

DOI: 10.32347/2412-9933.2024.58.153-161

УДК 539.1+517.938

**Клапченко Василь Іванович**

Кандидат технічних наук, доцент, доцент кафедри фізики,

<https://orcid.org/0000-0002-4093-5500>

Київський національний університет будівництва і архітектури, Київ

**Кузнецова Ірина Олександрівна**

Асистент кафедри фізики,

<https://orcid.org/0000-0003-1800-1733>

Київський національний університет будівництва і архітектури, Київ

**КВАЗІРЕЛЯТИВІЗМ МОЛЕКУЛЯРНИХ ПОТОКІВ  
ТА ЕНТРОПІЯ УПОРЯДКОВАНОГО ХАОСУ**

***Анотація.** Пропонована робота представляє спробу створення статистичної картини процесу формування направлених потоків газу в трубах постійного перерізу на їх початкових стадіях. В основу такої спроби покладено результати двох попередніх робіт авторів, присвячених розробці особливого варіанта статистичної фізики – фрагментованої фізичної статистики зі встановленим універсальним механізмом самоупорядкування в системах тотожних частинок. На ідеалізованій моделі формування газового потоку визначено якісну статистичну картину змін ентропії окремо для двох складових – орієнтаційної ентропії та ентропії ізотропного хаосу. Кінцеву кількісну картину отримано з використанням імовірнісної інтерпретації механічного руху. Показано, що основні характеристики стаціонарних молекулярних потоків описуються формулами, відомими зі спеціальної теорії відносності. Така закономірність у поведінці була названа квазірелятивізмом молекулярних потоків. Отримані на основі розгляду залежності тиску газових потоків на ідеальних моделях молекулярних систем збігаються з відомим рівнянням Бернуллі, що є додатковим підтвердженням справедливості використаного підходу. Встановлено числові залежності ентропії упорядкованого хаосу й ентропії перехідного процесу від ізотропного до упорядкованого хаосу. Зроблено основний висновок: всі перехідні процеси в молекулярних системах завжди відбуваються зі зростанням ентропії за рахунок приросту орієнтаційної складової. Навіть ті, в яких молекулярна система примусово переводиться в стани з меншою ентропією. В необмежених системах це може стати причиною для спонтанного виникнення процесів самоупорядкування (вихори, торнадо, циклони, блискавка тощо).*

***Ключові слова:** фрагментована фізична статистика; орієнтаційна складова ентропії; ентропія упорядкованого хаосу; квазірелятивізм молекулярних потоків*

**Вступ**

Універсальний механізм довгохвильової міжмолекулярної далекодії та особливий варіант фрагментованої фізичної статистики, запропоновані нами в попередніх роботах [1; 2], дають надію на те, що з їх допомогою вдасться відтворити повноцінну та цілісну статистичну картину багатьох явищ у системах тотожних частинок, включаючи перехідні стадії та стадії розвитку процесів.

Для розгляду вибрано один з найпростіших сценаріїв – сценарій № 3, описаний в роботі [2]. Цей сценарій виокремлює дуже розповсюджену практичну ситуацію, пов'язану з формуванням газових потоків у трубах постійного перерізу, тобто описує газові потоки з жорстким обмеженням

напрямку. Цей сценарій вибрано для розгляду ще й з тих міркувань, що нас буде цікавити отримання не тільки якісної, але й кількісної картини.

**Мета статті**

Метою роботи є відтворення цілісної статистичної картини явищ (як якісної, так і кількісної) в системах тотожних частинок при формуванні молекулярних потоків, жорстко обмежених за напрямом.

Очікувана повноцінність такої статистичної картини зводиться до того, що в описанні явищ з'явиться можливість давати відповіді на всі запитання «як?» та «чому?» при належному рівні необхідного обґрунтування.

## Постановка задачі

### Якісна статистична картина явища

**Модель явища.** Розглядатимемо найпростішу схему формування направленного потоку газу, обмеженого трубою постійного перерізу. Модель представлена на рис. 1. Вважатимемо газ ідеальним, тобто нев'язким газом одноатомних молекул.

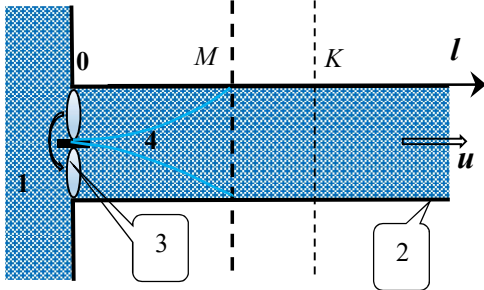


Рисунок 1 – Формування газового потоку з необмеженого резервуара газу 1 в трубі 2 за допомогою механічного пристрою 3

Параметри цього газу в необмеженому резервуарі 1 залишаються незмінними в часі та незалежними від роботи механічного пристрою 3, що формує молекулярний потік: концентрація молекул  $n_0$  (густина газу  $\rho$ ), температура  $T_0$  та тиск  $p_0$ . Вважатимемо, що перед запуском механічного пристрою 3 труба попередньо була заповнена газом з тими ж параметрами, що й в резервуарі. Довжина труби взята значно більшою за її діаметр.

Будемо вважати потужність механічного пристрою 3 невеликою. Передбачається, що в результаті його неперервної роботи, у віддалених точках труби ( $l > 0K$ ) встановиться стаціонарна ламінарна течія газу з усередненою швидкістю  $u$ . Ця швидкість значно менше середньої  $v_{\text{ср}}$  (чи найбільш імовірної  $v_{\text{н}}$ ) швидкості молекул, а тому допустимо в нашій моделі нехтувати змінами густини газу  $\rho = \text{const}$ .

Подібна модель розглядалась багаторазово з різною метою і різними підходами до вирішення поставлених там проблем [3 – 5]. Здебільшого всіх цікавила механіка або термодинаміка течії, зв'язок параметрів при різних швидкостях течії, способи вимірювання параметрів течії тощо. Підходи до розгляду теж були різні. Зокрема це динаміка течії або закони збереження, газові закони та рівняння або начала термодинаміки. Нас цікавитиме лише статистична сторона таких молекулярних процесів.

**Ентропійна картина явища.** На основі попередніх публікацій [1; 2] легко сформулювати загальну картину змін ентропії при переході газу від ізотропного хаосу  $S_0$  в резервуарі 1 до упорядкованого хаосу стаціонарної течії  $S(u)$ , починаючи з точки  $K$ . Виокремивши орієнтаційну

складову ентропії  $\Delta S_0$  від ізотропної компоненти, схематично це можна представити у вигляді рис. 2.

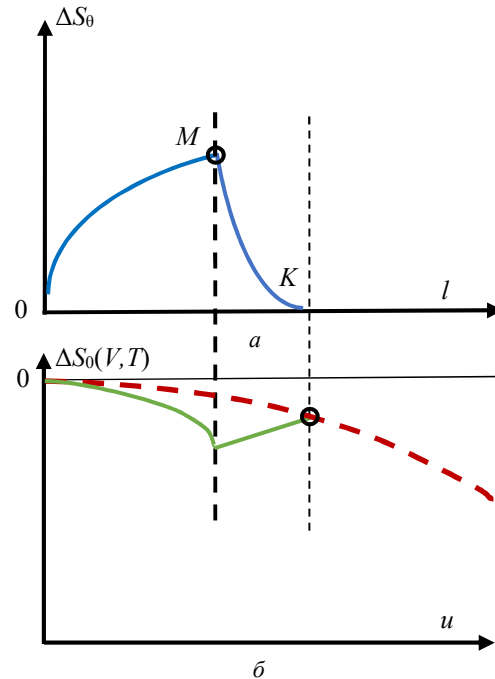


Рисунок 2 – Діаграма змін ентропії газу з виокремленою динамічною стадією переходу 0K від нерухомого стану до стаціонарної течії

Зробимо два попередніх зауваження. Перше стосується графічного представлення результатів. Зрозуміло, що процеси у перехідній області 0K розвиваються в часі. І цей час слід розраховувати, починаючи з моменту вмикання установки 3 з формування направленного потоку газу. Проте одночасно цей перехід від ізотропного хаосу в необмеженому резервуарі 1 до упорядкованого хаосу після точки  $K$  має і еквівалентну просторову розгортку вздовж труби  $l$ , яка зрозуміліша для аналізу у випадку неперервної роботи механічного пристрою 3.

Друге зауваження стосуватиметься подальших розрахунків складових ентропії, які в [1; 2] проводились на системах з визначеним об'ємом та кількістю частинок. Враховуючи, що в нашій моделі газ не має визначеного об'єму, тому всі оцінки ентропії будуть проводитись в розрахунку на одиничний об'єм газу. Це означає, що замість повної кількості частинок  $N_0$  буде використана їх кількість в одиниці об'єму, тобто концентрація  $n_0$ . Проте позначення ентропії великою літерою  $S$  залишатимемо без змін.

Розглянемо процеси в системі. З моменту запуску своєрідного вентилятора – механізму 3, що вносить анізотропію в молекулярну систему, з'являється певна доля пар молекул  $n_i/2$  з однаковою за величиною і напрямом швидкістю. Така моноенергетизація (моноімпульсизація) приводить

до зародження двочастинкової та групової довгохвильової далекодії [2] цієї долі молекул між собою. Розвиток цих процесів взаємодії в часі (або в просторі вздовж труби) проходить зі звуженням області тілесних кутів  $m\Delta\theta$ , в напрямку яких формуються лінійні кластери (стрімери) взаємодіючих молекул в довгохвильовому представленні.

Це стадія зростання орієнтаційної складової ентропії  $\Delta S_\theta$  [1] (рис. 2 а, ділянка  $OM$ ), яка визначається верхнім рядком формули (1) та характеризує зміни аж до точки  $M$ :

$$\Delta S_\theta = \begin{cases} kn_\lambda \ln n_\lambda & \text{при } (n_\lambda/m) < m, \\ kn_\lambda \ln m & \text{при } (n_\lambda/m) > m. \end{cases} \quad (1)$$

У точці  $M$  залежність  $\Delta S_\theta$  досягає максимуму. Це збігається з тим моментом, коли зароджені в центрі труби хвильові стрімери (лінії 4 на рис. 1) досягають бокових стінок труби. Тоді максимальний приріст орієнтаційної складової ентропії в точці  $M$  досягає значення [1] (помічено чорним кружком на рис. 2, а):

$$\Delta S_{\theta M} = (kn_\lambda/2) \ln n_\lambda. \quad (2)$$

Найповніше стан молекулярної системи в точці  $M$  характеризує таке. В цій точці однорідний газ тотожних молекул являє собою двокомпонентну систему, суміш своєрідної надтекучої компоненти  $n_\lambda$ , яка не взаємодіє зі стінками та іншими молекулами, і звичайних  $(n_0 - n_\lambda)$  молекул, які перебувають в стані ізотропного хаосу з тими ж параметрами, які мав газ у резервуарі 1 на рис. 1.

Зважаючи на таку характеристику точки  $M$ , легко визначитись з деякими іншими фізичними величинами, що описують стан молекулярної системи в ній. Наприклад, якщо тиск в резервуарі 1 позначити як  $p_0 = n_0 k T_0$ , то тиск на стінки труби в точці  $M$  буде нижчий:

$$p_M = p_0 (1 - (n_\lambda/n_0)). \quad (3)$$

Відповідно ізотропна складова ентропії (рис. 2, б) спадатиме в цій точці на величину

$$\Delta S_{0M} = -(n_\lambda/n_0) S_0(V, T). \quad (4)$$

Таку картину змін складових ентропії до точки  $M$  і відображає рис. 2. Проте масштаби цих змін – відносні, тому що невизначеною є не тільки величина  $n_\lambda$ , але й  $S_0(V, T)$ , оскільки ентропія є такою характеристикою стану системи, яка завжди має невизначену константу [6]. Проте ми впевнені в правильному характері змін. Зокрема після точки Морієнтаційна складова ентропії спадає до нуля (ділянка  $MK$  на рис. 2 а). Це підтверджується і математично формулою (1), нижній рядок.

Водночас зниження ізотропної складової ентропії дещо зменшиться, але не зникає зовсім. На перетині перерізу точки  $K$  труби із зеленою лінією на

рис. 2, б (також помічена чорним кружком) значення цього зниження  $\Delta S_{0K}$  збігатиметься з кривою залежності зниження ентропії упорядкованого хаосу  $\Delta S(u)$  (червона штрихова лінія). Точні значення  $\Delta S_{0K}$  і  $\Delta S(u)$  невідомі, натомість причини таких змін – зрозумілі.

До точки  $M$  на рис. 1 відбувався неперервний розвиток універсального механізму довгохвильової далекодії. Тобто постійно виникали зародки довгохвильової взаємодії, які зростали кількісно і збільшувались за довжиною (внаслідок зближення величин швидкостей). Процес виглядав так: зародки перетворювались на окремі стріми, стріми росли, переплітались, створюючи окрему групу молекул  $n_\lambda$ , яка не взаємодіє з хаосом. Відбувся процес утворення своєрідної надтекучої компоненти, тому що молекули в групі  $n_\lambda$  довготривало перебувають в хвильовому представленні, а отже, є вилученими з ізотропного хаосу. Зауважимо, що протягом усього цього описаного періоду одночасно існували як парна, так і групова довгохвильова взаємодія.

Починаючи з точки  $M$ , коли проявили себе обмеження розмірами труби, починається процес релаксації орієнтаційної складової ентропії. Спершу зникає групова довгохвильова взаємодія, а потім починає скорочуватись час перебування молекул у стані парної довгохвильової взаємодії. Залишилися незмінними лише зародкові стадії універсального механізму, стадії з короткочасним перебуванням відносної частини молекул  $n_\lambda/n_0$  у хвильовому представленні.

Таке короткочасне перебування у хвильовому представленні частини молекул  $n_\lambda/n_0$  лише додає до молекулярного хаосу орієнтовану вздовж потоку хвильову далекодію. Тоді ми фіксуємо, що, починаючи з точки  $K$  настає упорядкований хаос, суміш ізотропії та орієнтованого упорядкування, в якому знову беруть участь всі молекули  $n_0$ .

Додатковим підтвердженням того, що ми відтворили правильну якісну статистичну картину є альтернативна поведінка двох складових ентропії – зростання орієнтаційної супроводжується спадом ізотропної і навпаки (рис. 2). Однак є суттєвий недолік – ми не змогли оцінити кількісно та порівняти між собою величини цих змін, щоб робити остаточні висновки.

Тут, власне, і виникла проблема – знайти спосіб статистичними методами визначитись зі змінами ентропії при переході молекулярних систем від ізотропного до анізотропного хаосу. Наші спроби знайти подібну постановку задачі в класичних курсах статистичної фізики не були успішними. Ані підказок, ані ідей вирішення, ані самих рішень ми там не знайшли [6]. Тому запропонували власний підхід до вирішення цієї проблеми.

## Виклад основного матеріалу

### Релятивізм і квазірелятивізм

Найближчою ідеєю, яка видалась нам придатною для прямого переходу статистичними методами від ізотропного до упорядкованого хаосу, була наша давня спроба сформувати *ймовірнісну інтерпретацію механічного руху*. З цього приводу нами була опублікована робота [7] з ідентичною назвою.

Поштовхом до написання такої роботи були проблеми, з якими стикались спеціалісти зі сфери інформатики, що опікувалися передачею великих масивів даних. Існував і відповідний математичний апарат теорії імовірності [8], де до розгляду залучались *великі масиви рівнозначних* подій. Для використання таких знань у фізиці залишився один «маленький» крок – представити будь-яке тіло у вигляді масиву рівнозначних подій.

**Статистична модель тіл.** Ми не будемо переповідати всю роботу [7], тільки підкреслимо найважливіші аспекти. Уявити собі необхідну модель тіл, що складається з рівнозначних подій та ще й занурена в необмежену кількість ідентичних подій, можна лише при повній впевненості в єдиній матеріальній основі будови всього в Природі.

Гіпотетично можна представити такий фундаментальний рівень будови, структурні елементи якого мають однакову масу  $m_{el}$  та незмінну фундаментальну швидкість, яка дорівнює швидкості світла  $c$  в будь-якому напрямку і за будь-яких обставин руху. Величезний масив таких елементів представлятиме окреме тіло. Тоді елементарною подією у фізичному розумінні слова буде імпульс  $m_{el}c$  елемента структури.

Крім того, фізичний вакуум, який тільки у філософському розумінні є «порожниною», а у фізичному – є необмеженим масивом подібних елементів. Тому на такому рівні будови будь-яке тіло є масивом рівнозначних подій, занурених у необмежене море ідентичних подій.

Відразу постає питання про справедливість такої, скажімо, фундаментальної статистичної моделі. І в першій частині роботи [7] це питання поставлено і вирішено. Там розглянуто відносну швидкість руху двох тіл  $v_x$ , які рухаються вздовж осі  $x$  та на швидкість яких не накладено ніяких обмежень. Одне тіло, назвемо його А, мало швидкість  $u$ , інше (В) мало швидкість  $V_x$ . Якщо назвати тіло А тілом відліку рухомої системи відліку (тобто  $u$  – швидкість рухомої системи), то отриманий в цьому статистичному підході зв'язок швидкостей мав такий вигляд:

$$V_x = \frac{u+v_x}{1+uv_x/c^2}. \quad (5)$$

А цей вираз є якраз релятивістською формулою додавання швидкостей [9]. І всі подальші статистичні результати [7] повністю описують механічний рух релятивістськими формулами. Зокрема маса рухомого тіла зростала за відомою у спеціальній теорії відносності [9] формулою:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1-u^2/c^2}}. \quad (6)$$

При цьому швидкість елементів моделі тіл залишалася завжди сталою. Ми назвали подібний результат *статистичним обґрунтуванням релятивізму*, а крім того, прийняли його як пряме підтвердження справедливості статистичної моделі тіл.

**Статистична модель газу.** Отже, виникає питання вже цієї роботи – чи можна скористатись результатами роботи [7] для нашого випадку формування газового потоку? Іншими словами, чи схожа модель формування молекулярного потоку (рис. 1) на щойно розглянуту статистичну модель тіл?

Так. Тільки зі значно меншим ступенем фундаментальності. Дійсно, порція газу, що перебувала в трубі між точками 0 та  $K$  (рис. 1) до моменту запуску механізму 3 може розглядатись як окреме тіло. До запуску ця порція перебувала в спокої, маючи ті самі параметри, що й газ у резервуарі 1. За час  $\tau = l_K/u$  від моменту запуску ця порція газу переміститься вздовж труби за точку  $K$  (ставши рухомим газом), а на її місце з резервуара 1 надійде інша подібна порція газу, який перебував «зануреним» в морі таких самих молекул газу.

Водночас складовими елементами статистичної моделі газу можуть бути самі молекули з масою кожної  $m_1$ . А за характеристичну швидкість моделі газу, враховуючи необхідність усереднення швидкостей молекул за величиною та напрямком, ми вибрали найбільш імовірну швидкість молекул  $v_{ні}$ , для якої ввели позначення  $c_0$ . Додатковий індекс означає, що ця швидкість не є фундаментальною величиною, а притаманна певному газу в конкретних умовах та за відсутності направленої руху.

Отже, для моделі газу матимемо:

$$c_0 = v_{ні} = \sqrt{\frac{2RT_0}{\mu}}, \quad (7)$$

де  $R$  – універсальна газова стала;  $\mu$  – молярна маса молекул газу. Якщо тиск в резервуарі  $p_0 = n_0 k T_0$ , тоді густина газу:

$$\rho = \frac{2p_0}{c_0^2}. \quad (8)$$

**Квазірелятивізм.** Використаємо деякі результати роботи [7] з метою застосування їх до статистичної моделі газу.

В тій роботі було прийнято, що швидкості тіло набуває в напрямку зростання осі  $x$ . Тоді найважливішою інформацією для нас є визначена відносна потужність подій  $i$  вдовж цієї осі:

$$i = i^+ + i^- = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (9)$$

Відносні потужності орієнтованих подій<sup>+</sup> та і<sup>-</sup> є внутрішніми атрибутами теорії, проте дають змогу визначитись зі ступенем анізотропії відносної потужності подій в напрямку руху:

$$\frac{i^+ - i^-}{i^+ + i^-} = \beta = \frac{u}{c}. \quad (10)$$

Враховуючи, що відносна потужність подій пропорційна імпульсу, анізотропія безсумнівно має визначатись набутою швидкістю в напрямку руху  $u$ . Очевидно також те, що вздовж поперечних до осі  $x$  напрямків  $y$  та  $z$  анізотропії подій не повинно бути  $i_y^+ = i_y^-$ ,  $i_z^+ = i_z^-$ . Проте відносна потужність подій вздовж цих осей спадає:

$$i_y = i_z = \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (11)$$

Наочно характер цих змін відносних потужностей подій у рухомого тіла порівняно з нерухомим ілюструє рис. 3.

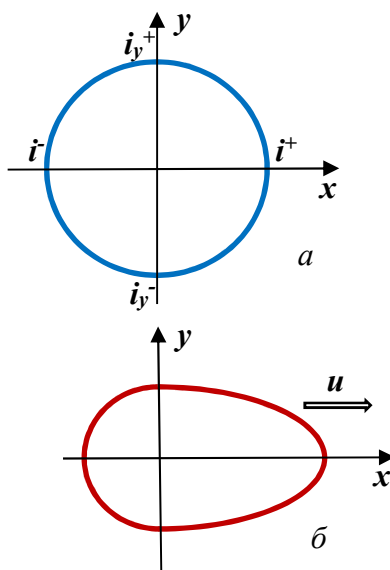


Рисунок 3 – Схематичне зображення просторового розподілу відносної потужності подій:  
а – випадок нерухомого газу; б – при виникненні направленої потоку

Зауважимо таке. В роботі [7], аналізуючи формулу (9), ми прийняли рішення, що за таким законом змінюється маса, а швидкість залишається сталою. Це збіглося з уже відомими фактами спеціальної теорії відносності [9] і було названо статистичним обґрунтуванням *релятивізму*. Для випадку моделі газів, коли мова йде про рухи зі

швидкостями  $u$ , надзвичайно малими порівняно зі швидкістю світла, цей висновок вже неправильний.

Доводиться припускати інше. Все навпаки. У випадку молекулярних потоків маса елементів залишається сталою, а за релятивістськими формулами змінюється характеристична швидкість  $v_{ні}$  порівняно з тією, яку ми позначили як  $c_0$ . Тоді випадок релятивістських змін у молекулярних потоках слід називати *квазірелятивізмом*.

До речі, квазірелятивізм у молекулярних системах помічено давно. Зокрема, за релятивістськими формулами «живуть» вихори надтекучої компоненти в рідкому гелії [10].

**Ентропія упорядкованого хаосу.** Проведемо деякі розрахунки стосовно параметрів сформованого молекулярного потоку. Найлегше визначитись з тиском. Враховуючи, що відносна потужність подій є величиною, пропорційною усередненому імпульсу (а значить, швидкості) кожної молекули, а тиск своєю чергою пропорційний квадрату швидкості, тоді для тиску на стінки труби, починаючи з точки  $K$ , отримаємо:

$$p_K = p_0 i_y^2 = p_0 (1 - \beta^2) = p_0 \left(1 - \frac{u^2}{c_0^2}\right). \quad (12)$$

Прирівнюючи цей тиск до тиску в сусідній точці  $M$  (3), визначимо важливу характеристику потоку – величину  $n_\lambda$ :

$$n_\lambda = n_0 \beta^2 = n_0 \frac{u^2}{c_0^2}. \quad (13)$$

Крім того, підставивши у вираз (12) формулу (8), отримаємо рівняння для тиску потоку газу на бокову стінку:

$$p_{ст} = p_0 - \frac{p_0 u^2}{c_0^2} = p_0 - \rho \frac{u^2}{2}. \quad (14)$$

Для горизонтального потоку таке рівняння нам добре знайоме – це рівняння Бернуллі [6]. Аналогічно можна визначити і тиск потоку газу, що набігає на перешкоду:

$$p_{нап} = p_0 i^2 = p_0 \frac{1}{1-\beta^2} \cong p_0 + \rho \frac{u^2}{2}. \quad (15)$$

Тут все збігається з відомими нам фактами. Тепер приступимо до розрахунку ентропії упорядкованого хаосу. Точніше, не самої ентропії, яка завжди має невизначеність, а лише до її зміни  $\Delta S_{0K}$  в точці  $K$ , де настає упорядкований хаос. Надалі можемо позначати цю величину як  $\Delta S_0(u)$ , оскільки передбачаємо її однозначну залежність від швидкості сформованого потоку.

Значимо, що причина зміни ентропії нам зрозуміла і вона одна – за рахунок зменшення об'єму імпульсного фазового простору кожної молекули, що видно безпосередньо з рис. 3. Відносну зміну цього

об'єму для однієї молекули при переході від сфери до еліпсоїда (рис. 3) врахуємо простим множником  $\gamma$  так:

$$\gamma = i \cdot i_y \cdot i_z = \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (16)$$

Тоді повний об'єм імпульсного фазового простору всіх молекул, який визначає термодинамічну ймовірність стану, матиме додатковий множник  $\gamma^{n_0}$ , що приводить після логарифмування до появи додаткового члена  $\Delta S_{0K}$ :

$$\Delta S_{0K} = k \ln \gamma^{n_0} = \frac{kn_0}{2} \ln(1 - \beta^2). \quad (17)$$

Враховуючи, що здебільшого  $\beta \ll 1$ , отримаємо:

$$\Delta S_{0K} = -\frac{kn_0\beta^2}{2} = -\frac{kn_\lambda}{2} = -\frac{kn_0u^2}{2c_0^2}. \quad (18)$$

Якраз така залежність  $\Delta S_{0K} = \Delta S_0(u)$  зміни ентропії упорядкованого хаосу відтворена червоною лінією на рис. 2 та 4.

### Обговорення результатів

**Ентропія перехідної стадії.** Найперше, чого ми хотіли досягти в запропонованій роботі, це чіткої обґрунтованої відповіді на запитання: що переважатиме на перехідній стадії від нерухомого газу до його направленного потоку – приріст орієнтаційної складової ентропії  $\Delta S_\theta$  чи спадання ізотропної складової  $\Delta S_0$ ? Тут обов'язковим є кількісне порівняння змін цих ентропій в характерній точці, наприклад в максимумі їх відхилень. Це точка  $M$ . Тим більше, що в цій точці максимальне значення приросту орієнтаційної складової ентропії  $\Delta S_{\theta M}$  нам вже відоме (2).

Проте поки невідомим є відхилення (зниження) ізотропної складової  $\Delta S_{0M}$  в цій точці, для нього ми лише записали загальну формулу (4), розрахунок за якою неможливий. При обговоренні кривих рис. 2 ми тільки передбачали, що відмінність між  $\Delta S_{0M}$  і  $\Delta S_{0K}$  невелика і може відрізнятися, орієнтовно, множником 2. Так, насправді, і є. А тепер пояснимо, чому це так і як це довести.

На ділянці релаксації орієнтаційної складової ентропії  $MK$  у формуванні зміни ізотропної складової  $\Delta S_0$  конкурують два чинники. Перший – це повернення частини молекул  $n_\lambda$  зі стану хвильового представлення до стану хаосу (тобто зростання кількості молекул у стані хаосу від  $n_0 - n_\lambda$  до  $n_0$ ). А другий – це зменшення фазового простору окремої молекули, тобто перехід від сферичного розподілу в просторі імпульсів до еліпсоподібного (рис. 3 а, б).

А значення зміни  $\Delta S_{0K}$  в кінцевій точці  $K$  ми вже знайшли (18), скориставшись методом множника  $\gamma$  (16), який враховує об'ємні зміни фазового простору молекул у стаціонарному потоці. Аналогічний прийом ми запровадимо і для розрахунку  $\Delta S_{0M}$ . Його

можна називати технічним, але він точний математично і має фізичне підґрунтя. Введемо для точки  $M$  множник відносної зміни об'єму імпульсного фазового простору в розрахунок на одну молекулу  $\eta$ :

$$\eta = (n_0 - n_\lambda)/n_0 = \left(1 - \frac{n_\lambda}{n_0}\right). \quad (19)$$

Фізично обґрунтування зводиться до того, що в хвильове представлення (на короткій період часу) може потрапити фактично кожна з  $n_0$  молекул. Тоді повна термодинамічна ймовірність стану всіх молекул у точці  $M$  матиме додатковий множник  $\eta^{n_0}$ , що після логарифмування приведе до появи додаткового члена  $\Delta S_{0M}$ :

$$\Delta S_{0M} = k \ln \eta^{n_0} = kn_0 \ln\left(1 - \frac{n_\lambda}{n_0}\right). \quad (20)$$

Отже, якщо наближення  $n_\lambda/n_0 \ll 1$  справедливе, отримаємо:

$$\Delta S_{0M} = -kn_\lambda = -\frac{kn_0u^2}{c_0^2}. \quad (21)$$

І лише тепер ми можемо зробити висновок, що переважатиме на перехідній стадії – зростання орієнтаційної складової ентропії чи спадання ізотропної складової. Відношення змін цих ентропій, позначене показником  $\theta$ , завжди вказує на багатократне переважання приросту орієнтаційної складової над спадом ізотропної:

$$\theta = |\Delta S_{\theta M}|/|\Delta S_{0M}| = \ln \sqrt{n_\lambda} \gg 1. \quad (22)$$

Графічно (рис. 4), в лінійному масштабі, ми навіть не зможемо надійно відтворити цей ступінь переважання. Тому що числа  $n_\lambda$ , порівнянні з відповідною концентрацією частинок  $n_0$ , можуть змінюватися в діапазоні  $10^{12} \dots 10^{26}$ , що визначає не менш ніж десятикратне зростання.

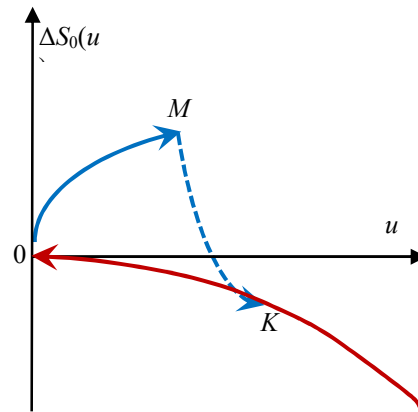


Рисунок 4 – Графік зміни ентропії стаціонарної течії газу (червона лінія) порівняно з графіком змін на стадії процесу переходу (синя лінія)

До представленого графіка (рис. 4) потрібно звикнути. Він безпосередньо описує поведінку ентропії на перехідній стадії для окремої порції газу, яку перевели в рухомий стан. З іншими порціями

буде те саме. Але це не імпульсний режим, а неперервний. Власне тому ми прив'язали розвиток процесів у часі до еквівалентних за досяжністю геометричних точок. Тоді це перетворюється на стаціонарну картину, яка описує постійний в часі просторовий розподіл ентропії перехідної стадії.

Опорною кривою на цьому графіку є суцільна червона лінія, яка визначає відхилення ентропії упорядкованого потоку  $\Delta S_0(u)$  від ентропії нерухомого газу. Для заданого стану газу величина  $\Delta S_0(u)$  залежить лише від швидкості сформованого потоку  $u$ . Але перехід від початкового стану (точка 0) до стану з визначеною швидкістю  $u$  (точка  $K$ ) завжди відбувається вздовж синьої кривої  $0MK$ . Це і є фінальною частиною перехідного процесу, бо надалі стан точки  $K$  притаманний всій масі газу після цієї точки.

Якщо ж роботу механізму 3 припинити, то газ рівноважно, вздовж червоної кривої  $K0$ , повернеться до стану нерухомості. Рівноважність процесу повернення до нерухомого стану визначає швидка релаксація, обумовлена в'язким тертям.

**Релаксація орієнтаційної складової ентропії.** Як і завжди для механічних рухів у газах, так і для орієнтаційної складової ентропії, постійно діючою причиною релаксації є в'язке тертя. Проте не вона є визначальною. Головною причиною, яка має навіть подвійну дію, є обмеженість системи частинок або наявність в ній багатьох механічних перешкод.

По-перше, тільки обмеженість слугує перепорою для розвитку універсального механізму [1], обриваючи зростання  $\Delta S_0$ . По-друге, тільки в необмежених системах фактор впливу в'язкого тертя падає до нуля (градієнти швидкості різко спадають), і релаксація  $\Delta S_0$  може довго не наставати.

Тому якраз в необмежених системах можна очікувати появи сценаріїв [2] з довготривалим розвитком орієнтаційної складової ентропії. Наприклад, цілої низки атмосферних явищ, таких як буревії, вихори, торнадо, циклони. А це вже теми інших публікацій.

**Про наслідки та спостереження.** Коротко зупинимось на тому, чи можна експериментально фіксувати підкреслені особливості формування молекулярних потоків або знаходити в них підказки для практичних висновків. Зокрема з огляду на специфічний розподіл молекул в імпульсному просторі сформованого стаціонарного потоку (рис. 3, б).

Тоді стає зрозуміло неповнота та некоректність постановки питань про термодинаміку потоку [11], оскільки існує очевидна анізотропія такого термодинамічного параметра, як температура. І це безпосередньо впливає з огляду на кількість проблем, що виникають при вимірюванні

температури потоків [12]. А тому є резон в тому, щоб на цих основах запровадити окремий підхід до вивчення термодинаміки потоків газу, тобто запровадити, аналогічно [13], своєрідну термокінетику. Або продовжити її розвиток.

Схожою з цим може бути і проблема реєстрації ефекту приросту ентропії на стадіях перехідного процесу (рис. 4). Її слід розглядати як теоретично-прикладну проблему, оскільки прямих методів вимірювання ентропії не існує. На сьогодні ми знайомі лише з одним способом опосередкованої реєстрації вказаного ефекту зростання ентропії [14].

Ідея способу стає зрозумілою з її назви «Низькотемпературний провісник нагріву». Обумовлено це тим, що на ранніх стадіях перехідного процесу у віддалених точках системи необхідне тепло для приросту ентропії  $\Delta Q = T\Delta S$  система залучає за рахунок зниження внутрішньої енергії  $-\Delta U$ . Справа лише за малоінерційним датчиком температури.

## Висновки

1. Головний висновок такий. Всі перехідні процеси в молекулярних системах завжди відбуваються зі зростанням ентропії за рахунок приросту орієнтаційної складової. Навіть ті, в яких молекулярна система примусово переводиться у стани з меншою ентропією.

І неважливо, що стало «постачальником» анізотропії в систему: рух поршня, робота вентилятора чи насоса, градієнт якоїсь величини (потенціалу переносу) чи просте витікання газу крізь щілину.

У необмежених системах це може стати причиною для спонтанного виникнення процесів самоупорядкування (вихори, торнадо, циклони, блискавка тощо).

2. На основі спрощеної статистичної моделі газу встановлено, що з настанням стаціонарної течії газу в трубі сталого перерізу, всі його параметри змінюються від швидкості потоку за релятивістськими формулами. Таку їх поведінку ми класифікували, як квазірелятивізм. Відмічено анізотропію розподілу швидкості молекул по відношенню до напрямку упорядкування потоку.

За результатами розгляду отримано залежність зміни ентропії упорядкованого хаосу молекулярного потоку порівняно з ентропією ізотропного хаосу нерухомого газу.

3. Додатковим підтвердженням справедливості застосованої моделі можна вважати отримані залежності тиску газового потоку. Зокрема це тиск на бічну поверхню труби, який збігається з відомим рівнянням Бернуллі, та додатковий тиск, з яким газ набігає на перешкоду.

## Список літератури

1. Клапченко В. І., Кузнецова І. О., Краснянський Г. Ю. Фрагментована фізична статистика та процеси самопорядкування в складних системах. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2023. № 53. С. 80 – 90.
2. Клапченко В. І., Кузнецова І. О., Краснянський Г. Ю. Універсальний механізм розвитку процесів самопорядкування в системах тотожних частинок. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2023. № 54. С. 122 – 131.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Москва: Наука, 1986. 736 с.
4. Zucker R. D., Biblarz O. *Fundamentals of gas dynamics*. Monterey, California: John Wiley & Sons, inc., 2002. 493 p.
5. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 336 с.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Москва: Наука, 1964. 568 с.
7. Клапченко В. І., Тесля Ю. М. Ймовірна інтерпретація механічного руху. *Теорія і практика будівництва*. Київ, 2011. № 8. С. 32 – 37.
8. Худсон Д. Статистика для физиков. Москва: Мир, 1970. 297 с.
9. Паули В. Теория относительности. Москва: Наука, 1991. 328 с.
10. Филиппов А. Т. Многоликий солитон. Москва: Наука, 1990. 288 с.
11. Халатов А. А. Теплові та газодинамічні процеси в складних вихрових і закручених потоках. Київ, 2015.
12. Фединець В. О. Особливості вимірювання температури газових потоків. *Науковий вісник НЛТУ України*. Львів, 2013. № 23 (11). С. 148 – 152.
13. Эткин В. А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). Тольятти, 1999. 228 с.
14. Клапченко В. І., Григораш Ю. І., Кузнецова І. О. Низькотемпературний провісник нагріву. *Енергоефективність в будівництві та архітектурі*. Київ, 2016. № 8. С. 135 – 140.

Стаття надійшла до редколегії 20.04.2024

**Klapchenko Vasily**

PhD (Eng.), Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics,  
<https://orcid.org/0000-0002-4093-5500>

*Kyiv National University of Construction and Architecture, Kyiv*

**Kuznetsova Irina**

Assistant of the Department of Physics,  
<https://orcid.org/0000-0003-1800-1733>

*Kyiv National University of Construction and Architecture, Kyiv*

**QUASIRELATIVISM OF MOLECULAR FLOWS AND ENTROPY OF ORDERED CHAOS**

**Abstract.** *This paper represents an attempt to create a statistical picture of the process of formation of directed gas flows in pipes of constant cross-section at their initial stages. This attempt is based on the results of two previous publications by the authors devoted to the development of a special version of statistical physics – fragmented physical statistics with an established universal mechanism of self-ordering in systems of identical particles. Using an idealized model of gas flow formation, a qualitative statistical picture of entropy changes is determined for two components – orientational entropy and isotropic chaos entropy. The final quantitative picture is obtained using a probabilistic interpretation of mechanical motion. It is shown that the main characteristics of stationary molecular flows are described by formulas known from the special theory of relativity. This pattern of behavior was called quasi-relativism of molecular flows. The pressure dependences of gas flows obtained from consideration of ideal models of molecular systems coincide with the well-known Bernoulli equation, which is additional confirmation of the validity of the approach used. The numerical dependences of the entropy of ordered chaos and the entropy of the transition process from isotropic to ordered chaos have been established. The main conclusion was made: all transient processes in molecular systems always occur with an increase in entropy due to an increase in the orientation component, even those in which the molecular system is forcibly transferred to states with lower entropy. In unlimited systems, this can cause the spontaneous occurrence of self-ordering processes (vortexes, tornadoes, cyclones, lightning, etc.).*

**Keywords:** *fragmented physical statistics; orientation component of entropy; entropy of ordered chaos; quasi-relativism of molecular flows*



**References**

1. Klapchenko, Vasily, Kuznetsova, Irina & Krasnianskyi, Grygorii. (2023). Fragmented physical statistics and self-ordering processes in complex systems. *Management of Development of Complex Systems*, 53, 80–90.
2. Klapchenko, Vasily, Kuznetsova, Irina & Krasnianskyi, Grygorii. (2023). A universal mechanism for the development of self-ordering processes in systems of identical particles. *Management of Development of Complex Systems*, 54, 122–131.
3. Landau, L. D. & Lifshits, E. M. (1986). *Hydrodynamics*. Moscow: Nauka, 736.
4. Zucker, R. D. & Biblarz, O. (2002). *Fundamentals of gas dynamics*. Monterey, California: John Wiley & Sons, inc., 493.
5. Ovsyannikov, L. V. (2003). *Lectures on the fundamentals of gas dynamics*. Moscow-Izhevsk: Institute of Computer Research, 336.
6. Landau, L. D. & Lifshits, E. M. (1964). *Statistical Physics*. Moscow: Nauka, 568.
7. Klapchenko, V. I. & Teslia, Yu. M. (2011). Probabilistic interpretation of mechanical movement. *Theory and Practice of Construction*, 8, 32–37.
8. Hudson, D. (1970). *Statistics for physicists*. Moscow: Mir, 297.
9. Pauli, V. (1991). *Theory of relativity*. Moscow: Nauka, 328.
10. Filippov, A. T. (1990). *Many faces of soliton*. Moscow: Nauka, 288.
11. Khalatov, A. A. (2015). *Thermal and gas dynamic processes in complex vortex and swirling flows*. Kyiv.
12. Fedynets, V. O. (2013). Peculiarities of measuring the temperature of gas flows. *Scientific Bulletin of NLTU of Ukraine*, 23 (11), 148–152.
13. Etkin, V. A. (1999). *Thermokinetics (thermodynamics of nonequilibrium processes of energy transfer and conversion)*. Tolyatti, 228.
14. Klapchenko, V. I., Grigorash, Yu. I. & Kuznetsova, I. O. (2016). Low-temperature predictor of heating. *Energy efficiency in construction and architecture*, 8, 135–140.

**Посилання на публікацію**

- APA Klapchenko, Vasily, & Kuznetsova, Irina, (2024). Quasirelativism of molecular flows and entropy of ordered chaos. *Management of Development of Complex Systems*, 58, 153–161, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2024.58.153-161.
- ДСТУ Клапченко В. І., Кузнецова І. О. Квазірелятивізм молекулярних потоків та ентропія упорядкованого хаосу. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2024. № 58. С. 153 – 161, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2024.58.153-161.