

Тема 8: Преносни явления в газове

Преносните явления са необратими процеси, при които поради хаотичното топлинно движение на микрочастиците в термодинамичната система се осъществява пространствено пренасяне на *маса*, *импулс* или *количество топлина*. Съответните преносни явления са *дифузия*, *вътрешно триене* и *топлопроводност*.

Причината за преносните явления е наличието на пространствена нехомогенност на състава, на средната скорост на частиците или на температурата на системата. Пренасянето на дадена физична величина става винаги с посока, обратна на съответния градиент. По този начин системата се приближава към равновесното си състояние и следователно нейната ентропия се стреми към възможната максимална стойност. Това характерно за различните преносни процеси поведение може да се обясни с принципа на Льо Шателие–Браун, който се доказва въз основа на втория принцип на термодинамиката: *външното въздействие, което извежда една система от термодинамично равновесие, поражда в нея процеси, стремящи се да компенсират резултата от това въздействие*.

Елементарната теория на процесите на преносните явления в газове се основава на модела „еластични топки“ и на понятието дължина на свободния пробег.

1. Среден брой на ударите за единица време и среден свободен пробег на молекулите на газ

Според МКТ средната енергия на постъпателно движение на една молекула е $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT$. Така може да се направи числена оценка на средната скорост на молекулите на газ при дадена температура T по формулата:

$$\sqrt{u^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$$

При $T=300$ К (стайна температура) средната кинетична скорост на молекулите е ~ 500 m/s за азот и ~ 1900 m/s за водород. Тези големи стойности на пръв поглед противоречат на факта, че процесите в газовете протичат много бавно, напр. дифузията, изравняването на температурата чрез топлопроводност и изобщо установяването на равновесното състояние.

Малката скорост на дифузията и аналогичните ѝ явления Клаузиус обяснява с *ударите между молекулите*. При хаотичното топлинно движение всяка молекула изминава свободно само краткото разстояние между два последователно удара с другите молекули. Счита се, че ударите между молекулите са абсолютно еластични, като в момента на удара скоростта изменя рязко големината и направлението си. В резултат на това траекторията на молекулата представлява силно начупена линия, като резултатното ѝ придвижване в определена посока става сравнително бавно. Оказва се, че средният брой на ударите на една молекула за единица време, например за въздух при нормални условия е $\bar{z} \sim 10^9$ s⁻¹, а преместването ѝ за 1 s е най-много няколко милиметра. Реципрочната стойност на \bar{z} определя средното време между два последователни удара – $\bar{\tau} = \frac{1}{\bar{z}} \sim 10^{-9}$ s

За количествено описание на ударите между молекулите през 1858 г. Клаузиус въвежда величината *средна дължина на свободния пробег* $\bar{\lambda}$ – средното разстояние, което една молекула изминава между два последователни удара.

При пресмятането на $\bar{\lambda}$ се разглежда следният молекулно-кинетичен модел: молекулите представляват твърди сферични частици с радиус r , между които се осъществяват идеално еластични удари; между ударите молекулите се движат по инерция праволинейно и равномерно, т.е.

$$\bar{\lambda} = \bar{u}\bar{\tau} = \frac{\bar{u}}{\bar{z}},$$

където \bar{u} е средната скорост на хаотично топлинно движение.

За да определим $\bar{\lambda}$, трябва да намерим броя на ударите, които една молекула изпитва за единица време. Този брой се намира при две опростяващи предположения:

□ Разглеждаме молекулата, за която търсим броя на ударите за единица време, като движеща се сфера с двойно по-голям радиус $d = 2r$, а движението на останалите молекули не отчитаме и ги разглеждаме като материални точки; d е минималното разстояние, на което се доближават центровете на две молекули при удар и се нарича ефективен диаметър на молекулата.

□ При ударите се изменя само направлението на скоростта, но не и големината ѝ.

При тези предположения броят на ударите, които разглежданата молекула изпитва за единица време, е равен на броя на частиците в обема на начупения цилиндър с обща дължина \bar{u} и радиус d .

$$\bar{z} = \pi d^2 \bar{u} n,$$

където n е концентрацията на молекулите.

$$\bar{\lambda} = \frac{l}{\pi d^2 n}$$

Получената формула трябва да се коригира, като се отчете и движението на останалите молекули. Това означава, че в израза за \bar{z} трябва да участва относителната скорост на разглежданата молекула спрямо молекулите, с които тя се удря. Може да се покаже, че като се отчете разпределението на молекулите по скорости $u_{\text{отн.}} = \sqrt{2\bar{u}}$. Тогава

$$\bar{z} = \sqrt{2} \pi d^2 \bar{u} n \text{ и}$$

$$(8.1) \quad \bar{\lambda} = \frac{l}{\sqrt{2} \pi d^2 n}$$

1.1. Зависимост на средната дължина на свободния пробег от налягането. Разглеждаме затворен съд, т.е. $n = \text{const}$. От молекулно кинетичната теория е известно, че

$$p = nkT \rightarrow n = \frac{p}{kT}. \text{ Следователно:}$$

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi d^2 p},$$

$$\text{т.е. при } T = \text{const} \quad \bar{\lambda} \sim \frac{l}{p}.$$

С намаляване на налягането средната дължина на свободния пробег на молекулите нараства. При определена стойност на налягането тя става равна на размерите на съда, в който е затворен газ. Когато средната дължина на свободния пробег на молекулите стане равна или по-голяма от размерите на съда, ударите между молекулите на газа практически се преустановяват и целият път между стените на съда молекулата преминава праволинейно и равномерно. Естествено е, че газ, молекулите на който не се удрят по между си, се отличава по свойства от обикновените газове. В този случай говорим за вакуум. Средният свободен пробег на молекулите много по-добре характеризира вакуума, отколкото концентрацията n . Например за съд с размер 25 cm $\bar{\lambda}$ става съизмерима с размерите на съда при налягане $p \sim 10^{-4} \text{ Torr}$. Дадена молекула ще се отрази от стените на съда без да срещне друга молекула. Следователно съдът може да се счита добре вакуумиран, въпреки че $n \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, защото молекулите се движат свободно между стените му.

1.2. Зависимост на средната дължина на свободния пробег от температурата. Експериментите показват, че $\bar{\lambda}$ слабо нараства при повишаване на температурата по закона на Съзърланд:

$$\bar{\lambda}(T) = \bar{\lambda}_{\infty} \frac{T}{T + C},$$

където $\bar{\lambda}_{\infty}$ е стойността на средната дължина на свободния пробег при $T \rightarrow \infty$, а C е константата, на Съзърланд, характерна за всеки газ.

2. Дифузия в газове

Процесът на взаимно проникване на две вещества, които са в контакт, се нарича дифузия. Дифузията възниква в газообразна среда, ако тя е нехомогенна по състав, т.е. ако се състои от различни компоненти, концентрацията на които е различна в различните точки на средата. Тогава всяка от компонентите се премества в посока на намаляване на съответната концентрация. – възникват дифузионни потоци, които пренасят маса. Дифузионният поток се измерва количествено с количеството на компонентата, преминала за единица време през площ, перпендикулярна към посоката на дифузия, т.е. към посоката на намаляване на концентрацията. Дифузионният поток, отнесен към единица площ, перпендикулярна на посоката на дифузия, се нарича плътност на потока. Плътността на дифузионния поток може да се изрази в единици за маса (kg/s.m^2) или в брой молекули (mol/s.m^2).

Възникващият при концентрационна разлика дифузионен поток товежда до намаляване на разликата в концентрациите. Нееднородна газова смес, оставена без външни въздействия, става с течение на времето еднородна в резултат на дифузията.

Всеки процес, при който параметрите на системата се променят с течение на времето се изменят, се нарича нестационарен. *Дифузията, довеждаща до изравняване на концентрациите, т.е. до изменение на разликата в концентрациите и до самите концентрации на компонентите, се нарича нестационарна дифузия.* Можем да си представим и стационарна дифузия, когато искусствено се поддържа постоянна разлика в концентрациите на двете компоненти.

2.1. Основен закон на дифузията (закон на Фик). Опитът показва, че плътността на дифузионния поток е пропорционален на градиента на плътността. Ако плътността ρ се изменя по посока на оста x (а по другите направления остава постоянна), то градиента на концентрацията е

$$\text{grad}(\rho) = \frac{d\rho}{dx}$$

Основният закон на дифузията (закон на Фик) следователно гласи:

$$(8.2) \quad m = \frac{dM}{\Delta S dt} = -D \frac{d\rho}{dx},$$

където m е плътността на дифузионния поток. Знакът „-“ показва, че дифузионният поток е насочен по посока на намаляване на плътността. Коефициентът D се нарича *коефициент на дифузия*. Той е числено равен на плътността на дифузионния поток при градиент на концентрацията равен на 1. Измерва се в m^2 / s .

Аналогична зависимост може да бъде записана чрез градиента на концентрацията n :

$$(8.2a) \quad I = -D \frac{dn}{dx}$$

Коефициентът на дифузия зависи от свойствата на дифундиращото вещество и от свойствата на останалите компоненти на сместа. При ниско концентрации той не зависи от самата концентрация.

При стационарна дифузия градиентът на плътността остава постоянен. Остава постоянен и дифузионният поток. При нестационарна дифузия градиентът на плътността се изменя (намалява); съответно се изменя и дифузионният поток.

2.2. Нестационарна дифузия. Законът, по който се изменя във времето разликата в концентрацията е получен от Фик и носи наименованието **втори закон на Фик**. Той се извежда от първия закон на Фик и закона за запазване на веществото. Да разгледаме случай на изменение на концентрацията само в едно направление (например по направление на оста x) и нека за концентрацията е изпълнено условието $n_x > n_{x+dx}$. В съответствие с първия закон на Фик дифузионният поток $I_x > I_{x+dx}$. Следователно съгласно закона за запазване на веществото концентрацията в интервала от x до $x+dx$ трябва да нараства във времето.

Отделяме в еднородното изотропно пространство паралелепипед с обем $dx dy dz$. Количеството вещество, навлизащо в паралелепипеда, например през лявата страна $dy dz$ за единица време, е равно на $I_x dy dz$, а излизащото през дясната страна – $I_{x+dx} dy dz$. Съгласно закона за запазване на веществото разликата между потоците ще бъде равно на количеството вещество, акумулирано в паралелепипеда.

$$I_x dy dz - I_{x+dx} dy dz = \frac{\partial n}{\partial t} dx dy dz$$

$$I_x - I_{x+dx} = \frac{\partial n}{\partial t} dx$$

За малки интервали dx неизвестната функция I_{x+dx} можем да разложим в ред и да се ограничим с първите две събираеми:

$$I_{x+dx} = I_x + \frac{\partial I_x}{\partial x} dx$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} dx = -\frac{\partial I_x}{\partial x} dx$$

Замествайки I_x от равенство (8.2), получаваме:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

Така при постоянен коефициент на дифузия достигаме до втория закон на Фик:

$$(8.3) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

2.3. Стационарна дифузия. Молекулно-кинетичен модел на дифузия в газове. За да разкрием молекулно-кинетичния смисъл на коефициента на дифузия D , разглеждаме стационарна дифузия. Ще намерим масата, която се пренася за време Δt през площ ΔS , разположена перпендикулярно на дифузионния поток. За целта разглеждаме два еднакви обема от газа 1 и 2, които се намират вляво и вдясно от ΔS на разстояния, равни на средната дължина на свободния пробег на молекулите $\bar{\lambda}$. При това условие, молекулите, които излизат от тези обеми, достигат до ΔS , без да се удрят в други молекули. Концентрацията на газа в местата, където се намират обемите 1 и 2, е n_1 и n_2 съответно, като $n_1 > n_2$. Поради пълната хаотичност на топлинното движение може да се счита, че $1/3$ от молекулите ще се движат по направление на оста Ox , (вляво и вдясно), а половината от тях, т.е. $1/6$, ще се движат към площта ΔS . От тези молекули през площта ΔS ще преминават от ляво на дясно за време dt dN_1 на брой молекули

$$dN_1 = \frac{1}{6} n_1 \bar{u} \Delta S dt$$

Аналогично за време dt през ΔS ще преминат от дясно на ляво dN_2 на брой молекули

$$dN_2 = \frac{1}{6} n_2 \bar{u} \Delta S dt$$

Резултантният брой молекули, преминали през ΔS в положителната посока на оста Ox за време dt , ще бъде

$$dN = (dN_1 - dN_2) dt = \frac{1}{6} (n_1 - n_2) \bar{u} \Delta S dt,$$

а пренесената от тях маса

$$dM = \frac{1}{6} (\rho_1 - \rho_2) \bar{u} \Delta S dt.$$

Тук $\rho_1 = mn_1$, $\rho_2 = mn_2$, а m е масата на една молекула. Изменението на плътността на газа ($\rho_2 - \rho_1$) на разстояние $2\bar{\lambda}$ в положителната посока на оста Ox може да се изрази по следния начин:

$$\rho_2 - \rho_1 \approx \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) 2\bar{\lambda}$$

$$dM = -\frac{1}{3} \bar{u} \bar{\lambda} \left(\frac{d\rho}{dx} \right) \Delta S dt$$

Сравнението на този резултат с експериментално установения (10.2) показва, че коефициентът на дифузия има вида:

$$(8.4) \quad D = \frac{1}{3} \bar{u} \bar{\lambda}$$

Замествайки \bar{u} и $\bar{\lambda}$ с техните равни – $\sqrt{u^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$ и $\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2 n}}$, за

коефициента на дифузия получаваме:

$$D = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \frac{kT}{\sqrt{2\pi d^2 n}}$$

$$a) \quad D \sim \frac{1}{p}$$

Тази зависимост се потвърждава експериментално, защото при разреждени газове дифузията протича по-бързо.

б) При $n = \text{const} \rightarrow D \sim \sqrt{T}$. Експерименталните резултати потвърждават и тази зависимост. При $n \neq \text{const} \rightarrow D \sim T^{3/2}$

в) $D \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}}$. Колкото моларната маса е по-голяма, толкова дифузията става по-бавно.

2.4. **Термодифузия.** Дотук разгледаната дифузия възниква, когато в газа съществува градиент на концентрацията. Процесът на дифузия в този случай довежда до изчезване на градиента и превръщане на нееднородната газова смес в еднородна.

Наред с тази „концентрационна дифузия“ съществува и друг вид дифузия, наречена термодифузия, довеждаща до противоположния резултат – частично разделяне на еднородна газова смес и превръщането ѝ в нееднородна. При явлението термодифузия температурната разлика в еднородна газова смес довежда до възникване на разлика в концентрациите на компонентите по посока на намаляване на температурата.

Да разгледаме съд с плоски стени, запълнен с еднородна газова смес. Ако горната и долната стена се поддържат при температури T_1 и T_2 , при което $T_1 > T_2$, то чрез термодифузията на по-топлата повърхност се наблюдава излишък по-леки молекули, а на по-хладната – излишък на по-тежки молекули.

Възникващата разлика в концентрациите се стреми да се изравни в следствие на концентрационната дифузия, потокът на който е насочен противоположно на потока на термодифузията. В резултат на съвместното действие се установява равновесен градиент на концентрацията на компонентите.

Съществена роля при термодифузията имат силите на отблъскване между молекулите, които възникват при ударите им.

Нека концентрациите на двукомпонентна смес са n_1 и n_2 . Въвеждаме относителните концентрации

$$c = c_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \text{ и } c_2 = 1 - c = \frac{n_2}{n_1 + n_2}$$

Нека градиентът на температурата $\frac{dT}{dx}$ е насочен по направление на оста Ox .

Тогава може да се покаже, че

$$\frac{dc}{dx} = \frac{D_T}{D_{12}} \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{D_T}{D_{12}} \frac{d}{dx} \ln T,$$

където D_{12} е коефициентът на взаимна дифузия на компонентите, а D_T се нарича „**коефициент на термодифузията**“. За разлика от коефициента на дифузия, който практически не зависи от концентрацията, D_T е пропорционален на произведението от относителните концентрации на двете компоненти:

$$\frac{D_T}{D_{12}} = \alpha c(1 - c),$$

където α е константа на термодифузията. α зависи от свойствата на газова смес (от естеството на взаимодействието между молекулите) и отношението на молекулните маси на компонентите в газова смес. Тогава

$$\frac{dc}{dx} = \alpha c(1 - c) \frac{d}{dx} \ln T \Leftrightarrow \frac{dc}{c(1 - c)} = \alpha d \ln T$$

След интегриране получаваме:

$$\frac{c(I - c_0)}{c_0(I - c)} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha,$$

където c и c_0 са относителните концентрации съответно при температури T и T_0 .

Основните приложения на термодифузията са: обмяна на въздуха в почвата, разделяне на компонентите на газова смес, разделяне на изотопи.

3. Вътрешно триене. Вискозитет.

Когато различните слоеве на движещ се газ имат различни скорости, между тях възникват сили на вътрешно триене, допирателни към слоевете. По-бързо движещият се слой се стреми да ускори съседния му по-бавно движещ се слой, а по-бавно движещият се слой се стреми да забави по-бързия. Следователно чрез вътрешното триене (свойството вискозност) скоростите на движение на различните слоеве газ се изравняват. При обикновени условия силите на вътрешно триене в газовете са значително по-слаби, отколкото в течностите, но въпреки това могат да се наблюдават експериментално. Като пример ще разгледаме увеличаването на свободно окачен цилиндър А вследствие въртенето на друг цилиндър В, коаксиално разположен във вътрешността му (фиг. ???).

Големината на силата на вътрешно триене между два слоя с площ ΔS от ламинарен газов поток, които се намират на разстояние dz един от друг и се движат с макроскопична скорост \vec{v} и $\vec{v} + d\vec{v}$ съответно (фиг. ???) се дава от феноменологичния закон на Нютон:

$$(8.5) \quad F = -\eta \Delta S \left(\frac{dv}{dz} \right),$$

където $\frac{dv}{dz}$ е градиентът на скоростта по направление на оста Oz. Знакът „-“, означава, че силата е насочена в такава посока, че да забавя по-бързо движещия се слой.

Коефициентът на пропорционалност η се нарича **коэффициент на вътрешно триене (вискозитет) на газа**. Физическият смисъл на вискозитета се заключава в това, че той е числено равен на силата на триене, която действа между слоеве с площ единица, при градиент на скоростта 1 s^{-1} . Мерната единица за вискозитета в системата Si е **Pa·s**.

Използва се и мерната единица *poas* ($1 \text{ poas} = \frac{1 \text{ g}}{1 \text{ cm} \cdot 1 \text{ s}} = \frac{10^{-3} \text{ kg}}{10^{-2} \text{ m} \cdot 1 \text{ s}} = 0,1 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}} = 0,1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$) и *croas* (**1croas=0,01poas=0,001Pa·s**). Разделяйки почлено двете страни на уравнение (10.4) на ΔS , получаваме

$$\tau = \frac{F}{\Delta S} = -\eta \left(\frac{dv}{dz} \right)$$

Величината τ се нарича **тангенциално напрежение при хлъзгане**.

Изравняването на скоростите в резултат на вътрешното триене се дължи на пренасянето на импулс от по-бързо движещия се слой към по-бавно. От гледна точка на МКТ върху средната скорост \bar{u} на хаотичното топлинно движение на молекулите се наслаждава макроскопичната скорост \vec{v} , еднаква за всички молекули от даден слой, но различна за различните слоеве. Така всяка молекула притежава импулс $m\vec{v}$ (m е масата на молекулата), насочен в едно и също за всички молекули направление. Обикновено скоростта на течена на газа е значително по-малка от средната скорост на топлинно движение на молекулите. Поради хаотичното движение молекулите попадат от един слой в друг, като всяка от тях пренася макроскопичен импулс $m\vec{v}$.

Ще разгледаме преноса на импулс през площадката с площ ΔS , която се намира между два слоя 1 и 2, движещи се с различни скорости \vec{v}_1 и \vec{v}_2 (фиг. ???), като $v_1 > v_2$. Разстоянието между площадката ΔS и обема от всеки слой е равно на дължината на средния свободен пробег $\bar{\lambda}$. Да намерим силата, приложена върху по-бавния слой 1 вследствие преноса на импулс между двата слоя. Съгласно втоиря закон на динамиката

$$F = \frac{dP}{dt},$$

където $dP = dP_1 - dP_2$ е изменението на импулса на молекулите в обема от долния слой за време dt поради преноса в двете посоки. dP_2 е импулсът, пренесен през ΔS от слоя 2 към слоя 1, а dP_1 е импулсът, пренесен през ΔS в противоположна посока.

Тъй като концентрацията на молекулите в двата слоя е еднаква (и равна на n), броят на молекулите, обменени за време dt в двете посоки е еднакъв, равен на dN :

$$dN = \frac{1}{6} n \bar{u} \Delta S dt$$

Тогава:

$$dK_2 = mv_2 dN = \frac{1}{6} n \bar{u} mv_2 \Delta S dt$$

$$dK_1 = mv_1 dN = \frac{1}{6} n \bar{u} mv_1 \Delta S dt$$

$$dK = -\frac{1}{6} \rho \bar{u} (v_2 - v_1) \Delta S dt < 0,$$

където $\rho = nm$ е плътността на газа.

Изменението на големината на скоростта на разстояние $2\bar{\lambda}$ в положителната посока на оста Oz се изразява чрез градиента на скоростта

$$v_2 - v_1 \approx \left(\frac{dv}{dz} \right) 2\bar{\lambda}$$

Така силата, приложена върху по-бавния слой получаваме:

$$(8.6) \quad F = -\frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{\lambda} \left(\frac{dv}{dz} \right) \Delta S$$

Сравнението на (8.6) със закона на Нютон (8.5) показва, че коефициентът на вътрешно триене има вида:

$$(8.7) \quad \eta = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{\lambda}$$

От (8.3) и (8.6) следва връзката между коефициента на вътрешно триене η , плътността на газа ρ и коефициента на дифузия D :

$$(8.8) \quad \eta = \rho D$$

Тъй като при $T = \text{const}$ $\rho \sim p$ и $\lambda \sim \frac{1}{p}$, то η не трябва да зависи от налягането.

Експерименталните резултати потвърждават това заключение. Едва при много ниски налягания η започва да зависи от налягането. Посредством средната скорост η зависи от температурата ($\eta \sim \sqrt{T}$).

Експериментално определяне на коефициента на вътрешно триене.

Коефициентът на вътрешно триене може да се определи като се измери скоростта на течение на газ през тръба с известна геометрия като се използва законът на Поазьой:

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8\eta \ell},$$

където ℓ е дължината на тръбата, R – радиуса на тръбата, Δp – разликата на налягането в двата края на тръбата.

Следва да отбележим, че не всяка тръба е подходяща за експеримента. За измерване на вискозитета е необходимо течението на газа да бъде ламинарно. За характеризиране на вида на течението се въвежда безразмерната величина число на Рейнолдс:

$$Re = \frac{\rho u R}{\eta}$$

Тук ρ е плътността на газа, а u – средната скорост на течене. Преходът от ламинарно в турбулентно движение се реализира при $Re \approx 1000$.

$$Re \approx \frac{u R}{\bar{v} \bar{\lambda}}$$

За да стане движението турбулентно е необходимо или скоростта на движение на газа да бъде голяма в сравнение със средната скорост на топлинно движение на молекулите, или радиусът на тръбата да бъде голям в сравнение със средната дължина на свободния пробег.

4. Теплопроводност при газове

Ако газ е нагрят неравномерно, т.е, температурата в някои части е по-висока, или по-ниска, отколкото в други, се наблюдава изравняване на температурата – по-топлата

част се охлажда, а по-студената се загрева. Това явление е свързано с пренос на топлина от по-топлите към по-студените части. **Процесът на пренос а количество топлина от по-нагнетите към по-малко нагнетите части на термодинамичната система, който не е свързан с макроскопични премествания в системата, а само с хаотичното движение на нейните атоми или молекули, се нарича топлопроводност.** Теплопроводността довежда до изравняване на температурата и е нестационарен процес. Но често се срещат случаи, когато разликата в температурата изкуствено се поддържа постоянна.

Да разгледаме газ, температурата на който нараства по оста Ox , а във всяка равнина, перпендикулярна на Ox , е постоянна. Изменението на температурата по оста Ox се характеризира с градиент на температурата $\frac{\partial T}{\partial x}$ (ако температурата се изменя само по

оста Ox , $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{dT}{dx}$. Той е равен на изменението на температурата от една точка към друга, отнесено към единица разстояние между тях. Съществуването на градиент на температурата се явява необходимото условие за възникване на топлопроводност.

Посоката на топлинният поток съвпада с посоката на намаление на температурата – топлинният поток е насочен така, че да намалява градиента на температурата, който го предизвиква. Експериментално е установено, че количеството топлина ΔQ , което се пренася през някаква повърхност, е пропорционално на нейната площ ΔS , на времето за наблюдение dt и на големината на градиента на температурата $\frac{dT}{dx}$ в посока, перпендикулярна на повърхността (**закон на Фурие**):

$$(8.9) \quad \Delta Q = -\kappa \left(\frac{dT}{dx} \right) \Delta S dt$$

Коефициентът на пропорционалност κ в този феноменологичен закон се нарича **коефициент на топлопроводност** $\left([\kappa] = \frac{W}{K \cdot m} \right)$. Стойността му зависи от вида на газа и от условията, при които той се намира. Знакът „-“, в зависимост (8.9) показва, че топлинният поток е насочен противоположно на посоката на температурния градиент, т.е. в посока на намаляване на температурата.

4.1. Стационарна топлопроводност.

От молекулно-кинетична гледна точка преносът на количеството топлина dQ представлява пренос през повърхността ΔS на известно количество кинетична енергия на топлинното движение на молекулите на газа. Броят на молекулите, преминали за единица време от долу на горе е:

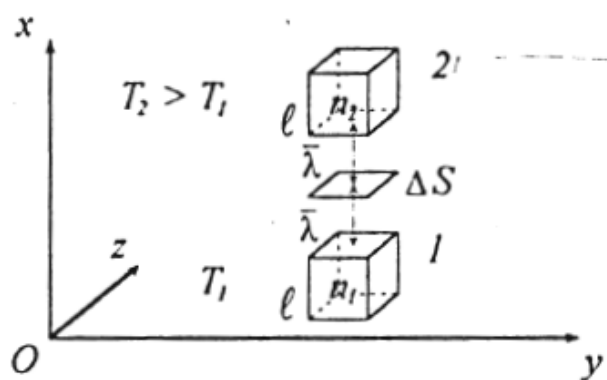
$$dN_1 = \frac{1}{6} n_1 \bar{u}_1 \Delta S$$

и съответно броят на молекулите, преминали от горе на долу е:

$$dN_2 = \frac{1}{6} n_2 \bar{u}_2 \Delta S$$

За време dt тези молекули пренасят през ΔS количество топлина

$$dQ_1 = dN_1 \bar{\epsilon}_1 dt = \frac{1}{6} n_1 \bar{u}_1 \Delta S dt \frac{i}{2} k T_1$$



Фиг. 7

$$dQ_2 = dN_2 \bar{\epsilon}_2 dt = \frac{1}{6} n_2 \bar{u}_2 \Delta S dt \frac{i}{2} k T_2$$

Резултантното количество топлина, пренесено през ΔS за време dt в положителна посока на оста Ox , е:

$$dQ = dQ_1 - dQ_2 = \frac{1}{6} \frac{i}{2} k (n_1 \bar{u}_1 T_1 - n_2 \bar{u}_2 T_2) \Delta S dt$$

Тъй като при $p = \text{const}$ $n_j \sim \frac{1}{T_j}$ и $\bar{u}_j \sim \sqrt{T_j}$, произведенията $n_j \bar{u}_j \sim \frac{1}{\sqrt{T_j}}$ ($j=1,2$). Тази слаба зависимост от температурата може да се пренебрегне и да се счита, че $n_1 \bar{u}_1 \approx n_2 \bar{u}_2 \approx n \bar{u}$. Тогава

$$dQ = -\frac{1}{6} \frac{i}{2} k n \bar{u} (T_1 - T_2) \Delta S dt$$

Отрицателният знак на dQ означава, че топлинният поток е насочен от горе на долу (обратно на температурния градиент). Изменението на температурата ($T_2 - T_1$) изразяваме по следния начин

$$T_2 - T_1 \approx \left(\frac{dT}{dx} \right) 2\bar{\lambda}$$

$$dQ = -\frac{1}{3} \frac{i}{2} k n \bar{u} \left(\frac{dT}{dx} \right) \Delta S dt$$

Като вземем предвид, че $k = \frac{R}{N_A}$, $\frac{i}{2} R = C_V$, $\frac{n}{N_A} = \frac{\rho}{\mu}$, $\frac{C_V}{\mu} = c_V$, окончателно получаваме:

$$(8.10) \quad dQ = -\frac{1}{3} \frac{i}{2} \rho \bar{u} \bar{\lambda} c_V \left(\frac{dT}{dx} \right) \Delta S dt$$

Сравнението на (8.9) и (8.10) показва, че

$$(8.11) \quad \kappa = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{\lambda} c_V = \eta c_V,$$

където c_V е специфичният топлинен капацитет на газа при постоянен обем.

4.2. Зависимост на коефициента на топлопроводност от налягането и от температурата.

От участващите в (8.11) величини само броят на молекулите в единица обем n и средната дължина на свободния пробег $\bar{\lambda}$ зависят от налягането. n е право пропорционална на налягането, а $\bar{\lambda}$ – обратно пропорционална и следователно **коефициентът на топлопроводност на газовете не зависи от налягането**. Този резултат е експериментално потвърден и само при много ниски налягания коефициентът на топлопроводност започва да намалява с намаляване на налягането. Посредством средната скорост κ зависи от температурата ($\kappa \sim \sqrt{T}$). В действителност коефициентът на топлопроводност, както показва опитът, расте с температурата по-бързо от \sqrt{T} . Този резултат следва да се очаква, тъй като коефициентът на топлопроводност е пропорционален и на средната дължина на свободния пробег, а тази величина нараства с температурата. За многоатомни газове е необходимо да се отчете и нарастването на топлинните капацитети с увеличаване на температурата.

4.3. Експериментално определяне на коефициента на топлопроводност.

Експерименталното изучаване на топлопроводността на газовете се затруднява от възникването на свободна конвекция – пренасяне на топлина заедно с преместване на

маси от газ под действие на силата на тежестта при наличие на температурна разлика. Ето защо при изследване на топлопроводността трябва да се създадат такива условия, при които конвекция не може да се реализира. Един от най-разпространените методи за определяне на коефициента на топлопроводност е предложен от Шлейермахер в 1888 г.

Изследваният газ запълва пространството между два коаксиални цилиндъра с радиуси r_1 и r_2 , единият от които се нагрява от електрическа печка, имаща мощност W , а другият се охлажда така, че температурата му T_2 остава през цялото време постоянна. Известно време след включването на нагревателя се установява стационарно състояние, при което температурата T_1 на вътрешния цилиндър остава постоянна. Температурната разлика $T_1 - T_2$ зависи от топлопроводността на газа.

Ако височината на цилиндрите е h , то количеството топлина, протичащо за 1 s през цилиндрично сечение с радиус r (т.е. $S = 2\pi r h$), се определя от уравнението:

$$Q = -\kappa \frac{dT}{dr} S$$

В стационарно състояние Q е равно на мощността на нагревателя W . Следователно

$$W = -2\pi r h \kappa \frac{dT}{dr},$$

откъдето

$$dT = -\frac{W}{2\pi \kappa h} \frac{dr}{r}$$

След интегриране

$$T_1 - T_2 = \frac{W}{2\pi \kappa h} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Измервайки температурите T_1 и T_2 и знаейки геометричните размери на прибора и мощността на нагревателя, можем да изчислим коефициента на топлопроводност

$$\kappa = \frac{W}{2\pi h (T_1 - T_2)} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Коефициентът на топлопроводност има особено важно значение при изработването на изолации. Теплоизолацията е елемент, най-често част от сграда, служещ за забавяне на топлинния поток. Често в теплоизолацията се включва и рефлективна преграда, забавяща и топлинното излъчване. Освен във външното и вътрешно ограждане на сгради, теплоизолация се използва и при готварски печки, хладилници, бойлери и други устройства, където е важно да се забави топлинния поток, както и в много промишлени приложения. Най-често използваните в строителството теплоизолационни материали са: минерална вата; полиуретанова пяна; полистиренова пяна; стъклена вата.

Изолацията с вата обикновено се използва с пароизолационен слой, тъй като топлинният градиент, създаван от самата изолация, довежда до кондензация на влага, която намалява теплоизолационните свойства. Пароизолацията винаги се поставя от топлата страна на теплоизолацията.