

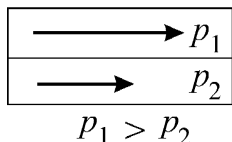
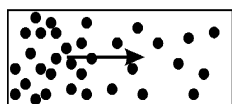
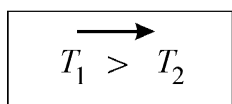
ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ

Фізична модель процесів переносу в газах

Якщо ізольована система (наприклад, газ) має просторову неоднорідність густини, температури, хімічного складу, то в ній виникають необоротні процеси, після закінчення яких у системі встановлюється стан термодинамічної рівноваги. Перехід системи у рівноважний стан супроводжується переносом молекулами таких фізичних величин як маса, енергія, імпульс тощо. У системі виникає потік фізичної величини. Оскільки поняттям потоку нам доведеться користуватись всю пару, давайте дамо визначення поняття потоку.

Потоком будь-якої фізичної величини називається кількість цієї величини, що протікає за одиницю часу через одиницю площі поверхні, перпендикулярно напрямку руху молекул.

Отже, ми будемо розглядати **явища, при яких у макроскопічній системі відбувається незворотне перенесення маси, енергії, імпульсу міграцією молекул у напрямку спаду значення відповідної величини, тобто явища переносу (перенесення).**



1. Давайте уявимо собі газ, частина якого була нагріта. Нагрівач виключили і залишили газ у спокої. Молекули з нагрітої частини мають більшу кінетичну енергію. Вони будуть рухатись туди, де їх менше, зазнавати зіткнень з молекулами із менш нагрітої частини і передавати їм свою енергію. Кінець кінцем у системі відновиться рівновага, температура вирівняється по всьому об'єму. Це перенос енергії – явище **теплопровідності**.

2. Тепер давайте уявимо собі газ, молекули якого рівномірно розміщені по об'єму. Через крихітний отвір додамо ще порцію газу. Концентрація молекул біля отвору буде більшою, ніж у решті об'єму. Рухаючись хаотично, надлишок молекул поступово “розчиниться” у решті молекул, концентрація молекул по всьому об'єму буде вирівнюватись. Це перенос маси – явище **дифузії**. Розрізняють самодифузію (тобто дифузію молекул одного сорту) та взаємну, або концентраційну (дифузія молекул одного сорту серед молекул іншого сорту) дифузію.

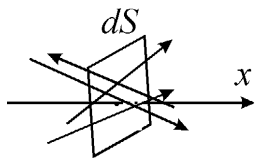
3. Тепер уявімо таку ситуацію. Є дві паралельні пластини. Одну з них будемо рухати паралельно другій з певною швидкістю. Проміжок між пластинами можна уявити у вигляді сукупності паралельних шарів. Молекули рухаються у шарах. У найближчого до рухомої пластини шару молекули будуть мати

найбільший імпульс, оскільки вони отримали додатково до свого власного імпульсу ще й доданок від пластини. Молекули будуть переміщуватись із шару в шар і передавати імпульс. Але у кожному наступному шарі імпульс буде меншим, ніж у попереднього. Перенос імпульсу із шару в шар призводить до виникнення **в'язкості (або внутрішнього тертя)**.

Як бачимо, всі ці розглянуті явища мають однакову природу. Кожного разу існує градієнт якоїсь величини. Кожного Отже, можна очікувати, що потік будь-якої фізичної величини при перенесенні її молекулами має описуватись спільним рівнянням. От і спробуємо його отримати.

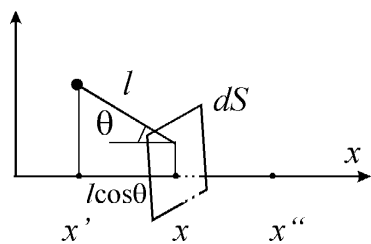
Загальне рівняння для явищ переносу

Візьмемо ідеальний газ. У ньому проведемо вісь x . Розглянемо площадку площею dS , перпендикулярну осі. Молекули газу рухаються хаотично, зазнають зіткнень, обмінюються імпульсом, енергією, і перетинають виділену площадку у всіх напрямках.



Давайте припустимо, що є деяка фізична величина, яка у напрямку осі x змінюється як $g(x)$. Це може бути маса, енергія або температура, імпульс тощо. Розглянемо, як молекули газу переносять цю фізичну величину через виділену площадку dS .

Фізична величина, яка переноситься, має значення, якого набула у точці, з координатою місця останнього зіткнення. Це відбувається тому, що в точці останнього зіткнення молекули останній раз змінюють енергію, імпульс тощо. Приймаємо як аксіому, що за проміжок часу після зіткнення і до проходження через виділену площадку з молекулою більше нічого не відбувається.



Будемо вважати, що площадка розташована у місці з координатою x . Нехай l – відстань до площадки від місця останнього зіткнення. Проекцію координати цієї точки позначимо x' . Після зіткнення молекула налітає на площадку під деяким кутом θ (кут відраховуємо від нормалі до площадки).

Через площадку молекула перенесе фізичну величину

$$g(x') = g(x - l \cos \theta).$$

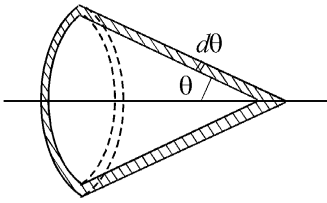
Будемо вважати, що $l \cos \theta$ – мала величина, і позначимо її

$$l \cos \theta = dx.$$

Розкладемо в ряд величину $g(x')$:

$$g(x') = g(x) - \frac{dg}{dx} dx = g(x) - l \cos \theta \frac{dg}{dx}.$$

Ми використовуємо не частинну похідну, а повну, оскільки величина у нас змінюється лише в одному напрямку.



Тепер давайте згадаємо задачу про потік газових молекул на стінку і закон косинуса. Молекули звідусіль летять на площадку. Це потік? Потік.

Запишемо кількість молекул, які налітають за одиницю часу на площадку dS , із швидкостями у інтервалі $v \div (v + dv)$ і у межах полярних кутів $\theta \div (\theta + d\theta)$

$$d\nu_{v,\theta} = \frac{\bar{n}v}{2} dS \cos \theta \sin \theta d\theta.$$

Ці молекули будуть лежати між двома конусами, у заштрихованій частині. Інтегрування по азимутальному куту вже проведено.

Ми розглядатимемо простір не швидкостей, а координат, тому можна перейти до кількості молекул, що зазнали зіткнень на відстані $l \div (l + dl)$ від площадки. Така заміна цілком правомірна, оскільки всі зміни величин ми беремо за одиницю часу, отже тут відстань і швидкість абсолютно еквівалентні. Тоді

$$d\nu_{l,\theta} = \frac{\bar{n}v}{2} dS \cos \theta \sin \theta d\theta.$$

І останнє, що нам залишилося зробити, це використати набуті на минулій лекції знання про зіткнення. Безумовно, не всі молекули, що летять у напрямку площадки dS пройдуть через неї. Частина з них розсіється раніше. Ми повинні врахувати імовірність того, що частинка дійде на відстань l до площадки і зазнає зіткнення у проміжку відстаней $l \div (l + dl)$. Тому записуючи кількість молекул, ми додаємо ще два імовірнісні множники

$$d\nu_{l,\theta} = \frac{\bar{n}v}{2} dS \cos \theta \sin \theta d\theta \cdot e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda}.$$

Молекули у нас проходять через площадку dS як зліва направо, так і у протилежному напрямку. Позначимо

$dG_{l,\theta}$ – кількість величини g , що переноситься зліва направо через площадку

→
тими молекулами, які летять у межах кутів $\theta \div (\theta + d\theta)$ з відстані $l \div (l + dl)$.

Ця кількість буде визначатись добутком значення величини, що переносить кожна молекула, на кількість молекул :

$$dG_{l,\theta} = g(x - l \cos \theta) dv_{l,\theta} = \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot g(x - l \cos \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \cdot e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda}.$$

Скориставшись розкладом величини g у ряд, перепишемо

$$dG_{l,\theta} = \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot g(x) \cos \theta \sin \theta d\theta \cdot e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} - \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot \frac{dg}{dx} l \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \cdot e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda}.$$

Будемо шукати повне значення фізичної величини, що переноситься через площадку зліва направо. Для цього переходимо до звичної процедури інтегрування. Спочатку проінтегруємо по полярному куту

$$\begin{aligned} dG_l &= \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot g(x) e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta - \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot \frac{dg}{dx} l e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \\ &= \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot g(x) e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d(\sin \theta) - \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot \frac{dg}{dx} l e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta d(\cos \theta) = \\ &= \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot g(x) e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} \frac{\sin^2 \theta}{2} \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} + \frac{\bar{n}\bar{v}}{2} dS \cdot \frac{dg}{dx} l e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} \frac{\cos^3 \theta}{3} \Big|_{\frac{\pi}{2}}^0 \end{aligned}$$

Підставивши межі інтегрування, отримаємо кількість молекул, що з усіх напрямків летять на площадку з відстані від неї $l \div (l + dl)$

$$dG_l = \frac{\bar{n}\bar{v}}{4} dS \cdot g(x) e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} - \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} dS \cdot \frac{dg}{dx} l e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda}.$$

Далі інтегруємо по всім відстаням

$$dG_{\rightarrow} = \frac{\bar{n}\bar{v}}{4} dS \cdot g(x) \int_0^{\infty} e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} - \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} dS \cdot \frac{dg}{dx} \int_0^{\infty} l e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} = \left[\begin{array}{c} \underbrace{\int u dv = vu - \int v du}_{\text{інтегрування по частинах}} \\ l = u ; \quad dl = du \\ dv = e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} ; \quad v = -e^{-\frac{l}{\lambda}} \end{array} \right] =$$

$$= \frac{\bar{n}\bar{v}}{4} dS \cdot g(x) \int_0^{\infty} e^{-\frac{l}{\lambda}} \frac{dl}{\lambda} + \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} dS \cdot \frac{dg}{dx} l e^{-\frac{l}{\lambda}} \Big|_0^{\infty} - \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} dS \cdot \frac{dg}{dx} \int_0^{\infty} e^{-\frac{l}{\lambda}} dl =$$

$$= -\frac{\bar{n}\bar{v}}{4} dS \cdot g(x) \underbrace{e^{-\frac{l}{\lambda}} \Big|_0^{\infty}}_{=-1} + \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} dS \cdot \frac{dg}{dx} \left(\underbrace{e^{\infty}}_{\rightarrow 0} - 0 \right) + \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} dS \cdot \frac{dg}{dx} \lambda \underbrace{e^{-\frac{l}{\lambda}} \Big|_0^{\infty}}_{=-1}$$

Остаточно, повна кількість величини, що переноситься через площадку dS за одиницю часу зліва направо, становить

$$dG_{\rightarrow} = \frac{\bar{n}\bar{v}}{4} g(x) dS - \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} \lambda \frac{dg}{dx} dS.$$

Тепер врахуємо молекули, які переносять величину справа наліво. Нехай останнє зіткнення молекули відбулось на відстані $l \div (l + dl)$ від площадки, проекція на вісь x координати точки зіткнення $x'' = x + l \cos \theta$, а перенесе молекула величину $g(x'') = g(x + l \cos \theta)$. Повністю повторивши процедуру інтегрування, отримаємо повну кількість величини, що переноситься через площадку dS за одиницю часу справа наліво,

$$dG_{\leftarrow} = \frac{\bar{n}\bar{v}}{4} g(x) dS + \frac{\bar{n}\bar{v}}{6} \lambda \frac{dg}{dx} dS.$$

Тоді повна кількість величини через площадку dS за одиницю часу визначається як різниця кількостей в обох напрямках з урахуванням знаку $dG = dG_{\rightarrow} - dG_{\leftarrow}$. І остаточно

$$dG = -\frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda \frac{dg}{dx} dS$$

маємо **основне рівняння процесів переносу у газах**.

Подивіться, що ж ми отримали. Подивіться уважно на формулу. Давайте візьмемо одиничну площу. У нас є якась кількість величини, що проходить за одиницю часу через одиницю площі поверхні. За означенням це – потік. Потік величини пропорційний градієнту цієї ж величини вздовж розглянутого напрямку.

Цей потік буде тим більший, чим більшими будуть концентрація молекул, їх швидкість та довжина вільного пробігу. А кількість величини, що перенесеться буде збільшуватись із збільшенням площі площадки.

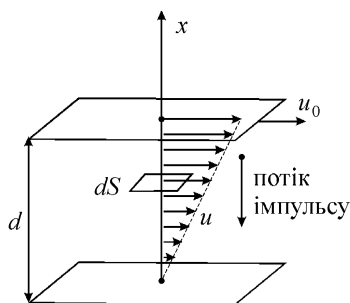
Чому знак мінус ? Тому що напрямок градієнту (це вектор) і напрямок переносу не співпадають. Переніс іде у напрямку зменшення величини.

Тепер, маючи загальне рівняння переносу, розглянемо і його частинні випадки, які я згадувала на початку лекції. Ми будемо спочатку вводити коефіцієнти явищ переносу, аналізувати їх зв'язок із величинами, що характеризують молекулярний рух, досліджувати вплив на них тиску і температури, і, на останок, розглянемо експериментальне визначення кожного коефіцієнту переносу.

Розглядати ми будемо лише стаціонарні випадки, коли градієнти величин із часом не змінюються.

Внутрішнє тертя (в'язкість)

Нехай в ідеальному газі знаходяться дві нескінченні паралельні пластини. Вісь x направлена перпендикулярно до них. Також перпендикулярно до осі і паралельно пластинам виділимо маленьку площадку dS між цими пластинами.



Верхня пластина рівномірно рухається із швидкістю u_0 відносно нижньої. Вона передає частину свого імпульсу найближчому шарові молекул. Ті, в свою чергу, передають частину імпульсу наступному шарові і т.д. По мірі віддалення від рухомої пластини імпульс зменшується. Імпульс передається молекулами газу від рухомої пластини до нерухомої, у напрямку, перпендикулярному напрямку руху пластини. Отже, через виділену площадку dS виникне потік імпульсу. Це означає, що на кожний з шарів діє сила dF , яка чисельно дорівнює зміні імпульсу за одиницю часу

$$\frac{dFdt}{dt} = dF .$$

Оскільки молекулярні шари рухаються з різними швидкостями, між ними виникає сила тертя, яка діє по дотичній до шарів. Ця сила буде пропорційною градієнту (швидкості просторової зміни) швидкості та площі виділеної площадки

$$dF = -\eta \frac{du}{dx} dS .$$

Коефіцієнтом пропорційності η у цьому рівнянні є величина, яка має назву коефіцієнта динамічної в'язкості, або коефіцієнта внутрішнього тертя.

За одиницю динамічної в'язкості у системі СІ приймається коефіцієнт в'язкості такої речовини, у якій за одиницю часу при градієнті швидкості рівному 1 с^{-1} через площадку площею 1 м^2 переноситься імпульс рівний $1 \text{ кг}\cdot\text{м}/\text{с}$.

Одиницею в'язкості в системі СІ є Паскаль·секунда ($1\text{Па}\cdot\text{с}$).

У основному рівнянні процесів переносу кількість речовини, що переноситься за одиницю часу

$$dG = \frac{dFdt}{dt} = dF .$$

Кожна молекула масою m переносить величину

$$g(x) = mu .$$

Тоді основне рівняння переносу набуває вигляду

$$dG = -\frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda m \frac{du}{dx} dS = dF = -\eta \frac{du}{dx} dS .$$

Звідси

$$\eta = \frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda m .$$

Добуток кількості молекул у одиниці об'єму n на масу молекули m дасть масу речовини, що припадає на одиницю об'єму, а це є не що інше, як густина $\rho = nm$. Тоді

$$\eta = \frac{\bar{\rho}\bar{v}\lambda}{3} .$$

Ми отримали зв'язок коефіцієнта в'язкості із основними величинами, що характеризують молекулярний рух – середньою швидкістю теплового руху молекул та середньою довжиною вільного пробігу.

Рідше, ніж коефіцієнт динамічної в'язкості, вживається коефіцієнт кінематичної в'язкості $\nu = \frac{\eta}{\rho} = \frac{\bar{v}\lambda}{3}$. Він має розмірність $1 \text{ м}^2/\text{с}$, і до його

фізичного змісту ми повернемося трохи пізніше, коли встановимо зв'язок між усіма коефіцієнтами процесів переносу.

Ми далі будемо розглядати саме коефіцієнт динамічної в'язкості.

Проаналізуємо тепер залежності

1. $\eta = f(p)$.

2. $\eta = f(T)$.

Залежність коефіцієнту в'язкості від тиску.

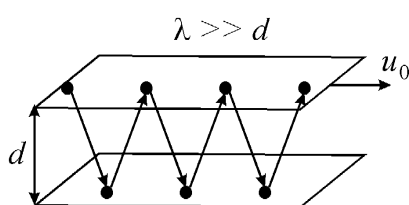
Залежність коефіцієнту в'язкості від тиску визначається залежністю множників, що його визначають від тиску. Оскільки згідно із основним рівнянням молекулярно-кінетичної теорії $p = nkT$, то визначимо, які множники залежать концентрації молекул.

$$\rho = nm = m \frac{p}{kT} \sim p; \quad \bar{v} \neq f(p); \quad \lambda = \frac{1}{\sigma n} = \frac{kT}{\sigma} \cdot \frac{1}{p} \sim \frac{1}{p}.$$

Отже, коефіцієнт в'язкості $\eta \sim \rho \lambda$ не залежить від тиску. Пояснити це можна наступним чином. Із збільшенням тиску збільшується кількість молекул у одиниці об'єму взагалі і кількість молекул, що переходить із шару у шар. Але кожна з них переносить меншу порцію імпульсу, оскільки зменшується довжина вільного пробігу. Якщо подивитись на різницю імпульсів між рухомою і нерухомою пластиною, вона залишиться сталою, лише зі збільшенням тиску імпульс до нерухомої пластини передадуть малими порціями.

Незалежність коефіцієнту в'язкості від тиску – експериментальний факт. Завжди? А як же тоді працюють в'язкісні манометри, тобто прилади для вимірювання тиску?

Хочу звернути вашу увагу ось на що. Завжди будьте уважні із висновками, коли маєте справу із довжиною вільного пробігу. Залежність $\eta \neq f(p)$ не завжди справедлива. В'язкість η не залежить від тиску p , коли довжина вільного пробігу набагато менша розглянутого об'єму



$$\lambda \ll d.$$

Коли ж реалізується співвідношення,

$$\lambda \sim d \quad \text{або} \quad \lambda \gg d,$$

ситуація змінюється. Молекула буде рухатись без зіткнень із молекулами, відбиваючись лише від пластин, але не втрачаючи частину імпульсу на передачу іншим молекулам. Вона буде переносити сталий імпульс mu_0 . Тому втрачає зміст залежність довжини вільного пробігу від тиску, і

$$\eta \sim p.$$

Така ситуація реалізується у розріджених газах. В'язкісний манометр може вимірювати тиск $p \sim 10^{-10}$ тор, і до нього ми ще повернемося, коли будемо вивчати методи одержання та вимірювання вакууму.

Залежність коефіцієнту в'язкості від температури.

Коефіцієнт в'язкості повинен залежати від температури (і, як свідчить експеримент) і справді залежить від температури, оскільки у вираз для нього входить середня швидкість теплового руху молекул

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \sim \sqrt{T}.$$

Експеримент показав, що коефіцієнт в'язкості росте з температурою, але трохи швидше за $\eta \sim \sqrt{T}$. Вся справа у залежності довжини вільного пробігу від температури, яка дається формулою Сьозерленда

$$\lambda = \frac{\lambda_{\infty}}{1 + \frac{S}{T}}.$$

Тобто, залежність від температури коефіцієнта в'язкості буде визначатися як

$$\eta \sim \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{S}{T}}.$$

Із збільшенням температури зменшується переріз зіткнень і збільшується довжина вільного пробігу. Молекула зазнає меншої кількості зіткнень і в наступний шар переносить більший імпульс.

Методи визначення коефіцієнта в'язкості

(Кикоин, §49, с.177-179)

1. Визначення коефіцієнта в'язкості за допомогою формули Пуазейля. Вона встановлює зв'язок між об'ємом газу, що протікає за одиницю часу через переріз труби і різницею тисків, необхідною для цього :

$$V = \frac{\pi d^4}{128\eta} \cdot \frac{\Delta p}{l},$$

де d – діаметр труби, l – її довжина. Вимірявши об'єм, різницю тисків та знаючи геометричні розміри труби, можна визначити коефіцієнт в'язкості. Є лабораторна робота.

2. Метод затухання коливань. Система з дисками на осі підвішена у середовищі. Вимірюється логарифмічний декремент затухання коливань системи у середовищі k і без нього k' . Тоді

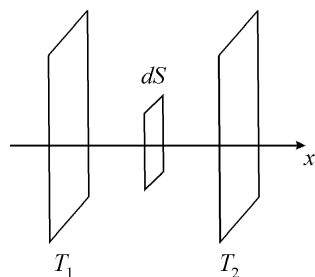
$$\eta = \frac{k - k'}{\tau C},$$

де τ – тривалість одного повного коливання, C – деяка константа, що визначається типом вимірювального приладу. Найкраще її визначити для середовища відомої в'язкості.

Теплопровідність газів

Тепер перейдемо до наступного явища переносу – переносу енергії, тобто теплопровідності.

Нехай є дві пластини. Вони нагріті до різних температур і ці температури підтримуються сталими. Вважаємо, що температура змінюється лише вздовж осі x і є функцією від x . Зміна температури вздовж осі x характеризується градієнтом температури. Чи пам'ятаєте, що градієнт – це вектор? Якщо будемо вважати, що $T_1 > T_2$, то градієнт буде направлений у напрямку, протилежному напрямку осі x .



Кількість теплоти, що переноситься через площадку dS , розташовану між нагрітими пластинами, була отримана експериментально і теоретично, і має назву

рівняння Фур'є для теплопровідності, або закону Фур'є.

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} dS.$$

Закон дає зв'язок між кількістю тепла і градієнтом температури. Кількість тепла пропорційна градієнту температури; як можна було б очікувати, пропорційна площі площадки dS . Знак “мінус” символізує, що потік тепла направлений протилежно напрямку градієнту температури. Коефіцієнтом пропорційності є деяка величина χ , що має назву **коефіцієнта теплопровідності**. Що він собою являє?

Фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності : він чисельно дорівнює енергії, яка переноситься через одиничну площадку dS за одиницю часу при градієнті температури 1 К/м. Або можна скористатись поняттям теплового потоку. З цієї точки зору, коефіцієнт теплопровідності – це потік тепла при одиничному градієнті температури.

У системі СІ коефіцієнт теплопровідності має розмірність $1 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$.

А тепер підійдемо до цього питання з іншого боку. Повернемося до основного рівняння процесів переносу

$$dG = -\frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda \frac{dg}{dx} dS.$$

В нашому випадку кожна молекула переносить середню кінетичну енергію $g(x) = \frac{3}{2} kT(x)$. Якщо змінити енергію системи на dQ , її температура змінюється на dT . Мірою такої зміни є величина

$$C = \frac{dQ}{dT},$$

яка називається теплоємністю. **Теплоємність вимірюється кількістю тепла, необхідного для підвищення температури тіла на 1 К.** Якщо теплоємність береться при сталому об'ємі (тискові) то позначається як

$$C_{V(p)} = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_{V(p)},$$

а якщо ж віднести цю величину до повної маси речовини, маємо **питому теплоємність** при сталому об'ємі

$$C_V' = \frac{1}{M} \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V.$$

Повна маса речовини становитиме $M = mN$, де N – повна кількість молекул.

Тоді повна енергія системи $Q = \frac{3}{2} kTN$. Тоді

$$C_V' = \frac{1}{mN} \frac{3}{2} kN \left(\frac{dT}{dT} \right)_V = \frac{3}{2} \frac{k}{m}.$$

Звідси візьмемо $\frac{3}{2} k = mC_V'$, і підставимо у вираз для $g(x) = \frac{3}{2} kT(x) = mC_V' T(x)$, а його – у основне рівняння процесів переносу :

$$dG = -\frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda mC_V' \frac{dT}{dx} dS.$$

Величина, що переноситься, – є енергія. Отже, із закону Фур'є

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} dS.$$

Прирівнявши $dG = dQ$, маємо

$$-\frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda mC_V' \frac{dT}{dx} dS = -\chi \frac{dT}{dx} dS; \quad \frac{\bar{n}\bar{v}}{3} \lambda mC_V' = \chi.$$

Скористаємось тепер тим, що

$$mn = \rho, \quad \frac{\bar{\rho}\bar{v}}{3} \lambda = \eta,$$

і запишемо вираз для теплопровідності

$$\boxed{\frac{\bar{\nu}\lambda}{3}C_V' = \chi}; \quad \text{або} \quad \boxed{\eta C_V' = \chi}; \quad \text{або} \quad \boxed{\frac{\chi}{\eta} = C_V'}.$$

Знов ми зв'язали коефіцієнт переносу, а саме коефіцієнт теплопровідності із величинами, що характеризують молекулярний рух – середньою швидкістю теплового руху молекул та довжиною вільного пробігу. А також ми отримали прямо пропорційний зв'язок між двома коефіцієнтами процесів переносу – коефіцієнтом в'язкості та коефіцієнтом теплопровідності.

Знову ж таки проаналізуємо залежності

1. $\chi = f(p)$.
2. $\chi = f(T)$.

Власне, аналізувати тут мало що можна. Я не даремно звертала вашу увагу за зв'язок коефіцієнтів в'язкості і теплопровідності. Питома теплоємність – це параметр стану системи, а не переносу величини. Тому коефіцієнт теплопровідності залежить від тиску і температури так само, як і коефіцієнт в'язкості.

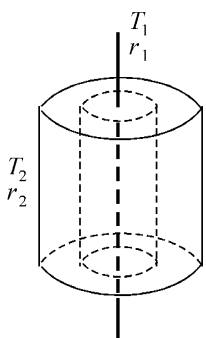
У досить великих межах зміни тиску він не залежить від тиску, а починає лінійно залежати лише при дуже малому тискові, коли довжина вільного пробігу набагато більша за розміри посудини.

Від температури він залежить трохи швидше, ніж $\chi \sim \sqrt{T}$ за рахунок ефекту Сьозерленда, коли треба враховувати і довжину вільного пробігу від температури. Отже,

$$\chi \sim \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{S}{T}}.$$

Метод визначення коефіцієнта теплопровідності

(Кикоин, §47, с.169-171)



Один з найпоширеніших методів визначення теплопровідності газів був запропонований Шлейермахером у 1888 році, і полягає він у наступному.

В замкнутий циліндр напускається газ. Він потрапляє між дротиною радіусом r_1 , що нагрівається до відомої температури T_1 , та зовнішнім циліндром радіусом r_2 та температурою T_2 , найчастіше кімнатною.

Закон Фур'є для такої системи має вигляд

$$Q = -\chi \frac{dT}{dr} S,$$

де $S = 2\pi rh$ – бічна площа поверхні уявного циліндра між дротиною і зовнішнім циліндром. Кількість тепла, що виділяється за одиницю часу – це потужність, що виділяє дротина :

$$W = -\chi \frac{dT}{dr} 2\pi rh.$$

Розділивши змінні, отримаємо диференціальне рівняння

$$\int_{T_1}^{T_2} dT = -\frac{W}{2\pi h\chi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r}; \quad T_2 - T_1 = -\frac{W}{2\pi h\chi} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Звідси

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

Всі величини можна легко виміряти. Температуру дротини можна визначити або по опору матеріалу, або термopарою. Температуру зовнішнього циліндра можна зробити кімнатною. Решта величин – це геометричні розміри системи.

Які недоліки досліду, що може внести похибку у значення коефіцієнту теплопровідності ? Повинен бути довгий циліндр, щоб можна було вважати розподіл тепла рівномірним. А це призводить до збільшення об'єму. В свою чергу, треба сильніше нагрівати дротину, тому треба враховувати і теплопровідність самої дротини, і втрати потужності на випромінювання з неї. Але метод все одно має право на життя і досить широко використовується.

Дифузія

І, нарешті, третій процес переносу – перенос маси. Молекули мають масу, і, переходячи із області з підвищеною їх концентрацією, свою масу несуть із собою.

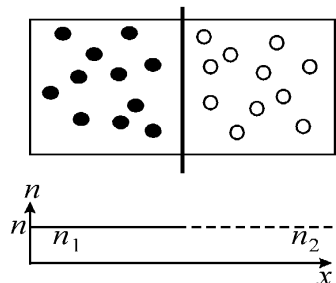
Тут задача найбільш складна. Спочатку ми розглянемо самодифузію, тобто дифузію молекул одного й того ж газу. Далі перейдемо до взаємної дифузії, тобто дифузії у суміші двох газів. І на залишок нам буде термічна дифузія, явище деякою мірою обернене до самодифузії, коли внаслідок неоднорідного розігріву газу молекули переходять із більш розігрітих областей у менш розігріті, призводячи до збільшення концентрації молекул газу у останніх.

У всіх випадках ми будемо розглядати стаціонарний випадок, тобто коли градієнт концентрації не змінюється з часом. За потреби ми будемо додавати мічені молекули з одного боку, а з другого зайві забирали.

Самодифузія

Спостерігати безпосередньо явище самодифузії неможливо через тотожність атомів однорідного газу.

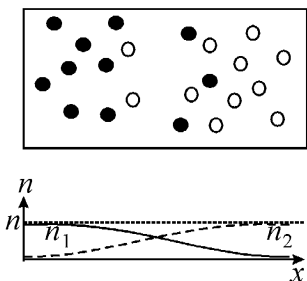
Давайте візьмемо об'єм з газом. Всі молекули у цьому газі однакові і концентрація молекул становить n . Розділимо об'єм перегородкою. Якщо ми її знімемо, зовні нічого не відбудеться.



Тоді давайте візьмемо і частину їх помітимо. Пофарбувати їх у різні кольори не вдасться, а от використати радіоактивний ізотоп цього ж газу цілком можливо. Така помітка ніяким чином не вплине ні на взаємодію молекул, ні на їхній рух. Концентрацію мічених молекул позначимо як n_1 , немічених – n_2 . І, поки ми не зняли перегородку, $n_1 = n_2 = n$.

Знімаємо перегородку. Молекули внаслідок теплового руху будуть перемішуватись. Якщо намалювати розподіл концентрації вздовж об'єму, він виглядатиме наступним чином. Тепер виникає градієнт концентрації мічених молекул (відповідно, і не мічених – теж). Знов нагадаю : під

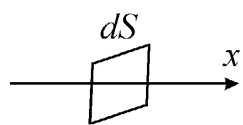
існуванням градієнту концентрації маєтись на увазі, що величина концентрації змінюється вздовж вибраного напрямку $n_1 = n_1(x)$. Для концентрацій мічених і не мічених молекул виникає співвідношення



$$n_1(x) + n_2(x) = n;$$

$$-\frac{dn_1}{dx} = \frac{dn_2}{dx}.$$

Тобто, концентрація газу залишається сталою, незважаючи на перемішування, а градієнти концентрацій однакові за величиною, але протилежні за напрямками.



Виділимо в об'ємі площадку площею dS , перпендикулярну осі x . Внаслідок існування градієнту концентрації мічені молекули будуть переходити із області більшої концентрації у область меншої концентрації, перетинаючи площадку. Для немічених молекул такий процес відбуватиметься у протилежному напрямку, але зараз він нас не цікавить, оскільки газ один і той же по обидва боки площадки.

Як і у випадку теплопровідності, вираз для маси, перенесеної через площадку, можна записати із загальних міркувань, але цей закон підтверджений експериментально і має назву **закону Фіка**. Він полягає у тому, що перенесена за одиницю часу маса речовини пропорційна масі

молекули речовини, градієнту її концентрації та площі площадки, через яку речовина переноситься :

$$dM_1 = -Dm \frac{dn_1}{dx} dS = -D \frac{d\rho_1}{dx} dS.$$

Або можна ще сказати, що вона пропорційна градієнту густини речовини та площі площадки.

Введемо таке поняття як дифузійний потік, тобто кількість молекул речовини, які в процесі дифузії проходять за одиницю часу через одиничну площину, перпендикулярну до напрямку руху молекул. В нашому випадку dM_1 – маса мічених молекул, що переноситься через площадку. Вона визначається як $m dN_1$, тоді дифузійний потік молекул через площадку

$$dN_1 = \frac{dM_1}{m} = -D \frac{dn_1}{dx} dS.$$

Коефіцієнтом пропорційності є величина D , що має назву коефіцієнта дифузії. У такому випадку коефіцієнт дифузії визначається дифузійним потоком, при одиничному градієнті концентрації.

В системі СІ коефіцієнт дифузії має розмірність $1 \text{ м}^2/\text{с}$.

Знову звернемося до основної формули переносу

$$dG = -\frac{\bar{nv}}{3} \lambda \frac{dg}{dx} dS.$$

Ми вже бачили, що g характеризує величину, яку переносить 1 молекула. У випадку в'язкості це був імпульс $g = mu$, у випадку теплопровідності це середня кінетична енергія поступального руху молекули $g = \frac{3}{2} kT$. Що переноситься у випадку дифузії? Маса, яку можуть перенести через площадку мічені молекули, становить mn_1 , тоді на одну молекулу газу припадає маса $m \frac{n_1}{n}$. Якщо ми візьмемо рівняння Фіка не для потоку маси, а для дифузійного потоку, то у якості величини, що переноситься, буде виступати відносна концентрація мічених молекул

$$g(x) = \frac{n_1}{n}.$$

Тоді основна формула набуває вигляду

$$dG = -\frac{\bar{nv}}{3} \lambda \frac{1}{n} \frac{dn_1}{dx} dS = -\frac{\bar{v}\lambda}{3} \frac{dn_1}{dx} dS = dN_1.$$

Порівнявши із формулою Фіка

$$dN_1 = -D \frac{dn_1}{dx} dS,$$

отримаємо вираз для коефіцієнта самодифузії дифузії

$$D = \frac{\bar{v}\lambda}{3}.$$

Знову ж таки аналізуємо залежності

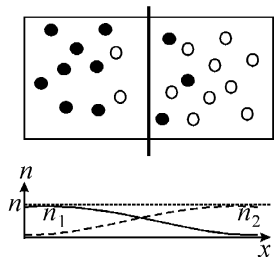
1. $D = f(p)$.
2. $D = f(T)$.

Швидкість від тиску не залежить, довжина вільного пробігу $\lambda \sim \frac{1}{p}$, отже і

$D \sim \frac{1}{p}$. І, звичайно, формули не працюють при $\lambda \gg d$. Тут не можна говорити про дифузію, оскільки перенос маси відбувається зі швидкістю руху молекул, а отже, $D \neq f(p)$.

А температурна залежність, як і для коефіцієнтів в'язкості і теплопровідності, визначається залежністю швидкості від температури $\bar{v} \sim \sqrt{T}$ та довжини вільного пробігу від температури. Отже, $D \sim \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{S}{T}}$.

Взаємна дифузія



Тепер ускладнимо собі задачу. Розглянемо взаємну дифузію, тобто дифузію двох різних газів. Тепер у нас по різні боки перегородки різні гази, з різними концентраціями, масами, довжинами вільного пробігу та швидкостями. Заберемо перегородку. Кожен газ почне розповсюджуватись у бік іншого, виникне градієнт концентрації. Знову ж таки будемо розглядати стаціонарний випадок, коли градієнт концентрації кожного газу буде підтримуватись сталим у часі (будемо додавати з одного боку і забирати з другого). Але все одно у рівноважному стані залишаються справедливими співвідношення

$$n_1(x) + n_2(x) = n; \quad -\frac{dn_1}{dx} = \frac{dn_2}{dx}.$$

Через виділену площадку dS , перпендикулярну осі x , будуть йти назустріч потоки молекул обох газів.

Введемо позначення

dN_1^0 – потік молекул 1 типу, що рухається зліва направо;

dN_2^0 – потік молекул 2 типу, що рухається з права наліво.

Згідно із основним рівнянням переносу можна записати

$$dN_1^0 = -\frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} \frac{dn_1}{dx} dS; \quad dN_2^0 = -\frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \frac{dn_2}{dx} dS.$$

Оскільки гази різні, то у них відрізняються середні швидкості теплового руху і довжини вільного пробігу, тому

$$dN_1^0 \neq dN_2^0.$$

Неврівноваженість зустрічних потоків молекул призведе до виникнення у об'ємі градієнту концентрації, а отже і градієнту тиску. Для того, щоб тиск у всьому об'ємі залишався сталим, газ у цілому повинен рухатись. Швидкість цього руху u повинна бути такою, щоб потік газу $nudS$ компенсував надлишковий дифузійний потік. У такому випадку повинна виконуватись умова стаціонарності

$$dN_1^0 + dN_2^0 + nudS = 0.$$

Підставимо вирази потоків

$$-\frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} \frac{dn_1}{dx} dS - \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \frac{dn_2}{dx} dS + nudS = 0,$$

і отримаємо вираз для швидкості компенсуючого потоку

$$u = \frac{1}{n} \left(\frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} \frac{dn_1}{dx} + \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \frac{dn_2}{dx} \right) = \frac{1}{n} \left(\frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} - \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \right) \frac{dn_1}{dx}.$$

Щоб записати повний потік молекул 1 типу dN_1 , що переносяться через площадку dS , треба врахувати не тільки ті, що йдуть зліва направо dN_1^0 , а й ті, що переносяться компенсуючим потоком

$$dN_1 = dN_1^0 + n_1 u dS.$$

Тоді

$$dN_1 = -\frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} \frac{dn_1}{dx} dS + \frac{n_1}{n} \left(\frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} - \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \right) \frac{dn_1}{dx} dS = \left(-\frac{n}{n} \cdot \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} + \frac{n_1}{n} \cdot \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} - \frac{n_1}{n} \cdot \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \right) \frac{dn_1}{dx} dS.$$

Скориставшись тим, що $n_1 + n_2 = n$, перепишемо потік молекул 1 типу через площадку dS як

$$dN_1 = -\left(\frac{n_2}{n} \cdot \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} + \frac{n_1}{n} \cdot \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3} \right) \frac{dn_1}{dx} dS.$$

Згідно із рівнянням Фіка, яке справедливо і для суміші газів, коефіцієнт дифузії першого газу у суміші двох газів

$$D_{12} = \frac{n_2}{n} \cdot \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} + \frac{n_1}{n} \cdot \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3}.$$

Повторивши цю процедуру для повного потоку молекул другого газу, отримаємо

$$D_{21} = \frac{n_2}{n} \cdot \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} + \frac{n_1}{n} \cdot \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3},$$

а отже

$$D_{12} = D_{21}.$$

Тобто отримали цікавий результат – коефіцієнти взаємної дифузії двох газів у суміші однакові. Якщо тепер скористатись виразами для коефіцієнтів самодифузії кожного з газів

$$D_1 = \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} \quad \text{та} \quad D_2 = \frac{\bar{v}_2 \lambda_2}{3},$$

то коефіцієнти взаємної дифузії можна переписати у досить симетричному вигляді

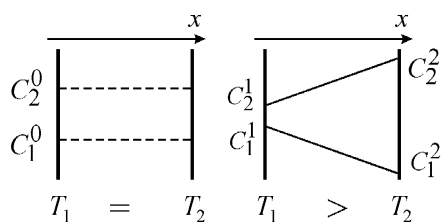
$$D_{12} = \frac{D_1 n_2 + D_2 n_1}{n_1 + n_2} \quad \text{та} \quad D_{21} = \frac{D_2 n_1 + D_1 n_2}{n_1 + n_2}.$$

Ну, і як завжди, розглянемо граничний випадок, коли концентрація одного з газів мала порівняно із концентрацією другого

$$n_1 \rightarrow 0; \quad n_2 \rightarrow n; \quad \text{тоді} \quad D_{12} \approx \frac{\bar{v}_1 \lambda_1}{3} = D.$$

Отримали формулу самодифузії. Компонента, якої мало, зазнає зіткнень лише з молекулами іншого сорту. Цим і визначається довжина вільного пробігу для них.

Термічна дифузія



Далі ще більше ускладнюємо собі життя. Досі ми розглядали випадки дифузії, які призводили до вирівнювання концентрації. Проте існує дифузія, яка навпаки, у однорідній суміші газів призводить до часткового розділення газової суміші і створення градієнтів їх концентрацій.

Якщо суміш газів знаходиться між двома пластинами із різними температурами, то дифузійні потоки цих газів направлені до різних пластин. Причому правила тут такі. Якщо маси молекул газів суттєво відрізняються, то більш важкі переходять до холодної пластини, а легкі – до гарячої. Якщо маси

молекул близькі, а відрізняються вони розмірами, то більші молекули йдуть до холодної пластини, а менші – до гарячої.

Така дифузія отримала назву **термодифузії**. З якісної точки зору досить очевидно, що градієнт температури призводить до градієнта концентрації. Але пояснити у рамках молекулярно-кінетичної теорії явище термодифузії неможливо. Вважають, що воно пов'язано із міжмолекулярними силами відштовхування, залежність яких від відстані має вигляд $F_{відш} \sim \frac{1}{r^k}$, де k – число. Доведено, що при $k > 5$ легкі молекули збираються біля гарячої стінки, при $k < 5$ – біля холодної стінки (ефект змінює знак), а при $k = 5$ ефект термодифузії взагалі відсутній.

Повну теорію термодифузії ми з вами у курсі лекцій не подужаємо, обмежимося лише деякими кількісними співвідношеннями.

Давайте задумаємось. Термодифузія викликає у рівномірно розподіленій суміші газів градієнти концентрацій складових. І що далі? Що буває, коли існує градієнт концентрації? Дифузія. У нашому випадку це взаємна дифузія. Отже, термодифузія завжди буде супроводжуватися дифузією.

Приймемо, що газова суміш складається із двох компонент :

1 – з легкими молекулами із концентрацією n_1 ;

2 – з важкими молекулами із концентрацією n_2 .

Сумарна концентрація $n = n_1 + n_2$. Введемо такі позначення : D_{12} – коефіцієнт взаємної дифузії компонент суміші, D_T – коефіцієнт термічної дифузії. Як завжди виділимо площадку площею dS перпендикулярну осі x . Тоді потік молекул першого типу через площадку dS визначається як

$$dN_1 = -D_{12} \frac{dn_1}{dx} dS + n \frac{D_T}{T} \cdot \frac{dT}{dx} dS.$$

Це ми з вами приймаємо за постулат, щоб зараз не зупинятись на тому, чому саме так записали термодифузійну складову. Перший доданок являє собою потік взаємної дифузії молекул 1 газу, а другий – термодифузійний потік.

У стаціонарному стані $dN_1 = 0$, тому

$$-D_{12} \frac{dn_1}{dx} dS + n \frac{D_T}{T} \cdot \frac{dT}{dx} dS = 0; \quad D_{12} \frac{dn_1}{dx} = n \frac{D_T}{T} \cdot \frac{dT}{dx}; \quad \frac{1}{n} \frac{dn_1}{dx} = \frac{D_T}{D_{12}} \cdot \frac{d \ln T}{dx}.$$

Введемо відносні концентрації

$$c_1 = \frac{n_1}{n}; \quad c_2 = \frac{n_2}{n}; \quad c_1 + c_2 = 1.$$

В таких позначеннях рівняння набуває вигляду

$$\frac{dc_1}{dx} = \frac{D_T}{D_{12}} \cdot \frac{d \ln T}{dx}.$$

Величина $\frac{D_T}{D_{12}}$ називається термодифузійним відношенням. Воно пов'язане

із відносними концентраціями наступним чином

$$\frac{D_T}{D_{12}} = \alpha c_1 c_2 = \alpha c_1 (1 - c_1),$$

де $\alpha \sim \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{k - 5}{k - 1}$ – константа, в якій $m_{1,2}$ – маси молекул обох сортів;

k – показник залежності $F_{\text{відш}} \sim \frac{1}{r^k}$.

Перепишемо диференціальне рівняння у вигляді

$$\frac{dc_1}{c_1(1 - c_1)} = \alpha \cdot d \ln T.$$

Проінтегрувати його не проблема, тільки розберемось із межами інтегрування. На рисунку вихідні сталі відносні концентрації змінилися і набули вигляду

c_1^1 – концентрація молекул першого газу біля першої пластини;

c_1^2 – концентрація молекул першого газу біля другої пластини;

c_2^1 – концентрація молекул другого газу біля першої пластини;

c_2^2 – концентрація молекул другого газу біля другої пластини.

Тоді інтегруємо

$$\int_{c_1^1}^{c_1^2} \frac{dc_1}{c_1(1 - c_1)} = \alpha \cdot \int_{T_1}^{T_2} d \ln T.$$

Скористаємось тим, що $\frac{1}{c_1(1 - c_1)} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{1 - c_1}$. Розділивши перший інтеграл на

два, маємо

$$\int_{c_1^1}^{c_1^2} \frac{dc_1}{c_1} + \int_{c_1^1}^{c_1^2} \frac{dc_1}{1 - c_1} = \alpha \cdot \int_{T_1}^{T_2} d \ln T; \quad \ln \frac{c_1^2}{c_1^1} \cdot \frac{1 - c_1^2}{1 - c_1^1} = \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^\alpha.$$

Можна трошки прикрасити

$$\boxed{\frac{c_1^2}{c_1^1} \cdot \frac{1 - c_1^2}{1 - c_1^1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^\alpha}.$$

Що нам дає отриманий результат? Ми отримали зв'язок між концентрацією молекул одного сорту, що встановилась на пластинах із різною температурою внаслідок термодифузії. Аналогічно можна отримати і для другого сорту молекул.

Якщо $T_1 = T_2$, то $\frac{c_1^1}{1-c_1^1} = \frac{c_1^2}{1-c_1^2}$, або $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^1 = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2$. Відношення

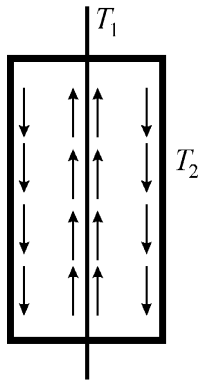
концентрацій компонент суміші газів на першій і другій пластинах однакове, тобто суміш однорідна.

Якщо ж $T_1 \neq T_2$, формула дасть нам можливість оцінити ступінь неоднорідності розподілу концентрацій.

Застосування термодифузії для розділення ізоотопів

(Кикоин, §43, с.159-160; Сивухін, §94, с.354-356)

До речі, крім термодифузії існує ще й бародифузія, яка виникає у суміші газів при різниці тисків. Вона також приводить до розділу газових сумішей.



Але цей метод так і не найшов застосування. А от метод термодифузії використовується досить широко. Зокрема, для розділення ізоотопів.

Метод дуже простий. Нагріта дротина знаходиться у посудині, стінки якої охолоджуються. Внаслідок термодифузії більш легкий ізоотоп буде збиратись біля нагрітої дротини, а більш важкі – біля охолодженої стінки. Газ біля гарячої дротини буде розширяться, змінюючи свою густину, і підніметься вгору.

Охолоджені важкі ізоотопи осядуть на низ. Використовується термодифузія і конвекція.

Методи визначення коефіцієнта дифузії

(Кикоин, §43, с.155-156)

Дослід Лошмідта. В окремі трубки напустили різні гази. Трубки з'єднали. Визначали склад утвореної суміші після різних тривалостей дифузії. Знайшли коефіцієнт взаємної дифузії.

Зв'язок коефіцієнтів переносу між собою

Отже, ми розглянули три різновиди явищ переносу, знайшли відповідні коефіцієнти, дослідили їх залежність від тиску і температури. Нагадаю їх :

$\eta = \frac{\rho \bar{v} \lambda}{3}$ – коефіцієнт в'язкості;

$\chi = \frac{\rho \bar{v} \lambda}{3} C_V'$ – коефіцієнт теплопровідності;

$D = \frac{\bar{v} \lambda}{3}$ – коефіцієнт дифузії.

Те, що коефіцієнти переносу ми знаходили із схожих рівнянь, які можна узагальнити як основне рівняння явищ переносу, що вони є і те, що ці коефіцієнти однаково залежать від параметрів, що характеризують молекулярний рух (швидкість і довжина вільного пробігу), свідчить про однакову природу цих явищ.

Ми вже отримували зв'язок між в'язкістю і теплопровідністю $\chi = \eta C_V'$ через питому теплопровідність газу. А можемо записати ще й так $D = \frac{\eta}{\rho} = \nu$ – це кінематична в'язкість. Оскільки динамічна в'язкість має зміст потоку імпульсу, то кінематична в'язкість – потоку швидкості. Оскільки кінематична в'язкість чисельно дорівнює коефіцієнту дифузії, то природньо назвати її коефіцієнтом дифузії швидкості спрямованого руху молекул.

Запишемо ще одне співвідношення $\chi = D \rho C_V'$. Відношення $K = \frac{\chi}{\rho C_V'}$ має зміст коефіцієнта дифузії температури, або коефіцієнта температуропроводності. Він залежить від природи газу і характеризує швидкість вирівнювання температури.