок. Бул эки идишти туташтырган түтүк *C* чоргосу менен жабылып турат. Эгерде *C* чоргону бурап, *A* жана *B* колбаларын түтүк аркылуу туташтырсак, *A* дан *B* га аба өтөт да, газ кеңейет. Джоуль-Томсон эффектиси боюнча газ кеңейгенде, анын температурасы төмөндөө керек болучу. Бирок ал калориметрдик жол менен температуранын мындай өзгөрүшүн байкай алган эмес. Кийинчерээк бул тажрыйба Джоуль-Томсон тарабынан кайра кайталанган. Бул жолу *C* чоргосунун ордуна түтүкчөгө майда тешиктери бар пробка коюлган. Ал пробканын эки жагына  $T_1$  жана  $T_2$  эң сезгич термометрлерди жайлаштырган. Түтүк аркылуу пробканын майда тешиктеринен газ өтө баштап, анын көлөмү чоңойгондо  $T_1$  жана  $T_2$  сезгич термометрлери пробканын эки жагында температуранын айырмасы пайда болгондугун көргөзөт. Бул тажрыйба бир топ газдар үчүн байкалган. Комнаттык температурада пробканын бир жагында басым эки атмосфера, экинчи жагында басым бир атмосфера болгондой кылып алынса, аба кеңейгенде  $0,25^\circ\text{C}$  га, ал эми көмүр кычкыл газы кеңейгенде  $1,3^\circ\text{C}$  га муздагандыгы байкалган. Газдардын ичинен водород кеңейгенде, анын температурасы, тескерисинче жогорулаган. Газ

кеңейгенде, анын температурасынын төмөндөшү (оң эффект), же жогорулашы (терс эффект) Ван-дер-Ваальстын теңдемесиндеги  $a$  жана  $b$  чоңдуктарынын кайсынысы негизги ролду ойношуна жараша болот.

$a$  — молекулалардын ортосундагы тартуу күчү, ал эми  $b$  — түртүү күчтөрү менен байланыштуу.

Газдын басымы чоң болгондо молекулалардын түртүү күчүнүн ролу чоң болот. Тескерисинче, басым кичине болгондо, молекулалардын тартуу күчү негизги ролду ойнойт. Тартуу күчүнө терс белгидеги, түртүү күчүнө оң белгидеги потенциалдык энергиялар туура келе тургандыгы жогоруда айтылган. Бул энергиялардын молекулалардын аралыгы  $r$  ден көз карандылыгы 21-сүрөттө көрсөтүлгөн,



21-сүрөт.

а) тартуу күчүн эсепке албайлы ( $E_{\text{тар.}} = 0$ ). Анда  $W_p = E_{\text{түр.}}$ . Газды  $r_1$  ден  $r_2$  ге чейин кеңейтсек,  $E_{\text{түр.}}$  энергиясы  $E_1$  ден  $E_2$  ге чейин азаят, б. а.  $\Delta E = E_2 - E_1 = \Delta W_p < 0$  болот. Демек, анда (25,5) барабардыгы боюнча  $\Delta T_p > 0$ , б. а. газ ысыйт.

б) түртүү күчүн эсепке албайлы ( $E_{\text{түр.}} = 0$ ). Анда  $W_p = E_{\text{тар}}$  газды дагы эле  $r_1$  ден  $r_2$  ге чейин кеңейтсек, потенциалдык энергия  $E'$  ден  $E''$  ге өзгөрөт.  $\Delta E = E'' - E' = \Delta W_p > 0$ , анда (25,5) барабардык боюнча газдын температурасы төмөндөйт, себеби  $\Delta T < 0$  болот.

Ошентип, Ван-дер-Ваальстын теңдемесиндеги молекулалардын арасындагы тартуу күчү менен байланыштуу болгон « $a$ » санын эсепке албоого мүмкүн болгон, бирок молекулалардын көлөмүн мүнөздөй турган « $b$ » коэффициенти негизги ролду ойногон газдарды кеңейткенде алар



ысыйт. Тескерисинче, молекулалардын өзүлөрүнүн көлөмдөрү өтө кичине болуп, кагылышуу учурунан башка убактарда түртүү күчү («b» саны) жокко эсе болгон газдар үчүн жалгыз гана тартуу күчүн («a» санын) эсепке алууга болот. Мындай газдардын көлөмүн кеңейткенде температурасы төмөндөйт. Бир эле газ үчүн температура менен басымдын чоңдуктарына жараша негизги ролду бир учурда «b» саны, экинчи учурда «a» саны ойноп калышы мүмкүн. Ошондуктан, бир эле газ сырткы шартка жараша Джоуль-Томсондун оң же терс эффектисин бериши мүмкүн. Бардык газдар үчүн сырткы басым чоң болгон учурда, негизги ролду молекулалардын көлөмү, б. а. «b» саны ойнойт да, Джоул-Томсондун терс эффектиси байкалат. Бирок басым менен температуранын кандайдыр маанилеринде эки чоңдуктун («a» жана «b»), тең ролдору бирдей болуп калышы мүмкүн, анда Джоуль-Томсон эффектиси нөлгө барабар болот, б. а. газдын көлөмүнүн кеңейиши менен температурасы өзгөрбөйт. Джоуль-Томсон эффектиси нөлгө барабар болгон абал *инверсия точкисы* деп аталат.

Басым менен температуранын бардык маанилерине туура келген инверсия точкаларын туташтырсак 21-сүрөттөгү ийри сызыкты алабыз. Эгерде басым менен температуранын чоңдуктары 21—в сүрөттөгү ийри сызыктын төмөн жагында жатса, Джоул—Томсон эффектиси оң болот. Тескерисинче, ал ийри сызыктын үстүндө жатса, эффект терс болот.

## § 26. Газдарды суюлтуу

Ван-дер-Ваальстын изотермаларынан газдарды суюк абалга айландыруу үчүн, аларды критикалык температураларынан төмөн болгон температурага чейин муздатуу керек экендиги келип чыгат. Критикалык температуралары комнаталык температурадан жогору болгон газдарды (мисалы, көмүр кычкыл газын  $t_{кр} = 31,1^\circ C$ , аммиакты  $t_{кр} = 132,4^\circ C$  (жана хлорду  $t_{кр} = 144^\circ C$ ) изотермалык кысуу жолу менен нормалдуу шартта эле суюктукка айландырууга болот.

Критикалык температуралары өтө төмөн болбогон бир топ газдар XIX-кылымдын экинчи жарымында эле суюк абалга айландырылган.

Бирок абанын көпчүлүк процентин түзгөн кислород,

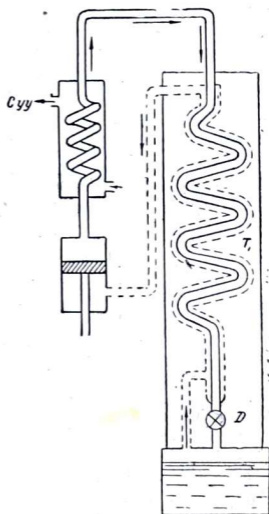


азот, аргон газдары жана водород менен гелий суюк абалга айландырылган эмес. Бул газдарды критикалык температура ачылганга чейин (Каньяр-де-ла-Тур, 1822-ж.) такыр суюктукка айланбай турган газдар деп болжолдошкон. Менделеев бул газдардын критикалык температуралары комнаталык температурага караганда эң төмөн болуш керек деп болжолдоп, аларды суюлтуу үчүн адегенде критикалык температураларынан төмөнкү температурага чейин муздатыш керек деген пикирди айткан. Чындыгында эле ушул жол менен 1877-жылы Кайете жана Пикте кислородду ( $t_{кр} = -118,8^\circ C$ ), азотту ( $t_{кр} = -147^\circ C$ ) суюктук абалга айландырышкан. 1898-жылы Дьюар водородду ( $t_{кр} = -239,9^\circ C$ ) суюк абалында алган. Эң акырында критикалык температурасы абсолюттук нөл температурасына жакын болгон Гелий газын ( $t_{кр} = -267,9^\circ C$ ) Камерленг—Оннес 1908-жылы суюктукка айландырган.

Газдарды суюлтууга керек болгон эң төмөнкү температураны алуу үчүн Джоуль-Томсондун эффектиси колдонулган. Джоуль-Томсон эффектисине негизделген Линданын машинасынын схемасын карайлы. Машинанын схемасы 22-сүрөттө көргөзүлгөн.

К компрессоруна газ киргизилет да, 200 атмосферага чейин кысылат. Адиабаттык жол менен кысканда газ ысыйт. Бул газды муздак суу муздаткычынан өткөрөт. Жогорку басымдагы газ түтүк менен жүрүп отуруп, жылуулук алмашуучу идиштин ичинен өтүп,  $D$  дросселдине барат. Дросселдеги эң ичке түтүкчө (тешикче) аркылуу газ басым эң кичине болгон (1 атмосфера) чоң идишке кеңеет.

Молекулалардын ортосундагы аралыктар чоңойгондуктан, газ молекулаларынын баш аламан кыймылынын ки-



22-сүрөт.

нетикалык энергиясы азаят да, потенциалдык энергия чоңоёт, б. а. газ муздайт. Муздатылган газ түтүк аркылуу жылуулук алмаштыруучу  $T$  идиши аркылуу өтүп, кайра  $K$  компрессоруна барат.

Кайра кетип бара жатып муздак газ  $D$  дросселине келген газды мурдагы жолкуга караганда дагы муздатып өткөрөт.

Бул муздатылган газ  $D$  дросселинен өтүп кеңейгенде, анын температурасы мурдагыдан дагы төмөндөйт. Ушинтип, айтылган процесстер кайра кайталанылат. 6 дан 8 саатка чейин убакыт өткөндөн кийин мурдагы газдын 5—6% суюк абалга айланганын байкайбыз.

Газдарды суюлтуу үчүн Джоуль-Томсон эффектисинен башка дагы, газдардын адиабаттык кеңейүү жолу менен жумуш аткарып, ички энергиясын (температурасын) азайтышын пайдаланууга болот ( $\Delta Q = 0$  болгондо,  $\Delta A = -\Delta u = -C_v \Delta T$ ).

## § 27. Суюктуктардын түзүлүшү. Молекулярдык басым.

Заттардын суюк абалы газдар менен катуу нерселердин ортосундагы абал болуп эсептелет. Критикалык абалда суюктуктар менен газдардын айырмасы жоголот. Газ молекулалары каалаган жакка кыймылдай алышат. Катуу нерселердин молекулалары тең салмактуу абалынын тегерегинде гана жылуулук кыймылда болот. Катуу нерселерде диффузия кубулушу өтө начар болот. Суюктуктарда болсо диффузия кубулушу газдарга караганда жай жүрөт. Суюктуктардын молекулаларынын өз ара аракет эткен күчтөрү ар түрдүү суюктуктар үчүн ар башка чоңдукта болгондуктан, суюктуктун түзүлүшүн түшүндүрүүчү теорияны түзүү кыйын болгон. Суюктуктардын көлөмү газдарга караганда өтө аз гана өзгөрөт. Суюктуктун басымын 1 атмосферага чоңойткондо, анын көлөмү баштапкы көлөмүнүн  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  үлүшүнө гана өзгөрөт.

Суюктуктар өздөрүнүн касиеттери боюнча газ абалына караганда заттын катуу абалына көбүрөөк жакын болот. Суюктуктар үчүн басым жана көлөм турактуу болгон кездеги жылуулук сыйымдуулуктары болжол менен бири-бирине барабар. Кадимки эле сууну  $0^\circ\text{C}$  дан  $4^\circ\text{C}$  га

чейин ысытсак анын көлөмү кеңейүүнүн ордуна кичи-рейгендигин байкайбыз.

Суюктуктардын абалынын теориясын түзүүдө советтик профессор Френкель көрүнүктүү ролду ойногон. Френкелдин теориясы боюнча суюктуктун молекулалары бир орундан экинчи орунга которулуудан мурда кандайдыр убакытка чейин бул точкалардын айланасында термелүү кыймылында болот.

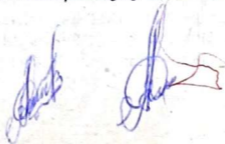
Суюктуктун бетинде жана ичинде жайланышкан молекулалар ар түрдүү шартта болушат. Суюктуктун ичиндеги молекулага, аны курчап турган бардык молекулалардын аракет эткен күчтөрүнүн жалпы түзүүчүсү нөлгө барабар. Себеби курчап турган молекулалардын аракет кылган күчтөрү бардык багыт боюнча карама-каршы болгондуктан, өз ара бири-бирин жоюшуп кетишет. Ошондуктан, суюктуктун ичинде молекула бир орундан экинчи орунга которулууда башка күчтүн аракетинен дуушар болбойт.

Суюктуктун бетинде турган молекулалар кандайдыр күч менен суюктуктун ичин көздөй тартылып турат. Ал күчтүн пайда болушу төмөндөгүчө түшүндүрүлөт.

Суюктуктун бетинде жайланышкан молекулаларга, анын ички катмарында жаткан молекулалардын тартуу күчү аракет кылат. Суюктуктун үстүндө жайланышкан газдын же буунун молекулаларынын концентрациясы суюктуктун молекулаларына караганда аз болгондуктан, алардын тартуу күчү суюктуктун ички катмарларындагы молекулалардын тартуу күчүнөн кичине жана ал күчтөрдүн жалпы түзүүчүсү нөлгө барабар эмес. Ошондуктан суюктуктун бетинде жайланышкан молекулаларга аракет кылган күчтөрдүн жалпы түзүүчүсү суюктуктун ичин көздөй багытталган. Бул күчтүн аянт бирдигине туура келген чоңдугу *молекулярдык басым* деп аталат.

Эгерде Ван-дер-Ваальстын теңдемесин колдонуп, суюктуктун молярдык басымын эсептесек, ал 1700 атмосферага жакын болот. -

Суюктуктун молекулалары бири-бири менен  $r = 10^{-7}$  см аралыкка чейин тартыша алышат. Бул аралык *молекулярдык аракеттеништин радиусу* деп аталат.



## § 28. Суюктуктардын бууланышы жана кайноосу

Үстү ачык идишке куюлган суюктуктар бууланышат. Суюктуктардын бууланышы бардык температурада болот. Бирок температурага жараша суюктуктардын буулануу ылдамдыгы ар түрдүү болушу мүмкүн.

Температуранын жогорулашы менен буулануу тездейт. Буулануу кубулушун төмөндөгүдөй түшүндүрөбүз. Ар кандай температурада суюктуктарда кинетикалык энергиялары ар кандай болгон молекулалар болот. Кинетикалык энергиясы чоң болгон молекулалар суюктуктун бетине келгенде, алар төмөн жагындагы молекулалардын тартуу күчүн жеңип, сыртка чыгып кетет. Суюктуктун температурасы канчалык жогору болсо, суюктукта жогоруда көрсөтүлгөндөй молекулаларынын саны ошончолук көп болот. Убакыт өткөн сайын кинетикалык энергиялары өтө чоң болгон молекулалар суюктуктардын бетинен учуп кетип, алардын саны азаят.

Кинетикалык энергиялары кичине болгон молекулалар суюктукта кала берет. Ошондуктан суюктук муздайт. Суюктуктун температурасын буулануу убагында турактуу кармап туруу үчүн, сырттан жылуулук берип туруу керек. Бул жылуулук буулануу жылуулугу деп аталат.

*T* температурасында турган суюктуктун бирдик массасын ошол эле температурада бууга айландырууга керек болгон жылуулуктун саны *буулануунун салыштырмалуу жылуулугу* деп аталат.

Буулануу убагында алынган жылуулук буунун конденциясы, б. а. суюктукка айланышында кайра бөлүнүп чыгат.

Температуранын жогорулашы менен кандайдыр температурада каныккан буунун серпилгичтүүлүгү сырткы басым менен барабар болуп, буулануу суюктуктун бетинен гана эмес, буу бүртүкчөлөрү пайда боло баштаган суюктуктун ички катмарларынан да жүрө баштайт. Эгерде буулануу суюктуктун бетинен гана эмес, анын ички катмарларынан да арбын жүрө баштаса, мындай буулануу *кайноо* деп аталат. Буу бүртүкчөлөрүнүн суюктуктун бетине чыгып жарылышы (кайноо) сырткы басымдан көз каранды. Сырткы басымдын чоңоюшу менен бул бүртүкчөлөрдүн суюктуктун бетине чыгып жарылышы кыйындайт. Тескерисинче, басымдын азайышы ме-



нен, ал процесс женилдейт. Ошондуктан кайноо температурасы да басымга жараша өзгөрөт.

Басым 1 атм. болсо, суу  $100^{\circ}\text{C}$  да кайнайт. Эгерде басым андан төмөн болсо, суу төмөнкү температурада кайнайт. Төмөнкү таблицада басымдын жогорулашы менен суунун кайноо температурасынын өзгөрүшү келтирилген.

$P$ атм	$23 \cdot 10^{-3}$	1,0	15	85	220
$t^{\circ}\text{C}$	$20^{\circ}$	$100^{\circ}$	$200^{\circ}$	$300^{\circ}$	$374^{\circ}$

Демек, суунун басымын жогорулата берсек, суунун кайноо температурасы да жогорулай берет.

Ошондуктан 85—220 атм. басымда кайнай турган кадимки эле сууда калайды ( $t_{\text{эр.}} = 230^{\circ}\text{C}$ ), коргошунду ( $t_{\text{эр.}} = 327^{\circ}\text{C}$ ) эритүүгө болот. Тескерисинче басымды азайтсак комнаттык температурада да ( $20^{\circ}\text{C}$ ) сууну кайнатууга болот. Эльбурс чокусуна жакын жерде суу  $82^{\circ}\text{C}$  да кайнайт.

## § 29. Суюктуктардын беттик тартылышы

Суюктуктар катуу нерселер сыяктуу эле өзүнүн көлөмүн өзгөртүүгө каршылык кылат да, экинчи жагынан газдар сыяктуу каалаган форманы ээлей албайт.

Суюктук бардык убакта куюлган идиштин формасын алат. Суюктуктун ичинде турган молекулаларга караганда суюктуктун үстүнкү бетинде турган молекулалардын потенциалдык энергиясы чоң болот.

Оордук күчүнүн таасиринде турган нерселер эң төмөнкү деңгээлге келүүгө умтулгандай эле, суюктуктун үстүнкү бетинде турган молекулалар суюктуктун түбүнө барууга тырышат, б. а. суюктуктун молекулалары суюктуктун бош (ачык) бетин кичирейтүүгө аракет кылышат.

Чындыгында эле суюктукка оордук күчү таасир этпегендей шарт түзсөк (Платонун тажрыйбасы), ал бетинин аянты кичине болгон шар формасын алат.

Суюктуктардын потенциалдык энергиясы суюктуктун



массасынан жана ачык бетинин чоңдугунан ( $S$ ) көз каранды.

Эгерде бир жагы ( $ad$ ) өөдө жана төмөн жылып туруучу төрт бурчтук рамканы самын эзилген сууга матырып, андан акырындык менен сууруп алсак, рамканын ортосун суюктуктун жука кабыкчалары толтуруп калганын байкайбыз. Рамканын кыймылдуу  $ad$  жагын  $\Delta x$  аралыгына төмөн жылдырсак, суюктук кабыкчанын толук бети  $\Delta S = 2 \cdot l \Delta x$  ка чоңоёт.

Кабыкчанын аркы жана берки бетинин аянттары каралгандыктан экиге көбөйтүлөт. Суюктуктун ортосундагы азыраак потенциалдык энергиялуу молекулаларды суюктуктун ачык бетине чыгаруу үчүн, б. а.  $abcd$  самын кабыкчасын жукартып,  $\Delta x$  ке чоңойтуу үчүн  $\Delta A$  жумуш аткарабыз.

Суюктуктун бетин аянттын бир бирдигине чоңойтуу үчүн керек болгон жумуштун чоңдугу суюктуктун беттик тартылыш коэффициенти деп аталат. Ал  $\alpha$  тамгасы менен белгиленет.

$$\alpha = \frac{\Delta A}{\Delta S}. \quad (29,1)$$

$CgS$  системасында  $\alpha$  (29,1) формула боюнча эрг/см<sup>2</sup> менен өлчөнөт.

Мындан 
$$\Delta A = \alpha \cdot \Delta S = \alpha \cdot 2l \cdot \Delta x. \quad (29,2)$$

Экинчи жагынан бул жумуш  $F$  күчүн  $\Delta x$  аралыгына көбөйткөнгө барабар.

$$\Delta A = F \cdot \Delta x. \quad (29,3)$$

(29,2) жана (29,3) формулалардан:  $\alpha \cdot 2l \cdot \Delta x = F \cdot \Delta x$ .

Мындан 
$$\alpha = \frac{F}{2l}. \quad (29,4)$$

Демек, (29,4) формуласынан беттик тартылуу коэффициентинин экинчи аныктамасын берүүгө болот.

*Суюктуктун беттик тартылыш коэффициенти, анын бетин чектеп турган контурдун узундук бирдигине таасир эткен күчтүн чоңдугуна барабар.*

(29,4) формуласы боюнча  $\alpha$  дина/см менен ченелет. Эрг-дин.. см болгондуктан, жогорку бирдиктен эч кандай айырмасы жок. Беттик тартылуу күчү дайыма суюктуктун бетине жаныма багытта таасир этет.

Көпчүлүк суюктуктар үчүн беттик тартылуу коэффициенти суюктуктун температурасы көтөрүлгөн сайын түз сызыктуу закон боюнча төмөндөйт.

$$\alpha_t = \alpha_0 (1 - bt), \text{ демек } t = \frac{1}{b} \text{ болсо, } \alpha_t = 0$$

болот. Бул учур критикалык температурага жеткенде болот.

### § 30. Суюктуктар менен катуу нерселердин ортосундагы кубулуш Капиллярдуулук

Идишке куюлган суюктуктардын үстүнкү бетинин формасы, анын беттик тартылыш коэффициентине, идиштин бети менен болгон аракетине жана жердин тартуу күчүнө көз каранды болот.

Суюктуктун бети иймек же томпок түрдө болушу мүмкүн.

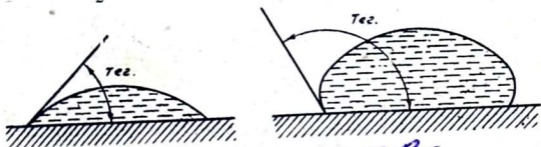
Эгерде суюктуктун молекулаларынын өз ара тартуу күчү суюктуктун молекулалары менен катуу нерсенин молекулаларынын өз ара тартуу күчүнөн чоң болсо, анда ал суюктук *нымдабай турган суюктук* болуп эсептелет.

Эгерде, тескерисинче, суюктуктун молекулаларынын өз ара тартуу күчү суюктук менен катуу нерсенин молекулаларынын тартуу күчүнөн кичине болсо, анда ал суюктук *нымдоочу суюктук* болуп эсептелет.

Нымдоочу суюктуктардын үстүнкү бети иймек, нымдабай тургандардыкы томпок болот.

Суюктуктун ийрилик бөлүгүнө жүргүзүлгөн жаныма менен суюктуктун бетинин ортосундагы бурч *четтик бурч* деп аталат.

Суюктук нымдай турган болсо, четтик бурч тар бурч б. а.  $\varphi \leq \frac{\pi}{2}$  болот.



23 5

(23-сүрөт).

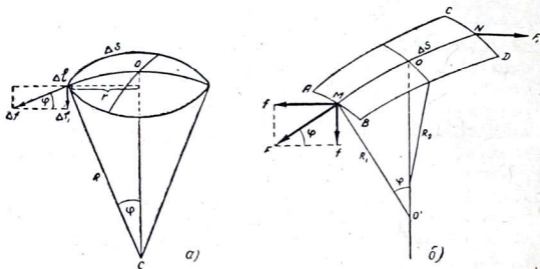
23 2

Ал эми суюктук нымдабай турган болсо четтик бурч дайыма кең бурч, б. а.  $\varphi \geq \frac{\pi}{2}$  болот.

Эгерде четтик бурч  $\varphi = \pi$  болсо, суюктук толук нымдабай турган деп, ал эми  $\varphi = 0$  болсо, толук нымдай турган деп аталат.

Бир эле суюктук, бир катуу нерсеге карата нымдоочу, ал эми экинчи бир катуу нерсеге карата нымдабоочу болушу мүмкүн. Мисалы, сымап айнекти нымдабайт, бирок металлдарды нымдайт. Нымдабай турган суюктукту катуу нерсенин бетине тамчылатсак, ал томпок формада (23-а сүрөт), ал эми нымдай турган суюктукту тамчылатсак, жалпак (23-б сүрөт) формада болот. Эгерде суюктуктун үстүнкү бети иймек же томпок болсо, ал суюктуктун бети тегиз болгондугуна караганда кошумча басым пайда болот.

Бул кошумча басымдын чоңдугун эсептеп чыгабыз. Ал үчүн суюктуктун бетин шар формасында болсун деп болжолдоп, андан сегмент бөлүп алабыз.



24-сүрөт.

Сегменттин негизинин узундугун майда  $\Delta l$  бөлүкчөлөргө бөлөбүз. Контурдун бир  $\Delta l$  узундугуна таасир эткен беттик тартылыш күчүн  $\Delta f$  деп белгилейли.

Бул күч сегменттин бетине жаныма багытта аракет кылат.

Бул күчтү эки түзүүчүгө ажыратабыз.

$\Delta f_1$  — идиштин түбүн көздөй,  $\Delta f_2$  — идиштин бетине тик багытталган.

Беттик тартылыш күчү  $\Delta f = \alpha \cdot \Delta l$  болот.

$\Delta l$  узундугуна идиштин түбүн көздөй аракет кылган күч

$$\Delta f_1 = \Delta f \cdot \sin\varphi = \alpha \cdot \Delta l \cdot \sin\varphi \text{ болот.}$$

Ал эми сегменттин негизинин узундугуна (айланага) аракет эткен күч жогоркулардын суммасынан турат.

$$F_1 = \Sigma \Delta f \cdot \sin\varphi = \Sigma \alpha \cdot \Delta l \cdot \sin\varphi = \alpha \cdot \sin\varphi \cdot 2\pi r.$$

Ошол эле сүрөттөн:  $\sin\varphi = \frac{r}{R}$ . Мында

$r$  — сегменттин негизинин радиусу.

$R$  — суюктуктун бетинин ийрилигинин радиусу.

$\sin\varphi$  нин маанисин койсок,

$$F_1 = \frac{\alpha \cdot 2\pi r^2}{R} \text{ болот.} \quad (30,1)$$

$F_1$  күчү аркылуу идиштин түбүн көздөй аракет кылган басымдын чоңдугу, бул күчтү сегменттин негизинин аянтына бөлгөнүнө барабар:

$$\Delta P = \frac{F_1}{\Delta S} = \frac{\alpha \cdot 2\pi r^2}{R \cdot \pi r^2}; \quad \Delta P = \frac{2\alpha}{R}. \quad (30,2)$$

$\Delta P$  — кошумча басымы суюктуктун бети томпок болгондо оң белгиде болот да, сырткы басымдын багытындай болот. Суюктуктун бети иймек болгондо сырткы басымга каршы жогору багытталат да, терс мааниде болот.

(30,2) формуласы боюнча кошумча басым сегменттин радиусуна көз каранды эмес, б. а. суюктуктун бетинин бардык точкаларында бирдей болот. Суюктуктун бети шар формасында эмес, каалаган формада болсун дейли. Бул учурда бетти бири-бирине перпендикуляр болгон эки тегиздик менен кесип, пайда болгон эки ийриликтин радиустарын аныкташ керек болот.

Бул ийриликтердин радиустары  $R_1$  жана  $R_2$  болсун. Бул учурда (30,2) формуласы төмөнкүдөй жазылат:

$$\Delta p = \alpha \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (30,3)$$

Бул формула Лапластын формуласы деп аталат.

$R_1 = R_2$ , б. а. бет шар формасында болсо, бул формуладан (30,2) формуласы келип чыгат.

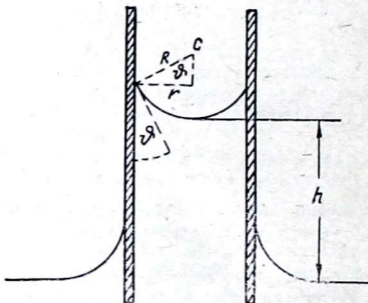
Эгер суюктуктун бети тегиз болсо, б. а. ийрилик радиусу  $R_1 = R_2 = \infty$  болсо, кошумча басым  $\Delta p = 0$  болот.

Суюктуктун бетинин ийрилигинин натыйжасында таа-

сир этүүчү кошумча басым суюктукка эң ичке түтүк салганда жакшы байкалат. Нымдоочу суюктук болсо, ал түтүк боюнча жогору көтөрүлөт. Тескерисинче, суюктук нымдабай турган болсо, анын түтүктөгү деңгээли төмөн түшөт.

Суюктуктун ичке түтүк менен жогору көтөрүлүшү *капиллярдуулук*, ал эми ичке түтүктүн өзү *капилляр деп* аталат. Капилляр деген сөз чачгай ичке деген сөздөн келип чыккан.

Суюктуктун көтөрүлүү жана төмөн түшүү бийиктиги  $h$  ты эсептеп чыгарууга болот.



25-сүрөт.

Ичке түтүктөгү суюктуктун салмагы  $\rho gh$  кошумча басым  $\Delta P$  нын чоңдугуна барабар болгонго чейин суюктук түтүк боюнча жогору көтөрүлөт.

Демек, 
$$\Delta P = \frac{2\alpha}{R} = \rho gh. \quad (30,4)$$

25-сүрөттөн  $\frac{r}{R} = \cos\varphi$ . Мындан  $R = \frac{r}{\cos\varphi}$ ;  $R$  дин маанисин (30,4) формуласына коёбуз.

$$\frac{2\alpha \cdot \cos\varphi}{r} = \rho gh.$$

Мындан 
$$h = \frac{2\alpha \cdot \cos\varphi}{r \cdot \rho \cdot g}. \quad (30,5)$$



Демек, суюктуктун тыгыздыгы  $\rho$  жана түтүктүн радиусу  $r$  анчалык чоң болсо, суюктуктун көтөрүлүү бийиктиги  $h$  тончокчолук кичине болот.  $d = 2r$  экенин билип, (30,5) формуласын өзгөртүп жазабыз:

$$h = \frac{4\alpha \cdot \cos\varphi}{d\rho g}$$

Эгерде суюктук толук нымдай турган болсо,

$$\varphi = 0 \text{ болот, анда } h = \frac{4\alpha}{d\rho g} \text{ болот.}$$

## V ГЛАВА

### КАТУУ НЕРСЕЛЕР.

#### § 31. Кристаллдык жана аморфтук заттар Кристаллдарды классификациялоо

Катуу нерселер суюктуктар сыяктуу көлөмүн гана сактоого жөндөмдүү болбостон өзүлөрүнүн формасын да сактоого жөндөмдүү.

Жалгыз гана гелий затынан башка заттар эң төмөнкү температураларга жеткенде катуу абалга өтүшөт.

Өзүлөрүнүн формасын сактоо жөндөмдүүлүгү катуу нерселерди суюктуктардан жана газдардан ажыратып турат.

Физика илиминде катуу нерселер деген түшүнүктө жалгыз гана кристаллдык заттар эсептелет. Ал эми аморфтук заттар болсо турмуштук көз караш менен алып караганда катуу болгону менен физикада эң илешкектүү суюктук катары каралат.

Кристаллдык заттардын эң негизги касиети болуп, алардын анизотропия касиети эсептелет. Башкача айтканда кристаллдардын физика-техникалык касиеттери (электр жана жылуулук өткөргүчтүүлүгү, механикалык бекемдүүлүгү ж. у. с.) ар түрдүү кристаллографиялык багыттар боюнча ар башка болот. Кристаллдардын бул касиети атомдордун ар түрдүү багыттар боюнча бири-биринен ар кандай аралыктарда жайланышкандыктары менен түшүндүрүлөт.

Аморфтук заттар болсо анизотропия касиетине ээ эмес, алардын бардык касиеттери бардык багыттар боюнча бирдей.

Кристаллдарда атомдор белгилүү бир кристаллографиялык багыт боюнча бири-биринен белгилүү аралыкта, экинчи багыт боюнча экинчидей аралыкта жайланышышат.

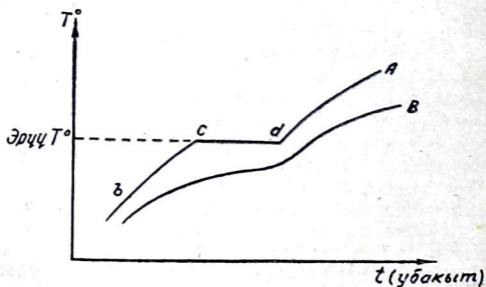
Ал эми аморфтук заттарда болсо, бир эле геометриялык багыт боюнча атомдор бири-биринен бирдей турактуу аралыкта жайланышпастан ар түрдүү аралыктарда жайланышкан болушат. Ошондуктан, жалпысынан, аморфтук заттарды алып караганда, белгилүү багыт боюнча эч кандай закондуулук байкалбайт да, бардык багыттар боюнча эле алардын касиеттери бирдей болуп калат.

Кристаллдык заттардын экинчи айырмасы — алар белгилүү геометриялык формага ээ болот. Кристаллдардын грандары бири-бирине карата симметриялуу жайланышкан болот.

Аморфтук заттар болсо, белгилүү геометриялык формага ээ эмес.

Үчүнчүдөн кристаллдык заттарды ысытып, температурасын жогорулата берсек, белгилүү бир температурада суюктук абалына өтөт.

Аморфтук заттар белгилүү эрүү температурасына ээ эмес. Аларды ысытканда илешкектүүлүгү азайып отуруп, акырындап жумшап суюк абалга өтүп кетет.



26-сүрөт.

26-сүрөттө кристаллдык заттар менен аморфтук заттын ысытуудан суюктукка айлануу процесси көргөзүлгөн.

Сүрөттөгү  $bcdA$  сызыгынын  $bc$  бөлүгү кристаллдык заттардын катуу абалындагы ысыш учуруна туура келет.  $cd$  сызыгы катуу нерсенин суюктукка айлануу процессин көрсөтөт.

$dA$  бөлүгү суюлтулган нерсенин андан ары ысышына туура келет.

Кристаллдарга бардык металлдар, кварц, таш туздар кирет. Аморфтук заттарга айнек, мом (смола) жана учуктар кирет.

Кээ бир заттар (мисалы, күкүрт, кант, глицерин ж. б.) кристаллдык жана аморфтук түрдө да болушу мүмкүн.

Эгерде күкүрттү эритип туруп,  $350^{\circ}\text{C}$  чейин ысытып, андан муздак сууга куюп жиберсек, ал кадимки кристаллдык күкүрткө айланбастан, пластикалык аморфтук түзүлүштөгү күкүрткө айланат. Кристалл түрүндөгү күкүрт аморфтук күкүрткө караганда морт болот.

Кристаллдык заттар жалпысынан *монокристалл* жана *поликристалл* болуп, экиге бөлүнөт. Моно—бир, поли—көп деген түшүнүктөрдү билдирет. Башкача айтканда поликристалл — майда көп кристаллдардын бирикмеси.

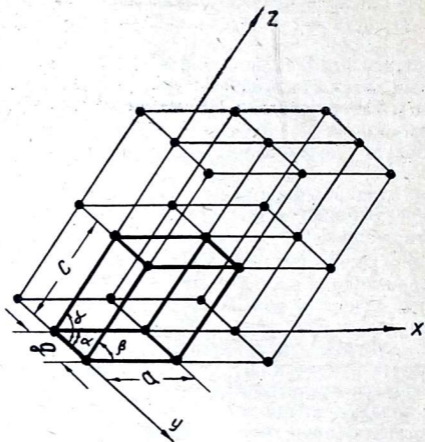
Поликристаллдарда майда кристаллдар өздөрүнүн кристаллографиялык багыттары боюнча баш аламан, ориентирсиз жайланышкандыктан, алар анизотропия касиетине ээ эмес. Демек, поликристаллдарда ар түрдүү багыттары боюнча бардык касиеттери бирдей. Бул майда кристалликтердин өз ара жайланышынан кристаллдык жалпы механикалык бекемдүүлүгү да көз каранды болот.

Кристаллдык заттарда атомдор бири бирине карата мейкиндикте симметриялуу жайланышкан болот. Катуу нерселердеги ички туура түзүлүштү түшүнүү үчүн, *кристаллдык решетка* же *мейкиндик решеткасы* деген түшүнүктөрдү колдонобуз.

Ар бир бурчунда катуу нерсени пайда кыла турган майда бөлүкчөлөр (атомдор) жайлашкан мейкиндик торчосу *кристаллдык решетка* деп аталат.

Мисал катарында мындай решетка 27-сүрөттө көргөзүлгөн.

Бул сүрөттө жоон сызыктар менен эң кичинекей параллелепипед көргөзүлгөн. Ал параллелепипедди  $x$ ,  $y$ ,  $z$



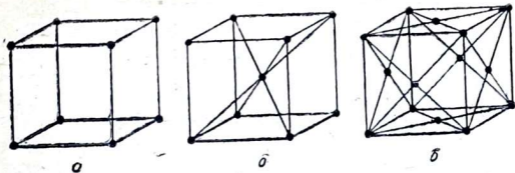
27-сүрөт.

октору боюнча жылдыруу менен толук кристаллдын структурасын алууга болот.

Бул параллелепипед элементардык ячейка деп аталат. Бул ячейканы белгилөө үчүн б чоңдукту көргөзүш керек. Ячейканын үч кыры ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ) жана үч октун араларындагы үч бурчу ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ). Бул чоңдуктар элементардык ячейканын параметри деп аталат.

Кристаллдык решетканын эң жөнөкөйү куб решеткасы болуп эсептелет. Ал үчүн  $a=b=c$  жана  $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$  болот. Көпчүлүк учурларда майда бөлүкчөлөр (атомдор) элементардык ячейкалардын жалгыз гана бурчтарында жайлашпастан параллелепипеддин көлөмүнүн борборунда, же анын грандарынын борборлорунда болуп калышы да мүмкүн. Мындай ячейкалар татаал ячейкалар деп аталат. Булар 28-сүрөттө көргөзүлгөн.

Эгерде бурчтарынан башка да ячейканын борборунда бир атом болсо, ал көлөмү борбордоштурулган, ал эми грандарынын борборлорунда бирден атом болсо, грандары борбордоштурулган ячейкалар деп аталат.



28-сүрөт.

Жөнөкөй куб решеткасынын ячейкасына бир атом туура келет. Себеби — анын сегиз бурчундагы сегиз атомдун ар бири бир эле убакытта 8 ячейкага туура келет. Ошондуктан  $8 \cdot \frac{1}{8} = 1$  болуп, бир ячейкага бир эле атом туура келет.

Көлөмү борборлоштурулган ячейканын борборунда дагы бир атом болгондуктан, ага эки атом туура келет.

Грандары борборлоштурулган ячейкага өзүнө туура келген бир атомдон башка, алты гранында алты атом жайлашкан.

Бирок алардын ар бири бир эле учурда эки ячейкага тиешелүү. Ошондуктан ар бир гранындагы атомдордун жарымдары  $\left(\frac{1}{2}\right)$  гана ячейкага тиешелүү  $\left(6 \cdot \frac{1}{2} = 3; 1 + 3 = 4\right)$ .

Демек, жалпысынан алганда мындай ячейкаларга 4 атом туура келет.

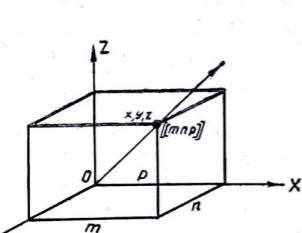
Кристаллдык решеткада каалаган бурчундагы атомдун мейкиндиктеги абалын аныкташ үчүн, координат башталмасына карата  $x, y, z$  координаттарын билиш керек. Бул координаттарды элементардык ячейканын кырлары  $a, b, c$  менен туюнтууга болот.

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc.$$

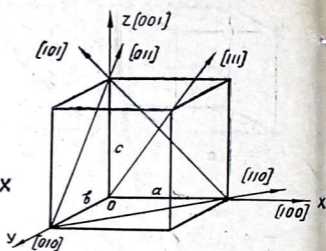
Мында  $m, n, p$  — бүтүн сандар.

Кристаллдык решетканын октору боюнча узундук бирдигин метр менен өлчөбөстөн, узундук ченөөнүн бирдиги,  $a, b$ , жана  $c$  га барабар деп алсак, решетканын бурчундагы атомдун координаттары жөн эле  $m, n, p$  сандары менен аныкталып калат. Бул сандар решеткадагы атомдордун координаттары дап аталат да  $[mnp]$  түрүндө белгиленет.





29-сүрөт.



30-сүрөт.

Эгерде бул индекстердин бирөө координат башталмасына карата терс белгиге ээ болуп калса, ал сандын үстүнө алуу белгиси коюлат.

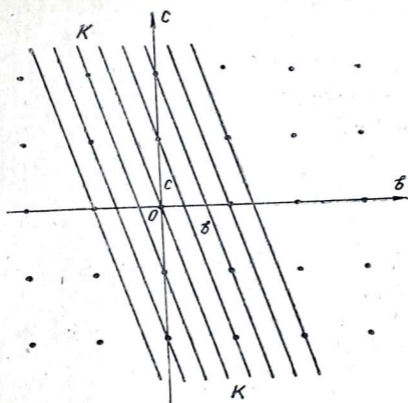
Ал эми решеткадагы кристаллографиялык багыттарды аныкташ үчүн, координат башталмасы аркылуу өтүүчү түз сызык тандалып алынат. Бул түз сызыктын абалы координат башталмасына жакын жаткан биринчи атомдун индекстери менен аныкталат.

Ошондуктан тандап алган координат башталмасына эң жакын жаткан атомдун координаты, ошол эки точка аркылуу өткөн түз сызыктын индекси болуп эсептелет да  $[mnp]$  түрүндө жазылат.

Эгерде индекс  $[\bar{m}\bar{n}\bar{p}]$  түрүндө берилсе, ал  $[mnp]$  сызыгынын индекси эле болуп эсептелет, бирок алуу белгиси сызыктын координата башталмасынан  $[mnp]$  сызыгына карама-каршы багытталгандыгын көргөзөт. Кристаллдык решеткадагы атомдор аркалуу бири-бирине жарыш болгон тегиздиктерди жүргүзүүгө болот. Бири-бирине жарыш болгон тегиздиктердин тобу тегиздиктердин семействосу же сериясы деп аталат. Булардын мейкиндиктеги абалын аныкташ үчүн, координат башталмасына жакын болгон биринчи тегиздиктин мейкиндикте жайланышын билиш керек.

Тегиздикте  $b$  жана  $c$  багыттары боюнча жайланышкан атомдордун сеткасы (тору) берилсин дейли.

О точкасы координат башталмасы болсун.  $b$  жана  $c$  багыттары боюнча жайланышкан тегиздиктеги атомдор аркалуу  $kk$  тегиздиктеринин тобу жүргүзүлгөн дейли.



31-сүрөт.

31-сүрөттөн  $kk$  тегиздиктердин тобун жүргүзгөндө элементардык ячейканын « $b$ » кыры үч бирдей бөлүккө, ал эми « $c$ » кыры болсо бир бөлүккө бөлүнгөндүгү көрүнүп турат.

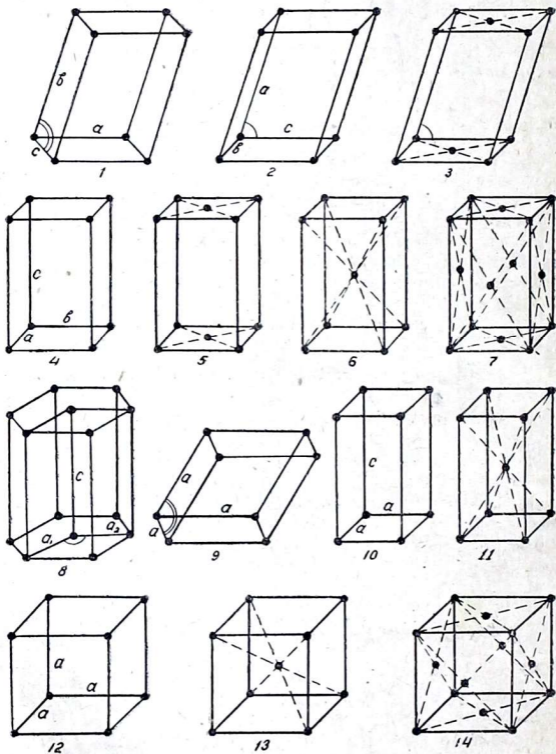
Ячейканын « $a$ » кырынын бул тегиздиктер аркалуу канча бирдей кесиндиге бөлүнө тургандыгы бул тегиздиктер менен  $a$  кырынын ортосундагы жантайган бурчу менен аныкталат.  $a$ ,  $b$  жана  $c$  кырларынын берилген тегиздиктердин тобу аркалуу канча бирдей бөлүктөргө бөлүнгөнүн көргөзгөн сандар  $h$ ,  $k$  жана  $l$  — бул тегиздиктердин индекстери деп аталат.

Тегиздиктердин индекси  $(hkl)$  символу түрүндө жазылат. Мисалы  $xy$ ,  $yz$ ,  $xz$  тегиздиктеринин индекстери  $(001)$ ,  $(100)$  жана  $(010)$  болот.

Кристаллдык решеткаларды, алардын формасы боюнча (куб, параллелепипед, ромбоэдр ж. у. с.) классификациялоо ыңгайлуу болот. Кристаллдык решеткалардын мүмкүн болгон түрлөрүн чектеш үчүн, алардын грандарынын арасындагы бурчтары тик бурчту же тик бурч эмеспи, ячейканын кырлары бири-бирине барабарбы же барабар эмеспи ошол белгилерине карап классификациялайбыз.

Мындай касиеттерин эске алганда жаратылышта кристаллдык решеткалардын 7 системасы (7 классы) учурашы мүмкүн.

Бул жетөө решеткалардын жөнөкөйлөрү болуп эсептелет.



32-сүрөт.

Окумуштуу Бравэ бул жөнөкөй жети ячейкадан башка дагы жети татаалдашкан ячейка кездешиши мүмкүн экендигин көргөзгөн.

Бул кристаллдык решеткалардын 14 түрү *Бравэ решеткалары* деп аталат.

Төмөнкү таблицада кристаллдык решеткалардын жети классынын (сингониясынын) параметрлери, ал эми 32-сүрөттө Бравэ решеткаларынын сүрөтү берилген.

Кристаллдык системалар	$a, b, c$ жана $\alpha, \beta, \gamma$	32-сүрөттөгү решеткалардын номери
1. Трикликдик	$a \neq b \neq c; \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$	1
2. Моноклиндик	$a \neq b \neq c; \alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$	2,3
3. Ромбикалык	$a \neq b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	4, 5, 6, 7
4. Ромбоэдрикалык	$a = b = c; \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	11
5. Гексоганалдык	$a = b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ; \gamma = 120^\circ$	10
6. Тетрагоналдык	$a = b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	8,9
7. Кубдук	$a = b = c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	12, 13, 14

Кристаллдардын симметриялуулук теориясынын негизинде орус кристаллографы А. В. Гадолин кристаллдарда симметриянын 32 классы гана болушу мүмкүн экендигин көргөзгөн.

Мейкиндиктеги решеткалардын симметрияларынын группаларын эске алып, кристаллдарды класификацияганда, аларда 230 симметриянын группасы бар экендигин биринчи жолу орустун атактуу кристаллографы Е. С. Федоров далилдеген. Алар азыр Федоровдун группалары деп аталат.

## § 32. Кристаллдык решеткалардын түрлөрү

Кристаллдык решеткалардын атомдорун же молекулаларын өз ара байланыштыруучу күчтөрдүн түрлөрү боюнча кристаллдар төрткө бөлүнөт.

**1. Иондук решетка.** Иондук решеткалардын бурчтаында оң жана терс заряддалган иондор ар бир кристал-

логографиялык багыт боюнча биринен кийин бири келип алмашылып жайланышкан болот.

Бул решеткалар андагы ар түрдүү заряддалган иондордун арасындагы кадимки электро-статикалык күч менен кармалып турат.

Менделеевдин таблицасындагы инерттүү газдардын алдында же артында турган атомдор өздөрүнө электронду кабыл алып же электронун берип, инерттүү газдарга окшош конфигурацияны алууга жөндөмдүү болушат. Инерттүү газдардан кийин жайлашкан щелочтук металлдарда валенттүү электрону эң сырткы орбитада жалгыз айланып жүргөндүктөн, ядро менен начар байланышкан болот. Ал эми инерттүү газдардын алдында алардан мурда жайланышкан галоиддерде болсо, сырткы катмары инерттүү газдардыкындай болуп, туруктуу болуш үчүн бир электрон жетпейт. Ошондуктан галоиддер дайыма сырткы катмарларына кошумча электронду кабыл алууга жөндөмдүү. Ушул себептин натыйжасында щелочтук металлдардын атомдору менен галоиддердин атомдорунун ортосунда өз ара байланышуулар пайда болот. Булардын атомдору бириккенде ядро менен начар байланышкан металлдын атомунун сырткы электрону галоиддин атомуна өтүп кетет. Ошондо металлдын атому оң ионго, ал эми галоиддин атому терс ионго айланат. Бул иондор Кулондун закону боюнча бири-бирине тартылышып турушат. Кристаллдык решеткадагы мындай байланыш *иондук же полярдык байланыш* деп аталат.

Бул тартылуу күчтүн натыйжасында иондор бири-биринен максималдык түрдө жакындоого умтулат. Бирок бул тартылуу күчүнө иондор бири бирине эң жакын боло баштаган учурда таасир эте турган түртүү күчү карама-каршы таасир этет.

Иондордун арасындагы түртүү күчү алардын аралыгы андан ары кичирейген сайын өтө тез өсүп кетет. Ошентип, түртүү жана тартуу күчтөрүнө туура келген энергиялардын суммасынан турган жалпы потенциалдык энергиянын эң кичине маанисине туура келген аралыкта иондор решеткада кармалып турат. Иондук решетканын эң жөнөкөй түрү болуп таш тузунун ( $NaCl$ ) решеткасы эсептелет.

**2. Атомдук решетка.** Водороддун, кислороддун, азоттун жана башкалардын өзүнчө атомдорунун өз ара биригип  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  ж. б. түрүндөгү молекулаларды түзүшү



иондук (полярдик) же Ван-дер-Ваальстык байланыштар менен түшүндүрүлбөйт. Себеби водороддун (же кислороддун) бир түрдүү эле нейтралдык абалда турган атомдору бири-бирине валенттүү электрондорду берүү жолу менен иондук решеткадагыдай оң жана терс иондорго айланып кетише албайт.

Экинчи жактан  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  ж. б. ушу сыяктуу молекулалардын бекемдиги Ван-дер-Ваальстын күчү менен кармалып турган молекулалардын бекемдигинен бир нече эсе жогору.

Бул молекулаларда Ван-дер-Ваальстын күчү негизги аларды бириктирип турган күчкө караганда эң эле кичине ролду ойнойт.

Водороддун, кислороддун ж. у. с. молекулаларды бириктирип туруучу күчтү карап көрөлү.

Кандайдыр бир  $r$  аралыгында водороддун  $A$  жана  $B$  атомдору жайланышкан дейли.  $A$  жана  $B$  атомдоруна бир-бирден электрон туура келет.

$A$  жана  $B$  атомдору бири-биринен белгилүү аралыкта жайланышкандыктай, ар кимисинин гана тегерегинде айланат деп эсептейбиз.

Эгерде водороддун эки атомунун аралыгы  $r = 50 \text{ \AA}$  болсо,  $A$  атомунун электрону  $B$  атомунун жанында болуп калышы (ошондой эле тескерисинче) орточо эсеп менен  $10^{12}$  жылда бир боло тургандыгы далилденген.

Эгерде ал атомдордун аралыгы  $r = \text{\AA}$  болсо, мындай болуунун жыштыгы  $10^{14} \text{ сек}^{-1}$  га чейин жогорулайт.

Эгерде бул эки атомду андан ары да жакындата берсек, акырында ар бир электрон өзүнүн эле атомунун айланасында айланып жүрбөстөн, эки атомго тең тиешелүү болуп калат. Мүмкүнчүлүк теориясынын (теория вероятности) негизинде водороддун бул эң жакын жайланышкан эки атомуна жалпы болуп айланып жүргөн электрондордун тыгыздыгы башка жерлерине караганда ошол эки атомду (ядрону) туташтырган түз сызыктын ортосунда көп боло тургандыгы далилденген. Башкача айтканда ошол точка аркалуу эл-электрондор мейкиндиктеги башка точкаларга караганда көп жолу өтөт.

Демек, эки оң заряддалган ядронун арасындагы точкада терс заряддалган электрондордун тыгыздыгы чоң болгондон кийин, ал эки ядро ортодогу точканы көздөй бири-бирине тартылышат.

Атомдору ушундай күчтүн натыйжасында молекулаларга биригип турган решеткалар атомдук решеткалар (атомдук байланыш, алмашуучулук байланышы) деп аталышат.

Атомдук решеткага, мисал болуп, графиттин жана алмаздын решеткалары кирет.

Графиттин решеткасында углероддун атомдору гексагоналдык (алты бурчтук) тартипте жайланышкан. Графиттин решеткасы бири-бирине жарыш жайланышкан тегиздиктерден турат. Ар бир тегиздикте туура алты бурчтуктун бурчтарында углероддун бири-бирине тыкыс жайланышкан атомдору орун алган. Бул атомдор бири-биринен  $1,42 \cdot 10^{-8}$  см аралыкта турат. Ал эми жарыш тегиздиктер болсо тегиздиктеги атомдорго караганда эки эсе алыс турушат. Ушул себептен графитте деформация ошол тегиздиктер боюнча болот.

Ал эми алмазда болсо, углероддун атомдору бардык багыт боюнча бирдей аралыкта, өтө тыгыз жана бекем жайланышкан ( $1,54 \cdot 10^{-8}$  см). Ошондуктан алмаз өтө катуу жана бекем. Алмаздын решеткасында углероддун атомдору төрт грандуу туура пирамиданын (тартраэдр) бурчтарында жайланышкан.

Графит жана алмаз бир гана углероддун эки түрлүү аллотропиялык модификациясы болуп эсептелишет. Бир модификациядан экинчи модификацияга өтүү кристаллдык решетканын өзгөрүшү менен байланыштуу.

Алмаз эң чоң басым жана температура учурунда пайда болот.

1955-жылы биринчи жолу графит жасалма жол менен алмазга айландырылган (бир нече саат боюнча  $100\ 000$  атм басым менен кысып,  $2300^\circ\text{C}$  температурада кармап турганда фазалык алмашуулар болгон).

Ар түрдүү аллотропиялык модификацияларга мисал кылып «ак» калайды алууга болот.

Температура  $18^\circ\text{C}$  дан төмөн болсо, «ак» калай «боз» калайга айланат (кристаллдык решетка тетрагоналдык системадан дуб решеткасына өтөт).

Калайдан жасалган идиштерди көп убакытка чейин суук жерде кармаса, анда боз точкалар пайда болгонун көрүүгө болот.

Эгерде калайды ысытсак,  $161^\circ\text{C}$  га жеткенде үчүнчү модификацияга (ромбикалык) айланат.

Атомдук решеткаларда валенттүү күчтөр өз ара байланышкан эки атомго тең тиешелүү болуп, белгилүү арбита боюнча кыймылдап жүргөн эки электрон аркылуу пайда болот.

**3. Молекулярдык решетка.** Молекулярдык кристаллдардын решеткаларынын бурчтарында белгилүү ориентация менен жайланышкан молекулалар болот.

Ар кандай атомдордун же молекулалардын өз ара тартуу күчтөрүнүн эң жалпысы болуп Ван-дер-Ваальстын күчү эсептелет. Бул күч идеалдык газдардын абалынын теңдемеси реалдык газдар үчүн эмне себептен туура болбой калгандыгын түшүндүрүүдө келип чыккан.

Бул күчтүн чоңдугу Ван-дер-Ваальстын теңдемесиндеги  $\frac{a}{V^2_0}$  чоңдугу менен аныкталат. Ал теңдемедеги  $b$

болсо молекулалардын ортосундагы түртүү күчүн мүнөздөйт. Ван-дер-Ваальс күчүнүн эң негизги айырмачылыгы, ал электрдик жагынан нейтралдуу, электрдик моментке ээ болбогон системалардын ортосунда пайда болгонунда.

Инерттүү газдарды суюктуктан катуу абалга өткөрүүдөгү себеп жалгыз гана Ван-дер-Ваальс күчү болуп эсептелет. Эгерде водородду, кислородду, хлорду адегенде суюк абалга, анан катуу абалга өткөрсөк, алардын решеткаларынын бурчтарында өздөрүнчө молекулалар жайланышкан болот. Булар бири-бири менен Ван-дер-Ваальстын күчтөрү менен байланышкан болот.

Молекулярдык решеткага  $\text{H}_2$   $\text{N}_2$   $\text{CO}_2$   $\text{H}_2\text{O}$  заттарынын кристаллдары кирет. Демек, кадимки эле муздун решеткасы молекулярдык решеткага кирет.

**4. Металлдык решеткалар.** Металлдын решеткаларында сырткы валенттүү электрондор атом (ядро) менен начар байланышкан, ошондуктан ал электрондор кристаллдык решетка пайда болгондо оңой эле атомдон бөлүнүп калышат да, бардык металл боюнча кыймылдап жүрө алышат. Ошол электрондордун тобу «электрондук газ» деп аталат.

Бардык кристаллдык решеткалардын узелдеринде (түйүндөрүндө) металлдын оң иондору жайланышкан. Бул иондордун арасында терс электрондор баш аламан тартипсиз кыймылда болушат.

Бул электрондор решетканын узелдеринде жайлашкан оң иондорду өз орундарында кармап турган «цемент-

тин» ролун ойнойт. Эгерде бош электрондор болбосо, он иондордун өз ара түртүү күчү натыйжасында решетка бузулуп кетээр эле.

### § 33. Катуу нерселердин жылуулуктан кеңейиши

Катуу нерселерде атомдор өздөрүнүн тең салмактуу абалынын тегерегинде жылуулук кыймылында болушат.

Эгерде катуу нерселердин температурасын жогорулутсак, анын молекулаларынын (атомдорунун) тең салмактык точкасында салыштырмалуу жылуулук кыймылынын амплитудасы чоңоёт да, катуу нерсе кеңеет.

Нөл градус кезиндеги нерсенин узундугу  $L_0$  менен,  $t$  градус кезиндегини  $L_t$  менен белгилесек, бул узндуктардын айырмасы температурага жана баштапкы узндукка түз пропорциялаш.

$$\Delta L = \alpha L_0 t.$$

Мында  $\alpha$ —жылуулуктун түз сызыктуу кеңейүү коэффициенти деп аталат:

$t^\circ$  — кезиндеги узндук баштапкы узндук  $L_0$  менен төмөндөгүдөй байланышат:

$$L_t = L_0 (1 + \alpha t).$$

Демек, стержендин узундугу, анын температурасына түз пропорциялаш. Катуу нерселер үчүн сызыктуу кеңейүү коэффициенти эң кичине.

Ысытканда керсенин узндук бирдиктери өзгөргөндүктөн, анын көлөмү да өзгөрөт. Кырынын узндугу  $L_0$  болгон кубикти  $t$  температурасына чейин ысыткандагы көлөмү  $V_t$  менен белгилесек,

$$L_t^3 = L_0^3 (1 + \alpha t)^3 \text{ болот.}$$

$(1 + \alpha t)$  биномун кубка көтөрүп,  $\alpha^2$  жана  $\alpha^3$  чоңдуктары бар мүчөлөрүн эсепке албасак (себеби  $\alpha$  нын квадраты эмес, өзү да эң кичине сан) төмөнкүнү алабыз:

$$v_t = v_0 (1 + 3\alpha t).$$

$3\alpha = \beta$  деп белгилесек,  $v_t = v_0 (1 + \beta t)$  болот.

$\beta$  — көлөмдүк кеңейүүнүн коэффициенти деп аталат



жана сызыктуу кеңейүү коэффициентинин үч эселенгенине барабар.

Анизотропия касиетине ээ болгон кристаллдардын ар кандай кристаллографиялык багыттары боюнча, алардын сызыктуу кеңейүү коэффициенттери ар башка болот.

Эгерде жалпы учур катарында кырлары бир-бирине барабар болбогон параллелепипедди алып карайлы.

Баштапкы көлөмү  $v_0 = L_{01} \cdot L_{02} \cdot L_{03}$ .

$t$  температурасына ысытканда сызыктуу кеңейүүнүн коэффициенттери ар башка болгон параллелепипеддин кырлары төмөнкү формулалар боюнча узарат:

$$L_1 = L_{01}(1 + \alpha_1 t); L_2 = L_{02}(1 + \alpha_2 t); L_3 = L_{03}(1 + \alpha_3 t).$$

Жаңы пайда болгон көлөм

$$L_1 \cdot L_2 \cdot L_3 = L_{01} \cdot L_{02} \cdot L_{03} [(1 + \alpha_1 t)(1 + \alpha_2 t)(1 + \alpha_3 t)] \text{ болот}$$

Бул кашааларды көбөйтүп,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  мүчөлөрүнүн өз ара көбөйтүндүсүн ичине алган мүчөлөрдү эсепке албаганда

$$v_t = v_0 [1 + (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)] \text{ болот,}$$

мындан

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = \gamma.$$

Демек,

$$v_t = v_0 (1 + \gamma t).$$

### § 34. Катуу нерселердин жылуулук сыйымдуулугу

Катуу нерселердин жалпы энергиясы, алардын эн майда бөлүкчөлөрүнүн (атомдорунун жана иондорунун) термелүү кыймылынын кинетикалык энергиясынан жана алардын өз ара аракетинин потенциалдык энергиясынан турат.

Катуу нерселердин температурасы жогорку температурада болгон учурда, майда бөлүкчөлөрдүн термелүүсүнүн энергиясы белгилүү чоңдукка жетет.

Бул учурда майда бөлүкчөлөрдүн термелүүлөрүн бири-биринен көз каранды эмес деп кароого болот. Катуу нерсенин орточо кинетикалык энергиясы белгилүү температурада анын орточо потенциалдык энергиясына барабар деп болжолдоого болот. Бир майда бөлүкчөнүн орточо кинетикалык энергиясын  $\bar{W}_k$  десек, анын толук энергиясы



$$U = \bar{W}_k + \bar{W}_n = 2\bar{W}_k \text{ болот.}$$

Ар бир майда бөлүкчө үч эркиндик санына ээ болгондуктан, анын кинетикалык энергиясы төмөнкү формула менен аныкталат:

$$\bar{W}_k = \frac{3}{2}KT.$$

Ал эми анын толук энергиясынын орточо мааниси төмөнкүгө барабар:

$$\bar{U} = 3KT.$$

Эми катуу нерсенин бир граммолекуласына (1 моль) туура келген энергиянын чоңдугун эсептеп чыгабыз. Химиялык жөнөкөй заттар үчүн бир граммолекуладагы термелүүчү бөлүкчөлөрдүн саны Авагадро санына барабар. Демек, бир граммолекулага туура келген толук энергия мындай туюнтулат:

$$U_0 = U \cdot N = 3 \frac{R}{N} \cdot T \cdot N = 3RT. \quad (34,1)$$

Катуу нерселер үчүн комнаттык температурада  $C_p$  менен  $C_v$  нын айырмасы өтө кичине (бирок, алардын айырмасы температуранын жогорулашы менен чоңоё баштайт). Ошондуктан, аларды барабар деп алабыз, б. а.

$$U_0 = C_v T$$

формуласы катуу нерселер үчүн

$$U_0 = CT$$

түрүндө жазылат.

$$U_0 = CT \quad (34-2)$$

(34-1), (34-2) формулалардан

$$C = 3R.$$

Мында  $C$  — молярдык жылуулук сыйымдуулугу.

Универсалдуу турактуу сан  $R = 2 \frac{\text{кал.}}{\text{град. моль}}$  болгондуктан

$$C = 6 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$$

Демек, катуу нерселер үчүн молярдык жылуулук сыйымдуулук өтө жогорку температураларда  $6 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$  го ба-  
рабар болот. Бул формулировка Дюлонг-Птинин закону деп аталат.

Төмөнкү таблицада комнаттык температура кезиндеги тажрыйбада табылган жылуулук сыйымдуулуктардын мааниси берилген.

Заттар	Al	Fe	Au	Cu	Алмаз	Бор
$C \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$	6,14	6,36	6,36	5,91	1,36	2,51

Демек, көпчүлүк заттар үчүн комнаттык температурада: эле Дюлонг-Птинин закону туура келет. Таблицада алмаз, бор үчүн жылуулук сыйымдуулуктун мааниси өтө төмөн. Себеби алардын майда бөлүкчөлөрүнүн термелүү кыймылы бири-бири менен тыгыз байланышкан. Аларды комнаттык температурада бир-биринен көз каранды эмес деп кароого болбойт. Алмаз үчүн  $985^{\circ}\text{C}$  температурада  $C = 5,52 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$ . Демек, бул заттар үчүн да эң жогорку температура Дюлонг-Пти закону туура деп айтууга болот.

Дюлонг-Пти закону эки атомдуу заттар үчүн да туура эмес. Мисалы,  $\text{NaCl}$  тузунун решеткасын алып карак, бул решетканын ар бир бурчтарында (түйүнүндө) жалгыз молекулалар жайланышпастан, бири-биринен көз карандысыз термелип туруучу натрийдин жана хлордун иондору жайланышкан.

Ошондуктан бул туздун молярдык жылуулук сыйымдуулугу

$$C = 6 \cdot 2 = 12 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}} \text{ болот.}$$

Ушуга окшош эле үч атомдуу заттар үчүн  $C = 6 \cdot 3 = 18$  жана төрт атомдуу заттар үчүн  $C = 6 \cdot 4 = 24 \frac{\text{кал}}{\text{град. моль}}$  болот.

Демек, көп атомдуу заттар үчүн молярдык жылуулук сыйымдуулук, ал заттын (аралашманын) составына кир-

ген элементтердин атомдук жылуулук сыйымдуулуктарынын суммасына барабар. Бул формулировка Джоуль-Коппа закону деп аталат.

Катуу нерселердин температурасын төмөндөтө берсек, төмөнкү температураларга барганда жылуулук сыйымдуулук тез азая баштайт да, температура —  $273^{\circ}$  болгондо нөлгө барабар болуп калат, б. а. абсолюттук температура эң төмөнкү температуралардын маанилерин алганда Джоуль-Копп закону туура болбой калат жана катуу нерселердин ички энергиясы менен абсолюттук температуранын ортосундагы түз пропорциялуу байланыш жоголот. Бул кубулушту классикалык физика түшүндүрө алган эмес.

Катуу нерселердин жылуулук сыйымдуулугунун кванттык теориясын биринчи жолу Эйнштейн түзгөн. Андан кийин Дебай кванттык теориянын негизинде катуу нерселердин ички энергиясы абсолюттук температуранын төртүнчү даражасына, ал эми жылуулук сыйымдуулук болсо, абсолюттук температуранын үчүнчү даражасына (себеби:  $U = aT^4$ ;  $C = \frac{dU}{dT} = 4aT^3$ ) түзпропорциялаш экендигин көргөзгөн.

Демек, абсолюттук температураларга жакын болгон температураларда катуу нерселердин жылуулук сыйымдуулугу эң кичине. Ошондуктан, андай учурда катуу нерсеге кичине эле жылуулук берсе, анын температурасы тез эле көтөрүлүп кетет.

### **§ 35. Кристаллдардын бууланышы, зриши жана кристаллдашуу процесси**

Кристаллдык нерселер башка нерселердей эле бууланат. Буулануу учурунда катуу нерселердин кристаллдык решеткалары бузулушу мүмкүн. Кристаллдык нерселердин бууланышы «возгонка» (*кургак буулануу*) деп аталат. Кристаллдык нерселердин кургак бууланышы (возгонка) жылуулук кыймылынын эсебинен болот.

Возгонка кубулушу каалаган бардык температурада боло берет. Бирок төмөнкү температураларда бул процесс өтө жай (жокко эсе) болот.

Көпчүлүк жыттануучу нерселердин буулануусун, алардын жытынан билүүгө болот.

Мисалы, буга нафталин, камфоралар (жыттануучу тунук зат) кирет. Мелаллдар да бууланат. Бирок металлдар үчүн комнаттык температурада бул процесс жокко эсе болот. Мисалы үчүн жогорку температураларда эрий турган вольфрамды алып карай турган болсок, анын комнаттык температурада буулануу абалында болгон атому бүт күн системасындагы мейкиндикте бирөө гана болушу мүмкүн экендиги далилденген.

Демек, мындай учурларда бул заттар эч кандай бууланбайт деп айтууга болот. Эгерде кристаллдын температурасын жогорулата берсек, белгилүү бир температурада эрий баштагандыгын байкайбыз. Бул температура *эрүү температурасы* деп аталат. Бул учурда кристаллдык решетка бузула баштайт. Эрүү температурасы ар кандай заттар үчүн да ар башка жана анын чоңдугу сырткы басымга көз каранды болот. Басымдын чоңоюшу менен эрүү температурасы жогорулайт. Кристаллдардын буулануу жылуулугу суюктуктардыкындай эле температура-нын төмөндөшү менен чоңоёт да, жогорулашы менен кичиреет.

Эрүү температурасына жеткен учурда кристаллдын буулануу жылуулугу суюктуктардын буулануу жылуулугунан кристаллдын эрүү жылуулугунча чоң болот.

Мисалы, температура  $0^{\circ}$  жана атмосфералык басым кезинде муздун салыштырмалуу эрүү жылуулугу  $80 \text{ кал/грамм}$ , ал эми суунун салыштырмалуу буулануу жылуулугу  $590 \text{ кал/грамм}$ . Демек, муздун салыштырма буулануу жылуулугу

$$(80 + 590) \text{ кал/грамм} = 670 \text{ кал/гр.}$$

Буулануу жана эрүү процесстери жалпысынан кристаллдык решетканын бузулушуна алып келет. Бул процесстерге тескерисинче аморфтук заттардан белгилүү тартип боюнча түзүлгөн кристаллдык решеткаларды бере турган кристаллдык решеткалардын процесстери бар. Булар кристаллдашуу жана кристаллдардын өсүшү (чоңоюшу) процесстери болуп эсептелет.

Тартипсиз түрдө жайланышкан молекулалардын конфигурациясынан кристаллдык решеткага өтүү, молекулалардын жылуулук кыймылын, алардын өз ара аракет этүүчү күчүн акырындатышы аркасында болот. Адегенде кристаллдашуунун борборлору пайда болот. Андан кийин анын тегерегинде кристаллдык конфигурация пайда



болот. Ар кайсы жерде пайда болгон кичинекей кристалликтер бири-бирине биригип, чоңоё беришет.

Кристаллдашуунун борборлору пайда болууда жана эң майда кристаллдардын өсүү процесстеринде эң негизги ролду температура ойнойт.

Суюктуктардын температурасы төмөндөгөндө алардын молекулаларынын кинетикалык энергиясы азайып, жаңы кристаллдар пайда болуу мүмкүндүгү жогорулайт. Кристаллдык конфигурация пайда боло баштаган учурдагы температуранын чоңдугу «катуулануу» температурасы деп аталат.

Бул температурада суюктуктун жана пайда болгон кристаллдардын беттик энергиясы (эркин энергиясы) барабар. Ошондуктан суюк жана катуу абалдар бир учурда болушу мүмкүн.

Температура катуулануу температурасынан жогору болгон учурда беттик энергия суюктуктар үчүн кичине, ошондуктан кристаллдык решетка бузула баштайт. Ал эми температура «катуулануу» температурасынан төмөн болгондо беттик энергия кристаллдар үчүн кичине. Ошондуктан суюктукта өзүнөн өзү кристаллдашуу процесси жүрөт.

Кристаллдашуу температурасында пайда болгон кристаллдык борборлор туруксуз абалда болушат, алар, тескерисинче, кайра суюк абалга өтүп кетиши мүмкүн.

Ошондуктан кээде температура «кристаллдашуу» температурасынан төмөн болгон учурда да аралашмада кристалл абалына өтө элек суюктуктар болуп калышы мүмкүн. Бул суюктуктар «өтө муздатылган» суюктуктар деп аталат.

### **§ 36. Заттардын ар түрдүү агрегаттык абалдарынын диаграммалары**

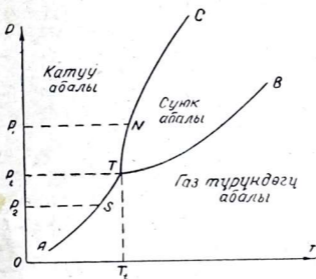
Заттардын белгилүү бир абалда (газ, суюк же катуу түрүндө) узак убакытка чейин болушу температура менен басымдын белгилүү гана интервалында болушу мүмкүн. Заттын кайсы абалда тургандыгын билиш үчүн, агрегаттык абалдардын диаграммасы менен пайдаланышат.

Абалдардын диаграммасы деп, ординат огуна басым, абсцисса огуна температура коюлган координаттык тегиз



дик аталат. Бул тегиздиктин аянты агрегаттык абалдарды ажыратып туруучу ийри сызыктар менен ар башка бөлүкчөлөргө бөлүнөт. Бул ийри сызыктар, б. а. жалпы абалдардын диаграммасы өтө тактык менен аткарылган тажрыйбанын негизинде түзүлөт.

Диаграммадагы  $TB$  сызыгы каныккан буунун серпилгичтигинин (суюктук бууга айлана баштаган кездеги басымдын чоңдугунун) температурадан көз каранды экендигин көргөзөт.  $TB$  сызыгынын бардык точкасында суюктук жана газ түрүндөгү заттын эки фазасы динамикалык бирдей абалда болушат.  $TB$  сызыгы буулануунун сызыгы деп аталат.  $TB$  сызыгынан жогору жаткан точкалар (горизонталдуу сызыктар менен көргөзүлгөн) каныккан буунун серпилгичтигинен чоң болгон басымга туура келишет.



33-сүрөт.

Ошондуктан алар суюк абалда болушат. Заттын суюк абалы менен катуу абалы  $TC$  сызыгы менен ажыралат.  $TC$  сызыгы кристаллдын эрүү температурасынын басымдан көз карандылыгын көргөзөт жана эрүү сызыгы деп аталат. Демек, басым өтө жогорулаганда кристаллдын эрүү температурасы да көтөрүлөт.

Катуу нерсе менен газ абалы  $AT$  сызыгы менен ажыралышат.  $AT$  сызыгынын тушунда жаткан  $P_2$  басымдын турактуу кармап, кристаллдын температурасын жогорулата берсек, кристалл суюктукка айланбайт да,  $S$  точкасында буулана баштайт. Себеби бул басым  $T$  — точкасындагы басымдан кичине.  $T$  точкасына туура келген басымдан

чоң болгон басым  $P_1$  де-кристаллды ысыта берсек, ал  $N$  точкасында суюк абалга өтөт. Заттын бардык үч абалдарына туура келген  $T$  точкасы үчтүк (тройная) точка деп аталат. Бул точкада заттын үч абалы тең болушу мүмкүн. Суу үчүн бул точкадагы үч абал  $t_T = 0,00748^\circ \text{C}$  жана  $P_T = 4,581 \text{ мм Hg}$  болгондо жетилет.

Үчтүк точканын кээ бир заттарга туура келе турган координаттары төмөнкү таблицада берилген.

Заттар	$T_T^\circ$	$P_T \text{ мм Hg}$
$H_2$	13,9	3,4
$N_2$	63,1	9,29
$O_2$	54,1	0,1

Зат бир компоненттен турган учурда жогорку (таблица) диаграмма туура болот. Эгерде бир топ компоненттер болсо, (ар түрдүү элементтер) кристаллдык абалдын ар түрдүү модификациясы — ар кандай решеткасы булушу мүмкүн. Бул кубулуш *катуу нерселердин полиморфизми* деп аталат.

Мисалы, көмүрдүн эки модификациясы (түрү) алмаз жана графит.

### § 37. Эритмелердин диаграммасы Эвтектика

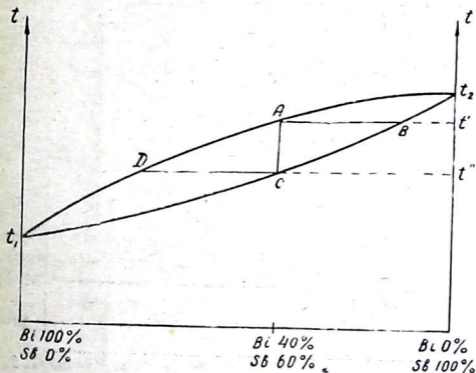
Суюк абалда турган заттын кристаллдашуу температурасы, анын тазалыгынан (башка компоненттердин жоктугунан) көз каранды.

Аралашмалар таза заттарга караганда төмөнкү температураларда кристаллдашышат.

Берилген заттын кристаллдашуу (же эрүү) температурасынын төмөндөшү андагы эритилген заттын касиетинен көз каранды болбостон, эритилген молекуланын санынан көз каранды экендиги далилденген.

Мисалы,  $100 \text{ см}^3$  сууга салмагы  $10,77$  болгон  $\text{NaCl}$  тузун кошсок, суунун тоңуу температурасы —  $6,32^\circ \text{C}$  төмөндөйт.

Бул кубулушту тереңирээк түшүнүш үчүн, эки компоненттүү аралашманын (эритменин) эрүү диаграммасын карап көрөлү. Ордината огуна кристаллдашуу (же эрүү) температурасын, ал эми абсцисс огуна эки заттын (А жана В) процент менен көргөзүлгөн аралашмасын коёбуз.



34-сүрөт.

Мисалы, суудагы хлордуу калийдин эритмеси же висмут менен калайдын аралашмасын карасак болот.

В точкасында В заты 100%, ал эми А точкасында А заты 100% ке барабар.

В дан А ны карай А заты, тескерисинче, А дан В га карай В затынын саны өсө баштайт.

В' точкасы В затынын, А'—А затынын эрүү температураларын, В'С сызыгы А нын өсүшү менен В затынын эрүү температурасынын төмөндөшүн, А'С сызыгы, тескерисинче, В нын өсүшү менен А нын эрүү температурасынын төмөндөшүн көргөзөт. Бул эки сызык кандайдыр С точкасында кесилишет. Бул точка эвтектикалык точка деп аталат.

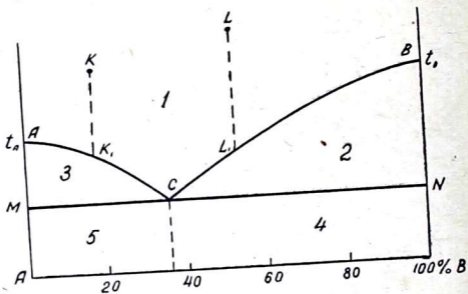
Ушул точкага туура келген температурада жана бул эки заттын проценттик абалдарында (сандарында) суюк түрүндөгү эки суюк зат тең бир убакта кристаллдаша

баштайт. Бул учурда эки заттын эң майда кристалликте-  
ри аралашкан түрдө пайда болот.

Ушул аралашкан ар түрдүү заттардын кристалликте-  
ринин чогуусу эвтектика деп аталат.

Сүрөттөгү 1 — область таза суюк абал, 2 — суюктук-  
тагы *B* нын кристаллдары, 3 — суюктуктагы *A* нын кри-  
сталлдары, 4 — эвтектикадагы *B* нын кристаллдары, 5 —  
эвтектикадагы *A* затынын кристаллдары.

Кээ бир металлдардын атомдору экинчи металлдар-  
дын атомдоруна салыштырганда, аз болсо деле, анын ре-  
шеткаларына толук аралашып кеткен учурлар болот.



35-сүрөт.

Бул учурларда эрүүнүн диаграммасы сүрөттөгүдөй  
болот. Мында жогорку сызык аралашманын кристаллда-  
шуу температурасынын аралашманын проценттик соста-  
вынан болгон көз карандылыгын көргөзөт.

Ал эми төмөнкү сызык болсо, аралашманын эрүү тем-  
пературасынын, анын проценттик составынан болгон көз  
карандылыгын көргөзөт.

Мисал үчүн 40% сурьма, 60% висмут болгон аралаш-  
маны алсак, жана аны акырындап муздатсак, температу-  
ра  $530^{\circ}\text{C}$  га жакындаганда сурьмада 8% висмуттун ка-  
туу аралашмасы бар экендигин билебиз.

Белгилүү концентрацияда алынган суюк түрдөгү ара-  
лашманы муздатканда (мисалы, висмут 40%, сурьма 60%  
болгон учурду карасак) *A* точкасында кристалдашуу  
процесс башталат жана аны андан ары муздатканд  
белгилүү *C* точкасында кристалдашуу процесси бүтөт.

БИБЛИОТЕКА  
СӨЛӨКӨ / СОТДАВӨГӨСӨ  
СӨЛӨКӨ / СОТДАВӨГӨСӨ  
311111

## Пайдаланылган адабияттар

1. Фриш С. Э. и Тиморева А. В. «Курс общей физики», том I, 1956 г.
2. Штрауф Е. А. «Молекулярная физика», 1949 г.
3. Папалекси Н. Д. «Курс физики», том I, 1948 г.
4. Путилов К. А. «Курс физики», том I, 1948 г.
5. Младзеевский А. В. «Молекулярная физика», 1941 г.
6. Павлов В. И. «Механика и Молекулярная физика», 1955 г.
7. Зисман Г. А. и Тодес О. М. «Курс общей физики», том I, 1958 г.
8. Кашин Н. В. «Курс физики», том I, 1963 г.
9. Кикоин И. К. и Кикоин А. К. «Молекулярная физика», 1963 г.
10. Яворский Б. М. «Курс физики», том I, 1960 г.
11. Телеснин Р. В. «Молекулярная физика», 1965 г.
12. Епифанов Г. И. «Физика твердого тела», 1965 г.
13. Савельев И. В. «Курс общей физики», том I, 1966 г.
14. Чертов А. Г. «Международная система единиц измерений», 1967 г.

КИРГИЗСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

АЙТЫГУЛ ИМАНКУЛОВ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

(на киргизском языке)

Редактор Х. З. Нигматуллин  
Худ. редактор А. И. Мисюров  
Тех. редактор Э. К. Гаврина  
Корректор Г. Айталиева

Терүүгө 29/1 1968-ж. берилди. Басууга 14/VIII 1968-ж.  
кол коюлду. Кагаздын форматы  $84 \times 108 \frac{1}{32}$ . 5,13 басма  
табак 4,69 учёттук басма табак. Д-05899. Заказ № 344.  
Гиражы 2000. Баасы 23 т.

Киргизполиграфкомбинат Главполиграфиздата Мин-ва  
культуры Кирг. ССР. г. Фрунзе, Жигулевская, 102.

*Пусть всегда  
Пусть всегда*



621

23 T.

4

1

1

1

1

1