

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱ ԵՎ ՋԵՐՄԱՂԻՆԱՄԻԿԱ

ԹԵՐՄՈՂԻՆԱՄԻԿԱ.....	1
1.Շատ մասնիկների համակարգի նկարագրության առանձնահատկությունը:	2
2.Նյութի մասնիկային, հատիկային կառուցվածքի հիմնավորումը	2
3.Սակրոսկոպիկ բնութագրիչները:	3
4.Պրոցես: Ոչ դարձելի և դարձելի պրոցես: Վիճակի հավասարում:.....	5
5.Իդեալական գազ, նրա վիճակի հավասարումը: Իզոպրոցեսներ և նրանց գրաֆիկները(ինքնուրույն):.....	6
6.Միջին արագություն: Միջին քառակուսային արագություն և էներգիա:.....	6
7.Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումը:	8
8.Վիճակի հավասարման կարևոր հետևանքները	9
9.Վան դեր Վալսի հավասարումը:	10
10.Ներքին էներգիա: Միատոմ մոլեկուլի միջին էներգիան:	10
11.Իդեալական գազի ներքին էներգիան	12
12.Ադիաբատ պրոցես	13
13.Ադիաբատ պրոցեսի աշխատանքը	14
14.Ջերմունակություն	15
15.Իդեալական գազի ջերմունակությունը.....	16
16.Ջերմային շարժիչ	16
17.Էնտրոպիա.....	18
18.Էնտրոպիան և վիճակի հավասարումը.....	19
19.Էնտրոպիայի միկրոսկոպիկ սահմանումը և երրորդ սկզբունք	20
20.Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունք.....	21
21.Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի հետևանքները	21
22.Բարոմետրական բանաձևը	22
23.Բոլցմանի բաշխումը	24
24.Մաքսվելի բաշխումը.....	25

1. Շատ մասնիկների համակարգի նկարագրության առանձնահատկությունը:

Մի մասնիկի դիրքը որոշելու համար, ըստ մեխանիկայի հիմնական խնդրի, պետք է լուծել երեք հավասարումների համակարգ՝

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}, \text{ կամ } \begin{cases} x(t) = x_{0x} + v_{0x} t + \frac{1}{2} a_x t^2 \\ y(t) = y_{0y} + v_{0y} t + \frac{1}{2} a_y t^2 \\ z(t) = z_{0z} + v_{0z} t + \frac{1}{2} a_z t^2 \end{cases}$$

Եկու մասնիկի դեպքում, եթե մասնիկները չեն փոխազդում, հավասարումների թիվը կրկնապատկվում է: Իսկ փոխազդելու դեպքում՝ պետք է հաշվի առնել նաև դրանք արտահայտող կապերը, այսինքն, լրացուցիչ նոր հավասարումներ են առաջանում: Մի խոսքով, մասնիկների թվի աճին զուգնթաց հավասարումների թիվը կտրուկ աճում է և խնդիրը դառնում է անլուծելի:

Օրինակ, մեկ մոլ գազը պարունակում է $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ մոլեկուլ: Ուրեմն, ընդամենը մեկ մոլ գազի վարքը գուշակելու համար ստիպված պետք է լուծել նվազագույնը $2 \cdot 10^{24}$ հավասարում: Ժամանակակից միջոցներով այդ խնդրի լուծումն ավելի շատ ժամանակ կպահանջի քան Երկրի տարիքն է:

Եթե, այնուամենայնիվ, ինչ որ հրաշքով այդ խնդիրը լուծվի, լուծումն անհմաստ կլինի, քանի որ շատ մասնիկների համակարգը իր նախկին վիճակը «մոռանալու» հատկություն ունի:

2. Նյութի մասնիկային, հատիկային կառուցվածքի հիմնավորումը

1. Նյութերի փոխադարձ ներթափանցման երևույթով՝ դիֆուզիայով (ինքնուրույն):

2. Բրոունյան շարժումով (ինքնուրույն):

Նյութի մասնիկների թիվը և չափերը գնահատվում են մի քանի պարզ փորձերով, օրինակ՝ իոնային պրոյեկտորով, բարակ թաղանթով և այլն (համառոտ մեկնաբանել):

Ըստ փորձի՝ մասնիկի չափը 10^{-8} մ-ի, իսկ թիվը՝ $N \sim 10^{24}$ կարգի է: Սա աներևակելի մեծ թիվ է, հետևաբար, եթե փորձի արդյունքն իրականից տարբերվում $1 \div 2$ կարգով՝ մեկնաբանությունը դրանից չի փոխվում: Ընդհանրապես որևէ N թիվ համարվում է մեծ, եթե $\ln N \gg 1$:

Չափազանց փոքր՝ 10^{-8} մ չափի մասնիկի դիտարկումը անմատչելի է մեր զգայարաններին: Դրանք կոչվում են **միկրոսկոպիկ** մարմիններ կամ համակարգեր և նկարագրվում են միկրոսկոպիկ բնութագրիչներով:

Մեծ թվով միկրոսկոպիկ մասնիկներից կազմված մարմինը և նրա բնութագրիչները կոչվում են **մակրոսկոպիկ**:

Մակրոսկոպիկ մարմինների շարժումը կարգավորված է: Այն ենթարկվում է մեխանիկայից հայտնի դինամիկայի օրենքներին, չնայած հաճախ նրանց հատկությունները միայն մեխանիկայի օրենքներով անբացատրելի են:

Մեծ թվով միկրոսկոպիկ մարմինների շարժումը չկարգավորված է, որը որակապես տարբերվում է դրանցից կազմված մակրոսկոպիկ մարմնի շարժումից: Չկարգավորված շարժումը քառասային, պատահական բնույթ ունի, այսինքն՝ միմյանց հետևող պատահարների հաջորդականություն է որի հնարավոր տարբերակներն անթիվ, անսահման են: Այդ պատճառով հնարավոր չէ մանրամասն հետևել այդ երևույթներին:

Սրանք կոչվում են **վիճակագրական երևույթներ**:

Մակրոսկոպիկ մարմնի միկրոմասնիկների չկարգավորված շարժումը կոչվում է ջերմային քառասային շարժում:

Մակրոսկոպիկ մարմնի ներքին վիճակը որոշվում է ջերմային շարժումով:

Ջերմային շարժման հիմնական հատկությունը մակրոսկոպիկ մարմնի նյութի սկզբնական վիճակը անճանաչելի փոփոխելն է (օրինակ):

Եթե մակրոսկոպիկ մարմինը գտնվի ժամանակի ընթացքում անփոփոխ պայմանում, ապա ջերմային շարժման հետևանքով, անկախ մարմնի սկզբնական ներքին վիճակից, կհաստատվի նոր վիճակ: Այդ նոր վիճակը ժամանակից անկախ է և կոչվում է **ստացիոնար**: Ստացիոնար վիճակը չի բացառում մասնիկների, իմպուլսի, էներգիայի և այլ փոխանակումներ (օրինակ):

Իսկ, եթե բացառվում է նաև ցանկացած փոխանակություն, ապա այդ մարմինը կոչվում է **մեկուսի թերմոդինամիկական համակարգ**: Այստեղ, նույնպես, գործում է նախնական վիճակը «մոռանալու» սկզբունքը: Նոր վիճակը կոչվում է **ջերմային կամ թերմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակ**:

Ջերմային հավասարակշռության վիճակը մեկուսի համակարգի ստացիոնար վիճակն է:

Ջերմային հավասարակշռությանն անցնելու երևույթը կոչվում է **ռելաքսացիա**, իսկ դրա համար անհրաժեշտ ժամանակը կոչվում է **ռելաքսացիայի ժամանակ** (օրինակ):

3.Մակրոսկոպիկ բնութագրիչները:

Թերմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակը կախված չէ համակարգի առանձին մասնիկի շարժման բնույթից և որոշվում է ամբողջ կոլեկտիվի վարքով: Դա նկարագրվում է ժամանակից անկախ մի քանի՝ մեծություններով, որոնք կոչվում են **մակրոբնութագրիչներ**:

Քանի որ համակարգում մասնիկների թիվը խիստ մեծ է, ապա **մակրոբնութագրիչները** ամբողջությունը նկարագրող միջինացված ֆիզիկական մեծություններ են:

Որևէ ընդհատ փոխվող ֆիզիկական մեծության միջին արժեքը որոշվում է նրա բոլոր հնարավոր արժեքների միջին թվաբանականով՝

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_N}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i;$$

Սակայն, քառասային շարժման բնութագրիչները ինչ որ միջակայքում կարող են ընդունել կամայական արժեքներ, այսինքն փոխվում են անընդհատ: Ընդ որում՝ այդ արժեքները պատահական են և հանդիպում են որոշ հավանականությամբ: Նշանակենք x ֆիզիկական մեծության արժեքի $[x, x + dx]$ միջակայքում գտնվելու հավանականությունը $W(x)$ -ով: Նրա միջին արժեքը որոշվում է՝

$$\bar{x} = \int x dW(x),$$

որտեղ ($0 < W(x) < 1$), իսկ ինտեգրումը կատարվում x -ի հնարավոր արժեքների ամբողջ տիրույթում: Հասկանալի է, որ x -ը կարող է լինել կոորդինատը, արագությունը, իմպուլսը, էներգիան և այլն:

Թվարկենք կարևոր մակրոպարամետրերը.

1. Նյութի մասնիկների խտությունը և ծավալը`

$$n = \frac{N}{V}, \quad [m^{-3}],$$

որտեղ V -ն համակարգի ծավալն է, իսկ N -ը` մասնիկների թիվը:

Նյութի խտություն`

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad [g \cdot m^{-3}]$$

Եթե մարմինը համասեռ է, ապա մասնիկները միատեսակ են, հետևաբար`

$$\rho = nm_0,$$

որտեղ m_0 -ն մի մասնիկի զանգվածն է: Հավասարակշռության վիճակում խտությունը հաստատուն է:

2. **Ճնշումը** սկայյար մեծություն է, որը բնութագրում է հեղուկում կան գազում գործող ուժերը: Պինդ մարմնում այն կոչվում է առածգական **մեխանիկական լարում**:

Ճնշումը հեղուկում կան գազում ընկղմված միավոր մակերեսի վրա ազդող միջին ուժի բացարձակ արժեքն է`

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta S}, \quad [N \cdot m^{-2} = \text{Պասկալ}]$$

Ջերմային հավասարակշռության վիճակում ճնշման ուժը համեմատական է հեղուկին կան գազին հավող մակերևույթի մակերեսի տարրին և ուղղված է նրա նորմալով`

$$d\vec{F} = Pd\vec{S} = PdS\vec{n}, \quad (\vec{n} - \vec{p} \text{ } dS - \text{ին ուղղահայաց տարված միավորվեկտորն է}):$$

Հավասարակշռության վիճակում ճնշումն ամենուրեք նույնն է:

3. **Ջերմաստիճանը** բնութագրում է մարմնի միկրոմասնիկների ջերմային շարժումը: Դասական ֆիզիկայում ջերմաստիճանը համեմատական է մի մասնիկի համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիային`

$$\frac{3}{2}kT = \overline{\frac{m_0v^2}{2}},$$

որտեղ T -ն կոչվում է բացարձակ ջերմաստիճան, m_0 -ն մասնիկի զանգվածն է, k -ն Բոլցմանի հաստատունն է: ՄիավորներիSI համակարգում Բոլցմանի հաստատունը որոշվում է`

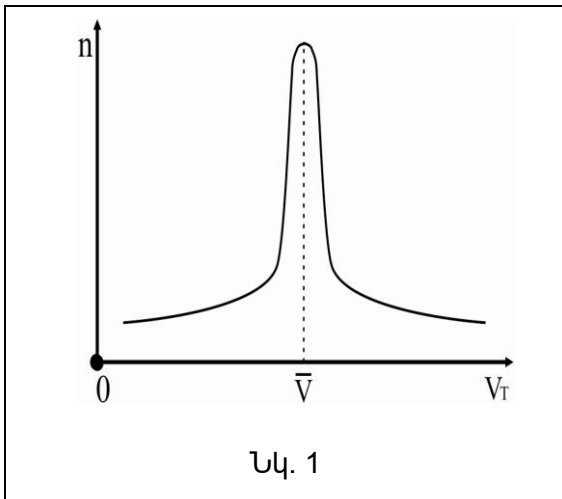
$$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{Ջոուլ} \cdot \text{°K}^{-1}:$$

Ջերմաստիճանի սահմանումից հետևում է`

$$\overline{v^2} = \frac{3kT}{m_0}, \quad \text{կամ} \quad v_T = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{3kT/m_0},$$

որտեղ v_T -ն մասնիկի (ատոմի, մոլեկուլի և այլն) ջերմային շարժման միջին արագությունն է: Ինչպես տեսնում ենք, հաստատուն ջերմաստիճանում մեծ m_0 -ին համապատասխան է փոքր v_T արագություն: Օրինակ՝ նորմալ պայմանում ջրածնի մոլեկուլի միջին արագությունը մոտ 2000 մետր/վրկ է, իսկ թթվածնինը՝ ընդամենը 470 մետր/վրկ: Սակայն, ջերմային արագության վիճակագրական բնույթի հետևանքով, մակրոհամակարգում կլինեն նաև միջինից խիստ փոքր և խիստ մեծ արագությամբ մոլեկուլներ (նկ. 1): Օրինակ՝ ջրածնի որոշ մոլեկուլների արագությունը կարող է համաչափելի լինել առաջին տիեզերական արագությանը, այսինքն, նրանք անվերադարձ կհեռանան Երկրից: Դրանով է բացատրվում մթնոլորտում ջրածնի բացակայությունը: Մինչդեռ, ավելի մեծ զանգվածով մոլեկուլների դեպքում այս երևույթը խիստ անհավանական է:

Հավասարակշռության վիճակում մակրոհամակարգի, նրա առանձին տեղամասերի և բաղադրիչների ջերմաստիճանը միատեսակ և հաստատուն է:



Այս պայմանը չկատարվելու դեպքում մասնիկների բախումների շնորհիվ ավելի արագ շարժվող մասնիկի կինետիկ էներգիան կփոխանցվի դանդաղ շարժվողին: Դրանից արագը՝ կդանդաղի, իսկ դանդաղը՝ կարագանա: Մի խոսքով՝ կփոխվի մասնիկի շարժման բնույթը:

Քննարկվող խնդրից կախված, բացի ծավալից խտությունից, ճնշումից և ջերմաստիճանից, համակարգը կարող է նկարագրվել նաև այլ մակրոբնութագրիչներով:

Բոլոր մակրոբնութագրիչները մարմնի ներքին վիճակը ներկայացնում են **Ֆլուկտուացիայի ճշտությամբ: Ֆլուկտուացիան ֆիզիկական մեծության**

պատահական շեղումն է իր միջին արժեքից:

Հավասարակշռության վիճակում ֆլուկտուացիան չափազանց փոքր է, օրինակ, նոսր գազում $n=10^{19}m^{-3}$, միջինից շեղումը $10^{-10}\%$ -ի կարգի է: Ավելի խիտ համակարգում այդ շեղումը նվազում է: Այլ կերպ նկ.1-ի կորը բավականաչափ նեղ և «հարթ» է: Ուրեմն, մակրոբնութագրիչները մեծ ճշտությամբ ներկայացնում են մարմնի ներքին վիճակը:

4. Պրոցես: Ոչ դարձելի և դարձելի պրոցես: Վիճակի հավասարում:

Մարմնի կամ թերմոդինամիկական համակարգի վիճակը հստակ արտահայտվում է մի քանի մակրոսկոպիկ բնութագրիչների կամ պարամետրերի որոշակի հավաքածուի միջոցով: Մեկուսի, հավասարակշիռ համակարգում նրանք հաստատուն են՝ վիճակը ստացիոնար է: Արտաքին կամ ներքին ազդակից օրինակ՝ քիմիական փոխազդեցությունից, վիճակը կարող է փոխվել:

Համակարգի մի վիճակից մյուսին անցնելու երևույթը կոչվում է **պրոցես**:

Բավականաչափ երկար ժամանակից հետո վերջնական վիճակը նույնպես կհասնի հավասարակշռության՝ բնութագրիչների նոր արժեքներով: Պրոցեսի արագությունից կախված, միջանկյալ վիճակները կարող են լինել հավասարակշռված կամ անհավասարակշիռ:

Եթե պրոցեսն ընթանում է այնպես, որ ամեն մի հաջորդ վիճակի բնութագրիչները նախորդից տարբերվում է են արհամարհելի չափով, ապա դրանք կոչվում են **միկրովիճակներ**:

Հավասարակշիռ միկրովիճակներով անցող պրոցեսը կոչվում է **հավասարակշիռ պրոցես**: Պրոցեսը կոչվում է **դարձելի**, եթե ուղիղ և հակառակ ուղղությամբ համակարգը հաջորդաբար անցնում է նույն հավասարակշիռ միկրովիճակներով:

Պրոցեսի ընթացքում պարամետրերից որևէ մեկի փոխվելու հետևանքով փոխվում են նաև մյուսները, այսինքն, նրանք ինչ որ օրենքով միմյանցից կախված են:

Այդ կախումն արտահայտող ֆունկցիան կոչվում է վիճակի հավասարում: Օրինակ, հավասարակշռության վիճակում հեղուկի կամ իդեալական գազի վիճակի հավասարումն անբացահայտ տեսքով, ներկայացվում է՝ $F(P, V, T) = 0$:

Նյութի ատոմական կառուցվածքի ուսմունքի հիման վրա այս հավասարման բացահայտումը չափազանց դժվար է: Առայժմ ճիշտ լուծվել է միայն **իդեալական գազի** վիճակի հավասարումը՝ սկզբում փորձով (իզոպրոցեսներ), այնուհետև՝ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության միջոցով:

5. Իդեալական գազ, նրա վիճակի հավասարումը: Իզոպրոցեսներ և նրանց գրաֆիկները (ինքնուրույն):

Իդեալական գազը իրական թերմոդինամիկական համակարգի պարզունակ մոդելն է: Գազի ծավալն անհամեմատ մեծ է նրա մասնիկների սեփական ծավալների գումարից: Ենթադրվում է, որ մասնիկները պինդ, առաձգական գնդիկներ են, այսինքն՝ ժամանակի ընթացքում չեն փոխվում (մոլեկուլների քայքայման կամ վերամիավորման, ատոմների իոնացման և այլ նման երևույթներ չեն նկատվում): Գազի մասնիկների ցակացած շարժման ժամանակը կարելի է տրոհել երկու մասի՝ ազատ վազքի՝ τ և փոխազդեցության՝ τ^* :

Իդեալական է կոչվում այն գազը, որի մասնիկները հիմնականում ազատ են շարժվում՝ $\tau \gg \tau^*$:

Նորմալ պայմանում, մթնոլորտում այս պայմանը կատարվում է 10^{-3} -ի ճշտությամբ՝ $\tau/\tau^* > 10^3$:

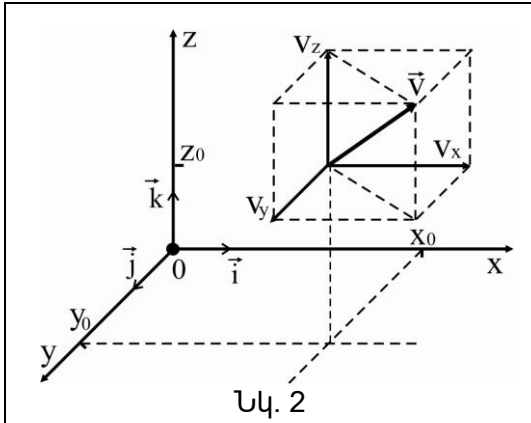
Չափազանց նոսր գազը նույնպես իդեալական չէ, որովհետև մասնիկի ազատ վազքի միջին երկարությունը բազմակի գերազանցում է անոթի չափերին, այսինքն մասնիկները միմյանց հետ ընդհանրապես չեն փոխազդում (օրինակ, Կնուդսենի գազը՝ $P < 10^{-3}$ Պասկալ, $n < 10^{17}$ մետր $^{-3}$):

Ուրեմն, գազն իդեալական է համարվում մակրոպարամետրերի արժեքների միայն որոշ միջակայքում: Երբեմն՝ այդ միջակայքը չափազանց նեղ է՝ իդեալական գազի մոդելը կիրառելի չէ: Օրինակ՝ որոշ օրգանական գազերի դեպքում, որոնց մոլեկուլները մեծ են և հաճախ են փոխազդում:

6. Միջին արագություն: Միջին քառակուսային արագություն և էներգիա:

Ենթադրենք գազի որևէ մոլեկուլ t_0 պահին XYZ հաշվարկման համակարգի նկատմամբ գտնվում է x_0, y_0, z_0 կետում (նկ. 2): Մոլեկուլի արագության \vec{v} վեկտորի ուղղությունը և մեծությունը փոխվում են ժամանակից կախված պատահական օրենքով, հետևաբար՝ փոխվում են նրա պրոյեկցիաները:

Վեկտորն իր պրոյեկցիաներով արտահայտվում է $\vec{v} = \vec{i}v_x + \vec{j}v_y + \vec{k}v_z$, կամ, ըստ Պյութագորասի թեորեմի՝



$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2,$$

որտեղ $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ -ն՝ ըստ առանցքների միավոր վեկտորներն են:

Մեծ N թվով մասնիկների արագությանն ըստ x -ի պրոյեկցիայի միջին թվաբանականը որոշվում է՝

$$\bar{v}_x = \frac{v_{x1} + v_{x2} + v_{x3} + \dots + v_{xN}}{N} = \frac{1}{N} \sum_N v_{xi};$$

Նույն կերպ որոշվում են \bar{v}_y -ը և \bar{v}_z -ը:

Սակայն, միջին արագության որոշման այս եղանակը կարող է թյուրիմացություն առաջացնել: Մակրո-

համակարգի մասնիկների ջերմային շարժման բոլոր ուղղությունները հավասար հավանական են՝ առացքով դեպի աջ շարժվող մոլեկուլների միջին թիվը և միջին արագությունը հավասար է դեպի ձախ շարժվողներին: Ուրեմն, միջինում գումարելիների կեսը բացասական է: Դրա հետևանքով միջին թվաբանականը իրականից նվազ կամ ուղղակի զրո կլինի: Սա կբացառվի, եթե միջին թվաբանականը հաշվարկվի արագության մոդուլների միջոցով: Սակայն, ավելի հարմար է ջերմային քառասային շարժումը նկարագրել միջին քառակուսային արագությունով՝

$$\bar{v}_x^2 = \frac{v_{x1}^2 + v_{x2}^2 + v_{x3}^2 + \dots + v_{xN}^2}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{xi}^2,$$

հետևաբար՝

$$\bar{v}^2 = \bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2;$$

Քանի որ բոլոր ուղղությունները հավասար հավանական են, ապա՝ $\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2$, որտեղից՝

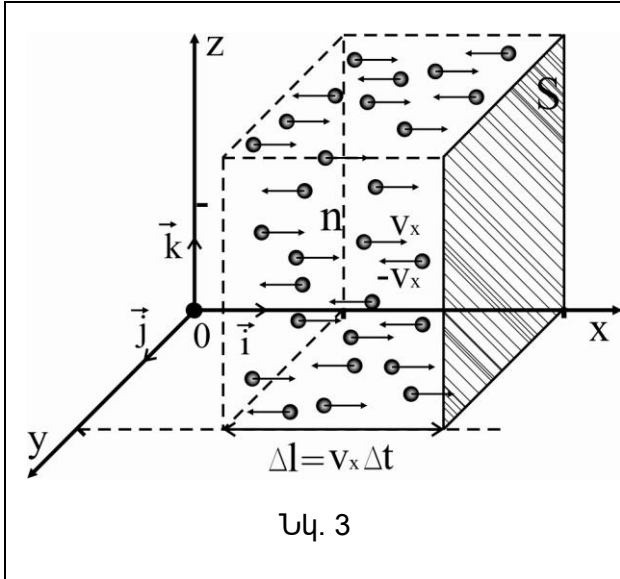
$$\bar{v}_x^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2, \quad \bar{v}_y^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2, \quad \bar{v}_z^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2;$$

Շարժման արագությունով որոշվում է տվյալ հաշվարկման համակարգի նկատմամբ մարմնի կինետիկ էներգիան: Ուրեմն, մակրոհամակարգի ամեն մի մասնիկ օժտված է **միջին կինետիկ էներգիայով**

$$\bar{E}_k = \frac{m_0 \bar{v}^2}{2} = \frac{\overline{m_0 v^2}}{2};$$

7. Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումը:

Այժմ, ըստ մոլեկուլային կինետիկ ուսմունքի, ստանանք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը: Դրա համար գազում, որի խտությունը n է, դիտարկենք այնպիսի փոքր մակերևույթով պատ, որը համարվի հարթ: Ընտրենք հաշվարկման համակարգ, որի Ox առանցքն ուղղված է մակերեսին ուղղահայաց (նկ. 3): Այդ դեպքում գազի մոլեկուլի պատին բախվելու արագությունը կլինի v_x : Ենթադրենք բախվելու հետևանքով մոլեկուլը և պատը չեն փոխվում, այսինքն բախումը բացարձակ առաձգական է: Բախումից առաջ մոլեկուլի իմպուլս $m_0\bar{v}_x$ է, իսկ բախումից հետո կլինի $-m_0\bar{v}_x$, քանի որ բախման ակյունը զրո է և հավասար է անդրադարձման անկյանը: Մի մասնիկի միջին իմպուլսի փոփոխությունը կլինի՝



Նկ. 3

$\Delta\bar{p}_x = (-m_0\bar{v}_x) - m_0\bar{v}_x = -2m_0\bar{v}_x$;
Ըստ իմպուլսի պահպանվելու օրենքի՝ պատը

կստանա Ox -ով ուղղված $2m_0\bar{v}_x$ իմպուլս:

Հաշվենք Δt ժամանակում պատին բախվող մոլեկուլների միջին թիվը: Հասկանալի է, որ պատին կարող են հասնել միայն այն մեկուլները, որոնք ավելի մոտ են քան $\Delta l = \bar{v}_x \Delta t$ հատվածը (նկ. 3): Այդ հատվածով և S -ով որոշվող ծավալում պարունակվում է

$$\Delta N = \Delta V n = \Delta l S n = \bar{v}_x \Delta t S n$$

մոլեկուլ, որի միայն կեսն է միջինում շարժվում դեպի պատը:

Եթե բախվող մոլեկուլների թիվը բազմապատկենք մի մոլեկուլի պատին հաղորդած իմպուլսով, կստանանք պատի իմպուլսի լրիվ փոփոխությունը՝

$$\Delta p = \frac{1}{2} \Delta N \Delta\bar{p}_x = m_0 \bar{v}_x^2 n S \Delta t = \frac{1}{3} m_0 \bar{v}^2 n S \Delta t;$$

Քանի որ մարմնի իմպուլսի փոփոխությունը հավասար է ուժի իմպուլսին՝ $\Delta p = F \Delta t$, ապա գազի կողմից պատի վրա ազդող ճնշման ուժը և ճնշումը որոշվում է՝

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{1}{3} m_0 \bar{v}^2 n S, \quad P = \frac{F}{S} = \frac{1}{3} m_0 \bar{v}^2 n;$$

Ըստ ջերմաստիճանի սահմանման՝

$$\frac{3}{2} kT = \frac{m_0 \bar{v}^2}{2},$$

որը տեղադրենք նախորդում, կստանանք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը՝

$$P = nkT$$

Այս հավասարումը հաճախ հանդիպում է այլ տեսքով: Երկու կողմն էլ բազմապատկենք V ծավալով, կստանանք՝

$$PV = VnkT = NkT$$

Տեղադրենք $v = N/N_A$, $m = m_0N$, $M = m_0N_A$, $R = kN_A$, կստանանք՝

$$PV = vRT, \text{ կամ } PV = \frac{m}{M}RT,$$

որը կոչվում է Կլապեյրոնի բանաձև: Այստեղ v -ն մոլերի թիվն է, m -ը գազի զանգվածն է, M -ը՝ մեկ մոլի զանգվածն է, իսկ R -ը՝ ունիվերսալ գազային հաստատունն է: Այս մեծությունները միավորների SI համակարգում չափվում են հետևյալ միավորներով՝

$$[m] = kg(\text{կգ}), [M] = kg/mol(\text{կգ մոլ}^{-1}), [R] = 8.31 J/^\circ K \text{ mol}(\text{Ջոուլ } ^\circ K^{-1} \text{մոլ}^{-1}):$$

Ըստ Կլապեյրոնի բանաձևի ունիվերսալ գազային հաստատունն այն աշխատանքն է, որ պետք է կատարել մեկ մոլ գազի ջերմաստիճանը $1^\circ K$ -ով փոխելու համար:

8. Վիճակի հավասարման կարևոր հետևանքները

1. Ավոգադրոյի օրենքը. միատեսակ պայմաններում հավասար ծավալներով տարբեր գազեր նույն թվով մոլեկուլ են պարունակում:

Իրոք, ըստ Կլապեյրոնի բանաձևի՝ $N = PV/kT$, այսինքն՝ N -ը կախված չէ գազի տեսակից: Օրինակ, նորմալ պայմանում ցանկացած գազի մեկ խորանարդ մետրում պարունակվում $2.7 \cdot 10^{25}$ մոլեկուլ, որը կոչվում է Լոշմիտի թիվ:

2. Դալտոնի օրենքը. հավասարակշռության վիճակում գազերի խառնուրդի ճնշումը բաղադրիչների ճնշումների գումարն է:

Բաղադրիչներից ամեն մեկը, համաձայն վիճակի հավասարմանը ստեղծում է իր ճնշումը, որը կոչվում է բաժնեմասային կամ «պարցիալ» ճնշում՝

$$P_1V = N_1kT, P_2V = N_2kT, P_3V = N_3kT, \dots;$$

Գումարենք այս հավասարումները՝

$$(P_1 + P_2 + P_3 + \dots)V = (N_1 + N_2 + N_3 + \dots)kT = NkT,$$

որտեղ $P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots$ -ն գազի ճնշումն է, իսկ N -ը՝ բոլոր մոլեկուլների թիվը:

3. Եթե պրոցեսի ընթացքում P, V, T պարամետրերից որևէ մեկ հաստատուն լինի, ապա կստացվեն երեք հայտնի իզոպրոցեսները:

9. Վան դեր Վալսի հավասարումը:

Գազի n խտության աճին զուգընթաց մասնիկների փոխազդեցությունը դառնում է նկատելի: Փոխազդեցությանը բնույթը կախված է մոլեկուլների հեռավորությունից: Մեծ հեռավորության վրա գերակշռում է ձգողական բնույթի ուժը, որը համարժեք է արտաքին ճնշման աճին: Փոքր հեռավորության վրա, երբ մոլեկուլները «դասական իմաստով» համարյա շոշափում են միմյանց, կտրուկ աճում է խտացմանը դիմադրող ուժը: Ծավալի հետագա կրճատումն անհնար է դառնում: Սրանց ճիշտ հաշվարկը չափազանց դժվար կամ ուղղակի անհնար է: Այդ պատճառով խիտ գազի վիճակի հավասարումը որոշ ֆիզիկական սկզբունքներով մոտարկվում է:

Դրանցից մեկը Վան դեր Վալսի հավասարումն է:

Իդեալական գազի վիճակի հավասարումից հետևում է, որ որոշ ջերմաստիճանում ճնշումը կձգտի անվերջության, եթե ծավալը ձգտի զրոյի: Այդ սահմանը գազի մասնիկների ծավալների գումարն է՝ bN :

Իդեալական գազի վիճակի հավասարման ծավալից հանենք այդ ծավալը՝

$$P = \frac{NkT}{V - bN},$$

որտեղ b -ն մեկ մոլեկուլի ծավալն է: Հենց որ ճնշումը նվազում է այս արժեքից, մոլեկուլների միջև ձգողական բնույթի ուժը դառնում է նկատելի:

Այդ ուժը համեմատական է մասնիկների խտությանը, իսկ խտությունն էլ, իր հերթին, ճնշմանը: Արդյունքում, ճնշման ուղղումը համեմատական է խտության քառակուսուն՝

$$\Delta P = an^2 = a \left(\frac{N}{V} \right)^2;$$

Այս ուղղման հետևանքով խիտ գազի վիճակի հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$P + \Delta P = \frac{NkT}{V - bN}, \quad \text{կամ} \quad P + a \left(\frac{N}{V} \right)^2 = \frac{NkT}{V - bN},$$

որտեղից՝

$$\left(P + a \frac{N^2}{V^2} \right) (V - bN) = NkT;$$

Այս օրենքին ենթարկվողը՝ կոչվում է Վան դեր Վալսյան գազ, իսկ վիճակի հավասարումը՝ **Վան դեր Վալսի հավասարում**: Համեմատականության a և b գործակիցները կախված են գազի տեսակից և որոշվում են փորձով: Դրանք կոչվում են Վան դեր Վալսի գործակիցներ:

10. Ներքին էներգիա: Միատոմ մոլեկուլի միջին էներգիան:

Մակրոսկոպիկ մարմնի կարևոր բնութագրիչներից մեկը **ներքին էներգիան** է: Ներքին էներգիան մարմնի բոլոր մասնիկների լրիվ էներգիայի գումարն է՝

$$E_{\text{in}} = \sum_i \frac{m_{0i} v_{0i}^2}{2} + \bar{U},$$

որտեղ m_{0i} -ն և v_{0i} -ն մարմնի i -րդ մասնիկի զանգվածը և արագությունն է, իսկ \bar{U} -ը՝ այդ մասնիկների միմյանց հետ և արտաքին դաշտի հետ փոխազդելու միջին էներգիան է: \bar{U} -ն չափազանց բարդ կախում ունի շատ մեծություններից, որի պատճառով բացահայտ չի գրվում:

Ներքին էներգիայի հատկությունները.

1. Ջերմային հավասարակշռության վիճակում մակրոսկոպիկ մարմնի մասնիկները շարժվում են այնպես, որ նրանց լրիվ էներգիան միշտ հավասար լինի ներքին էներգիային:

Սա հետևում է ջերմային հավասարակշռության սկզբունքից:

2. Ներքին էներգիան կախված է մակրոսկոպիկ պարամետրերից՝ վիճակի ֆունկցիա է:

Իդեալական գազի օրինակը ցույց է տալիս, որ արտաքին ուժային դաշտի բացակայության դեպքում, մակրոհամակարգի վիճակը միարժեք տրվում է երկու պարամետրով: Երրորդը որոշվում է վիճակի հավասարումից: Եթե, օրինակ, վիճակը տրվում է V , T -ով, ապա ներքին էներգիայի առաջին անդամը որոշվում է ջերմային շարժումով՝ T -ով: Իսկ երկրորդ անդամը՝ n -ով կամ V -ով, քանի որ պոտենցիալ էներգիան կախված է մասնիկների փոխադարձ դիրքից:

Ի տարբերություն գազերին և հեղուկներին, որոնք չեն դիմադրում ձևի փոփոխությանը, պինդ մարմնի ներքին էներգիան կախված է նաև մարմնի ձևից:

3. Ներքին էներգիան **տրոհելի** (ադիտիվ) է: Շատ մարմիններից բաղկացած մակրոհամակարգի ներքին էներգիան այդ մարմինների ներքին էներգիաների գումարն է՝

$$E_{\dot{u}} = \sum_i E_{i\dot{u}};$$

Հիմնավորենք այս պնդումը՝ $E_{\dot{u}} - \sum_i E_{i\dot{u}}$ տարբերությունը համեմատական է մարմինների միջև գործող փոխազդեցությանը, որն իր հերթին համեմատական է մարմնի մակերևույթի մասնիկների թվին:

Ենթադրենք i -րդ մարմնի մասնիկների թիվը N_i է, որը համեմատական է ծավալին՝ $N_i = n_i V_i$: Մարմնի ծավալը համեմատական է գծային չափի խորանարդին՝ $l_i^3 \sim V_i$, իսկ արտաքին մակերևույթը, գծային չափի քառակուսուն՝ $l_i^2 \sim S_i$: Հետևաբար, i -րդ մարմնի մակերևույթի վրա գտնվող մասնիկների թվի հարաբերությունը մարմնի բոլոր մասնիկների թվին կլինի՝

$$\frac{S_i}{V_i} \sim \frac{V_i^{\frac{2}{3}}}{V_i} = \frac{N_i^{\frac{2}{3}}}{N_i} = N_i^{-\frac{1}{3}} = \frac{1}{\sqrt[3]{N_i}};$$

Քանի որ N_i -ն մեծ թիվ է, ապա մակրոհամակարգի բաղադրիչ մարմինների միջև փոխազդեցության էներգիան նրա ներքին էներգիայի համեմատ արհամարելի է՝

$$\frac{E_{\dot{u}} - \sum_i E_i}{E_{\dot{u}}} \sim \frac{1}{\sqrt[3]{N_i}} \rightarrow 0;$$

11. Իդեալական գազի ներքին էներգիան

Իդեալական գազի ներքին էներգիան հաշվելու համար օգտվենք հավասարաբաշխման օրենքից:

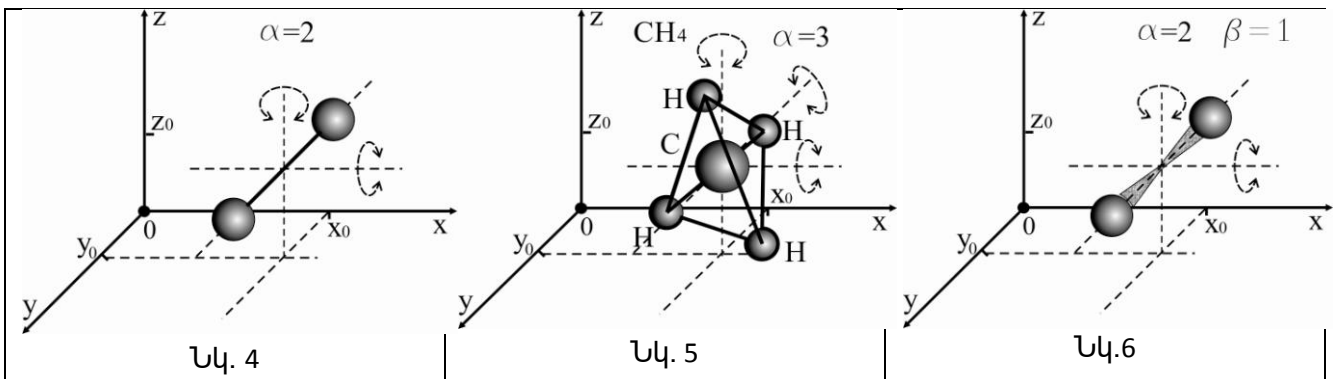
Ջերմային հավասարակշռության վիճակում յուրաքանչյուր դասական ազատության աստիճանին միջինում ընկնում է $kT/2$ էներգիա:

Դասական ազատության աստիճանը համապատասխան է դասական մեխանիկայի օրենքներով շարժման նկարագրությանը: Հավասարաբաշխման օրենքը վիճակագրական հիմնավորում ունի, որը ծրագրից դուրս է: Ավելի թույլ հիմնավորում կարող է լինել շարժումների անկախության սկզբունքը՝ $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$, այսինքն՝

$$\frac{m_0 \overline{v_x^2}}{2} = \frac{m_0 \overline{v_y^2}}{2} = \frac{m_0 \overline{v_z^2}}{2} = \frac{kT}{2};$$

Մինչև $T = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ ջերմաստիճանը ատոմար գազի մասնիկը կարելի է նյութական կետ համարել: Հետևաբար նրա ազատության աստիճանների i թիվը երեք է, իսկ մասնիկների թիվը N է: Ուրեմն՝

$$E_{\text{ն}} = N \frac{ikT}{2} = N \frac{3kT}{2};$$



Ցածր ջերմաստիճանում բազմատոմ գազի մասնիկի համընթաց շարժման ազատության աստիճանների i թվին ավելանում է պտտական շարժման ազատության աստիճանների α թիվը: Գծային մոլեկուլի դեպքում $\alpha = 2$, իսկ ծավալայինի դեպքում $\alpha = 3$ (Նկ. 4), այսինքն՝

$$E_{\text{պտ}} = N \frac{(i + \alpha)kT}{2};$$

Ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց ($T \sim 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$), բազմատոմ գազերի մեծ մասի մոլեկուլում գրգռվում են ներդաշնակ տատանումների ազատության աստիճանները: Ի տարբերություն համընթաց և պտտական ազատության աստիճանի, տատանողականի մեկ աստիճանին համապատասխան ներգիան kT է՝

$$E_{\text{տատ}} = \beta N k T,$$

որտեղ β -ն տատանողական շարժման ազատության աստիճանների թիվն է: Այստեղ էներգիան կրկնակի մեծ է, քանի որ տատանողական շարժման միջին կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաները հավասար են:

Եթե մոլեկուլի աստիճանների թիվը r է, ապա ընդհանուր ազատության աստիճանների թիվը $3r$ է, որից երեքը համընթաց շարժմանն է, իսկ α -ն պտտականն է: Ուրեմն β -ն կլինի՝ $\beta = 3r - 3 - \alpha$: Ընդունված է իդեալական գազի լրիվ ներքին էներգիան արտահայտել՝

$$E_{\text{int}} = \frac{NkT}{\gamma - 1},$$

12. Ադիաբատ պրոցես

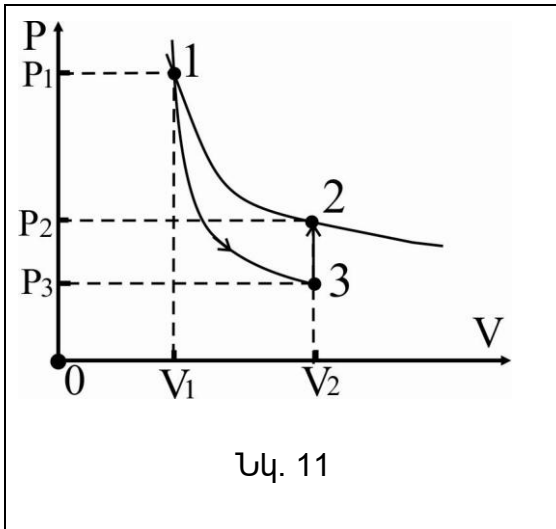
Ադիաբատ կոչվում է ջերմամեկուսի թերմոդինամիկական համակարգի պրոցեսը՝ $\delta Q = 0$:

Այդ դեպքում, ըստ առաջին սկզբունքի՝

$$dE_{\text{int}} = -\delta A,$$

այսինքն, մարմինն արտաքին ուժերի դեմ աշխատանք է կատարում իր ներքին էներգիայի նվազման հաշվին:

Եթե $\delta A > 0$, նշանակում է մարմինն ընդարձակվում է, հետևաբար ճնշումը նվազում է: Բացի դրանից, ճնշումը նվազում է նաև ջերմաստիճանի, այսինքն ներքին էներգիայի նվազման պատճառով: Այս երկու գործոնից ճնշումն ավելի արագ է փոխվում քան իզոթերմ պրոցեսում (նկ. 11):



Նկ. 11

Դիտարկենք իդեալական գազի երկու հավասարակշիռ պրոցես: Մեկում գազը իզոթերմով 1-ից անցնում է 2 վիճակին: Մյուսում գազը սկզբից ադիաբատով 1-ից անցնում է 3-ին, այնուհետև 3-ից՝ իզոխորով 2 վիճակին:

Քանի որ 3-2 անցումը աշխատանք չի կատարում, ապա 1-3-2 պրոցեսի աշխատանքը որոշվում է 1-3 ադիաբատ ընդարձակման տեղամասով: Այդ աշխատանքը հաշվելու համար պետք է պարզել $P(V)$ կախումը:

Ենթադրենք գազի մասնիկները պրոցեսի ընթացքում չեն փոփոխվում, այսինքն՝ γ -ն հաստատուն է:

Այդ դեպքում գազի ներքին էներգիայի փոփոխությունը կլինի՝

$$dE_{\text{int}} = d\left(\frac{NkT}{\gamma - 1}\right) = \frac{d(PV)}{\gamma - 1}, \text{ որտեղից՝}$$

$$dE_{\text{int}} = \frac{PdV + VdP}{\gamma - 1} = \frac{PdV + VdP}{\gamma - 1} + PdV - PdV = \frac{VdP + \gamma PdV}{\gamma - 1} - PdV;$$

Այս պրոցեսում $\delta A = PdV$, հետևաբար ներքին էներգիայի փոփոխությունը կամ ջերմության քանակը կլինի՝

$$\delta Q = \frac{VdP + \gamma PdV}{\gamma - 1};$$

Ադիաբատ պրոցեսը ջերմամեկուսացված է՝ $\delta Q = 0$, ուրեմն՝ $VdP + \gamma PdV = 0$: Բաժանենք ստացվածը PV -ի վրա, կստանանք՝

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0, \text{ կամ } d(\ln P + \gamma \ln V) = d[\ln(PV^\gamma)] = 0,$$

որի ինտեգրալը կլինի՝

$$\boxed{PV^\gamma = const};$$

Սա կոչվում է **Պուասոնի հավասարում**: Ընդհանուր տեսքով Պուասոնի հավասարումը գրվում է՝

$$P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma, \text{ կամ } P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma;$$

13. Ադիաբատ պրոցեսի աշխատանքը

Հաշվենք V_1 -ից մինչև V_2 ծավալը ադիաբատ ընդարձակման աշխատանքը: Ղրա համար P, V հարթության աշխատանքի բանաձևում տեղադրենք ադիաբատի $P(V)$ ֆունկցիան՝

$$\Delta A_{ադ} = \int_{V_1}^{V_2} P(V)dV = P_1 V_1^\gamma \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^\gamma},$$

որտեղից՝

$$\Delta A_{ադ} = \frac{P_1 V_1^\gamma}{\gamma - 1} (V_1^{1-\gamma} - V_2^{1-\gamma}) = \frac{P_1 V_1^\gamma}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{1-\gamma} \right];$$

Համեմատության համար հաշվեք նաև իզոթերմ պրոցեսի աշխատանքը: Ղրա համար $P(V)$ ֆունկցիայի բացահայտ տեսքը որոշենք իզոթերմի հավասարումից: Քանի որ,

$$P = \frac{NkT}{V}, \text{ ապա } PV = P_1 V_1, \text{ որտեղից՝ } P(V) = \frac{P_1 V_1}{V};$$

Ուրեմն, գազի ծավալի V_1 -ից մինչև V_2 իզոթերմ ընդարձակման աշխատանքը կլինի՝

$$\Delta A_{իզոթ} = \int_{V_1}^{V_2} PdV = P_1 V_1 \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = P_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1},$$

որտեղ V -ն ծավալի ընթացիկ արժեքն է:

14. Ջերմունակություն

Ջերմահաղորդման հետևանքով մարմնի ստացած ΔQ ջերմության քանակը մեծացնում է նրա ներքին էներգիան: Սակայն, ջերմաստիճանի աճը կախված է նաև մարմնի զանգվածից, նյութի տեսակից վիճակից և այլ բնութագրիչներից: Ջերմաստիճանի փոփոխության որոշ միջակայքում նրա ΔT աճը համեմատական է կլանված ΔQ ջերմության քանակին՝ $\Delta T \sim \Delta Q$, կամ՝

$$\Delta Q = C \Delta T, \text{ կամ } C = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T}, \text{ երբ } \Delta T \rightarrow 0,$$

որտեղ C համեմատականության գործակիցը կոչվում է **մարմնի ջերմունակություն**, որը մարմնի ամբողջական, միջինացված բնութագրիչն է:

Համասեռ մարմնի բնութագրիչը **տեսակարար ջերմունակությունն** է՝

$$c = \frac{1}{m} \frac{\Delta Q}{\Delta T}, \text{ կամ } c = \frac{C}{m},$$

որտեղ c -ն համասեռ մարմնի միավոր զանգվածի ջերմաստիճանը $1^\circ K$ -ով փոխելու ΔQ ջերմության քանակն է:

Մոլային ջերմունակությունը նյութի մեկ մոլի ջերմաստիճանը $1^\circ K$ -ով փոխելու ΔQ ջերմության քանակն է՝

$$c_\mu = \frac{1}{\nu} \frac{\Delta Q}{\Delta T};$$

Քանի որ ջերմության քանակը պրոցեսի ֆունկցիա է, ապա ջերմունակությունը կախված կլինի ջերմափոխանակության պայմաններից (օրինակ՝ պրոցեսի ընթացքում գազը աշխատանք կատարում է, թե ոչ): Այդ դեպքում ջերմունակությունը, ըստ այդ պայմանի, արտահայտում են մասնակի ածանցյալով: Սա հատկապես հարմար է մոլային ջերմունակության համար, երբեմն μ -ն չեն գրում:

Եթե պրոցեսի ընթացքում մարմնի ծավալը մնում է հաստատուն, այսինքն աշխատանք չի կատարվում, ապա սահմանվում է ըստ հաստատուն ծավալի ջերմունակությունը, որը որոշվում է ներքին էներգիայի միջոցով՝

$$C_V = \left(\frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T} \right)_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V;$$

Իսկ, եթե ճնշումն է հաստատուն, այսինքն՝ գազն ընդարձակվում և աշխատանք է կատարում, ապա ջերմունակությունը սահմանվում է ըստ f վիճակի ֆունկցիայի՝

$$C_P = \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial (E_{\text{int}} + PV)}{\partial T} \right)_P,$$

որտեղ $f = E_{\text{int}} + PV$ վիճակի ֆունկցիան կոչվում է **էնտալպիա**:

Ըստ թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի՝

$$\delta Q = dE_{\text{int}} + \delta A = dE_{\text{int}} + PdV = d(E_{\text{int}} + PV),$$

Էնտալպիան կարող է մեկնաբանվել որպես ջերմության աղբյուրի ջերմարար ունակությունը կամ ջերմային հզորությունը:

Ջերմունակության սահմանումից հետևում է, որ $C_p > C_v$, որովհետև իզոխոր պրոցեսում աշխատանք չի կատարվում:

15. Իդեալական գազի ջերմունակությունը

Ենթադրենք քննարկվող ջերմաստիճանների տիրույթում գազի մասնիկների վարքը չի փոխվում, այսինքն ազատության աստիճանների թիվը հաստատուն է՝ $\gamma = \text{const}$: Այդ դեպքում՝

$$E_{\text{int}} = \frac{NkT}{\gamma - 1},$$

որը տեղադրենք C_v -ի սահմանմեջ, կստանանք՝

$$C_v = \left(\frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial \left(\frac{NkT}{\gamma - 1} \right)}{\partial T} \right)_v = \frac{Nk}{\gamma - 1};$$

Նույն կերպ հաշվենք C_p -ն: Քանի որ $v = 1$ դեպքում՝

$$\begin{cases} f = E_{\text{int}} + PV \\ E_{\text{int}} = \frac{NkT}{\gamma - 1} \\ PV = NkT \end{cases},$$

ապա՝

$$C_p = \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial (E_{\text{int}} + PV)}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial \left(\frac{NkT}{\gamma - 1} + PV \right)}{\partial T} \right)_p = \frac{\gamma Nk}{\gamma - 1};$$

Համեմատենք C_p -ն և C_v -ն, կտեսնենք՝

$$C_p - C_v = Nk, \quad \frac{C_p}{C_v} = \gamma;$$

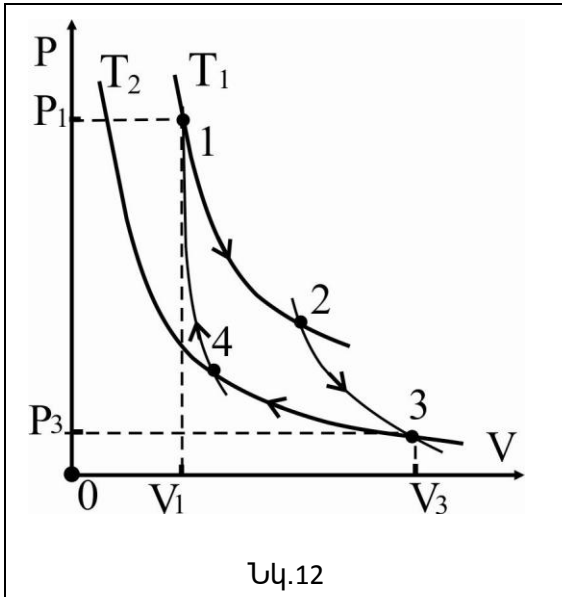
Վերջինս հնարավորություն է տալիս փորձով չափելով C_p -ն և C_v -ն, որոշել γ -ն:

16. Ջերմային շարժիչ

Համաձայն թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի՝ $\delta A = \delta Q - dE_{\text{int}}$, եթե պրոցեսն ընթանա այնպես, որ $\delta A > 0$, ապա ջերմության քանակի վերաբաշխման շնորհիվ հնարավոր է մե-

խանհկական աշխատանք ստանալ: Դրա համար, առաջին հերթին, անհրաժեշտ է որ մարմինն ստանա որոշ ջերմության քանակ $\delta Q > 0$: Էներգիայի այսպիսի վերաբաշխում հնարավոր է պարբերական կամ ցիկլային՝ շրջանային պրոցեսում: Այս սկզբունքով աշխատում են բոլոր ջերմային մեքենաները: Ջերմային մեքենաները երկու տեսակի են՝ **ուղիղ** և **հակադարձ**: Վերջինում $\delta A < 0$:

Շրջանային պրոցեսի իրագործման տարբերակները շատ են, սակայն դրանցից ամենակարևորը **Կարնոյի ցիկլն** է: Այն բաղկացած է երկու միմյանց հաջորդող հավասարակշիռ իզոթերմ և ադիաբատ տեղամասերից (նկ. 12):



Ուղիղ պրոցեսը սկսվում է 1 վիճակից: Գազը, որը կոչվում է նաև **բանող մարմին**, 1-2 տեղամասում T_1 իզոթերմով ընդարձակվում է մինչև 2 վիճակը: Այդ տեղամասում նա **ջեռուցիչից** ստանում է ΔQ_1 ջերմության քանակ:

Հավասարակշիռ պրոցեսում բանող մարմնի և ջեռուցիչի ջերմաստիճանը T_1 է:

Դրանից հետո գազի ընդարձակումը շարունակվում է 2-3 ադիաբատով մինչև 3 վիճակը: Այդ տեղամասում գազը մեկուսի է և արտաքին ուժի դեմ աշխատանք է կատարում իր ներքին էներգիայի հաշվին: Ներքին էներգիան, հետևաբար՝ նաև գազի ջերմաստիճանը նվազում են:

Դրանից հետո բանող մարմինը հավում է արտաքին T_2 ջերմաստիճանով մարմնին, որը

կոչվում է **սառնարան**:

Սառնարանը 3-4 իզոթերմ սեղմվելու ընթացքում բանող մարմնից կլանում է ΔQ_2 ջերմության քանակ: Այնուհետև գազը 4-1 ադիաբատով սեղմվում է մինչև սկզբնական 1 վիճակը:

Շրջանային պրոցեսի արդյունքում գազի ներքին էներգիան չի փոխվում: Թերմոդինամիկայի առաջին օրենքի համաձայն այդ պրոցեսում կատարված աշխատանքը կլինի՝ $\Delta A = \Delta Q_1 - \Delta Q_2$:

Ինչպես տեսնում ենք, ջեռուցիչից ստացված ΔQ_1 ջերմային էներգիայի միայն մի մասն է վերափոխվում աշխատանքի կամ մեխանիկական էներգիայի: Ջերմային մեքենայի կատարելությունը գնահատվում է օգտակար գործողության գործակցով (օ.գ.գ.)՝

$$\eta = \frac{\Delta A}{\Delta Q_1};$$

Ջերմային մեքենայի օ.գ.գ.-ն արտահայտենք շրջանային պրոցեսի մակրոթերմոթագրիչներով: Շրջանային պրոցեսի իզոթերմ տեղամասերում բանող մարմնի ներքին էներգիան փոխվում է ջերմահաղորդման հետևանքով: Այդ դեպքում՝

$$\Delta Q_1 = \frac{NkT_1}{\gamma - 1}, \quad \Delta Q_2 = \frac{NkT_2}{\gamma - 1};$$

Ուրեմն՝

$$\eta = \frac{\Delta A}{\Delta Q_1} = \frac{\Delta Q_1 - \Delta Q_2}{\Delta Q_1} = \frac{\frac{NkT_1}{\gamma-1} - \frac{NkT_2}{\gamma-1}}{\frac{NkT_1}{\gamma-1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ կամ } \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1};$$

Ստացվածից հետևում է, որ ջերմային մեքենայի օ.գ.գ.-ն աճում է T_1/T_2 հարաբերության աճին զուգընթաց: Սովորաբար սառնարանի դերը կատարում է շրջակա միջավայրը՝ նորմալ պայմանում $T_2 \sim 273^\circ K$, որը մարդը չի կարող փոխել: Օ.գ.գ.-ն մեծացնելու միակ միջոցը ջեռուցիչի կամ հնոցի T_1 -ը մեծացնելն է: Հնոցի ջերմաստիճանը սահմանափակվում է օգտագործվող նյութերի ջերմային կայունությամբ և հազվադեպ է գերազանցում $2000^\circ K$: Ուրեմն, ջերմային մեքենայի օ.գ.գ.-ն սկզբունքով չի կարող գերազանցել $\eta_{max} < 0,86$: Սա իդեալական մեքենայի, կամ զուտ ջերմային օ.գ.գ.-ն է:

Իրական մեքենայում առկա են անխուսափելի կորուստներ՝ վառելիքի թերայրման, ճառագայթման, մեխանիկական շփման, անկատար ադիաբատ պրոցեսի և այլ պատճառով: Օրինակ, բենզինային շարժիչի իրական օ.գ.գ.-ն 0,21 է, որը չորս անգամ պակաս է η_{max} -ից:

Հաճախ ջերմային մեքենան հակադարձ ցիկլով է աշխատում: Այդ դեպքում արտաքին ուժի ΔA աշխատանքով ցածր T_2 ջերմաստիճանում գտնվող սառնարանից որոշ ΔQ ջերմության քանակ է տեղափոխվում դեպի ավելի բարձր T_1 -ի տիրույթ: Երբեմն տեղափոխված ջերմության քանակն ավելի մեծ է քան դրա համար կատարված աշխատանքը՝ $\Delta A < \Delta Q$: Այդ սարքերը կոչվում են ջերմային պոմպ:

17. Էնտրոպիա

Ջերմային մեքենայի աշխատանքի քննարկումից հետևում է, որ մեկ լրիվ ցիկլից հետո բանող մարմինը վերադառնում է նախկին վիճակին: Այսինքն նրա սկզբնական և վերջնական մակրոպարամետրերը համընկնում են: Սակայն, ջեռուցիչից T_1 -ում ստանում է $+\Delta Q_1$, իսկ սառնարանին T_2 -ում տալիս է $-\Delta Q_2$ ջերմության քանակ: Կարելի է ցույց տալ, որ՝

$$\left| \frac{\Delta Q_1}{T_1} \right| = \left| \frac{\Delta Q_2}{T_2} \right|;$$

Այս հատկությունը հնարավորություն է տալիս սահմանել ևս մեկ թերմոդինամիկական պարամետր, որը ի տարբերություն ջերմության քանակին՝ վիճակի ֆունկցիա է:

Այդ պարամետրը սահմանվում է մակրոսկոպիկ հավասարակշիռ ջերմային պրոցեսի համար և կոչվում է **էնտրոպիա**՝

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \text{ կամ } \delta Q = TdS$$

որտեղ δQ -ն հաղորդված ջերմության փոքր քանակն է, իսկ dS -ը այդ պրոցեսի ընթացքում մարմնի էնտրոպիայի փոքր փոփոխությունը: Բացի սրանից կա նաև էնտրոպիայի միկրոսկոպիկ սահմանում: Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքն այս դեպքում գրվում է՝

$$dE_{\text{է}} = TdS - PdV;$$

Եթե մարմնի սկզբնական պարամետրերն են T_1, P_1, S_1 , ապա ցակացած հավասարակշիռ պրոցեսով նոր T_2, P_2, S_2 վիճակին անցնելու էնտրոպիան որոշվում է՝

$$S_2 = S_1 + \int_1^2 \frac{\delta Q}{T},$$

որտեղ ինտեգրումը կատարվում է՝ 1-2 վիճակները միացնող ցանկացած L կորով, իսկ δQ -ն՝ ընթացիկ ջերմաստիճանում ($T_1 < T < T_2$) հաղորդված ջերմության քանակի փոքր բաժինն է: Էնտրոպիան վիճակի ֆունկցիա է, այսինքն ինտեգրալը կախված չէ սկզբնական և վերջնական վիճակները միացնող կորից կամ պրոցեսից:

Էնտրոպիայի սահմանումից հետևում են հետևյալ հատկությունները.

1) **Էնտրոպիան տրոհելի է.**

Համակարգի լրիվ էնտրոպիան նրա ենթահամակարգերի էնտրոպիաների գումարն է: Իրոք, եթե

$$dE_{ii} = TdS_i - PdV_i, \text{ ապա}$$

$$dE_{ii} = TdS - PdV,$$

որտեղ $dE_{ii} = \sum_i dE_{ii}, V = \sum_i V_i$, ուրեմն՝

$$S = \sum_i S_i;$$

2) **Մեկուսի հավասարակշիռ պրոցեսի ընթացքում էնտրոպիան չի փոխվում:** Այդպիսի պրոցեսը կոչվում է իզոէնտրոպ: Օրինակ, ադիաբատը իզոէնտրոպ է:

3) **Հաստատուն ծավալում էնտրոպիան ներքին էներգիայի մոնոտոն աճող ֆունկցիա է:**

Իրոք, եթե $dV = 0$, ապա $PdV = 0$, ուրեմն $dE_{ii} = dQ = TdS$: Քանի որ ջերմաստիճանը միշտ դրական է, ապա dE_{ii} -ն և T -ն նույն նշանն ունեն: Հետևաբար՝

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dE_{ii}}{T} > 0;$$

4) **Էնտրոպիան որոշվում է կամայական հաստատունի ճշտությամբ:**

Այս պնդումը հիմնավորելու համար գրենք հավասարակշիռ պրոցեսում էնտրոպիայի փոփոխությունը՝

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = (S_2 \mp S_0) - (S_1 \mp S_0) = S_2 - S_1,$$

որտեղ S_0 -ն կամայական հաստատունն է: Մասնավորապես, կարելի է ընդունել $S_0 = 0$, եթե $T = 0$:

18. Էնտրոպիան և վիճակի հավասարումը

Նախորդ քննարկման արդյունքում պարզեցինք, որ թերմոդինամիկական համակարգի վիճակը տրվում է չորս վիճակի պարամետրով՝ P, V, T, S : Դրանցից միայն երկուսն են անկախ: Օրինակ, առաջին երեքը կապված են վիճակի հավասարումով՝ $F(P, V, T) = 0$: Սակայն, վիճակն

ամբողջական ներկայացնելու համար պետք է նաև γ հաստատունը, որովհետև ներքին էներգիան կախված է մասնիկի ազատության աստիճանների թվից:

Մարմնի մակրոսկոպական վիճակն ավելի հարմար է արտահայտել ծավալից և էնտրոպիայից կախված ներքին էներգիայով, քանի որ՝ $E_{\dot{u}} = E_{\dot{u}}(V, S)$ **ֆունկցիան լրիվ որոշում է մարմնի թերմոդինամիկական վիճակը:**

Համոզվելու համար հաշվենք այս ֆունկցիայի դիֆերենցիալը (ածանցենք որպես երկու փոփոխականի ֆունկցիա)

$$dE_{\dot{u}} = \left(\frac{\partial E_{\dot{u}}}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial E_{\dot{u}}}{\partial V}\right)_S dV;$$

Ստացվածը համեմատենք $dE_{\dot{u}} = TdS - PdV$ հավասարման հետ, կստանանք մյուս երկու պարամետրը՝

$$T = \left(\frac{\partial E_{\dot{u}}}{\partial S}\right)_V, \quad P = -\left(\frac{\partial E_{\dot{u}}}{\partial V}\right)_S,$$

ընդ որում, առաջին հավասարումը ջերմաստիճանի առավել ընդհանուր սահմանումն է:

Եթե առաջին հավասարումը լուծենք S -ի նկատմամբ՝ $S = S(P, V)$ և տեղադրենք երկրորդի մեջ, կստանանք վիճակի հավասարումը:

(Համապատասխան հաշվարկը, որը մեծածավալ լինելու պատճառով այստեղ չի ներկայացվում, տալիս է իդեալական գազի S -ի և T -ի հետևյալ արտահայտությունները՝

$$S = N \left\{ a + k \ln \left(\frac{T^{\gamma/\gamma-1}}{P} \right) \right\},$$

$$T = \left(\frac{\partial E_{\dot{u}}}{\partial S}\right)_V = \left(\frac{Nk}{V}\right)^{\gamma-1} \exp \left\{ \frac{\gamma-1}{k} \left(\frac{S}{N} - a \right) \right\},$$

որտեղ a –ն ջերմաստիճանից անկախ ինտեգրման հաստատունն է:)

19. Էնտրոպիան և վիճակի հավասարումը

Ըստ Բոլցմանի, ցակացած վիճակում հավասարակշիռ կամ անհավասարակշիռ, էնտրոպիան որոշվում է՝

$$S = k \ln \Omega(E_{\dot{u}}),$$

որտեղ k -ն Բոլցմանի հաստատունն է, իսկ Ω -ն կոչվում է **մակրոսկոպիկ վիճակի վիճակագրական կշիռ**: Այն ցույց է տալիս, թե տվյալ մակրոսկոպիկ վիճակն իրականացնելու համար քանի միկրոսկոպիկ վիճակ է անհրաժեշտ: Այլ խոսքով, Ω -ն մակրոսկոպիկ մարմնի մասնիկների բոլոր հնարավոր միկրովիճակների թիվն է: Հասկանալի է, որ այդ թիվը շատ ավելի մեծ է, քան Ավոգադրոյի թիվը, սակայն նրա լոգարիթմը չավոր արժեք ունի: Սահմանումից հետևում է, որ էնտրոպիան վիճակի ֆունկցիա է:

Հավասարակշիռ վիճակում էնտրոպիան ներքին էներգիայի մոնոտոն աճող ֆունկցիա է, ուրեմն ջերմաստիճանի նվազմանը զուգընթաց պետք է նվազի: Էնտրոպիան իր նվազագույն արժեքին կհասնի բացարձակ զրո ջերմաստիճանում: Ըստ դասական ֆիզիկայի այդ վիճակում

մյուսի մասնիկների ցանկացած շարժում պետք է դադարի և բոլոր մասնիկները պետք է հստակ տեղավորվեն որոշակի դիրքում՝ կազմելով բյուրեղային ցանց:

Այս պնդումը կոչվում է Նեյմանի թեորեմ կամ թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունք:

Իրականում բացարձակ զրո աստիճանում շարժումը լրիվ չի դադարում, սակայն էնտրոպիան որոշվում է հաստատունի ճշտությամբ: Ուրեմն հաստատունը կարելի է ընտրել այնպես, էնտրոպիայի նվազագույն արժեքը զրո լինի:

20. Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունք

Որպեսզի մարմնի միկրովիճակները հավասարակշռվեն՝ հավասարակշիռ կամ շրջելի պրոցեսը պետք է ընթանա չափազանց դանդաղ, սահմանում՝ անվերջ դանդաղ: Իրականում բոլոր ջերմային երևույթներն ընթանում են վերջավոր արագությամբ: Հետևաբար պրոցեսի շրջելիությունը մոտավոր է: Առհասարակ, ջերմային պրոցեսի բնույթից բխում է անշրջելիությունը: Հենց սրա մեջ է մեխանիկական և ջերմային երևույթների սկզբունքային տարբերությունը:

Անշրջելիությունը կարող է արտահայտվել տարբեր կերպ, օրինակ՝ անհնար է, որ կենդանու մահից հետո նրա մարմնի ատոմների և մոլեկուլների բաժանված մասնիկները ինքնաբերաբար՝ հակառակ հաջորդականությամբ հավաքվեն ու նորից վերակենդանանան:

Անշրջելիության մակրոսկոպական սկզբունքը վերջնական ձևակերպել է Կլաուզիուսը: Նա է ներմուծել էնտրոպիայի գաղափարը և ապացուցել, որ միայն էնտրոպիայի փոփոխությունից է կախված ցանկացած մակրոպրոցեսի շրջելիությունը:

Այդ ձևակերպումը կոչվում է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունք.

Բոլոր մեկուսի մակրոսկոպիկ համակարգերում, ցանկացած իրական պրոցեսի ընթացքում, էնտրոպիան աճում է՝ $\Delta S \geq 0$:

Ընդ որում, շրջելի պրոցեսում, շրջելի լինելու ճշտությամբ էնտրոպիան չի փոխվում՝ $\Delta S = 0$:

Անշրջելի պրոցեսում էնտրոպիան աճում է՝ $\Delta S > 0$:

Էնտրոպիայի աճի օրենքը վիճակագրական օրենք է, որն արտահայտում է բնության հիմնարար (ֆունդամենտալ) հատկությունը.

Բոլոր մակրոսկոպիկ պրոցեսները միակողմանի են՝ անշրջելի են: Մի վիճակից մյուսին անցումը հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե վերջնական վիճակն ավելի հավանական է, քան սկզբնականը:

Անշրջելի պրոցեսի արդյունքում փակ համակարգում հաստատվում է հավասարակշիռ վիճակ: Այդ վիճակում էնտրոպիան ընդունում է իր առավելագույն արժեքը և ցանկացած մակրոսկոպիկ պրոցես դառնում է անհնար:

Էնտրոպիան վիճակագրական կշռի աճող ֆունկցիա է: Փակ համակարգի անդարձելի պրոցեսի հետևանքով վիճակագրական կշիռը աճում է և հավասարակշռության վիճակում դառնում է առավելագույնը: Այդ պատճառով հավասարակշռության վիճակն ամենահավանականն է:

21. Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի հետևանքները

Էնտրոպիայի աճի օրենքն ունի երկու կարևոր հետևանք.

ա) Անհնար է այնպիսի ջերմային պրոցես, որի դեպքում ջերմությունը սառը մարմնից ինքնական անցնի ավելի տաք մարմնին:

Իրոք, ենթադրենք փակ համակարգը երկու մարմիններից է, որոնք առաձին առանձին ջերմային հավասարակշռության մեջ են: Նրանց T_1, T_2 ջերմաստիճանները տարբեր են, իսկ V_1, V_2 ծավալները հաստատուն են: Այդ համակարգի լրիվ էներգիան և էնտրոպիան նշանակենք՝ $E = E_1 + E_2$ և $S = S_1 + S_2$: Փակ համակարգում լրիվ էներգիան հաստատուն է՝ $E_1 + E_2 = const$, հետևաբար՝

$$dE = dE_1 + dE_2 = 0, \text{ կամ } dE_1 = -dE_2;$$

Քանի որ ջերմային հավասարակշռության մեջ գտնվող մարմնի էնտրոպիան որոշվում է իր ներքին էներգիայով, ապա ըստ էնտրոպիայի աճի օրենքի՝

$$dS = d(S_1 + S_2) = \left(\frac{\partial S}{\partial E_1}\right)_{V_1} dE_1 + \left(\frac{\partial S}{\partial E_2}\right)_{V_2} dE_2 > 0;$$

Սակայն՝ $T = \left(\frac{\partial E_h}{\partial S}\right)_V$ կամ $\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial E_h}\right)_V$, որը տեղադրենք նախորդում, կստանանք՝

$$\frac{1}{T_1} dE_1 + \frac{1}{T_2} dE_2 > 0, \text{ կամ } \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) dE_1 > 0,$$

որտեղ տեղադրվել է $dE_1 = -dE_2$: Ստացված անհավասարությունից հետևում է, եթե $T_1 < T_2$, ապա $dE_1 > 0$: Այսինքն, ջերմահաղորդման շնորհիվ ջերմությունը տաքից անցնում է սառը մարմնին: Պրոցեսն ընթանում է ջերմահաղորդականության շնորհիվ, քանի որ ծավալները հաստատուն են:

Այս հետևանքն ունի ևս մի ձևակերպում, որը կոչվում է **երկրորդ սեռի** հավերժական շարժիչի ժխտման սկզբունք:

Հնարավոր չէ աշխատանք ստանալ մի մարմնի ներքին է ներգիայի հաշվին, առանց այլ մարմինների փոփոխության:

բ). **Ջեռուցիչից միատեսակ ΔE_1 էներգիա ստանալու դեպքում առավելագույն աշխատանքը ստացվում է դարձելի պրոցեսից:**

Սա նշանակում է, որ դարձելի շրջանային պրոցեսի օ.գ.գ.-ն ամենամեծն է: Հիմնավորելու համար, ենթադրենք, որ ջեռուցիչի և սառնարանի ծավալները չեն փոխվում, նրանց ջերմունակությունները շատ մեծ են՝ $T_1, T_2 = const$, իսկ էնտրոպիան՝ ΔS_1 և ΔS_2 է: Ըստ էնտրոպիայի աճի օրենքի՝ $\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 \geq 0$, այսինքն՝

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = \frac{\Delta E_1}{T_1} + \frac{\Delta E_2}{T_2} \geq 0;$$

Տեղադրենք $\Delta A = \Delta E_1 - \Delta E_2$, կստանանք՝

$$\Delta A \leq (-\Delta E_1) \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right), \text{ կամ } \eta_{max} = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right);$$

22. Բարոմետրական բանաձևը

Մթնոլորտային ճնշումը գետնի մակերևույթի վրա մթնոլորտի կշռի ազդեցության հետևանքն է: Բարձրության աճին զուգընթաց նվազում է երկու պատճառով՝ նախ, որ պակասում է տվյալ h բարձրությունից վերև մթնոլորտի սյան բարձրությունը և երկրորդը՝ ճնշմանը համեմատական փոխվում է օդի խտությունը: Ի տարբերություն հեղուկներին օդը սեղմելի է, քանի որ նորմալ պայմանում այն մեծ ճշտությամբ կարելի է իղեպլական գազ համարել:

Մթնոլորտային ճնշման կախումը տեղանքի բարձրությունից պարզելու համար ենթադրենք, որ մթնոլորտը համասեռ և իզոթերմ է: Դիտարկենք ΔS հատույթով մթնոլորտի սյունը (նկ. 13):

Գետնից h բարձրության վրա ճնշումը նշանակենք P -ով: Եթե h -ը աճի dh -ով, ապա դիտարկվող հատույթից վերև օդի սյան բարձրություն կնվազի dh -ով, իսկ ճնշումը կփոխվի ($-dP$)-ով: Այդ տարբերությունը որոշվում է ΔS հիմքով և dh բարձրությամբ ծավալի օդի կշռով՝

$$-\Delta F = \Delta S dh \rho_h g_h, \quad \text{կամ} \quad -dP = \rho_h g_h dh,$$

որտեղ ρ_h -ը և g_h -ը՝ h բարձրության վրա օդի խտությունը և ծանրության ուժի արագացումն են: Եթե h -ը Երկրի շառավղից շատ փոքր է, ապա $g_h = g$:

Իդեալական գազի վիճակի հավասարումից՝
 $PV = NkT$, որոշենք ρ_h -ը՝

$$\rho_h = nm_0 = \frac{Pm_0}{kT} = \frac{PN_A m_0}{N_A kT} = \frac{PM}{RT},$$

որտեղ m_0 -ն օդի մոլեկուլի միջին զանգվածն է, իսկ M -ը՝ միջին մոլային թիվը: Տեղադրենք խտությունը, կստանանք՝

$$dP = -\rho_h g_h dh = -\frac{Pm_0 g}{kT} dh = -\frac{PMg}{RT} dh, \quad \text{կամ՝}$$

$$dP = -\frac{PMg}{RT} dh,$$

որն անջատվող փոփոխականով դիֆերենցիալ հավասարում է՝

$$\frac{dP}{P} = -\frac{Mg}{RT} dh;$$

Այս հավասարման ինտեգրալը կլինի՝

$$\int \frac{dP}{P} = -\int \frac{Mg}{RT} dh + \ln C,$$

կամ՝

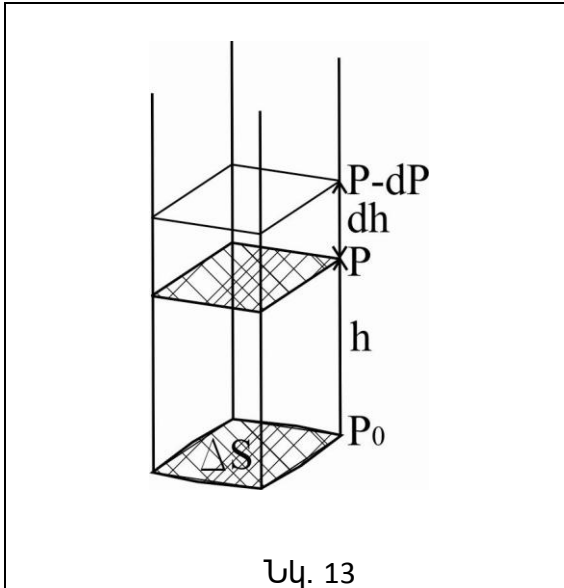
$$\ln P = -\frac{Mg}{RT} h + \ln C,$$

որտեղ $\ln C$ -ն սկզբնական պայմանից որոշվող ինտեգրման հաստատունն է: Եթե $h = 0$, ապա $P =$

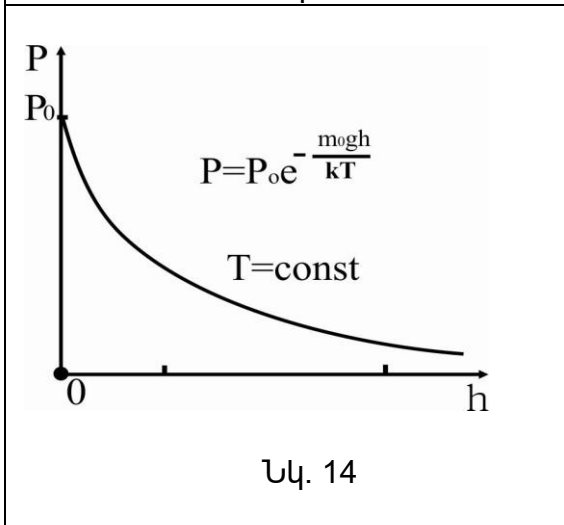
P_0 , որը տեղադրելուց և պոտենցիալից հետո կստանանք **բարոմետրական բանաձևը**՝

$$P = P_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad \text{կամ} \quad P = P_0 e^{-\frac{m_0 gh}{kT}};$$

Ինչպես տեսնում ենք, մթնոլորտային ճնշումը h բարձրությունից կախված նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով (նկ. 14): Որքան մեծ է օդի մոլեկուլի միջին զանգվածը ($m_0 gh$ պոտենցիալ էներգիան), այնքան արագ է նվազում ճնշումը: Եվ հակառակը՝ որքան բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան դանդաղ է փոխվում ճնշումը: Եթե մթնոլորտն իզոթերմ չէ, ապա



Նկ. 13



Նկ. 14

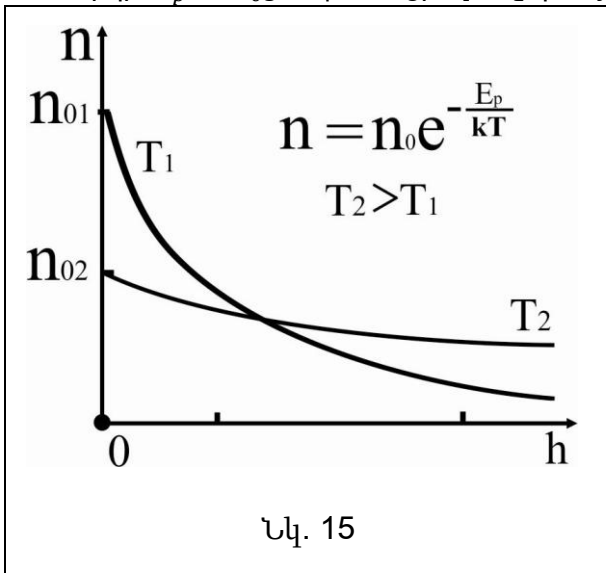
Ուսումնասիրել ինտեգրելը պետք է տեղադրել բարձրությունից ջերմաստիճանի կախումն արտահայտող $T = T(h)$ ֆունկցիան:

23. Բոլցմանի բաշխումը

Նորմալ պայմանում մթնոլորտը մեծ ճշտությամբ կարող է իդեալական գազ համարվել: Բարոմետրական բանաձևում տեղադրենք իդեալական գազի ճնշման՝ $P = nkT$ բանաձևը և kT -ով կրճատենք, կստանանք՝

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}},$$

որտեղ n_0 -ն գետնամերձ, իսկ n -ը՝ h բարձրության վրա օդի մասնիկների խտությունն է: Էքսպոնենտի ցուցիչը կախված է Երկրի ծգողական դաշտում h բարձրության վրա գտնվող օդի մասնիկի $E_p = m_0 g h$ պոտենցիալ, և ջերմային շարժման kT էներգիայից:



Ըստ ստացված բանաձևի՝ ջերմաստիճանի աճի հետևանքով օդի մասնիկները ձգտում են հավասարաչափ բաշխվել բոլոր բարձրությունների վրա, իսկ ընդհուպ մինչև $T = 0$ նվազելու դեպքում խտանում են գետնի մակերևույթին: Մյուս կողմից, պոտենցիալային փոխազդեցության ուժը, հակառակ ջերմային քաոսային շարժմանը՝ ձգտում է կարգ հաստատել, զսպել մասնիկներին: Այս երկու հակամետ երևույթների արդյունքում մթնոլորտում հաստատվում է մասնիկների որոշակի բաշխում՝ $n = n(h, T)$:

Պարզվում է, որ այս օրինաչափությունը հատուկ է ոչ միայն մթնոլորտին, այլ նաև ցանկացած պոտենցիալային դաշտում գտնվող ջերմային շարժում կատարող հավասարակշիռ

համակարգին: Ավելի ընդհանուր տեսքով Բոլցմանի բաշխման ֆունկցիան կարելի է գրել՝

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}};$$

Եթե համակարգի n_1 մասնիկի պոտենցիալ էներգիան E_{p1} է, իսկ n_2 -ինը՝ E_{p2} , ապա՝

$$\begin{cases} n_1 = n_0 e^{-\frac{E_{p1}}{kT}} \\ n_2 = n_0 e^{-\frac{E_{p2}}{kT}} \end{cases} \text{ որտեղից } \frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{E_{p1}-E_{p2}}{kT}} = e^{-\frac{\Delta E_p}{kT}},$$

այսինքն, մասնիկների թվի խտության հարաբերությունը որոշվում է նրանց էներգիաների տարբերությունով:

24. Մաքսվելի բաշխումը

Հավասարակշռության վիճակում համակարգի մասնիկների քառասային արագությունը մոտ է միջին ջերմային \bar{v}_T արագությանը: Հասկանալի է, որ միջինից էապես տարբեր արագությունները նույնպես հավանական են: Երբեմն պահանջվում է իմանալ մասնիկների բաշխումն ըստ արագության:

Մասնիկների ըստ արագության բաշխման ֆունկցիա կոչվում է՝

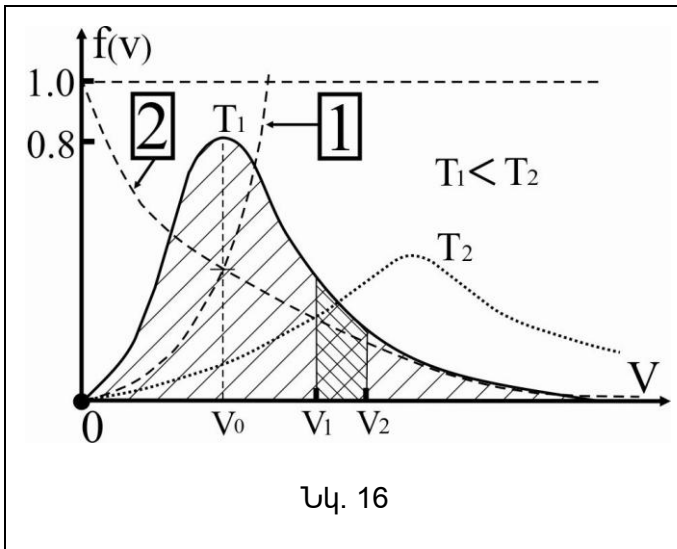
$$f(v) = \frac{dW(v)}{d\Gamma},$$

որտեղ $d\Gamma = dv_x dv_y dv_z$ -ը ըստ արագության ավերջ փոքր «ծավալն» է, իսկ $dW(v)$ -ն՝ այն պատահարի հավանականությունն է, որ մասնիկի արագությունը գտնվի այդ ծավալում, այսինքն՝ $[\vec{v} \leq \vec{v} \leq \vec{v} + d\vec{v}]$:

Հավանականությունը, որ մասնիկի արագությունը $[0, +\infty]$ միջակայքում մի ինչ որ արժեք կունենա, հավասար է մեկի: Դա բխում է մասնիկի գոյության փաստից: Ուրեմն՝

$$\int_0^{\infty} f(v) d\Gamma = 1,$$

որը կոչվում է **նորմավորման պայման**: Այս պայմանն ունի պարզ երկրաչափական մեկնաբանություն՝ $v, f(v)$ կորորդինատական հարթության վրա $f(v)$ կորով սահմանափակված մակերեսը հավասար է մեկի (նկ. 16-ի ընդգծված հատվածը):



Եթե մարմինը որպես ամբողջություն դադարի վիճակում է, ապա նրա մասնիկների շարժման բոլոր ուղղությունները հավասար հավանական են, հետևաբար՝ $f(v)$ -ն զույգ ֆունկցիա է՝ $f(v) = \varphi(v^2)$: Քանի որ կինտիկ էներգիան նույնպես կախված է v^2 -ից, ուրեմն $f(v)$ -ն պետք է կախված լինի կինետիկ և ջերմային շարժման էներգիայից՝

$$f(v) = \varphi(v^2) = Ae^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}},$$

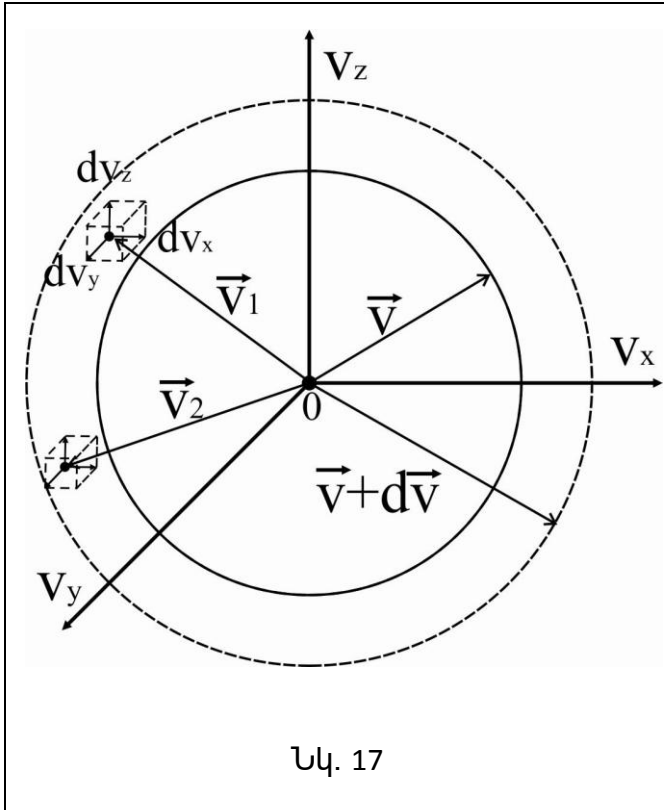
որտեղ A համեմատականության գործակիցը որոշվում է նորմավորման պայմանից՝

$$A = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2}$$

Ուրեմն, ըստ բաշխման ֆունկցիայի սահմանման, $(\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v})$ միջակայքում մասնիկի \vec{v} արագության գտնվելու հավանականությունը որոշվում է՝

$$dW(v) = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} d\Gamma,$$

որը կոչվում է **Մաքսվելի բաշխման ֆունկցիա**: Սրա ճշտությունը որոշվում է դասական մեխանիկայի օրենքների կիրառման շրջանակով:



Նկ. 17

Ըստ արագության մոդուլի Մաքսվելի բաշխման ֆունկցիան գտնելու համար ընտրենք v_x, v_y, v_z առանցքներով հաշվարկման համակարգ (նկ. 17): Դրա նկատմամբ մասնիկների արագությունները տրվում են $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3 \dots \vec{v}_N$ վեկտորներով: Դրանց փոքր փոփոխությունները ձևավորում են ըստ արագության «ծավալի տարրեր»՝

$$\begin{aligned} d\Gamma_1 &= dv_{x1} dv_{y1} dv_{z1}, \\ d\Gamma_2 &= dv_{x2} dv_{y2} dv_{z2}, \\ d\Gamma_3 &= dv_{x3} dv_{y3} dv_{z3}, \\ &\dots\dots\dots \\ d\Gamma_N &= dv_{xN} dv_{yN} dv_{zN}, \end{aligned}$$

որտեղ N -ը մասնիկների թիվն է: Ընտրենք v շառավղով և dv հաստությամբ գնդային շերտ:

Եթե մասնիկի արագության մոդուլը v -ի և $(v + dv)$ -ի միջև է, ապա նրանց $d\Gamma$ տարրերը ընկնում են գնդային շերտի ներսը: Մյուս կողմից, մասնիկների արագությունները

միմյանցից անկախ են և նույն մասնիկը չի կարող միաժամանակ մի քանի արագություն ունենալ: Բացի դրանից, dv -ն այնքան փոքր է, որ գնդային շերտի ներսում արագությունների բաշխման օրինաչափությունները նույնն են:

Այդ դեպքում, ըստ հավանականությունների գումարման կանոնի, $(v \leq v \leq v + dv)$ պայմանին բավարարող բոլոր մասնիկների $dW(v)$ հավանականությունը կորոշվի գնդային շերտի ծավալով՝ $dV = 4\pi v^2 dv$: Այլ խոսքով՝

$$d\Gamma = 4\pi v^2 dv = \sum_i d\Gamma_i,$$

ուրեմն՝

$$dW(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv;$$

Այս հավասարումը կոչվում է ըստ արագության մոդուլի Մաքսվելի բաշխման ֆունկցիա:

Համապատասխան $f(v)$ ֆունկցիան կլինի (նկ. 16)՝

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}},$$

որը բաղկացած է արագ աճող v^2 և ավելի արագ նվազող $e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$ արտադրյալներից (նկ. 16-ի 1, 2 կետագծերը): Սկզբում գերակշռում է ըստ v^2 -ու արտադրյալը, որի հետևանքով $f(v)$ կորը աճում

է մինչև առավելագույն արժեքը, այնուհետև էքսպոնենցիալ օրենքով ձգտում է զրոյի: Այդ առավելագույն արժեքին համապատասխանում է մասնիկի **ամենահավանական** արագությունը: Հաշվարկը ցույց է տալիս, որ $\bar{v}_{pwr} = 1.12v_{hավ}$: