

*професор, кандидат технічних наук В.С.Іваній
професор, доктор педагогічних наук І.О.Мороз
магістрант О.В.Трохименко*

МЕТОДИЧНІ ЗАСАДИ ВИВЧЕННЯ ТЕМИ «ТЕРМОДИНАМІКА ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ» В СИСТЕМІ ПІДГОТОВКИ ВЧИТЕЛЯ ФІЗИКИ

Анотація: Проаналізовано роль вивчення теми «Термодинаміка теплового випромінювання» у формуванні наукового світогляду майбутнього вчителя фізики. Запропонована методика термодинамічного аналізу законів теплового випромінювання в курсі теоретичної фізики для педагогічних спеціальностей.

Ключові слова: абсолютно чорне тіло, теплове випромінювання, закон Стефана-Больцмана, закон Кірхгофа, випромінювальна здатність.

Постановка проблеми. Науковий світогляд майбутнього вчителя фізики формується не лише розглядом сучасної фізики, але й при вивченні її первинних основ. Тому вивчення витоків сучасних фізичних теорій є актуальним і потребує наглядної сучасної методики, яка б при цьому відповідала рівню базової науки. До основних експериментальних і теоретичних результатів кінця XIX і початку XX століття, які призвели до створення сучасної фізики, належить теплове випромінювання, яке представляє, по суті, цілий розділ фізики. Як відомо, теплове випромінювання вивчалось як термодинамічним, так і статистичним методами, але найбільш повний і послідовний аналіз усіх законів теплового випромінювання можна виконати лише з використанням статистики Бозе-Ейнштейна. Тим не менш, таке важливе для розуміння розвитку сучасної фізики явище, як теплове випромінювання, потребує всестороннього аналізу, оскільки недостатнє його висвітлення у рамках термодинаміки і використання лише статистичних законів формує у студентів уявлення про

© Мороз І.О., 2015

© Іваній В.С., 2015

© Трохименко О.В., 2015

обмеженість законів термодинаміки при застосуванні їх до теплового випромінювання

Аналіз навчальних посібників для ВНЗ [1-3, 6] та актуальних досліджень показує, що методика розгляду термодинаміки теплового випромінювання у значній мірі залишилася поза увагою методичної науки, недостатньо висвітлена у навчальній літературі і не завжди розглядається в лекційній практиці, що є абсолютно необґрунтованим.

Тому **в даній статті** пропонується один із можливих варіантів розгляду в лекційній роботі викладачів педагогічних університетів термодинамічного методу вивчення основних законів теплового випромінювання, який, як показує власний досвід, достатньо легко і зацікавлено сприймається студентами.

Виклад основного матеріалу. Для вирішення питання про термодинамічний аналіз теплового випромінювання необхідно, перш за все, переконати студентів, що обмін енергією за допомогою випромінювання має місце. Для цього ми розглядаємо два тіла з температурою T_1 і T_2 (див. рис.1), що утворюють спільну порожнину, із якої відкачали повітря. Нехай ці тіла адіабатично ізольовані одне від одного та від навколишніх тіл. Якщо таку систему надати саму собі, то, як показує дослід, з часом температура тіл стає рівною. Оскільки тіла теплоізовані одне від одного і в порожнині немає ніякої речовини, то приходимо до висновку, що теплообмін у цьому випадку здійснюється не за рахунок теплопровідності або конвекції, а за рахунок випромінювання енергії, що одержало назву теплове випромінювання.

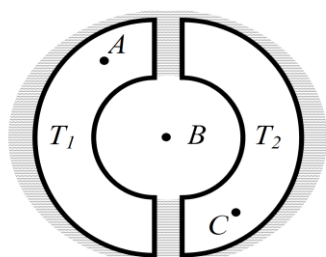


Рис. 1. Встановлення теплової рівноваги за допомогою теплового випромінювання

Закон Кірхгофа. У 1859 р. німецький фізик Кірхгоф експериментально встановив закон, який отримав його ім'я. Згідно з цим законом відношення

випромінювальної здатності тіл до їх поглинальної здатності не залежить від природи тіл і дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла. Для пояснення закону Кірхгофа доцільно ще раз розглянути два тіла, які утворюють спільну порожнину (рис. 1). Оскільки маємо справу з тепловою рівновагою, то згідно з першим законом термодинаміки: по-перше, на одиницю площі кожного тіла в одиницю часу в одиничному інтервалі частот потрапляє однакова енергія dE ; по-друге, скільки енергії випромінюється ($\varepsilon_{\lambda,T}$) з одиниці площі в одиницю часу в одиничному інтервалі частот кожного тіла, стільки й поглинається ($A_{\lambda,T}dE$), де $A_{\lambda,T}$ - коефіцієнт поглинання. Тому можемо записати:

- для першого тіла : $\varepsilon'_{\lambda,T} = A'_{\lambda,T}dE$;
- для другого : $\varepsilon''_{\lambda,T} = A''_{\lambda,T}dE$.

Якщо почленно поділити першу з цих рівностей на другу і перегрупувати одержаний вираз, то будемо мати: $\frac{\varepsilon'_{\lambda,T}}{A'_{\lambda,T}} = \frac{\varepsilon''_{\lambda,T}}{A''_{\lambda,T}} = const$. Оскільки тіла (рис. 1) вибрані довільно, то в якості одного із них, наприклад другого, могло бути абсолютно чорне тіло, для якого $A_{\lambda,T}^{ch.m.} = 1$. Тому, опускаючи в останній рівності індекси, які відносяться до першого тіла, відповідно перепишемо вираз у вигляді:

$$\frac{\varepsilon_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = \varepsilon_{\lambda,T}^{ch.m.}, \quad (1)$$

що й доводить закон Кірхгофа.

Тиск теплового випромінювання. Дослідне підтвердження тиску випромінювання було одержано в експериментах російського фізика Лебедева (1899-1909 рр.). Ці дослідні мали вирішальне значення як для остаточного експериментального обґрунтування електромагнітної теорії світла, так і для термодинамічної теорії теплового випромінювання. Для пояснення і доведення наявності тиску теплового випромінювання, нами пропонується метод, який запропонував у 1876 році італійський вчений Бартолі. Для цієї

мети розглянемо наступний уявний експеримент Бартолі. Нехай є циліндрична посудина (рис. 2), на торцях якої розташовані два тіла з різною температурою $T_1 > T_2$, звернені одне до одного плоскою поверхнею (тіла позначені T_1 і T_2). Стінки циліндра дзеркальні та нетеплопровідні. Впритул до вказаних плоских поверхонь тіл розташовані невагомі дзеркальні шторки (А) і (В), які можна



Рис. 2. Модель умовного дослідження Бартолі до пояснення тиску випромінювання

без розгерметизації видаляти із циліндра і пересувати вздовж циліндра без тертя. Якщо прибрати шторку (В), то з часом порожнина заповниться випромінюванням від тіла T_2 і його температура дещо знизиться. Потім шторка (В) ставиться на місце, а шторка (А) видаляється. Шторку (В) без тертя рухаємо впритул до тіла з температурою T_1 . При цьому тіло T_1 буде поглинати енергію випромінювання тіла T_2 і його температура підвищиться. Зрозуміло, що процес можна багато разів повторити і результатом буде передача тепла від холодного тіла T_2 до гарячого T_1 . Але за другим законом термодинаміки це можливо лише при наявності змін у навколишньому середовищі, тобто в результаті виконання роботи. Отже, при пересуванні без тертя невагомих шторок від тіла T_2 до тіла T_1 виконується робота по їх переміщенню, а це означає, що випромінювання повинно чинити тиск на шторку, яка рухається від тіла T_2 до тіла T_1 .

Оскільки випромінювання є, по суті, набором електромагнітних хвиль, то цей тиск вперше був розрахований на основі законів електродинаміки. Якісно пояснити тиск електромагнітної хвилі можна навіть на базі шкільного курсу фізики. Дійсно, як відомо, електромагнітна хвиля є поперечною. Причому електричний (\vec{E}) і магнітний (\vec{B}) вектори відносно напрямку руху хвилі розташовані так, як показано на рис. 3. Під дією електричної складової електромагнітної хвилі заряджені частинки поверхні (рис. 3), на яку вона падає, починають створювати струм уздовж поверхні тіла, тому на нього діє магнітна складова електромагнітної хвилі (сила Ампера). Напрямок цієї сили

(при будь-якому знаку зарядів частинок) збігається з напрямом руху хвилі. Відношення сумарної сили Ампера до площі й визначить тиск.

Із сучасної точки зору електромагнітну хвилю можна розглядати і як потік фотонів, що володіють імпульсом $p = \frac{h\nu}{c}$. Величину тиску рівноважного випромінювання, як сукупності фотонів, що хаотично рухаються, можна також розрахувати подібно тому, як розраховується у молекулярній фізиці

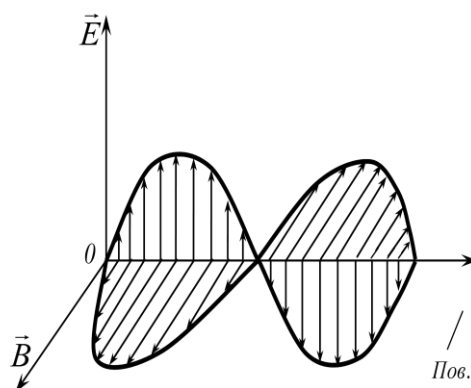


Рис. 3. До пояснення тиску теплового випромінювання

тиск ідеального газу. Дійсно, на елемент площі dS за час dt попаде $1/6$ усіх фотонів, які знаходяться в циліндрі з основою dS і твірною cdt , тобто кількість таких фотонів буде дорівнювати: $dN = 1/6 n \cdot cdt \cdot dS$, де n – концентрація фотонів. При тепловій рівновазі кількість падаючих фотонів і фотонів, що випромінюється елементом dS стінки посудини, однакова. Тому процес поглинання фотона і випромінювання такого ж фотона можна розглядати як пружний удар, при якому фотон передає стінці імпульс $2 \frac{h\nu}{c}$.

Таким чином, елемент площі dS за час dt від теплового випромінювання одержить імпульс $dP = \frac{1}{3} n \frac{h\nu}{c} cdt \cdot dS$. Тому тиск теплового випромінювання

$p = \frac{dP}{dt dS}$ (де $F = \frac{dP}{dT}$) буде дорівнювати:

$$p = \frac{u}{3}, \quad (2)$$

де u – об’ємна густина енергії теплового випромінювання

Закон Стефана-Больцмана. На підставі даних, одержаних дослідним

шляхом, австрійський фізик Стефан встановив (1879 р.), що об'ємна густина енергії випромінювання абсолютно чорного тіла пропорційна температурі четвертого степеня. У 1884 цей закон був теоретично одержаний Больцманом і тому він у фізиці затвердився під назвою – закон Стефана-Больцмана.

Розглянемо термодинамічне доведення цього закону. Нехай є циліндр (рис. 4) із дзеркальними стінками і поршнем, який може рухатись без тертя вздовж циліндра. У торці циліндра розташовано абсолютно чорне тіло (А), що має деяку температуру T . З часом кількість променистої енергії, що випромінюється і поглинається чорним тілом, вирівнюється, наступить стан динамічної рівноваги, при якій об'ємна густина енергії буде константою: $u = \frac{E}{V} = const$. Дамо можливість поршню дуже повільно (для того, щоб процес був квазістатичним) рухатись під дією сили тиску випромінювання. Об'єм порожнини при цьому збільшується і абсолютно чорне тіло буде передавати випромінюванню додаткову енергію у вигляді теплоти. Тому, на підставі першого закону термодинаміки, можна записати: $dQ = dE + pdV$, де $dE = d(uV)$ - зміна енергії теплового випромінювання в об'ємі V , pdV – робота, виконана силою тиску випромінювання, по переміщенню поршня.

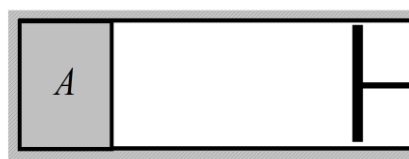


Рис. 4. До доведення закону Стефана-Больцмана

Використовуючи другий закон термодинаміки $dS = \frac{dQ}{T}$, останній вираз перепишемо у вигляді: $TdS = d(uV) + pdV$. У правій частині виконаємо диференціювання і потім, враховуючи (2), знайдемо диференціал ентропії: $dS = \frac{4u}{3T}dV + \frac{V}{T}du$. Ентропія є функцією стану, тому цей вираз є повним диференціалом ентропії випромінювання, вираженим через об'єм і густину енергії $S = S(V, u)$. Диференціал ентропії при таких змінних можна записати і в

наступному вигляді: $dS = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_u dV + \left(\frac{\partial S}{\partial u}\right)_V du$. Прирівняємо коефіцієнти при

dV та du в попередніх виразах: $\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_u = \frac{4u}{3T}$, $\left(\frac{\partial S}{\partial u}\right)_V = \frac{V}{T}$, виконаємо змішане

диференціювання цих виразів і скористаємося тим, що порядок

диференціювання не змінює результат. Одержимо: $\frac{4}{3} \left(\frac{\partial}{\partial u} \frac{u}{T}\right)_V = \left(\frac{\partial}{\partial V} \frac{V}{T}\right)_u$. При

диференціюванні за об'ємом (при постійній густині енергії випромінювання) температуру в правій частині останнього рівняння необхідно розглядати як константу. З урахуванням цього зауваження,

виконуємо відповідне диференціювання: $\frac{4}{3} \left(\frac{1}{T} - \frac{u}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_V\right) = \frac{1}{T}$. Оскільки у

цьому виразі фіксується лише один параметр (об'єм), то можна від частинних

похідних перейти до повних похідних і розділити змінні: $4 \frac{dT}{T} = \frac{du}{u}$. Після

інтегрування цього виразу одержуємо закон Стефана-Больцмана:

$$u = \sigma T^4, \quad (3)$$

де σ – постійна Стефана-Больцмана. Цю постійну в рамках термодинаміки можна визначити лише експериментально.

Якщо помножити ліву й праву частини виразу (3) на об'єм V , який займає теплове випромінювання, то одержимо закон Стефана-Больцмана для сумарної енергії випромінювання в заданому об'ємі:

$$E = \sigma VT^4. \quad (4)$$

Відмітимо, що закон Стефана-Больцмана можна одержати й більш простим, але формальнішим шляхом. Дійсно, якщо скористатись відомим

виразом $\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p$ і підставити в нього об'ємну густину енергії

$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T = u$ та величину тиску теплового випромінювання (2), то відразу ж

одержимо рівняння з розділеними змінними, інтегрування якого й дає закон Стефана-Больцмана.

Розрахуємо термодинамічні потенціали теплового випромінювання. Для цього скористаємось:

- законом Стефана-Больцмана (3), із якого маємо: $du = 4\sigma T^3 dT$;

- означенням об'ємної густини енергії $u = \frac{E}{V}$;

- основним рівнянням термодинаміки: $TdS = dE + pdV$.

Підставляючи в останнє рівняння вказані вирази після елементарних перетворень, одержимо: $dS = 4\sigma VT^2 dT + \frac{4}{3}\sigma T^3 dV$ або $dS = d\left(\frac{4}{3}\sigma VT^3\right)$. Звідси знаходимо вираз для ентропії випромінювання: $S = \frac{4}{3}\sigma VT^3$.

Використовуючи означення, одержуємо вираз для вільної енергії, ентальпії та потенціалу Гіббса теплового випромінювання:

$$F = -\frac{1}{3}\sigma VT^4,$$

$$I = \frac{4}{3}\sigma VT^4,$$

$$Z = I - TS = \frac{4}{3}\sigma VT - T \frac{4}{3}\sigma VT^3 = 0.$$

Термодинамічний потенціал, отже, й хімічний потенціал рівноважного випромінювання дорівнюють нулю.

Якщо теплове випромінювання в порожнині циліндра (рис. 4) відокремити від абсолютно чорного тіла дзеркальною перегородкою, то при русі поршня здійснюватиметься адіабатичний процес. При достатньо повільному русі поршня цей процес буде оборотним і основне рівняння термодинаміки приймає вигляд: $0 = 4\sigma VT^2 dT + \frac{4}{3}\sigma T^3 dV$. Після інтегрування, одержимо рівняння адіабати для випромінювання: $VT^3 = const$, а потім: $uV^{4/3} = const$ і $pV^{4/3} = const$.

Висновки. Викладений в статті методичний аналіз застосування законів теплового випромінювання переконує студентів у тому, що ці закони є дуже дієвим інструментом аналізу процесів, мають великий потенціал у

формуванні наукового стилю мислення і тому розглянуті приклади можуть бути рекомендовані для використання викладачами в лекційній практиці.

Слід також відмітити, що розглянута методика викладання термодинаміки теплового випромінювання охоплює всі ключові аспекти цього питання (за виключенням розподілу енергії в спектрі), не містить надлишкової інформації та математичної складності, а тому досить легко сприймається студентами.

Список використаних джерел

1. Базаров И.П. Термодинамика. / Базаров И.П. – М.: Высшая школа, 1991. – 376с.
2. Кубо Р. Термодинамика. / Кубо Р. – М.: Мир, 1970. – 308с.
3. Мороз І.О. Основи термодинаміки та статистичної фізики: навч. посіб. / І.О. Мороз. – Суми: Видавничий дім «Папірус», 2012. – 574 с.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики: в 6т. / Сивухин Д.В. – М.: Наука, 1975. – Т.2. Термодинамика и молекулярная физика. – 1975. – 565с.
5. Радущкевич Л.В. Курс термодинамики. / Радущкевич Л.В. – М.: Просвещение, 1971. – 288с.
6. Планк М. Теория теплового излучения / Планк М. – М. –Л., 1938.- 208 с.

I.O. Moroz ,V.S. Ivaniy, O.V. Trohymenko. Theoretical and methodological basis for studying the topic "Thermodynamics heat waves" in physics teacher training.

Annotation. The scientific outlook of the future teacher of physics is formed by not only consideration of modern physics, but the study of its primary bases. Therefore, the study of the origin of modern physical theories is relevant and there is a need of evident modern methodology, which would thus correspond to the level of basic science. To one of the basic experimental and theoretical results

made in late XIX and early XX century, which led to the creation of modern physics, belongs thermal radiation. As it is known, the thermal radiation was studied by both thermodynamic and statistical methods, but the most complete and coherent analysis of all the laws of thermal radiation can only be performed with the use of the Bose-Einstein statistics. However, such an important for the understanding of modern physics phenomenon as thermal radiation, requires detailed analysis because of its lack of coverage within thermodynamics and the use of only statistical laws by the students form the idea of its limitations when it is applied to the thermal radiation.

The article makes a disclosure on one of the possible options of thermodynamic method in studying basic laws of thermal radiation consideration made by the lectures of pedagogical universities. This is easily perceived by the students. Methods of proof Kirchhoff's law are based on the application of the first law of thermodynamics. To explain the pressure of thermal radiation an imaginary experiment by Italian physicist Bartoli is applied, in which the second law of thermodynamics is used. The possibility of attracting knowledge of statistical and quantum physics to prove the formula for pressure thermal radiation is observed, which is used to bring the Stefan-Boltzmann equations and adiabatic process in thermal radiation, as well as determining its characteristic features.

Laid down in an article methodical analysis of the laws of thermal radiation convinces students that these laws are very effective tool for analyzing processes. They have great potential in forming a scientific style of thinking and therefore considered examples may be recommended for the use by teachers in lecture practice.

Keywords: thermal radiation, blackbody, Stefan-Boltzmann's law, Kirchhoff's law, radiating capacity.