

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ВАКУУМНОЇ ТЕХНІКИ

Навчальний посібник

І.О. Гірка, С.І. Кононенко, М.М. Юнаков

Харків–2009

Фізичні закони, на яких базується вакуумна техніка.

Послушайте!

Если звезды зажигаются,

Значит это кому-нибудь нужно,,,

Вл. Маяковский



Вступ.

У наш час вакуумна техніка набула широкого використання у різних галузях науки та техніки. З'явився зовсім новий термін - вакуумна технологія, тобто технологічні процеси, які проводяться лише у умовах, коли тиск газів у технологічному просторі не перевищує деякої величини (тобто у вакуумних умовах).

Вакуумна технологія – це термін, що застосовується до всіх процесів та фізичних вимірювань, що проводяться у середовищі газу, який знаходиться в умовах тиску нижче за атмосферний.

Процеси та фізичні вимірювання проводяться у вакуумних умовах з наступних причин:

1. Видалення безпосередніх складових середовища, що можуть викликати фізичну чи хімічну реакцію протягом процесу (наприклад, окисна плівка на хімічно активних металах на зразок титана або інтенсивне утворення окисної плівки на поверхні розжарених металів, що робить неможливим їх подальше використання).

2. Порушення рівноважного стану, що існує в нормальних кімнатних умовах, такого як видалення адсорбованого чи розчиненого газу або летучої

рідини з об'єму речовини (наприклад, дегазація олій, сушіння сублімацією) чи десорбція газу з поверхонь (наприклад, очищення конструкційних елементів електронно-вакуумних приладів (НВЧ ламп, електронно-променевих трубок, тощо) і вакуумного устаткування (лінійних прискорювачів, насосів тощо) при його виготовленні.

3. Збільшення відстані, на яку матеріальна крапка повинна переміститися перш, ніж зіштовхнеться з іншою, таким чином досягається можливість руху частинок без зіткнень між джерелом і адресатом (наприклад, при виготовленні покриттів, прискорювачах частинок, кінескопах тощо).

4. Зменшення числа молекулярних зіткнень з поверхнями за технологічний час, таким чином зменшуються можливості їх забруднення, після очищення у вакуумі.

Для будь-якого вакуумного процесу, параметр обмеження для максимального припустимого тиску може бути визначений через:

- Число молекул газу в одиниці об'єму (причина 1 і 2),
- Середня довжина вільного пробігу (причина 3),
- Час потрібний для формування моно шару (причина 4).

Вакуумна техніка (ВТ) – це наука, яка вивчає фізико-хімічні процеси у розріджених газах; питання отримання, збереження й вимірювання вакууму.

Історична довідка

Історія ВТ починається з перших спроб людини отримати деяке розрідження газу. У першому віці до н.е. з'явилися перші насоси, які були спроможні створювати невеличкі розрідження (шприц *Герона*, водяний насос *Ктзебія*). На протязі багатьох років роботи по вивченню властивостей вакууму були заборонені церковною владою. Наприклад, у рішенні Парижського Собору під головуванням абату Темпье стверджувалося, що “порожнеча може бути створена тільки могутньою владою божою”. До середини XVII сторіччя поняття “вакуум” (слово *вакуум* у перекладі з латинської мови означає “пустота”) використовувалося лише

у філософії та теології. Давньогрецький філософ *Демокрит* вважав, що одним із “початків світу” є порожнеча. Пізніше *Аристотель* впроваджує поняття ефіру – невідчутного але спроможного передавати деякі фізичні впливи середовища. Слід зауважити, що у цей час вакуум широко використовували у водопідйомних та пневматичних пристроях, але мабуть, цього на той час було досить.

Науковий етап у розвитку ВТ розпочав видатний італійський вчений *Галілео Галілей*, який підрахував “силу боязні порожнечі” із факту неможливості підйому води на висоту більшу ніж 10 м незалежно від діаметра труби. У 1643 році учень *Галілея Еванджелісто Торічелі* відкрив, що атмосфера створює тиск, який дорівнює тиску стовпчика ртуті заввишки 760 мм. Простір над ртуттю, по уяві *Торічелі*, був “абсолютною порожнечею”. Тепер простір над поверхнею ртуті носить назву “торічелева порожнеча”. У сьогодення ми знаємо, що цей простір, заповнений паром ртуті, яка має при нормальній температурі тиск $1,6 \cdot 10^{-1}$ Па. Приблизно в цей же час *Отто Геріке* винайшов перший механічний повітряний насос, та провів знаменитий дослід із Магдебургськими півкулями. Слід зауважити, що аж до 19 сторіччя практичне використання вакууму обмежувалося лише пристроями для відкачки води.

У 19 сторіччі були проведені цілий ряд досліджень, які заклали фізичний фундамент ВТ. Це, наприклад, дослід французького хіміка *Жана Батиста Дюма*, який досяг пониження тиску у посудині, заповнюючи її водяною паром, яку потім сконденсував охолодженням. Німецький хімік *Роберт Вільгельм Бунзен*, творець відомого “бунзеновського пальника”, здійснив відкачку газу струменем рідини, що швидко витікала з отвору. Ці та інші досягнення вчених були впроваджені лише у наукових дослідженнях, бо ще не існувало галузей виробництва, які б потребували використання ВТ.

У спеціальну дисципліну ВТ почала формуватися наприкінці 19 та на початку 20 віків. У цей час винахід першої електричної лампи з вугільним електродом *О.М. Лодигінім* (1873 р.), відкриття термоелектронної емісії *Т.А. Едісоном* (1883 р.), відкриття *О.Г. Столетовим* та *Г. Герцем*

фотоелектричного ефекту не тільки збільшили наші знання у галузі використання середовища розріджених газів, але призвели до стрімкого розвитку вакуумної техніки. На неї з'явилося соціальне замовлення.

У 1884 році італієць *А. Малін'яні* вперше застосував у виробництві ламп накалювання зв'язування залишкових газів парою фосфору і тим самим поклав початок застосуванню різноманітних поглиначів, так званих гетерів.

У 1904 році *Дж. Д'юар* розробив спосіб отримання вакууму шляхом поглинання газів активованим вугіллям, який охолоджувався рідким азотом (тепер це сорбційний насос). Через рік *Геде* сконструював перший обертовий механічний насос. Цей пристрій став великим кроком уперед. Він дозволяв отримувати граничний тиск біля 10^{-2} Па. Далі той же *Геде* розробив молекулярний (1912 р.) та ртутний дифузійний (1913 р.) насоси.

Паралельно з розробкою вакуумних насосів здійснювалося створення техніки вимірювання низького тиску. Уже у 1874 році *Г. Мак-Леодом* було розроблено компресійний манометр, який суттєво розширював нижню границю вимірювання тиску рідинними манометрами. Далі у 1909 р. *М. Пірані* було створено тепловий, а у 1916 р. *О. Баклі* іонізаційний манометри.

Успіхам розвитку ВТ сприяли чисельні теоретичні та експериментальні роботи; особливо слід визначити роботи, які проведені на початку 20 сторіччя американськими вченими *І. Ленгмюром* та *С. Дешманом*, англійцем *Н.Р. Кемпбелом* і датським фізиком *М. Кнудсенем*.

За радянських часів розвиток і становлення ВТ зв'язано з ім'ям академіка *С.О. Векшинського* (1896-1974 р.р.), який організував у 1928 році у Ленінграді на електровакуумному заводі “Світлана” вакуумну лабораторію, а потім очолив науково-дослідний інститут у Москві.

Для отримання надвисокого вакууму винаходяться насоси, які працюють на інших фізичних принципах: турбомолекулярний (*Беккер*, 1958), магніторозрядний (*Джеспен і Холанд*, 1959).

Далі вдосконалюється техніка вимірювання низького тиску. Для цього

почали використовувати аналізатори парціального тиску, за допомогою яких визначали не тільки тиск, а і склад і кількість кожної компоненти залишкового газу. Надвисоковакумні системи вимагали для забезпечення їх надійного збирання й експлуатації розробки чутливих методів визначення величини натікання у вакуумних системах. Були розроблені нові методи: мас-спектрометричний, галоїдний та ін. Для знижки газовиділення конструкційних матеріалів було застосовано прогрів усієї вакуумної установки. Вакуумні системи виготовляють суцільнометалевими, розробляють конструкції надвисоковакуумних ущільнень, вводів руху й електрики до вакууму.

Досягнення криогенної техніки знайшли також застосування у ВТ. Криогенні насоси почали використовувати спочатку у наукових дослідженнях, а потім у виробництві.

Зауваження.

До початку 20 сторіччя ВТ використовувалася лише у наукових дослідженнях і тому її розвиток був повільним. Прискореними темпами вона почала розвиватися при появі відповідної потреби в промисловості.

Перший стрибок у своєму розвитку ВТ зробила при виробництві перших масових вакуумних приладів – електричних ламп.

Другий стрибок, пов'язаний з початком ери електровакуумних приладів: електронних ламп, електронно-променевих трубок та ін.

Третій, і поки що, останній стрибок був обумовлений швидким розвитком мікроелектроніки.

Галузі використання вакуумної техніки.

У промисловості вакуумна техніка застосовується починаючи від механічної обробки (наприклад, маніпулювання важкими та легкими предметами за допомогою присосок) до напилювання інтегральних електронних схем на кремнієвих пластинах. Очевидно, вимоги до вакууму досить різноманітні, як і процеси, що його використовують. У низькому вакуумі в інтервалі тиску від

одного тору до атмосфери, типові застосування - механічна обробка, упакування під вакуумом і формування, відбірка газу, фільтрація, дегазація олій, випарювання водяних розчинів, просочення електричних складових, перегонки, і потокова дегазація сталі.

При більш низьких тисках приблизно 10^{-4} Тор проходять багато металургійних процесів, наприклад, плавлення, відпал, утворення окалини, термообробка та пайка. Хімічні процеси, такі як вакуумна дистиляція і сушіння сублімацією також проходять в цьому вакуумному діапазоні. Сублімаційна сушка широко використовується у фармацевтичній промисловості для виготовлення вакцин й антибіотиків, а також зберігати плазму крові і шкіру. Харчова промисловість заморожування – головним чином для сушіння кави, хоча більшість їжі може бути збережена без охолодження після вакуумної сушки, тому ця методика широко розповсюджена.

На сьогодні важко знайти таку галузь науки і техніки де не використовуються досягнення вакуумної техніки. Як вже зауважено вище, з минулого сторіччя до наших днів головною сферою застосування ВТ є *електронна техніка*. В електронно-вакуумних приладах вакуум є конструктивним елементом і обов'язковою умовою їх функціонування на протязі довгого часу. Низький і середній вакуум використовується у освітлювальних приладах і газорозрядних приладах. Високий вакуум – у приймально-підсилюючих та генераторних лампах. Найбільш високі вимоги до вакууму пред'являються при виробництві електронно-променевиx трубок та надвисокочастотних приладів. Для роботи напівпровідникових приладів наявність вакууму не потрібна, але в процесі їх виготовлення широко застосовується ВТ. Особливо широко ВТ застосовується при виготовленні мікросхем, де процеси нанесення тонких плівок, іонного травлення, електронної літографії забезпечують отримання елементів електронних схем нанометрового розміру.

В *енергетиці* застосування ВТ, перш за все, пов'язано з проблемою керованого термоядерного синтезу, бо усі теперішні проекти таких реакторів

передбачають наявність вакуумної камери.

Дуже багато прикладів застосування вакуумної техніки у *металургії*, а саме у отриманні надчистих матеріалів. Отримання металів у вакуумних умовах звільняє їх, зокрема, від газів, які розчиненні у них. Завдяки цьому метали набувають високої механічної міцності, пластичності та в'язкості. За допомогою вакууму отримують безвуглецеві сорти сталі для електродвигунів, високо електропровідну мідь, магній, кальцій, тантал, платину, титан, цирконій, берилій, рідкісні метали та їх сплави. Спікання у вакуумі порошків тугоплавких металів, таких як вольфрам і молібден, є одним з основних процесів у порошковій металургії. Надчисті речовини, напівпровідники, діелектрики виготовляються у вакуумних кристалізаційних установках. Штучні кристали алмазів, рубінів, сапфірів отримують із застосуванням ВТ. Дифузійне зварювання у вакуумі дозволяє створити нероз'ємні герметичні з'єднання матеріалів із дуже різними температурами плавлення. Таким чином з'єднують кераміку з металом, сталь з алюмінієм та інше. Високоякісне з'єднання матеріалів з однорідними властивостями забезпечує променева зварювання у вакуумі.

В *оптичній галузі*, просвітлювальні покриття наносять на лінзи для об'єктивів, телескопів, окулярів і інших оптичних пристроїв. Ці покриття значно зменшують коефіцієнт відбиття світла лінзами і дозволяють отримати більш яскраве зображення.

У *хімічній промисловості* використовують вакуумні сушильні апарати при виготовленні синтетичних волокон, поліамідів, амінопластів, поліетилену, органічних розчинників. Вакуум-фільтри використовуються при виробництві целюлози, паперу, мастил. У виробництві фарб і мінеральних добрив використовують вакуумні кристалізаційні апарати.

У *фармацевтичній і харчовій промисловості* дуже широко використовується ВТ. Вакуумні кристалізаційні та дистиляційні установки використовуються для виробництва цукру, синтетичних гормонів, вітамінів, лікувальних сироваток і отримання багатьох цінних продуктів. Консервування харчових продуктів з

збереженням їх смакових і поживних властивостей уже давно є сферою застосування ВТ. Отримання та збереження анатомічних і бактеріологічних препаратів здійснюється також у вакуумних умовах.

У теперішній час з'явився новий термін – *вакуумові та вакуумно-плазмові технології*. Звісна річ, використання цих технологій стає неможливою без використання ВТ. Спектр використання їх дуже широкий: від легкої промисловості, де за їх допомогою створюються різноманітні покриття, як функціональні так і декоративні, до оптичної промисловості при виготовленні дзеркал, фільтрів, лінз тощо.

Дуже велику роль відіграє ВТ у *наукових дослідженнях*. Без неї стає неможливою розвиток ядерної фізики, фізики плазми, матеріалознавства та інших галузей сучасної науки. З отриманням надвисокого вакууму в камерах імітації стало можливим вивчення різних аспектів поведінки космічних апаратів у земних умовах. Майже кожна науково-дослідна лабораторія використовує вакуумне устаткування для проведення своїх експериментів. Найнижчі тиски були отримані у науково-дослідних лабораторіях.

Типове дослідницьке устаткування, що використовує вакуум приблизно 10^{-6} *Tor* – це електронний мікроскоп, аналітичний мас-спектрометр, прискорювачі заряджених частинок, а також камери для моделювання космічних умов. Прискорювачі заряджених частинок (від малих, як електростатичні генератори ван де Граафа до великих протонних синхротронів).

Великі камери, у яких моделюються умови космосу, для випробування компонентів космічних апаратів вимагають вакууму 10^{-6} *Tor* або нижче. До складу таких моделюючих комплексів обов'язково входить кожух при температурі рідкого азоту та вікна для вводу високо інтенсивних пучків світла, що грають роль сонячного випромінювання.

Область вакууму близько або нижче 10^{-9} *Tor* використовують, як електричну ізоляцію у дослідженнях з керованого термоядерного синтезу, ламп НВЧ діапазону, у польових іонних мікроскопах, автоемісійних мікроскопах,

накопичувальних кільцях для прискорювачів заряджених частинок, спеціальних експериментах по моделюванню космічних умов і для експериментів з чистою поверхнею. У багатьох експериментах необхідно не тільки мати тиск 10^{-9} *Tor*, а й зменшити кількість вуглеводів в залишкових газах до абсолютного мінімуму. Навіть малі сліди вуглеводів можуть зробити результати експериментів недостовірними. Щоб досягти цього вакууму, вакуумна камера і устаткування, що розміщується усередині, повинні бути очищені від залишкового газу (дегазування), якомога краще. Для цього вакуумна камера повинна прогріватись протягом певного часу при температурі 350°C при постійній відкачці з тиском не вище 10^{-5} *Tor*. Прогрів вакуумної системи при цій температурі вимагає використання суцільнометалевих кільцевих ущільнювачів. Для зниження кількості вуглеводів у якості насосів низького тиску, приблизно до 10^{-3} *Tor*, використовують сорбційні насоси. Далі для отримання тисків до 10^{-9} *Tor* і нижче використовуються іонно-сорбційні насоси.

В підсумку слід сказати, що від подальшого розвитку вакуумної техніки залежить успіх у вивченні нових явищ, розробці нових приладів та технологій, створенні матеріалів із новими властивостями.

1. Закони ідеального газу

Вакуумне газове середовище з точки зору фізики є термодинамічною системою, що характеризується рядом параметрів і підкоряється певним законам. Термодинамічною системою (ТДС) називається сукупність макроскопічних об'єктів (тіл і полів), які обмінюються енергією один з одним та/або із зовнішнім середовищем у формі роботи та тепла .

ТДС називають *фізично однорідною*, якщо її склад і фізичні властивості є однаковими для всіх макроскопічних частин цієї системи. (Наприклад, газ поза силовим полем).

Рівноважний стан ТДС описують за допомогою термодинамічних параметрів (параметрів стану).

Стан ТДС називають стаціонарним, якщо значення термодинамічних параметрів не змінюються з часом. Незмінність у часі рівноважного стаціонарного стану не обумовлена протіканням жодного зовнішнього процесу.

Основні параметри стану: тиск P , абсолютна температура T , молярний об'єм V_{μ} .

1.1. Закони і рівняння стану ідеальних газів.

Ідеальними можна вважати гази, в яких:

- молекули можна вважати за пружні матеріальні частинки;
- взаємодія між молекулами обмежується пружними зіткненнями;
- простір, що займає молекула, дуже малий в порівнянні з простором, вільним від них.

Реальні гази тим сильніше відрізняються від ідеальних, чим більша їхня густина і нижча температура. Розріджені гази, із якими має діло вакуумна техніка, за своїми властивостями дуже мало відрізняються від ідеальних. Стан газу (і

ідеального в тому числі) визначається трьома параметрами: тиском, об'ємом та температурою.

1.1.1. Тиск газу.

Тиск газу це фізична величина, яка дорівнює нормальній силі, що діє з боку газу на одиницю внутрішньої поверхні об'єму, до якого поміщено газ:

$$P = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta F_n}{\Delta S} = \frac{dF}{dS} .$$

При кімнатній температурі і нормальному атмосферному тиску, один кубічний метр повітря містить приблизно $2 \cdot 10^{25}$ молекул, що рухаються у випадковому напрямку та зі швидкостями біля 1800 кілометрів в годину. Імпульс руху, переданий стінкам дорівнює силі у 1 кілограм на кожен квадратний сантиметр ділянки стіни. Цей атмосферний тиск може бути виражений в ряді різних одиниць (див. таблицю 1).

Відповідно до кінетичної теорії, газ надає на стінки посудини, у якій він знаходиться, тиск, що визначається в тому, що молекули газу, які знаходяться в безупинному русі (Броунівський рух) вдаряються об стінки посудини. Ми розглядаємо ідеальний газ, тому кожна молекула при ударі об тверду поверхню посудини не втрачає енергію тому що зіткнення ідеально пружні, і відбивається з тією ж швидкістю, що і вдарилася.

Припустимо, що маса молекули m , її швидкість v , її імпульс mv . Вдарившись об стінку, вона набуває імпульс mv , тому її сумарний імпульс після зіткнення зі стінкою буде $2mv$.

Якщо за одиницю часу на одиницю поверхні впаде v молекул, то їх сумарний імпульс буде $2mvv$, тобто тиск дорівнює $p = 2v^2m$. Визначимо v . Нехай n – кількість молекул в одиниці об'єму. Рух молекул хаотичний, тому можна сказати, що для будь-якого моменту часу на одиницю поверхні потрапляє $\frac{n}{6}$ молекул, а

якщо визначити кількість молекул, що потрапляють на одиницю поверхні в одиницю часу, то $\nu = \frac{1}{6} n v$. Тоді $p = 2m\nu v = \frac{1}{3} mnv^2 = \frac{1}{3} \rho v^2$, де ρ – густина газу, тобто:

$$p = \frac{1}{3} \rho v^2 \quad (1.1),$$

таким чином, тиск ідеального газу при постійній температурі пропорційний густині газу і квадрату швидкості його молекул (закон Бойля).

Стан газу, при якому його тиск нижче за атмосферний зветься *вакуумом*:

- у цьому випадку кількісно визначають вакуум, як різницю між атмосферним і абсолютним тисками;
- при абсолютному тиску, який відрізняється від атмосферного більш ніж на два порядки ця різниця майже постійна і дуже мала, тому вже не може бути мірою вакууму, у цьому випадку використовують абсолютний тиск;
- при дуже малих тисках, які не можуть бути безпосередньо виміряні приладами, вакуум вимірюється кількістю молекул у одиниці об'єму.

За одиниці тиску прийняті у системі СІ – *Па* (паскаль), $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$, СГС – дин/см^2 або мікробар. Широко розповсюджена позасистемна одиниця тиску газу – міліметр ртутного стовпа (*мм рт. ст.*), що практично не відрізняється від ще однієї одиниці тиску *Torr*, яка названа на честь італійського фізика Торрічеллі. Різниця між *мм рт. ст.* та *Torr* настільки мала, що на практиці вони взаємозамінні.

Іноді застосовуються такі позасистемні одиниці тиску:

- бар = 10^6 дин/см^2 ,
- технічна атмосфера ат = $\text{кгс/см}^2 = 10^4 \text{ кгс/м}^2$,
- фізична атмосфера атм = 760 мм рт. ст.

Співвідношення між різними одиницями тиску приведені в таблиці 1.

Таблиця 1.

| Одиниці тиску | Па | мм рт. ст. | дин/см ² | бар | ат | атм |
|---------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|
| Па | 1 | 750·10 ⁻⁵ | 10 | 10 ⁻⁵ | 1,02·10 ⁻⁵ | 0,987·10 ⁻⁵ |
| мм рт. ст. | 1,33·10 ² | 1 | 1,33·10 ² | 1,33·10 ⁻³ | 1,36·10 ⁻³ | 1,316·10 ⁻³ |
| дин/см ² | 10 ⁻¹ | 750·10 ⁻⁶ | 1 | 10 ⁻⁶ | 1,02·10 ⁻⁶ | 0,987·10 ⁻⁶ |
| бар | 10 ⁵ | 750 | 10 ⁶ | 1 | 1,02 | 0,987 |
| ат | 0,981·10 ⁵ | 736 | 0,981·10 ⁶ | 0,981 | 1 | 0,968 |
| атм | 1,013·10 ⁵ | 760 | 1,013·10 ⁶ | 1,013 | 1,033 | 1 |

$[P] = \text{Н/м}^2$ (міліпеза) = 10 дн/см²; 1 бар_{новий} = 10⁵ Н/м²; 1 мм рт. ст. = 133,322 Н/м²;

1 мм вод. ст. = 9,8 Н/м²;

технічна атмосфера 1 ат \equiv кг/см² = 9,80665·10⁴ Н/м²;

фізична атмосфера 1 атм = 1,01325·10⁵ Н/м² = 760 мм рт. ст.

1.1.2. Температура газу.

Температура ідеального газу – це величина, пропорційна сумарній кінетичній енергії молекул газу. Повна кінетична енергія газу, що займає об'єм V , дорівнює:

$$\frac{1}{2} m v^2 n V = \frac{3}{2} p V \quad (1.2)$$

З визначення температури як $\frac{1}{2} m v^2 = c T$, де $c = \text{const}$, коефіцієнт пропорційності. Якщо ввести нову сталу $k = \frac{2}{3} c$, то з (1.2) можна отримати:

$$p = nkT \quad (1.3)$$

де k – коефіцієнт Больцмана, що дорівнює $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/(град. К), тобто тиск ідеального газу прямо пропорційний його температурі, помноженій на кількість частинок в одиниці об'єму.

Температура характеризує ступінь нагрітості тіла. Температура є однаковою для всіх тіл, що утворюють ТДС в стані термодинамічної рівноваги.

Температура вимірюється в градусах. Є декілька температурних систем, що мають не тільки різні величини градусів але і різні точки початку і кінця шкал. Деякі з них приведені в таблиці.

Цельсій Андерс (1701-1744) шведський астроном і фізик.

Фаренгейт Даніель Габріель (1686-1736) фізик. Жив у Голландії, власник

| Цельсій | Фаренгейт | Кельвін (СИ) |
|---------------------------------|-----------|--------------|
| $t_0=0\text{ }^\circ\text{C}$ | 32 °F | 273,15 К |
| $t_k=100\text{ }^\circ\text{C}$ | 212 °F | 373,15 К |

майстерні з виготовлення приладів, у його шкалі $t_k - t_0 = 180$ °F. Його термометри – перші практично придатні. t_k – температура кипіння води за нормального тиску, t_0 – температура затвердіння води за нормального тиску. Шкалу температур Фаренгейта використовують зараз, зокрема, в США.

Лорд Кельвін – Вільям Томсон (1824 - 1907) англійський фізик, член Петербурзької АН. Його шкала пов'язана з Абсолютним нулем.

Абсолютна температура – міра середньої кінетичної енергії поступального руху молекул ідеального газу. (Не низькі температури). У 2003 році вчені Масачусетського Технологічного Університету досягли рекордно низької температури 450 нК. Той факт, що $T = (2/3k) \bar{E}_{кин.} > 0$ – не є законом природи, а є визначенням T , заснованим на класичній механіці ($T = 0$ при $\frac{m v^2}{2} = 0$, – середня кінетична енергія поступального руху молекули газу). У квантовій механіці при $T = 0$ існують нульові коливання (наприклад, електрони в атомах).

1.1.3 Газові закони .

Закон Дальтона [про тиск суміші, закон парціальних (на відміну від хімічного закону) тисків]: тиск суміші дорівнює сумі тисків компонентів (сумі парціальних тисків);

$$P = nkT = \frac{N}{V} kT = \frac{\sum_i N_i}{V} kT = \sum P_i. \quad (1.4)$$

де N – загальна кількість молекул, V – об'єм, який вони займають.

Теорема про рівномірний розподіл кінетичної енергії по степенях свободи (в окремому випадку доведена Максвеллом і Больцманом): у стані теплової рівноваги на кожну степінь свободи однієї молекули ідеального газу припадає в середньому одна й та сама кінетична енергія ($0,5 kT$).

Число степенів свободи – число незалежних координат, якими однозначно визначається положення всіх елементів системи.

Рівняння стану. Досвід свідчить, що в стані ТДР існує рівняння стану (рівняння, що зв'язує термодинамічні параметри системи) $f(P, V, T) = 0$ не тільки для ідеальних, але і для реальних газів, а також для будь-яких фізично однорідних та ізотропних тіл. Наприклад, рівняння стану ідеального газу (рівняння Менделєєва-Клапейрона) має вигляд:

$$PV = (m/\mu)RT, \text{ інколи його зручно писати у вигляді } P = nkT.$$

Тут m – маса всього газу, μ – молярна маса, n – концентрація.

Квазірівноважні процеси – ідеалізовані процеси, що складаються зі станів рівноваги, які безперервно слідують один за одним. В таких процесах для миттєвого опису стану системи потрібно стільки ж параметрів, скільки і для стану ТДР. (В турбулентних процесах потрібна нескінченна кількість параметрів.)
Наприклад:

ізохорний процес: $V = const$, процес Шарля (скляна банка);

$$V = const, \Rightarrow P/T = const;$$

ізобарний процес: $p = const$, процес Гей-Люссака (поршень);

$$p = const, \Rightarrow V/T = const;$$

ізотерічний процес: $T = const$, процес Бойля-Маріотта (термостат).

$$T = const, \Rightarrow pV = const.$$

1.1.4. Рівняння стану ідеального газу.

Рівняння (1.3) можна переписати у вигляді $\frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{3}{2}kT$, або рівняння

Менделєєва-Клапейрона:

$$pV = \frac{mNR}{M}T \quad (1.4)$$

де T – абсолютна температура ($T = 273,16 + t^0$ C);

N – число молекул в об'ємі V ;

m – маса однієї молекули;

M – маса газу, виражена в тих же одиницях, що і m , яка чисельно дорівнює його молекулярній масі;

R – універсальна газова стала, рівна $8,31 \cdot 10^3$ Дж/(град. К моль), що визначається як $R = N_A k$.

Відношення $M/m = N_A$ – число молекул в одному кіломолі газу постійне для будь-якої речовини і називається числом Авогадро $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ 1/(К·моль).

Зауваження до рівняння (1.4):

1. Маса будь-якої речовини, що виміряна в грамах або кілограмах, чисельно рівна його молекулярній масі називається грам-молекулою або кілограм-молекулою (модем або кіломодем), тобто M – це моль або кіломоль газу.

2. Якщо ми працюємо в системі одиниць СІ, то розмірність m та M береться в кілограмах. Добуток $N \cdot m$ визначає масу усього газу, $N \cdot m/M$ – визначає, скільки кіломолей газу взято.

Таким чином, якщо $N m/M = 1$, то узято 1 кіломоль газу, тоді рівняння (1.4) запишеться в такому вигляді: $pV = RT$ або, якщо $N/N_A = N_k$, то

$$pV = N_k T \quad (1.5)$$

Розглянемо деякі окремі випадки рівняння (1.4) або (1.5).

Закон Бойля-Маріота.

Якщо маса газу постійна, тобто $Nm = \text{const}$ і температура постійна, то добуток тиску газу на його об'єм теж постійний: $pV = \text{const}$.

У окремому випадку, коли $T = \text{const}$, а $N \cdot m$ змінюється, то $pV = \text{const} \cdot N \cdot m$, тобто добуток тиску на його об'єм при $T = \text{const}$ прямо пропорційний масі газу.

Закон Гей-Люсака.

Якщо тиск газу та його маса постійні, то його об'єм пропорційний абсолютній температурі:

$$V = \text{const} \cdot T.$$

Закон Шарля.

При постійному об'ємі та масі газу його тиск пропорційний температурі:

$$p = \text{const} \cdot T.$$

Закон Авогадро: за однакових P і T у рівних об'ємах різних ідеальних газів міститься однакова кількість молекул.

Вирішуючи (1.5) відносно N , отримаємо:

$$N = pV/kT \text{ (пр цьому } N \equiv N_A).$$

Закон Дальтона.

Повний тиск суміші хімічно не взаємодіючих газів дорівнює сумі їх парціальних тисків. Парціальним тиском газу, що входить до суміші, називається тиск, який цей газ мав би, якби в об'ємі він був один:

$$p_{\text{см}}V_{\text{cv}} = p_1V_{\text{см}} + p_2V_{\text{см}} + \dots + p_nV_{\text{см}} \Rightarrow$$

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + \dots + p_n.$$

$p_{\text{см}}$ – повний тиск суміші,

p_n – парціальний тиск 1, 2, ..., n газів.

Примітка.

Прикладом газової суміші, з якою доводиться мати перш за все справу у вакуумній техніці, може бути атмосферне повітря. У таблиці наведений склад атмосферного повітря при $T = 298^0 \text{ K}$ та відносній вологості 50%.

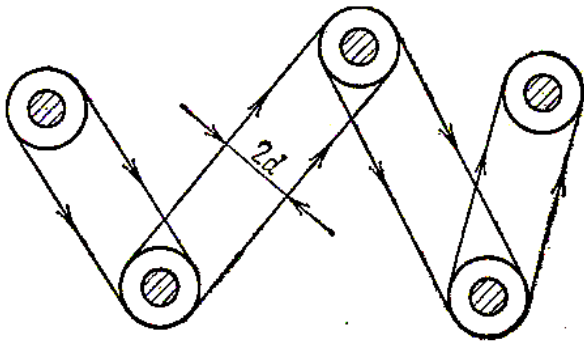
Таблиця 2.

| Газ | Зміст % | | Парціальний тиск, <i>Па</i> |
|-----------------|---------------------|---------------------|--------------------------------|
| | по об'єму | по масі | |
| Азот | 78,1 | 75,5 | $7,9 \cdot 10^4$ |
| Кисень | 21,0 | 23,1 | $21 \cdot 10^4$ |
| Аргон | 0,93 | 1,28 | $9,4 \cdot 10^2$ |
| Двоокис вуглецю | $33 \cdot 10^{-3}$ | $50 \cdot 10^{-3}$ | $3,33 \cdot 10^2$ |
| Неон | $1,8 \cdot 10^{-3}$ | $1,2 \cdot 10^{-3}$ | 1,83 |
| Гелій | $5 \cdot 10^{-4}$ | $7,2 \cdot 10^{-5}$ | $5,4 \cdot 10^{-1}$ |
| Метан | $2 \cdot 10^{-4}$ | $8 \cdot 10^{-5}$ | $2 \cdot 10^{-1}$ |
| Криптон | $1,1 \cdot 10^{-4}$ | $3,2 \cdot 10^{-4}$ | $1,1 \cdot 10^{-1}$ |
| Водень | $5 \cdot 10^{-5}$ | $3 \cdot 10^{-6}$ | $5,1 \cdot 10^{-2}$ |

| | | | |
|-------------|-------------------|--------------------|----------------------|
| Ксенон | $9 \cdot 10^{-6}$ | $4 \cdot 10^{-5}$ | $5,35 \cdot 10^{-2}$ |
| Озон | $7 \cdot 10^{-6}$ | $12 \cdot 10^{-6}$ | $7,1 \cdot 10^{-3}$ |
| Водяний пар | 1,6 | 1 | $16 \cdot 10^2$ |

1.2. Середня довжина вільного пробігу.

Частота зіткнень молекули – кількість зіткнень молекули з іншими за 1 сек.



За 1 сек. відбудеться стільки зіткнень, скільки сусідів зустрине молекула в тунелі довжиною \bar{v} з поперечним перерізом σ . Як відомо, в об'ємі $\sigma \bar{v}$ міститься $n \sigma \bar{v}$ молекул. Отже, $\nu \sim n \sigma \bar{v} \sim \frac{P}{kT} \sigma (T) (kT)^{1/2}$, де $\sigma = \pi d^2$; \bar{v} – середня квадратична швидкість, при зіткненні $d \sim 10^{-9}$ м.

Задачу можна змінити: пучок налітає на мішень з ефективним перерізом $\sigma = z/(n \bar{v})$. Інтенсивність пучка $J = n \bar{v}$ – кількість частинок, які пролітають через одиничний контур, перпендикулярний пучку, за одиницю часу. $\sigma = z/J$ – частка середньої кількості частинок, що вибули з пучка в одиницю часу внаслідок зіткнень, до інтенсивності самого пучка. $\sigma = \sigma(\bar{v})$ – ми припускаємо, що немає іонізації, поглинання нейтронів атомами, поділу ядер, хімічних і термоядерних реакцій. $d\sigma/dT < 0$, але якщо T не занадто низькі: $\sigma \approx const$, $\lambda \gg d$; наприклад, за нормальних умов для $\theta_2 \Rightarrow z \sim 10^{10} \text{сек}^{-1}$.

Час вільного пробігу $\tau \sim 1/n \sigma \bar{v}$.

Довжина вільного пробігу $\lambda = \tau \bar{v} \sim 1/n \sigma$.

Розподіл молекул по довжинах вільного пробігу. Якщо n_0 – кількість частинок пучка, що пройшов крізь одиничний контур з координатою $x = 0$, то

відстань x пройдуть без зіткнень $n_g = n_0 \exp(-x/\lambda)$ частинок.

Крім зіткнень зі стінками посудини, молекули газу при своєму хаотичному тепловому русі зіштовхуються одна з одною. Тому шлях, що проходить молекула, являє собою просторову ламану лінію, прямолінійні ділянки якої відповідають вільному шляху молекули.

Оскільки рух молекул хаотичний, то ці прямолінійні ділянки шляху, взагалі говорячи, не однакові. Проте, завдяки наявності певного закону розподілу, можна запровадити поняття про середню довжину вільного шляху молекул газу – тобто відстані, що проходить молекула між двома зіткненнями. Середня довжина вільного шляху звичайно позначається як λ .

Так як молекули реальних газів мають кінцевий розмір, то середня довжина вільного шляху молекули повинна, очевидно, залежати від цих розмірів, а також від концентрації (молекулярної концентрації) газу. З кінетичної теорії середня довжина вільного шляху виражається формулою

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d_m^2 \left(1 + \frac{C}{T}\right)} \quad (1.6)$$

де n – молекулярна концентрація;

d_m – ефективний діаметр молекули;

T – абсолютна температура газу;

C – постійна Сезерленда, що залежить від роду газу та дорівнює температурі, при якій, у випадку постійної молекулярної концентрації газу, середня довжина вільного шляху молекул зменшується вдвічі в порівнянні зі значенням, що відповідає нескінченно великій температурі.

Як видно із формули (1.6), λ обернено пропорційна молекулярній концентрації N_1 та ефективному поперечному перерізу молекули πd_m^2 .

Множником $(1 + C/T)$, отриманим експериментально, враховується зменшення ефективного діаметру молекули при підвищенні температури газу, у

зв'язку з чим, середня довжина вільного шляху збільшується з підвищенням температури газу.

Означивши через λ_{273} довжину вільного шляху молекули при $0^{\circ}C$ ($273^{\circ}K$) із рівняння (1.6) можна отримати:

$$\lambda_T = \lambda_{273} \frac{(273 + C)T}{(T + C) \cdot 273} \quad (1.7)$$

По формулі (1.7) можна отримати значення λ для будь-якої температури, якщо відома довжина вільного шляху для $0^{\circ}C$.

Значення λ_{273} і C – табличні. Для прикладу приведемо деякі з них:

Таблиця 3.

| Газ | λ_{273} (м) при $0^{\circ}C$ та 760 мм рт. ст. | C |
|---------|---|-------|
| азот | $5,99 \cdot 10^{-8}$ | 102,7 |
| аргон | $6,35 \cdot 10^{-8}$ | 147,8 |
| водень | $11,23 \cdot 10^{-8}$ | 82,8 |
| кисень | $6,47 \cdot 10^{-8}$ | 136 |
| повітря | $6,08 \cdot 10^{-8}$ | 124 |

Як видно з (1.6), λ залежить не тільки від температури, але і від n , тобто від тиску газу $p = nkT$.

Тоді, для λ маємо:

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2} p \pi d_m^2 \left(1 + \frac{C}{T}\right)} \quad (1.8)$$

Використовуючи формули (1.7) та (1.8), можна розрахувати залежність λ від p :

Таблиця 4.

| | | | | | | |
|---------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $p, \text{ мм рт. ст.}$ | 760 | 1 | 0,1 | 10^{-2} | 10^{-3} | 10^{-4} |
| $\lambda, \text{ м (20}^0 \text{ C)}$ | $6,21 \cdot 10^{-8}$ | $4,72 \cdot 10^{-5}$ | $4,72 \cdot 10^{-4}$ | $4,72 \cdot 10^{-3}$ | $4,72 \cdot 10^{-2}$ | $4,72 \cdot 10^{-1}$ |
| $p, \text{ мм рт. ст.}$ | 10^{-5} | 10^{-6} | 10^{-7} | 10^{-8} | 10^{-9} | |
| $\lambda, \text{ м (20}^0 \text{ C)}$ | 4,72 | 47,2 | 472 | $4,72 \cdot 10^3$ | $4,72 \cdot 10^4$ | |

Видно, що $\lambda \sim p^{-1}$, $\lambda = \lambda_1 p^{-1}$, де $\lambda_1 = 4,72 \cdot 10^{-5} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ (мм рт. ст.), це довжина вільного шляху молекули повітря при $t^0 \text{ C} = 20$ і $p = 1$ мм рт. ст. Звідси витікає проста емпірична формула:

$$\lambda = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{p(\text{мм рт. ст.})} (\text{м}) \quad (1.9).$$

1.3 Зіткнення молекул зі стінкою.

При розгляді стану газів при низькому тиску звичайно виходять з наступних постулатів:

- газ складається з окремих молекул, що рухаються;
- існує постійний розподіл молекул по швидкостям, таким чином, що одну і ту ж швидкість мають завжди однакова кількість молекул;
- рух молекул є ізотропним;
- температура газу пропорційна середній кінетичній енергії його молекул;
- при взаємодії з поверхнею твердого тіла молекула газу адсорбує.

При взаємодії молекули газу з поверхнею твердого тіла нормальна складова зміни імпульсу є $m \cdot v \cdot \cos \theta$ (θ – кут, під яким частинка падає на поверхню). Розглянемо випадок динамічної рівноваги, тобто коли на кожну адсорбовану молекулу газу приходить одна десорбована з протилежним вектором швидкості. Таким чином, загальна величина зміни імпульсу становить:

$$\Delta K = 2 m v \cdot \cos \theta$$

Згідно другого закону Ньютона, тиск на поверхню молекули на поверхню твердого тіла:

$$\Delta P = \frac{\Delta K}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{2 m v \cdot \cos \theta}{\Delta S \cdot \Delta t} \quad (1.10)$$

де ΔS - поверхня твердого тіла, Δt час взаємодії. Кількість молекул в елементарному об'ємі ΔV , яка пропорційна тілесному куту $\Delta \omega$, під яким видно елемент поверхні ΔS .

$$dN = n \cdot \frac{d\omega}{4\pi} \cdot 4\pi \quad (1.11)$$

Тілесний кут дорівнює:

$$d\omega = \frac{\cos \theta \cdot \Delta S}{r^2} \quad (1.12)$$

де r – радіус вектор.

Для елемента об'єму ΔV у полярній системі координат :

$$dV = r^2 \cdot \sin \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta \cdot dr \quad (1.13).$$

Тиск газу на поверхню твердого тіла знайдемо інтегруванням по об'єму на півсфери з радіусом $R = v \cdot \Delta t$, з якої молекули за час Δt досягнуть поверхні:

$$p = \int_V \frac{2 m v \cos \theta}{\Delta A \Delta t} dN \quad (1.14)$$

Підставив (1.11, 1.12, 1.13) у (1.14) отримаємо:

$$p = \frac{n m v}{2\pi \Delta t} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \int_0^R dr.$$

Після інтегрування отримаємо наступний вираз:

$$p = \frac{n m v^2}{3} \quad (1.15)$$

Згідно прийнятим постулатам існує розподіл молекул по швидкостям , а тому потрібно замість v підставити $v_{кв}$, яке ми отримаємо таким чином:

$$v_{кв}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i^2 \quad (1.16)$$

Звідси виходить, що:

$$p = \frac{nmv_{кв}^2}{3} \quad (1.17)$$

з урахуванням рівняння газового стану:

$$pV = \frac{Nm}{M} RT \quad (1.18)$$

прирівняємо і отримаємо:

$$\frac{nmv_{кв}^2}{3} = \frac{Nm}{M} RT \quad (1.19)$$

і далі

$$v_{кв} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = 158 \sqrt{\frac{T}{M}} [м/с] \quad (1.20)$$

Кількість молекул, що вдаряються у одиницю часу об одиницю поверхні можна отримати з аналогічних підрахунків:

$$N_q = \int \frac{dN}{V \Delta t} = \frac{n}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{R=v\Delta t} \frac{dr}{\Delta t} = \frac{nv}{4} \quad (1.21)$$

З урахуванням розподілу молекул газу по швидкостям:

$$N_q = \frac{nv_{ар}}{4} \quad (1.22)$$

де $v_{ар}$ – середньоарифметична швидкість молекул газу. За допомогою цього виразу можливо отримати об'єм газу, що вдаряється у одиницю часу об одиницю поверхні:

$$V_q = \frac{N_q}{n} = \frac{nv_{ар}}{4} \quad (1.23).$$

Отриманий вираз не залежить від тиску і визначає максимальну швидкість дії ідеального вакуумного насосу, який відкачує всі молекули газу, що попадають до нього крізь вхідний отвір.

$$v_a = \sqrt{\frac{8 k T}{n m}} = 145,51 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (1.24)$$

де T – температура газу,

M – молекулярна вага газу.

Для практичних цілей важливо знати не число молекул N_V , що вдаряються в одиницю часу на одиниці поверхні, а об'єм газу, що вдаряється в одиницю поверхні в одиницю часу. Для того, щоб визначити цю величину, необхідно N_V розділити на молекулярну концентрацію N_i , тоді

$$V_V = \frac{v_a}{4} = 36,38 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{м} / \text{сек}) \quad (1.25)$$

Якщо поверхня має площу A (м^2), тоді

$$V_A = 36,38 A \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{м}^3 / \text{сек}) \quad (1.26)$$

Видно, що у вираженні для V_A не входить N_i – молекулярна концентрація, тобто V_A не залежить від тиску газу.

2. Вакуум, як фізичний об'єкт.

2.1. Степені вакууму.

Вакуумом (від латинського *vacuum* – порожнеча) називається стан розрідженого газу, коли його тиск нижче атмосферного. За кількісну характеристику вакууму вважають тиск газу. Вакууму відповідає тиск нижчий ніж 10^5 Па . Одержують такий вакуум за допомогою вакуумних насосів різноманітних принципів дії.

З формули (1.11) видно, що середня довжина вільного шляху зворотно

пропорційна тиску газу. Зменшуючи тиск, можна досягти того моменту, коли λ стане порівняною, а потім і більше ніж характерна відстань d , де d , наприклад, відстань між стінками посудини.

Очевидно, що при $\lambda \gg d$ взаємні зіткнення між молекулами є зовсім незначними. Молекули по прямій лінії перелітають від однієї стінки посудини до іншої.

Як показали дослідження, багато властивостей газів істотно залежать від співвідношення λ / d , де d є характерний розмір посудини, що в розглянутому випадку грає головну роль.

Зокрема, для труби безмежної довжини $d = D$, де D – діаметр труби; для двох нескінченних площин $d = 2D$, де D – відстань між площинами, а для сфери $d = 2/3D$, де D – діаметр сфери.

У вакуумній техніці розрізняють три основні ступені вакууму:

1. $\lambda \ll d$, тобто довжина вільного шляху молекули газу значно менше характерного розміру. У цьому випадку має місце низький вакуум.
2. $\lambda \approx d$, тобто довжина вільного шляху молекули газу порівнянна з характерним розміром. У цьому випадку має місце середній вакуум.
3. $\lambda \gg d$, тобто довжина вільного шляху молекули перевищує характерний розмір. У цьому випадку має місце високий вакуум.

Існує ще і четверта ступінь вакууму – надвисокий вакуум.

Зауваження.

Відношення λ / d називається критерієм Кнудсена. Це співвідношення отримують із порівняння частоти зіткнення між молекулами газу з частотою зіткнення молекул газу зі стінкою.

Якщо позначити ν_M – частота зіткнень між молекулами газу, то, очевидно, вона дорівнює $\nu_M = \nu / \lambda$, де ν – швидкість молекул, λ – середня довжина вільного шляху.

Можна показати, що ν_C – частота зіткнень молекул із стінкою дорівнює $\nu_C = v/d$. Тоді $K_n = \nu_C / \nu_M = \lambda/d$. Відповідно, стан газу при низькому вакуумі буде мати місце, коли $K_n \ll 1$, для середнього – $K_n \approx 1$, для високого – $K_n \gg 1$.

Очевидно, що степінь вакууму поняття відносне. Тому самому тиску можуть відповідати різноманітні ступені вакууму (в залежності від співвідношення λ/d). Наприклад, якщо повітря проникає в посудину, лінійні розміри котрого менше $6 \cdot 10^{-8}$ м, то в цій посудині повітря навіть при атмосферному тиску буде поводитися, як при високому вакуумі (такий випадок реалізується тоді, коли газ проникає в пори твердого тіла – цеоліти, активоване вугілля, силікагель).

Справедливо і наступне міркування. Чим більше геометричні розміри посудини, у якій знаходиться газ, тим при більш низькому тиску настає стан високого вакууму. Можна зазначити приблизні чисельні значення тисків відповідним різноманітним ступеням вакууму.

Таблиця 5.

| ступінь вакууму | низький | середній | високий | надвисокий |
|-------------------|---------|------------------------|--------------------------------------|--------------------|
| <i>Па</i> | > 133 | 133...10 ⁻¹ | 10 ⁻¹ ...10 ⁻⁵ | < 10 ⁻⁵ |
| <i>мм рт. ст.</i> | > 1 | 1...10 ⁻³ | 10 ⁻³ ...10 ⁻⁷ | < 10 ⁻⁷ |

2.2. Поняття “пар” та “газ”.

Відзначимо, що у вакуумній техніці доводиться мати справу не тільки з газами, але і з парами деяких речовин. Критерієм, по якому можемо судити, чи є речовина газом або парою, служить його критична температура. Критичною температурою називається температура, вище якої речовина знаходиться тільки в газоподібному стані. Газом називається газоподібна речовина, якщо його температура вище критичної. Парою називається газоподібна речовина, якщо її температура нижче критичної.

Таблиця 6.

| Речовина | Критична температура, °C | Речовина | Критична температура, °C |
|----------|--------------------------|-----------------|--------------------------|
| Гелій | -267,8 | Аргон | -122,4 |
| Водень | -241 | Криптон | -62,5 |
| Неон | -228 | Ксенон | 14,7 |
| Азот | -147 | CO ₂ | 31 |
| Кисень | -118 | Вода | 365 |
| Повітря | -140 | Ртуть | 1450 |

З таблиці видно, що *He, H₂, Ne, N₂, O₂, Ar, Kr* при кімнатних температурах є газами. Ксенон і двоокис вуглецю можуть бути, як у газоподібному стані, так і в пароподібному. Вода, ртуть, різноманітні масла, метали через те, що їхня критична температура вище кімнатної, знаходяться в пароподібному стані.

Якщо випаровування речовини відбувається в замкненому просторі, то після закінчення деякого проміжку часу, настає стан насичення, тобто встановлюється постійний тиск пару, незважаючи на випаровування, яке продовжується. Насичення відбувається з тієї причини, що в процесі випаровування зі зростанням густини пари зростає і кількість молекул (атомів) пару; що знов конденсуються. У момент, коли кількість молекул, що конденсуються в одиницю часу, зрівнюється з кількістю молекул, що випаровуються за той же час, встановлюється постійна густина, а при постійній температурі – постійний тиск насиченого пару. Встановлюється динамічна рівновага.

Таблиця 7.

| Речовина | Тиск насиченого пару при 20 ⁰ C, мм рт. ст. |
|----------|---|
| Вода | 17,5 |

| | |
|-----------------------------------|---------------------------|
| Масла для обертальних насосів | $10^{-2} \dots 10^{-5}$ |
| Ртуть | $1,2 \cdot 10^{-3}$ |
| Масла для пароструменевих насосів | $10^{-5} \dots 10^{-9}$ |
| Мастила для ущільнень | $10^{-3} \dots 10^{-10}$ |
| Скло | $10^{-15} \dots 10^{-25}$ |

Якщо пара не знаходиться в стані насичення, то до неї, як і до нового газу, можна застосовувати закони, які справедливі для ідеальних газів (з тим більшим правом, чим менше її густина). Для насичених парів справедливі лише газові закони, не пов'язані зі зміною параметрів стану (Авогадро, Дальтона). Закони Бойля-Маріотта, Гей-Люссака та Шарля до насичених парів не можуть бути застосовані. Тиск насиченої пари можна змінити тільки шляхом зміни його температури.

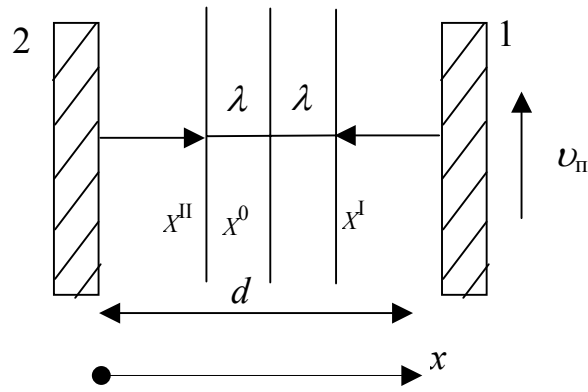
3. Явища переносу.

До явищ переносу відносяться такі властивості газів, як дифузія (перенос маси газу), теплопровідність (перенос тепла, тобто перенос енергії теплового руху молекул газу) і в'язкість або внутрішнє тертя (перенос імпульсу або кількості руху молекул газу). Всі ці явища істотно залежать від ступені вакууму, тобто від співвідношення λ / d .

3.1. В'язкість газів.

При переміщенні твердого тіла зі швидкістю v_n за рахунок передачі кількості руху молекулам газу виникає сила внутрішнього тертя.

Увесь газ між рухомою 1 і нерухомою 2 пластинами можна розподілити на прошарки товщиною λ , де λ – середня довжина вільного шляху. У площині X^0 відбуваються зіткнення молекул, що вийшли із площин X^I і X^{II} . Зміна кількості руху в результаті одного зіткнення дорівнює $2m\lambda d v_n / dx$. У одиницю часу площину



X^0 перетинають $\frac{1}{4} n v_a$ молекул, тоді загальна кількість руху складе

$$\frac{1}{2} m n \lambda v_a \frac{d v_n}{d x} \quad (3.1)$$

Сила тертя буде дорівнювати

$$F = -\frac{1}{2} m n \lambda v_a \frac{d v_n}{d x} A = -\eta \frac{d v_n}{d x} A \quad (3.2)$$

де A – площа поверхні переносу.

Коефіцієнт пропорційності η називається коефіцієнтом динамічної в'язкості:

$$\eta = \frac{m n \lambda v_a}{2} = \frac{\rho \lambda v_a}{2} \quad (3.3)$$

Підставляючи значення для v_a (1.24), λ (1.8), можна отримати:

$$\eta = \frac{\sqrt{m k T}}{n^{3/2} d_M^2 \left(1 + \frac{C}{T}\right)} \quad (3.4)$$

Числові значення для різноманітних сортів газу при $T = 273^0 \text{ C}$ дані в таблиці:

Таблиця 8.

| Газ | H_2 | He | CH_4 | Ar | Ne | N_2 | CO | O_2 | CO_2 | Повітря |
|---|-------|------|--------|------|------|-------|------|-------|--------|---------|
| $\eta \cdot 10^5 \text{ Н} \cdot \text{с} / \text{М}^2$ | 0,88 | 1,9 | 1,1 | 2,1 | 3 | 1,75 | 1,7 | 2,02 | 1,4 | 1,7 |

Як видно з виразу для $\eta(\rho)$, в умовах низького вакууму, тобто коли $\lambda \ll d$,

додаток $\lambda\rho$ не залежить від тиску ($\rho \approx p$ і $\lambda \approx 1/p$), тобто коефіцієнт в'язкості дорівнює коефіцієнту внутрішнього тертя і не залежить від тиску, а залежить тільки від температури.

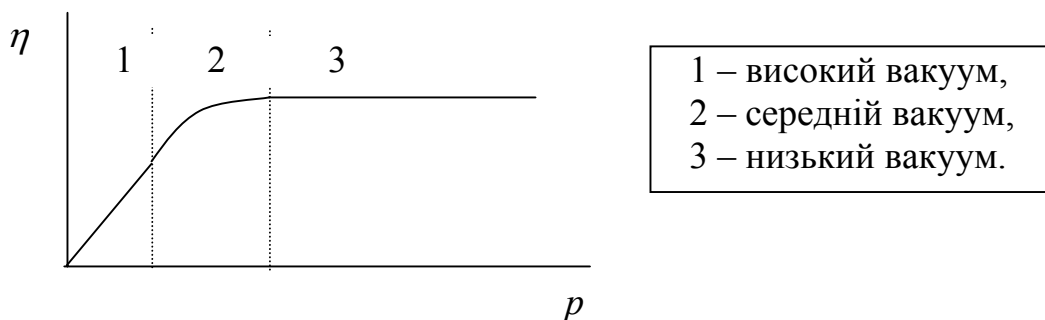
При високому вакуумі, коли $\lambda \gg d$, можна показати, що

$$F = -\frac{1}{4}nmv_a v_n A \quad (3.5)$$

тобто сила тертя пропорційна молекулярній концентрації, а отже, і тиску газу.

(тут необхідно врахувати, що $\frac{dv_n}{dx} = v_n(d + 2\lambda)$ – це формула для наближеного розрахунку $\frac{dv_n}{dx}$).

В умовах середнього вакууму сила внутрішнього тертя повинна залежати від тиску, але тим менше, чим стан газу ближчий до низького вакууму і, обернено, тим більше, чим стан газу ближчий до високого вакууму.

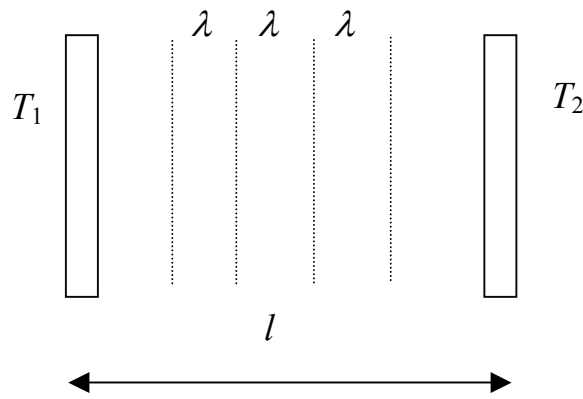


3.2. Теплопровідність газів.

Уявимо собі в газовому середовищі дві паралельні пластинки, що мають різні температури T_1 та T_2 , причому $T_1 > T_2$.

Молекули газу, після зіткнення з гарячою пластинкою будуть мати більшу кінетичну енергію чим до цього. У випадку низького вакууму $\lambda \ll d$, молекули не зможуть передати енергію безпосередньо холодній пластинці через велику кількість зіткнень молекул одна з однією на відстані між пластинками.

Якщо представити газ між пластинками розподіленим на прошарки λ , на



межі яких, внаслідок взаємних зіткнень відбувається обмін енергіями між молекулами, тоді від прошарку до прошарку відбувається перенесення енергії (тепла) і між пластинами встановлюється рівномірний перепад температури на одиницю шляху $(T_1 - T_2)/l$.

Безпосередньо об холодну пластинку вдаряються лише молекули з найближчого до неї прошарку, причому температура газу тим ближча до T_2 , чим менше λ . Відповідно до кінетичної теорії газу в умовах низького вакууму маємо:

$$Q = \chi_{\text{тепл}} \frac{T_1 - T_2}{l} A \quad (3.6)$$

де A - площа поверхні пластин,

Q – потік енергії внаслідок теплопровідності,

$\chi_{\text{тепл}}$ – коефіцієнт теплопровідності.

В системі СІ потік енергії Q вимірюється у $Вт$, а

$$\chi_{\text{тепл}} = 2,09 \cdot 10^2 \cdot \varepsilon \rho \lambda \nu_a C_V \quad (Вт/м \cdot К) \quad (3.7)$$

де ε – множник рівний 2,5 для одноатомних газів; 1,9 – для двоатомних; 1,75 – для трьохатомних;

C_V – теплоємність одиниці маси газу при постійному об'ємі $[Дж/К \cdot кг]$;

ρ – густина газу, $кг/м^3$;

ν_a – середня арифметична швидкість молекул газу, $м/сек$;

λ – середня довжина вільного шляху, $м$.

Видно, що $\chi_{\text{тепл}}$ в умовах низького вакууму прямо пропорційна додатку $\rho\lambda$, тобто не залежить від тиску, що підтверджується експериментально.

При $\lambda \gg l$ (високий вакуум) взаємних зіткнень молекул між пластинами немає і, отже, немає і втрат тепла на шляху між ними, тобто теплопровідність повинна залежати від густини молекул газу n , а отже від тиску.

У цьому випадку:

$$Q = \alpha p \sqrt{\frac{2R}{\pi MT}} (T_1 - T_2) A \quad (3.8)$$

де T – середня температура газу,

α – коефіцієнт акомодатії, і його значення коливається для різних сортів газу від 0,2 до 0,95.

Як видно з формули, Q прямо пропорційно p . В умовах середнього вакууму теплопровідність газу до деякої міри залежить від тиску, причому тим більше, чим більше λ .

Для практичного застосування важливо знати співвідношення для вираження теплопровідності між нагрітим тонким дротом, що натягнутий вздовж осі циліндра, та останнім:

$$Q = nrl\chi_{\text{тепл}} \frac{T_1 - T_2}{\ln(r_1 / r_2)} \quad (3.9)$$

де l – довжина дроту,

T_1, T_2 – температури циліндричних поверхонь,

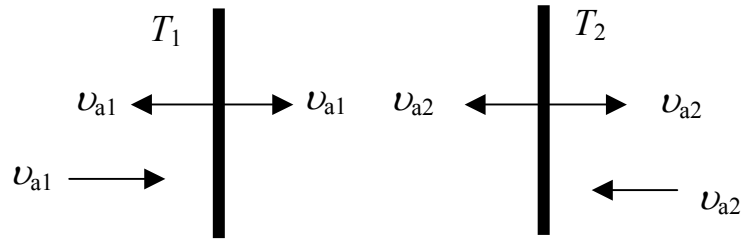
r_1, r_2 – радіуси дроту та циліндра.

Якщо $\lambda \gg r_1$, то

$$Q = \alpha p \sqrt{\frac{8\pi R}{MT}} (T_1 - T_2) r_1 l \quad (3.10)$$

3.3. Радіометричний ефект.

Розглянемо дві паралельні пластинки, нагріті до температури T_1 і T_2 , причому $T_2 > T_1$.



Зліва на пластинку 1 потрапляє молекула зі швидкістю v_{a1} , а справа – v_{a2} . Так як $T_2 > T_1$, то $v_{a2} < v_{a1}$, тому на пластину 1 буде діяти сила, що відштовхує її від пластини 2.

$$f = \nu(mv_{a2} - mv_{a1}) \cdot s \quad (3.11)$$

де ν - частота зіткнень;

s – площа пластини.

$$\nu = \frac{p}{(mv_{a1} - mv_{a1})} \cdot s, \quad v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad f = \frac{8}{\pi} p \left(\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right) \cdot s,$$

Для невеликих $T_2 - T_1 < T_1$, маємо:

$$f = \frac{4}{\pi} ps \frac{T_2 - T_1}{T_1} \quad (3.12)$$

Очевидно, що при постійних T_1, T_2 на пластинки діє сила, пропорційна тиску p .

3.4 Дифузія газів.

Дифузія – це нерівноважний процес, який виникає у газі внаслідок порушення умови хімічної рівноваги. Коли газ складається з двох (або більше) компонентів, концентрація яких не є однаковою по всьому об'ємі, але концентрація суміші є однорідною ($n_{1,2} = n_{1,2}(x); n_1 + n_2 = n = const$), то через

хаотичний тепловий рух молекул з часом відбувається вирівнювання концентрацій. Для кількісної характеристики дифузії введемо *густина дифузійного потоку* (j) – кількість молекул розглянутого сорту, що проходять при дифузії через одиничний контур, перпендикулярний до градієнта концентрації, за одиницю часу.

$$\vec{j} = -D \text{grad}(n), \text{ в одновимірних задачах: } j = -D \, dn/dx.$$

$D = \lambda v_T/3$ – коефіцієнт дифузії ідеального газу, $D \sim \sqrt{T} \quad k/(\sigma P) \sim T^{3/2}/p$, $[D] = \text{м}^2/\text{сек}$.

Дифузійний потік $\Gamma = jS$. $\Gamma \sim dn/dx$ – закон Фіка (відкрив експериментально пропорційну залежність дифузійного потоку від градієнта концентрації).

Зв'язок коефіцієнта дифузії з рухливістю частинки. В зовнішньому стаціонарному потенціальному полі на хаотичний рух молекул накладається регулярний рух у напрямку сили \vec{F} зі швидкістю $\vec{u} = B\vec{F}$ (якщо \vec{F} не занадто велика, порівняй із другим законом Ньютона). B – рухливість частинки (порівняйте із рухом зарядів в електроліті). $D = BkT$ – співвідношення носить ім'я Ейнштейна.

Термодифузія. Поряд із дифузиею в газах має місце термодифузія. Вона полягає в тому, що до холоднішої частини об'єму в середньому рухаються більші за масою частинки газової суміші. Коли ж маси компонентів суміші є приблизно однаковими, то в холоднішій частині об'єму збираються більші за розміром частинки. Термодифузійний потік

$$\Gamma_1 = n \frac{D_T}{T} \frac{dT}{dx} \quad di \quad (3.13)$$

тут D_T – коефіцієнт термодифузії. Термодифузія використовується в техніці, зокрема, для поділу радіоізотопів. Відповідний пристрій дістав назву поділового стовпчика (*разделительная колонка*). Він складається з набору трубок довжиною 5...10 м, діаметром $d \leq 10$ мм. Вздовж осі трубки прокладено дріт. Електричний струм нагріває дріт до $T = 10^3 \dots 2 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Теплопровідність газів. Коли порушено теплову рівновагу, передача теплової енергії може відбуватись за рахунок теплопровідності, конвекції, випромінювання. Густина теплового потоку q – кількість теплоти, яку молекули газу внаслідок хаотичного теплового руху за одну секунду переносять через контур одиничної площі, що є перпендикулярним до градієнта температури,

$$q = -\kappa (dT/dx) \quad (3.14)$$

Закон пропорційності теплового потоку до градієнта концентрації ($q \sim dT/dx$) відкрито експериментально і носить назву першого закону Фур'є.

Фур'є Жан Батист Жозеф (1768.21.03.–1830) – французький математик і фізик.

Коефіцієнт теплопровідності ідеального газу $\kappa = (1/3) \bar{v} c_V \rho \lambda \sim T^{1/2} \sigma^{-1}$.
 $[k] = \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

$Q = -\kappa (dT/dx) dS dt$ – кількість теплоти. Коли цей вираз дещо тотожно перетворити, дістаємо вираз, який є відомим для кількості Q електричного заряду, який проноситься за час dt через дріт довжиною Δx із перерізом ΔS із питомою електропровідністю γ .

$$-Q/dt = \frac{\Delta T}{\frac{l}{\kappa} \frac{\Delta x}{\Delta S}} \quad (3.15)$$

$$R = \frac{l}{\gamma} \frac{\Delta l}{\Delta S} \text{ – опір в електриці; } R = \frac{l}{\kappa} \frac{\Delta x}{\Delta S} \text{ – тепловий опір.}$$

В'язкість. Попри те, що молекули ідеального газу не взаємодіють між собою, в газах діє сила в'язкого тертя. Вона виникає внаслідок хаотичного теплового руху молекул, коли шари направлено рухаються (наприклад, в напрямку x) зі швидкістю, яка залежить від поперечної координати (наприклад, y). Тоді сусідні шари труться один об один із силою:

$$F = \eta S dv_x/dy \quad (3.16)$$

Коефіцієнт в'язкості η у випадку ідеального газу дорівнює $\eta = (1/3) v_T \lambda \rho$. Тут

S – площа, через яку труться шари.

Об'єм газу, що протікає через трубу довжиною L радіуса a за 1 сек під дією різниці тисків ($p_1 - p_2$) визначається формулою Пуазейля:

$$dV/dt = \frac{p_1 - p_2}{8\eta L} \pi a^4 \quad (3.17)$$

Дифузія – це поступове проникнення однієї частини газу в другу при наявності градієнту концентрації (самодифузія) або одного газу в інший (взаємна дифузія).

Рівняння стаціонарної дифузії відповідно до першого закону Фіка має наступний вигляд:

$$P_n = D \left(\frac{dn}{dx} \right) \quad (3.18)$$

де D – коефіцієнт дифузії, $\frac{dn}{dx}$ – градієнт концентрації, P_n – густина потоку частинок у напрямку, протилежному градієнту концентрації.

Розглянемо однорідний газ, що складається з молекул одного типу. В умовах низького вакууму через площину, що перпендикулярна напрямку потоку частинок по обидва боки прошарків, віддалених на відстань, рівній середній довжині вільного шляху λ , будуть проходити два зустрічних потоки, різниця яких і визначає швидкість дифузії.

$$P_n = \frac{v_a}{4} (n^I - n^{II}) = -\frac{v_a}{4} \cdot 2\lambda \frac{dn}{dx} \quad (3.19)$$

Звідки $D_C = \lambda \cdot \frac{v_a}{2}$, де n^{II} і n^I – це концентрації газів у прошарках, віддалених від розглянутої площини на відстань λ , D_C – коефіцієнт самодифузії. З огляду на

те, що $p = nkT$, $v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot n \pi d_M^2 \left(1 + \frac{C}{T} \right)}$, можна одержати:

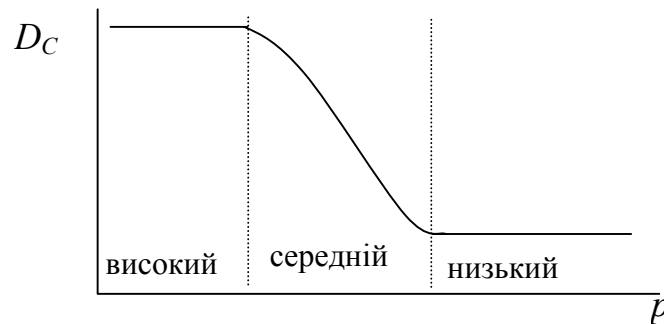
$$D_C = \frac{k^{3/2} \cdot T^{5/2}}{\pi^{3/2} m^{1/2} p d_M^2 (T + C)} \quad (3.20)$$

Таким чином, можна сказати, що коефіцієнт самодифузії в області низького вакууму обернено пропорційний тиску і збільшується з підвищенням температури газу.

У випадку, коли є суміш двох газів із концентраціями n^1 та n^2 , причому $n^1 + n^2 = n = \text{const}$, можна записати, що $\frac{\partial n_1}{\partial x} + \frac{\partial n_2}{\partial x} = 0$; $\frac{\partial n_1}{\partial f} + \frac{\partial n_2}{\partial f} = 0$. Тоді звідси слідує: $D_{12} = D_{21} = D_B$ – коефіцієнт взаємної дифузії:

$$D_B = \frac{8\sqrt{2}}{3} \cdot \left(\frac{kT}{\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{p(d_1 + d_2)^2} \sqrt{\frac{1}{m_1 + m_2}} \quad (3.21)$$

де d_1, d_2 – ефективні діаметри молекул газу з масою m_1 та m_2 відповідно, причому $d_1^2 = d_0^2 / \left(1 + \frac{C}{T}\right)$. Очевидно, що D_B не залежить від концентрації й обернено пропорційний загальному тиску, а також пропорційний $T^{3/2}$.



У області високого вакууму відстань між поверхнями завжди менша, ніж середня довжина вільного шляху молекул газу. У цьому випадку замість величини 2λ , необхідно поставити ефективний розмір вакуумної камери $d_{\text{эф}}$. Тоді:

$$D_C = d_{\text{эф}} \frac{v_{ap}}{4} = \frac{d_{\text{эф}} \cdot \sqrt{kT}}{\sqrt{2\pi m}} \quad (3.22)$$

Тобто коефіцієнт самодифузії у високому вакуумі не залежить від тиску, пропорційний \sqrt{T} і обернено пропорційний \sqrt{m} . Якісне поводження коефіцієнта самодифузії в залежності від тиску показано на малюнку, приведеному вище.

3.4.1. Особливості явищ перенесення в розріджених газах.

Вакуум – це настільки розріджений газ, що в ньому молекули частіше стикаються не одна з одною, а зі стінками судини (довжина вільного пробігу λ є більшою за характерний розмір судини). При цьому немає конвективних потоків, немає дифузії, в'язкості (коли розглядають дифузю, кажуть про зміну концентрації при переході від шару до шару, при цьому розмір окремого шару є набагато більшим за довжину вільного пробігу, що як раз і не може виконуватись у вакуумі), але лишається справедливим рівняння стану $p = nkT$, відбувається перенесення тепла, і виходять наперед інші явища перенесення, зокрема, ефузія, теплове ковзання, радіометричний ефект.

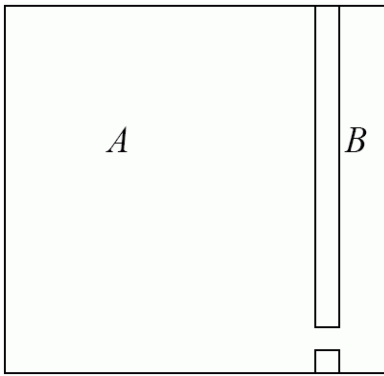
Перенесення тепла від гарячої стінки до холодної можна описати рівнянням, що є аналогічним до рівняння теплопровідності у не розрідженому газі:

$$q = \kappa_V \cdot (T_2 - T_1) / a \quad (3.23)$$

де $T_{1,2}$ – температура стінок, a – відстань від стінки до стінки, $\kappa_V = (1/3) \nu a c_v \rho$ – коефіцієнт теплопровідності розрідженого газу. Слід відзначити, що вираз для κ_V можна здобути з аналогічного виразу для не розрідженого газу, замінивши лише характерний масштаб, на який переноситься тепло від зіткнення до зіткнення: $\kappa \rightarrow \kappa_V$, якщо $\lambda \rightarrow a$. У вакуумі перенесення тепла є набагато повільнішим (термос), ніж у не розрідженому газі: у вакуумі $\kappa_V \sim P^l$, на відміну від не розрідженого газу, в якому κ не залежить від тиску.

Ефузія розрідженого газу.

Ефузія – це перетікання розрідженого газу крізь отвір в перегородці. Отвір є малим, його діаметр і товщина стінок є малими порівняно до довжини вільного



пробігу ($d \ll \lambda$), інакше виникає упорядкований рух в отворі.

а) нагадаємо: $N = (1/4)n\bar{v}S$ – кількість зіткнень молекул газу зі стінкою площею S . Отже, ефузійний

$$\text{потік, } N = C \frac{PS}{\sqrt{mT}}; \quad C = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}}.$$

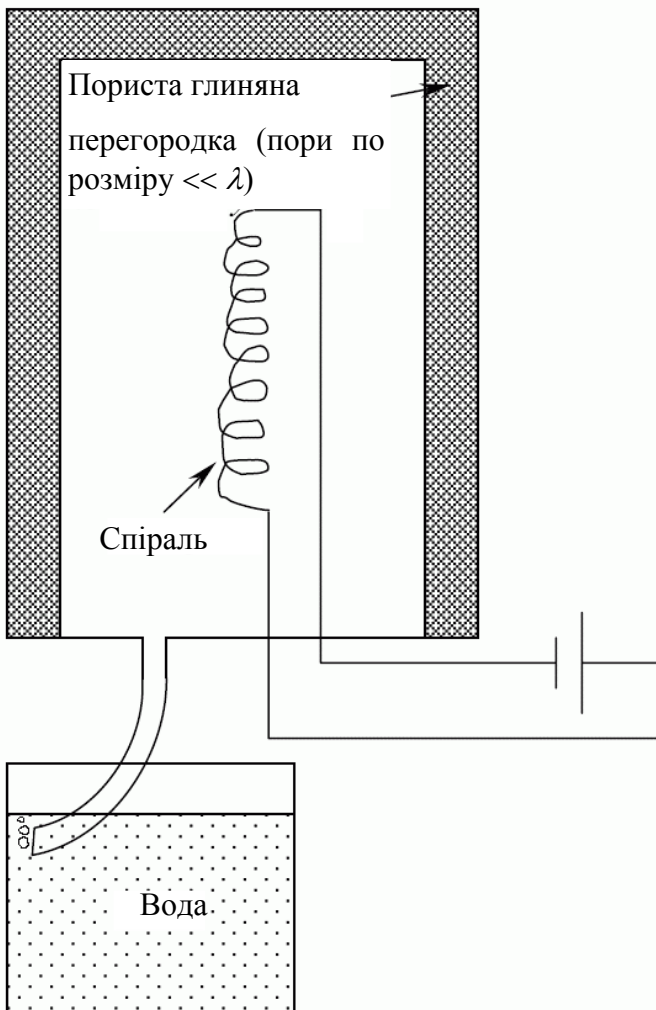
б) в частинах A і B відрізняються p і T .

$$N = \frac{CS}{\sqrt{m}} \left(\frac{P_A}{\sqrt{T_A}} - \frac{P_B}{\sqrt{T_B}} \right) \quad (3.24)$$

$$\text{У рівновазі } N = 0 \Rightarrow \frac{P_A}{\sqrt{T_A}} = \frac{P_B}{\sqrt{T_B}}.$$

Якщо $p_1 = p_2 \Rightarrow$ газ перетікає до частини з більш високою температурою. Це

експериментально показано в ефекті Кнудсена (теплової ефузії).

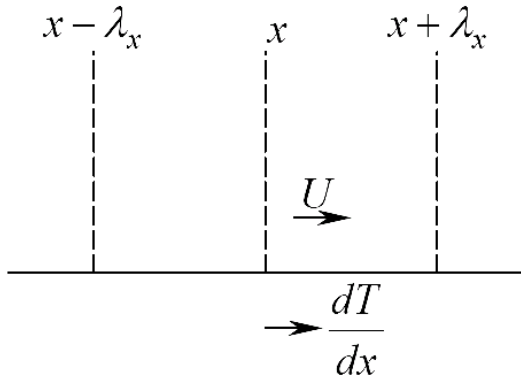


Кнудсен Мартін Ганс Крістіан (1871–1949) датський фізик і океанограф.

В цьому досліді чашку з необпаленої глини занурюють догори дном у воду (коли глиняний посуд відпалюють, пори зачиняються, глина перестає пропускати воду, власне, стає посудом). Діаметр пор в глині є дуже малим порівняно до довжини вільного пробігу молекул повітря за нормальних умов. Повітря під чашкою нагрівають, внаслідок чого

повітря всотується ззовні, тиск всередині підростає. Зайве повітря витікає назовні, що спостерігається, бо йдуть бульбашки.

Теплове ковзання.



Швидкість U вітру над поверхнею, яка є неоднорідно нагрітою,

$$U = \lambda_x \frac{d\bar{v}_x}{dx} \quad (3.25)$$

Довжина вільного пробігу в напрямку x λ_x у не розрідженому газі є малою, тому цей ефект стає помітним лише в вакуумі.

4. Режими течії газу.

Від ступеню вакууму залежить і режим течії газу по трубопроводу, який з'єднує об'єкт, що відкачується, з вакуумним насосом.

Ступінь вакууму у трубопроводі визначається співвідношенням середньої довжини вільного шляху молекул газу λ до діаметру трубопроводу d . Середня довжина вільного шляху молекул газу λ визначається по середньому тиску газу $\bar{p} = 0,5(p_1 + p_2)$, де p_1 та p_2 – тиски газу на кінцях трубопроводу.

4.1. Течія газу в умовах низького вакууму.

В умовах низького вакууму ($\lambda \ll d$) поведінка газу визначається взаємними зіткненнями молекул. Поведінка газу, що протікає по трубопроводу, подібна поведінці суцільного стисливого середовища, якому властиві інерція та в'язкість.

При відносно високих тисках як поблизу вхідного так і вихідного отворів трубопроводу та при великих швидкостях переміщення газового середовища у останньому виникають завихрення. Такий режим течії газу називається турбулентним.

При відносно великих тисках з обох сторін трубопроводу та великих швидкостях течії газу, яка не достатня для утворення завихрень, течія стає упорядкованою — ламінарною. При ламінарній течії основну роль у формуванні режиму течії відіграють сили інерції. Такий режим називається інерційним.

При зниженні тиску та подальшому зменшенні течії газу сили інерції слабшають. В'язкість газу при низькому вакуумі ($\lambda \ll d$) не залежить від тиску газу. Тому, у даному випадку, в'язкість починає здійснювати відносно більший вплив на формування режиму течії. Режим течії у цьому випадку називається інерційно-в'язкісним.

В решті решт, при низькому вакуумі, коли $\lambda \approx d$, але тиск у трубопроводі відносно малий, сили інерції перестають впливати на режим течії. У цьому випадку режим течії визначається в основному в'язкістю газу. Такий режим називається в'язкісним.

Режими, що розглянуті у цьому розділі, незважаючи на різницю між ними, мають загальну рису. Вони мають місце тільки у тому випадку, коли $\lambda \ll d$. У цьому випадку газ можна розглядати як суцільне стисливе середовище.

4.2. Течія газу в умовах високого вакууму.

Коли у трубопроводі досягнуто високий вакуум, такий що справедливо $\lambda \gg d$, газ уже не можна розглядати як суцільне середовище. Кожна молекула здійснює свій тепловий рух незалежно від інших та стикається лише зі стінками трубопроводу. Після удару об стінку трубопроводу молекула, пробувши на поверхні останньої невеликий проміжок часу (у випадку адсорбції), відскакує від неї у будь-якому (випадковому) напрямі.

У цьому і полягає основна особливість течії газу при високому вакуумі: молекули газу, рухаючись по трубопроводу, не взаємодіють з іншими молекулами, тому вони з однаковою вірогідністю рухаються як в сторону насосу так і в сторону об'єму, що відкачується, тобто – у протилежному напрямі.

Зниження тиску відбувається за рахунок молекул, що попадають до насосу і видаляються за межі вакуумної системи.

Режим течії газу, що характеризується незалежним тепловим рухом окремих молекул називається молекулярним.

4.3. Течія газу в умовах середнього вакууму.

В умовах середнього вакууму ($\lambda \approx d$), коли тиск продовжує знижуватись, вплив в'язкості газу на його течію слабшає. Збільшується вплив теплового руху окремих молекул. Такий проміжний режим течії зветься молекулярно-в'язкісним.

Резюме.

Із розглянутих режимів течії газу не всі мають однакове значення для вакуумної техніки. Так, турбулентний режим течії має місце тільки тоді, коли при тисках, близьких до атмосферного, велика маса газу відкачується високопродуктивними насосами за короткий відрізок часу. Після видалення достатньої маси газу течія газу стає ламінарною. Тобто ламінарний режим можливий тільки на самому початку відкачки. Теж саме можна віднести і до інерційного та інерційно-в'язкісного режиму.

При нормальній роботі вакуумних систем стан низького вакууму має місце лише на початку відкачного циклу та протягом малого відрізка часу.

Взагалі, з низько вакуумних режимів, вакуумна техніка має справу, в основному, тільки з в'язкісним режимом течії. Найбільше значення при відкачці вакуумних систем мають молекулярний та молекулярно-в'язкісний режими.

Таким чином, при проведенні різних вакуумно-технічних розрахунків частіше всього зустрічаються молекулярний, молекулярно-в'язкісний та в'язкісний режими течії газу.

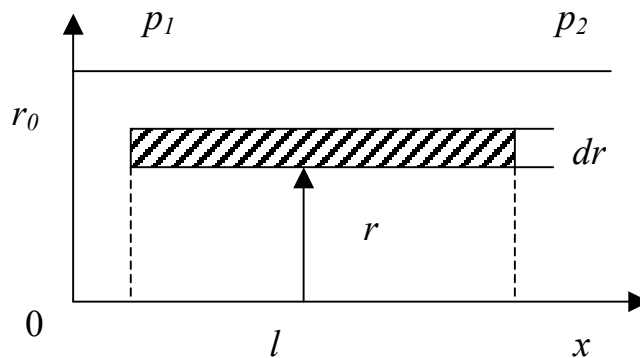
Для кожного режиму мають місце свої розрахункові формули, причому головним критерієм для вибору тієї чи іншої формули служить співвідношення між λ та d .

5. Розрахунок пропускної здібності довгих трубопроводів

Аналітичні вирази для пропускних здібностей відносяться до циліндричних трубок круглого перетину, довжина яких l значно більша за їх діаметр $l/d \gg 20$.

5.1. В'язкісний режим

При низькому вакуумі, в умовах в'язкісного режиму течії газу $\lambda \ll d$. Шар газу поблизу поверхні трубопроводу зостається нерухомим, а інші, товщиною λ , рухаються в умовах стаціонарного потоку з постійною швидкістю.



Розглянемо круглий трубопровід з довжиною l та радіусом r_0 . Тиск на протилежних кінцях цього трубопроводу нехай буде p_1 та p_2 , причому $p_1 < p_2$. Рушійна сила, що діє на шар газу товщиною dr обумовлена різницею тисків і дорівнює $F = \Delta p S = 2\pi \cdot r \cdot dr (p_2 - p_1)$. Потік газу Q через трубопровід дорівнюватиме $Q = V p_{сер} = V \frac{p_1 + p_2}{2}$; де V – повний об'єм газу, який протікає через перетин трубопроводу за одиницю часу, $V = \int_0^{r_0} v(r) 2\pi \cdot r dr$, де v – швидкість руху газу, яка в умовах в'язкісного режиму течії газу залежить від радіусу трубопроводу.

Окрім рушійної сили, на газ діє гальмуюча сила – у даному випадку це сила в'язкості $F = -\eta \frac{dv}{dr}$ – на одиницю площі.

На стовп газу радіусом r діє гальмуюча сила $F_r = -\eta 2\pi r l \frac{dv}{dr} \Big|_r$.

На стовп газу радіусом $r + dr$ діє гальмуюча сила $F_r = -\eta 2\pi (r + dr) l \frac{dv}{dr} \Big|_{r+dr}$.

Тоді на шар газу товщиною dr діють сили в умовах стаціонарного потоку:

$$F_p = F_{r+dr} - F_r;$$

$$2\pi r dr (p_2 - p_1) = -\eta 2\pi r l \frac{dv}{dr} \Big|_r + \eta 2\pi (r + dr) l \frac{dv}{dr} \Big|_{r+dr}$$

$$\frac{r dr (p_2 - p_1)}{l \eta} = \left[r \frac{dv}{dr} \Big|_r - (r + dr) \frac{dv}{dr} \Big|_{r+dr} \right] \equiv -d\left(r \frac{dv}{dr}\right) \equiv -d\left(r \frac{dv}{dr}\right) \Big|_r^{r+dr}$$

$$\frac{p_2 - p_1}{r l \eta} dr^2 = -d\left[r \left(\frac{dv}{dr}\right)\right] - \text{інтегруємо від } r \text{ до } r_0.$$

$$\frac{p_2 - p_1}{r l \eta} (r_0^2 - r^2) = r \left(\frac{dv}{dr}\right)_r - r_0 \left(\frac{dv}{dr}\right)_{r_0}, \text{ коли } r \rightarrow 0 \quad \frac{p_2 - p_1}{r l \eta} r_0^2 = -r_0 \left(\frac{dv}{dr}\right)_{r_0}, \text{ тоді}$$

маємо: $-\left(\frac{p_2 - p_1}{r l \eta}\right) r^2 = r \left(\frac{dv}{dr}\right)$. Інтегруємо від r до r_0 , причому $v(r)=0$.

$$-\frac{p_2 - p_1}{4l \eta} (r_0^2 - r^2) = -v(r), \quad v(r) = \frac{p_2 - p_1}{4l \eta} \cdot (r_0^2 - r^2).$$

$$V = \int_0^{r_0} 2\pi v r dr = \int_0^{r_0} \frac{2\pi r}{4l \eta} (p_2 - p_1) (r_0^2 - r^2) dr = \frac{\pi r_0^4}{8l \eta}.$$

Провідність труби $U = \frac{Q}{p_2 - p_1}$;

$$U = \frac{\pi r_0^4}{8l \eta} \cdot \frac{p_2 + p_1}{2} = \frac{\pi d^4 p_{сеп}}{l \eta} = U_e \quad (5.1)$$

При використанні цієї формули потрібно враховувати, що d_x та l вимірюються у метрах, а p — у мм рт. ст.

Наведемо розрахункові співвідношення для повітря.

$$\eta_{\text{пов}} = 1,82 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2 \text{сек при } T = 293^0 \text{К} \quad (5.2)$$

$$U_{\text{в.пов.}} = 1,82 \cdot 10^5 \frac{d^4}{l} \cdot \frac{p_1 + p_2}{2} \text{ м}^3/\text{сек (} p \text{ в мм рт. ст.)} \quad (5.3)$$

$$U_{\text{в.пов.}} = 182 \frac{d^4}{l} \cdot \frac{p_1 + p_2}{2} \text{ л/сек (} p \text{ в паскалях)} \quad (5.4)$$

$$\text{Для будь-якого газу } U_{\text{в}} = U_{\text{в.пов.}} \cdot \sqrt{\frac{M}{M'} \frac{\lambda_1}{\lambda_1'}} \quad (5.5)$$

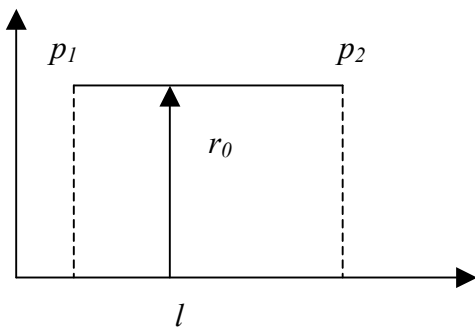
де: M – молекулярна маса повітря ($M = 28,8$),

M' – молекулярна маса газу,

λ_1 – довжина вільного шляху молекули повітря при $p = 1 \text{ Па}$, $\lambda_1 = 4,72 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

λ_1' – довжина вільного шляху молекули газу при $p = 1 \text{ Па}$.

5.2. Молекулярний режим.



При високому вакуумі, в умовах молекулярного режиму течії газу $\lambda \gg d$. У цьому випадку відіграють роль тільки зіткнення молекул з поверхнею трубопроводу.

Рухлива сила на стовп газу, яка виникає за рахунок різниці тиску на кінцях трубопроводу

дорівнює $F_p = (p_2 - p_1) \pi r_0^2$.

Гальмівна сила на стовп газу виникає за рахунок зіткнень молекул з поверхнею трубопроводу і дорівнює $F_2 = \nu m \nu S$,

де ν – частота зіткнень молекул газу з поверхнею в одиницю часу,

S – поверхня трубопроводу, що дорівнює $2\pi r_0 l$,

ν – швидкість переміщення газу.

Як відомо, $v = \frac{1}{4} n v_a$, а $v_a = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ – середня арифметична

швидкість молекули.

$$\text{Тоді } v = \frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \frac{1}{4} \frac{p}{kT} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \frac{p}{\sqrt{2\pi m kT}}.$$

В умовах стаціонарного процесу $F_p = F_r$. Тобто $v m v S = (p_2 - p_1) \pi r_0^2$,

$$v = \frac{(p_2 - p_1) \pi r_0^2}{2\pi r_0 l m v} = \frac{(p_2 - p_1) r_0}{2l m v}, \quad m = M/N_a, \quad R_0 = k N_a.$$

$$v = \frac{(p_2 - p_1) r_0 \sqrt{2\pi m kT}}{2l m p} = r_0 \frac{p_2 - p_1}{2lp} \sqrt{\frac{\pi kT}{2m}} = r_0 \frac{p_2 - p_1}{2lp} \sqrt{\frac{\pi R_0 N_a}{N_a M}} = \frac{p_2 - p_1}{lp} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}}.$$

$V = \pi r_0^2 v$ – повний потік газу, що протікає в одиницю часу через поперечний

перетин трубопроводу. $V = \pi r_0^3 \frac{p_2 - p_1}{lp} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}}$.

Потік газу $Q = V p_{сер}$. $Q = \pi r_0^3 \frac{p_2 - p_1}{lp} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2m}} p_{сер}$. Припустимо для спрощення

розрахунків, що $p = p_{сер}$. Тоді: $U_{провідність} = \frac{Q}{p_2 - p_1}$.

$$U_{T, мол} = \frac{\pi r_0^3}{l} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}} \quad (5.6)$$

$$\text{Для повітря: } U_M = 121 \cdot \frac{d^3(м)}{l(м)} \frac{м^3}{сек} \quad (5.7)$$

$$\text{Для будь-якого газу: } U'_M = U_M \sqrt{\frac{M}{M'}} \quad (5.8)$$

5.3. Молекулярно-в'язкісний режим.

Для розрахунків пропускної здібності довгих трубопроводів $\frac{l}{d} \gg 20$

використовується емпірична формула Кнудсена.

$$U_{M-\epsilon} = U_{\epsilon} + bU_M = U_M \left(b + \frac{U_{\epsilon}}{U_M} \right), \text{ де } b = \frac{1,25 \frac{d}{2\lambda}}{1 + 3,1 \frac{d_0}{2\lambda}}. \text{ Тоді:}$$

$$U_{M-\epsilon} = 38,1 \sqrt{\frac{T}{M} \frac{d^3}{l} \left(b + 7,4 \cdot 10^{-2} \frac{d}{\lambda_1} \cdot \frac{p_1 + p_2}{2} \right)} \frac{m^3}{сек} \quad (5.9)$$

Як видно, при пониженні тиску $b \rightarrow 1$, а $U_{\epsilon} / U_M \ll b$.

Тобто, $U_{M-\epsilon} = bU_M \approx U_{\epsilon}$. При підвищенні тиску $b \rightarrow 0,8$, а $U_{\epsilon} / U_M \gg 0,8$.

$$U_{M-\epsilon} = U_M U_{\epsilon} / U_M \approx U_{\epsilon}.$$

Для повітря при $20^{\circ}C$ $b \approx 0,9$.

$$U_{M-\epsilon} = 121 \frac{d^3}{l} \left(0,9 + 1,56 \cdot 10^3 d \frac{p_1 + p_2}{2} \right) \left(\frac{m^3}{сек} \right) \quad (p \text{ в мм рт. ст.}) \quad (5.10)$$

Взагалі остання формула справедлива для будь-якого режиму течії газу. Але через її відносну складність потрібно вміти визначати тип течії газу у тому чи іншому випадку.

Наведемо таблицю за допомогою якої можна визначити, який режим течії газу відбувається в тих чи інших умовах. Зазначимо, що наведена таблиця справедлива для довгих трубопроводів ($\frac{l}{d} \gg 20$).

Таблиця 9.

| Режим течії газу | Границя | |
|------------------------|---|---|
| | верхня | нижня |
| в'язкісний | $\frac{\lambda}{d} \approx 0,1 \frac{l}{d}$ | $\frac{\lambda}{d} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ |
| молекулярно-в'язкісний | $\frac{\lambda}{d} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ | $\frac{\lambda}{d} \approx 1,5$ |

| | | |
|--------------|---------------------------------|--|
| молекулярний | $\frac{\lambda}{d} \approx 1,5$ | $\frac{\lambda}{d} \rightarrow \infty$ |
|--------------|---------------------------------|--|

Примітка. Корисно також знати такі співвідношення.

Режим течії в'язкісний, коли $p d \geq 1,33 \text{ Па}\cdot\text{м}$, або $p d \geq 1 \text{ мм рт. ст.}$

Режим течії молекулярний, коли $p d \leq 0,02 \text{ Па}\cdot\text{м}$, або $p d \leq 0,015 \text{ мм рт. ст.}$

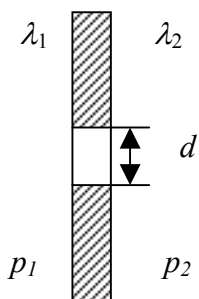
Де p – тиск, при якому проводять розрахунки,

d – діаметр трубопроводу.

6. Пропускні здібності отворів.

6.1. В'язкісний режим течії газу.

По відношенню до отвору, через який проходить газ із об'єму з більшим тиском p_2 в об'єм з меншим тиском p_1 , вакуум називається низьким, коли довжина вільного шляху в об'ємі з більшим тиском менше діаметра отвору. $\lambda_2 < d, p_2 > p_1$.



Враховуючи, що в основному відкачують повітря, для провідності отвору можна привести формулу:

$$U_{отв. в} = 200 \frac{A}{1 - \frac{p_1}{p_2}} [\text{м}^3/\text{сек}], \text{ де } A - \text{площа отвору } [\text{м}^2] \quad (6.1)$$

У процесі відкачки тиск швидко знижується і тому співвідношення $\frac{p_1}{p_2} \ll 1$

досягається досить швидко. Тоді

$$U_{отв. в} = 200 A \text{ м}^3/\text{сек}. \quad (6.2)$$

$$\text{Для круглого отвору } U_{отв. в} = 157 d^2 \text{ м}^3/\text{сек} \quad (6.3)$$

6.2. Молекулярний режим

У цьому випадку потрібно розглядати два незалежних потоки газу. Потоки

Q_1 та Q_2 протікають назустріч один одному. Тоді загальний потік через отвір буде дорівнювати $Q_{ом} = Q_2 - Q_1$.

Кількість молекул, що попадають в одиницю часу на одиницю поверхні, дорівнює: $N_V = \frac{N_1 v_a}{4}$, де N_1 – концентрація молекул, v_a – швидкість молекул.

Об'єм, що займають ці молекули $V_q = \frac{N_q}{N_1} = \frac{v_a}{4} = 36,38 \sqrt{\frac{T}{M}}$. Об'єм молекул,

що попадають в одиницю часу на поверхню площею A , дорівнює:

$$V_A = V_q A = 36,38 \sqrt{\frac{T}{v_a}} \text{ м}^3/\text{сек}, \quad Q_{ом} = p_2 V_A - p_1 V_A = (p_2 - p_1) V_A,$$

$$U_{ом} = \frac{Q_{ом}}{p_2 - p_1} = 36,38 \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot A, \text{ м}^3/\text{сек}. \quad (6.4)$$

$$\text{Для повітря при } t = 20^\circ\text{C } M = 28,8 \quad U_{ом n} = 116 A \text{ (м}^3/\text{сек)} \quad (6.5)$$

$$\text{Для круглого отвору } U_{ом n} = 116 \frac{\pi d^2}{4} = 96 d^2 \text{ (м}^3/\text{сек)} \quad (6.6)$$

6.3. Молекулярно-в'язкісний режим.

Розрахункова формула для цього випадку має вигляд:

$$U_{M-в.о} = U_{M.о} - \frac{U_{в.о} - U_{M.о}}{p_в - p_n} \cdot (p_i - p_M) \quad (6.7)$$

де $p_в$ – тиск, що відповідає верхній границі молекулярно-в'язкісного режиму,

p_n – тиск, що відповідає нижній границі молекулярно-в'язкісного режиму,

p_i – тиск, при якому проводяться розрахунки.

$$\text{Для повітря та круглого отвору } U_{M,в} = [91 \dots 157] d^2 \text{ (м}^3/\text{сек)} \quad (6.8)$$

6.4. Провідність складного трубопроводу.

Повний опір складного вакуум проводу при послідовному з'єднанні елементів має значення:

$W = W_1 + W_2 + \dots + W_n$, де W_i – опори окремих елементів трубопроводу.

Пропускна здібність при цьому, як відомо, визначається $U = W^{-1}$.

Повна пропускна здібність складного вакуум проводу при паралельному з'єднанні визначається як $U = U_1 + U_2 + \dots + U_n$, де U_i – пропускні здібності окремих елементів вакуум проводу.

Повний опір складного трубопроводу у цьому разі визначається як

$$W = (U_1 + U_2 + \dots + U_n)^{-1} = U^{-1} \quad (6.9)$$

6.5. Пропускні здібності коротких вакуум проводів.

Короткими вакуум проводами називаються вакуум проводи, для яких справедливе співвідношення $\frac{l}{d} < 20$.

У цьому випадку вакуум провід можна розглядати як складний вакуум провід, який складається з отвору та труби, з'єднаних послідовно. Опір такого вакуум проводу визначається як $W = W_o + W_T$, де W_T – опір труби, W_o – опір отвору.

Провідність такого вакуум проводу буде $U = W^{-1} = (U_T U_o) \cdot (U_T + U_o)^{-1}$.

Наведемо розрахункові формули для молекулярного режиму течії газу:

$$W_{\text{мол}} = \frac{l}{U_{\text{ом}}} + \frac{l}{U_{\text{Т м}}} = \frac{l}{38,1 \frac{d^3}{l} \sqrt{\frac{T}{M}}} + \frac{l}{36,38 \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{T}{M}}} = \frac{l}{38,1 d^3 \sqrt{\frac{T}{M}}} (l + 1,33d).$$
$$U_M = 38,1 \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot \frac{d^3}{l + 1,33d}, \quad (\text{м}^3/\text{сек}) \quad (6.10)$$

$$\text{Для повітря при } t = 20^{\circ}\text{C } U_M = 121 \frac{d^3}{l + 1,33d}, \text{ (м}^3\text{/сек)} \quad (6.11)$$

6.7. Провідні здібності окремих елементів вакуумної системи.

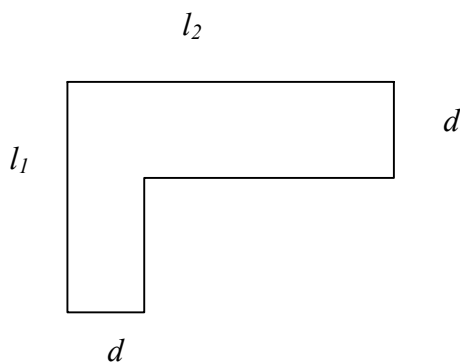
Провідність клапана з прохідним діаметром d_y визначається у в'язкісному режимі течії газу як провідність трубопроводу з діаметром d_y довжиною у 2...3 рази більше ніж довжина клапану.

Провідність клапану з прохідним діаметром d_y визначається як 6...15% провідності труби діаметром d_y та довжиною, такою ж як і клапан.

Провідність клапану у молекулярно-в'язкісному режимі визначається співвідношенням $U_{M_{ВВ}} = (0,06...0,15) U_{M_{Отв}}$.

Причому отвір має діаметр, який дорівнює діаметру клапану.

6.8. Провідність вакуум проводу з коліном.



Провідність трубопроводу з діаметром d з коліном визначається як провідність трубопроводу з довжиною, яка дорівнює l_{ef} . Причому $l_{ef} = l_{geom} + 1,3nd$, де n – кількість колін, а $l_{geom} = l_1 + l_2$.