Теплове випромінювання

Характеристики теплового випромінювання

Прикладом випромінювання широкого спектрального складу є випромінювання нагрітих тіл або теплове випромінювання. Теплове випромінювання є усередненим випромінюванням великого числа атомів нагрітого тіла і відрізняється від інших видів випромінювання тим, що може знаходитись у рівновазі з випромінюючими тілами. Справді, якщо помістити декілька нагрітих тіл в порожнину з абсолютно відбиваючими стінками, тоді всі тіла в порожнині протягом часу, обмінюючись енергією при поглинанні і випромінюванні, набувають однакової температури, а густина випромінювання в порожнині стане постійною, що відповідає даній температурі. Таке випромінювання називається рівноважним. Енергетичні і спектральні характеристики рівноважного випромінювання складають зміст законів теплового випромінювання.

До того, як перейти до формулювання законів теплового випромінювання, обговоримо фізичний зміст термінів, використаних у цій теорії.

Однією з основних характеристик випромінювання є його інтенсивність, або поверхнева світність випромінювання, що визначається як потік об'ємної густини енергії випромінювання, віднесеної до одиниці тілесного кута

$$\mathrm{I} = \frac{1}{4\pi}\mathrm{u}\cdot\mathrm{c}.$$

де u – об'ємна густина випромінювання (густина енергії електромагнітного поля):

$$\mathrm{u} = \frac{\varepsilon_0 \mathrm{E}^2}{2} + \frac{\mathrm{B}^2}{2\mu_0},$$

с – швидкість світла, а 4π - повний тілесний кут сфери. Враховуючи, що частота випромінювання (або довжина хвилі) є його характерним параметром, має сенс ввести об'ємну густину енергії та інтенсивності, віднесені до будь-якої визначеної частоти, тобто спектральну густину випромінювання u_ω і спектральну інтенсивність I_ω, пов'язаних с їх інтегральними значеннями співвідношеннями:

$$\mathrm{u} = \int_0^\infty \mathrm{u}_\omega d\omega, \qquad \mathrm{I} = \int_0^\infty \mathrm{I}_\omega d\omega.$$

Окрім того, вводять поглинальну здатність A_ω поверхні, що показує, яка частина енергії випромінювання, яке падає, з частотою ω поглинається поверхнею, і випромінювальну здатність тіла E_ω, що дорівнює потоку променевої енергії, з частотою, яка випромінюється одиницею площі поверхні тіла за одиницю часу. Якщо уявити собі абсолютно теплоізольоване нагріте тіло, аналогом якого може бути муфельна піч, то таке тіло може бути джерелом теплового випромінювання. Мова йде тільки про температурне випромінювання, коли всі властивості випромінюючого та поглинаючого тіла визначаються тільки температурою тіла та частотою тіла.

Кірхгоф встановив важливий закон: при постійній температурі спектральна густина випромінювання не залежить від природи і властивості нагрітих тіл, що знаходяться в пустоті, а залежить тільки від температури нагрітих тіл. Закон Кірхгофа записується у вигляді

$$\frac{E_\omega}{A_\omega} = I_\omega(\omega, T)$$

і означає, що відношення випромінювальної здатності до його поглинальної здатності однакове для всіх тіл і є універсальною функцією тільки частоти і температури.

Якщо поглинальна здатність тіла дорівнює одиниці $A_\omega = 1$, то таке тіло називається абсолютно чорним тілом. Таким чином, з усіх тіл при одній і тій же температурі абсолютно чорне тіло має найбільшу випромінювальну здатність.

6.12.2 Закони Віна і Стефана-Больцмана

Відповідно до закону Кірхгофа, основну інформацію про властивості теплового випромінювання несе спектральна густина випромінювання u_ω, розрахунок якої і є основною задачею теплового випромінювання. Першим результатом в цій галузі є передбачення Віном, виходячи із термодинамічних міркувань, значення u_ω:

$$u_\omega \sim \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right),$$

де $f\left(\frac{\omega}{T}\right)$ - невідома функція. Закон Віна підтверджується порівнянням з експериментом – наслідком закону Віна є передбачення екстремуму в спектральній залежності $u(\omega)$, при цьому частота, яка відповідає максимуму спектральної густини, визначається виразом

$$\frac{\omega_m}{T} = \mathrm{const}$$

який називається законом зміщення Віна. Ця залежність часто записується у вигляді

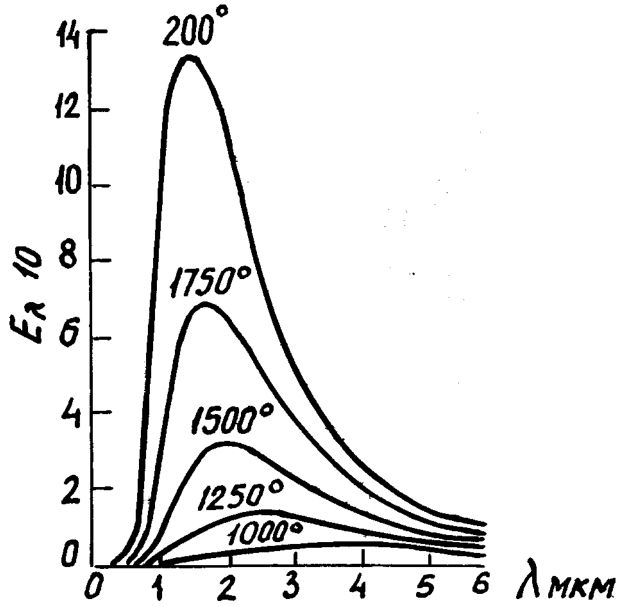


Рис. 1. Розподіл енергії у спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла.

$$\lambda_m T = b, \qquad (6.50)$$

і показує, що максимум спектральної густини випромінювання чорного тіла зміщується по частотній шкалі в залежності від зміни температури (рис.1).

Закон Віна дозволяє передбачити і температурну залежність інтегральної інтенсивності випромінювання чорного тіла:

$$u = \int_0^\infty u_\omega d\omega = aT^4 .$$

Вираз називають законом Стефана-Больцмана, який також підтверджується експериментом. На практиці більш зручна формула для енергетичної світності S, що випромінюється абсолютно чорною поверхнею. Енергетична світність S – це інтегральний променевий потік, що випромінюється зовні в усіх напрямках одиницею площі такої поверхні в одиницю часу:

$$S = \pi \cdot I = \frac{cu}{4}.$$

$$S = \sigma \cdot T^4 ,$$

де

$$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ Вт \cdot м^{-2}\ к^{-4} .$$

Величина σ називається сталою Стефана-Больцмана.

Таким чином, незважаючи на експериментальне підтвердження наслідків закону Віна, цей закон є лише якісною оцінкою і для розуміння природи теплового випромінювання необхідний ретельний розрахунок спектральної густини випромінювання, який ґрунтується на адекватній моделі.

Закон Релея-Джинса. Ультрафіолетова катастрофа

Уявимо модель випромінювання, обравши в якості елементарних випромінювачів систему N гармонічних осциляторів. Спектральна густина енергії випромінювання, що відповідає приросту частот $d\omega$,

$$du_\omega = d\omega\, u_\omega$$

може бути подана як добуток середньої енергії одного осцилятора $\bar{\varepsilon}$ на число елементарних коливань dN, тобто число елементарних стоячих хвиль, що відповідають інтервалу частот $d\omega$,

$$du_\omega = u_\omega\, d\omega = d N \cdot \bar{\varepsilon} .$$

Число елементарних стоячих хвиль, по-іншому їх називають власними модами, можна визначити, якщо коливання розглядати в к-просторі, тобто в просторі хвильових векторів $k = \dfrac{2\pi}{\lambda} = \dfrac{\omega}{c}$.

В к – просторі, об'єм якого відповідає всім коливанням, дорівнює

$$V = \frac{4}{3}\pi k^3.$$

Об'єм, який відповідає приросту частот dω, а, також приросту хвильового числа dk (об'єм сферичної кулі товщиною dk), дорівнює

$$dV = 4\pi k^2 dk.$$

Якщо поділити об'єм dV на величину, кратну $(2\pi)^3$, то отримаємо число стоячих хвиль у цьому об'ємі:

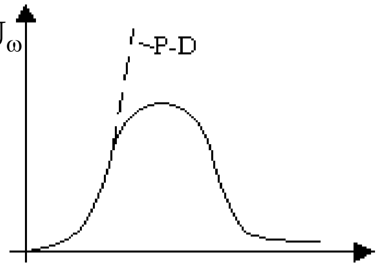


Рис.2 Порівняння експериментальної кривої розподілу енергії у спектрі випромінювання з кривою, розрахованою за формулою Релея-Джинса (пунктир).

$$dN = \frac{dV}{(2\pi)^3} = \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3}.$$

Для отримання повного числа коливань необхідно dN ще помножити на 2, що дозволяє врахувати нерозрізненість хвиль, які поширюються в протилежних напрямках:

$$dN = 2 \cdot \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3}.$$

Якщо перейти від хвильових чисел до частот $k = \frac{\omega}{c}$,

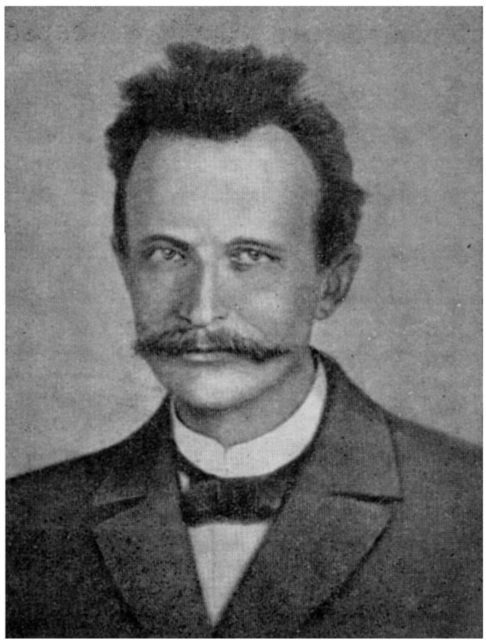
і врахувати, що внаслідок класичного закону розподілу енергії за ступенями вільності, середня енергія одного коливання дорівнює $\bar{\varepsilon} = kT$, спектральну густину енергії, що приходиться на інтервал частот dω, подамо у вигляді

$$u_\omega d\omega = d\,N \cdot \bar{\varepsilon} = \frac{8\pi\omega^2 kT}{(2\pi c)^3} d\omega,$$

звідси одержуємо закон, що визначає спектральну густину енергії і називається законом Релея-Джинса:

$$u_\omega = \frac{8\pi\omega^2 kT}{(2\pi c)^3},$$

Порівняння закону Релея-Джинса з експериментальною залежністю густини енергії від частоти показує (рис.6.25), що в області великих частот (малих довжин хвиль, що відповідають ультрафіолетовому спектральному діапазону) є різке розходження,



Макс Планк (1858-1947) – німецький фізик, один з засновників квантової теорії, ввів поняття кванта світла і кванта дії.

що називається умовно ультрафіолетовою катастрофою.

Квантова гіпотеза Планка

Таким чином, при поясненні властивостей теплового випромінювання закони класичної фізики, зокрема, закон про рівнорозподіл енергії за ступенями вільності, дають неправильні результати. Потрібні були нові ідеї, що дозволяють пояснити властивості теплового випромінювання. Така ідея була висловлена М. Планком (1900 р.), який припустив, що лінійні гармонійні осцилятори, що є випромінювальними центрами, не підкоряються принципу рівнорозподілу енергії, а можуть знаходитися у деяких фіксованих станах з енергією

$$\varepsilon_n = n \cdot \varepsilon_0 .$$

Усереднення енергії осциляторів здійснюється за формулою

$$\bar{\varepsilon} = \sum_{n-0}^{\infty} \varepsilon_n \cdot \omega_n ,$$

де ω_n - імовірність того, що осцилятор має енергію ε_n (розподіл Больцмана):

$$\omega_n = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}{\sum\limits_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}} .$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum n\varepsilon_0 e^{-\varepsilon_0 \beta \cdot n}}{\sum e^{-\varepsilon_0 \cdot n\beta}} = -\frac{d}{d\beta} \lambda n \sum_n e^{-\cdot n\beta\varepsilon_0} .$$

Обчислюючи суму під знаком логарифма як суму геометричної прогресії,

$$\sum_n e^{-\beta \cdot n\varepsilon_0} = \frac{1}{1 - e^{-\beta \cdot \varepsilon_0}} ,$$ маємо:

$$\bar{\varepsilon} = -\frac{d}{d\beta} \lambda n \frac{1}{1 - e^{-\beta \cdot \varepsilon_0}} = \frac{d}{d\beta} \lambda n \left(1 - e^{-\beta \cdot \varepsilon_0}\right) = \frac{\varepsilon_0 e^{-\beta \cdot \varepsilon_0}}{1 - e^{-\beta \cdot \varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\beta \cdot \varepsilon_0} - 1} .$$

Використовуючи (6.55), знаходимо спектральну густину енергії:

$$u_\omega \, d\omega = d\,N \cdot \bar{\varepsilon} = \frac{8\pi\omega^2}{(2\pi c)^3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{e^{\beta \cdot \varepsilon_0} - 1} \, d\omega ,$$

котра співпадає з експериментальною залежністю u_ω за умови, що енергія осцилятора пропорційна частоті

$$\varepsilon_0 = \eta\omega .$$

Тут η - стала Планка, що вводиться з міркувань розмірності. Тоді спектральна густина енергії випромінювання визначається виразом

$$\rho_\omega = \frac{8\pi\omega^3\eta}{(2\pi c)^3\left(e^{\frac{\eta\omega}{kT}} - 1\right)} ,$$

що називається законом Планка.

Закон Планка не тільки узгоджується з експериментальними результатами, але у граничних випадках містить у собі закони Релея-Джинса і Віна. Дійсно, при малих частотах

$$\eta\omega << kT$$

експоненту у знаменнику (6.62) можна розкласти у ряд

$$e^{\frac{\eta\omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\eta\omega}{kT} + K$$

і вираз (6.62) переходить у закон Релея-Джинса. У зворотному граничному випадку великих (більших) частот

$$\eta\omega >> kT$$

закон Віна:

$$\rho_\omega \cong \frac{8\pi\omega^3\eta}{(2\pi c)^3} e^{-\frac{\eta\omega}{kT}} .$$

Таким чином, Планк уперше звернув увагу на те, що розподіл енергії фізичної системи може бути не безупинним (рівномірним), а дискретним, тобто змінюватися деякими порціями, чи, як їх назвали, квантами. Ця ідея квантованості енергії знайшла підтвердження і в інших фізичних явищах, зв'язаних з проявом мікроструктури речовини.

Квантова природа фотоефекта

Закономірності фотоефекта - явище емісії електронів з металу під дією світла, - також не піддавалося поясненню, поки А. Ейнштейн (1900 р.) не скористався ідеєю Планка про дискретності енергії випромінювання, тобто не запропонував корпускулярну модель світла, згідно з якою світло представляє собою потік частинок (квантів чи фотонів).

Дійсно, пояснення фотоефекта (рис. 3) з хвильової точки зору начебто не зустрічає труднощів - атом речовини поглинає електромагнітну хвилю, збуджується, і при достатній енергії збудження частина електронів може залишити атом і вийти за межі металу, що фіксується в експерименті (рис. 3) як фотострум (рис. 4).

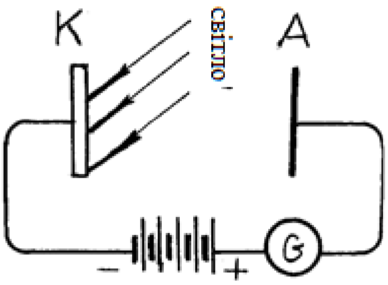


Рис. 3 Схема для дослідження залежності фотоструму від напруги.

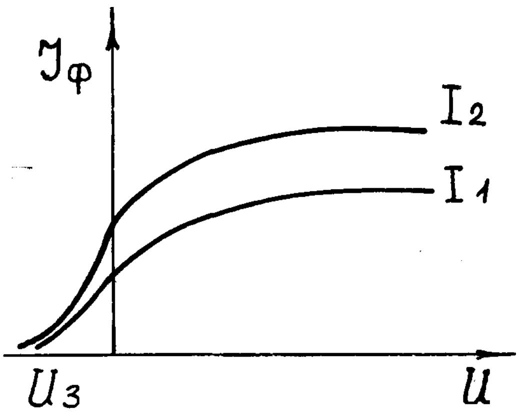


Рис. 4. Залежність фотоструму від напруги. $U_з$ - затримуючий потенціал.

При цьому механізмі збудження енергія електронів черпається з енергії електромагнітного поля і, отже, енергія електронів повинна залежати від інтенсивності світла. Насправді при збільшенні інтенсивності випромінювання зростає лише число електронів, тобто фотострум (рис. 4), що не може бути зрозуміло у рамках хвильових (класичних) представлень про природу світла.

Припущення А. Ейнштейна про корпускулярну природу світла дозволяє відразу ж пояснити фотоефект: якщо випромінювання - це потік фотонів з енергією

$$\varepsilon = \eta\omega ,$$

то при акті взаємодії фотона і електрона виконується закон збереження енергії: енергія фотона $\eta\omega$ витрачається на роботу виходу A (робота проти поверхневих сил притягання, перешкоджаючих виходу електрона з металу) і передачі електрону кінетичної енергії:

$$\eta\omega = \frac{mV^2}{2} + A .$$

Це рівняння називається рівнянням Ейнштейна.

Максимальна кінетична енергія електронів може бути визначена методом затримуючого потенціалу

$$eU_з = \frac{mV_m^2}{2} ,$$

і тоді з рівняння Ейнштейна $\eta\omega = eU_з + A$ можна визначити сталу Планка η і роботу виходу A (рис.5)

$$eU_з = \eta\omega - A$$

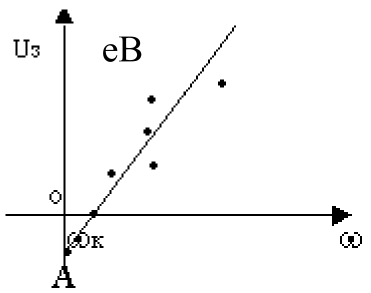


Рис. 5. Залежність енергії фотоелектронів від частоти ω.

Рівняння Ейнштейна дозволяє знайти і червону границю фотоефекта - мінімальну частоту (максимальну довжину хвилі) світла, за якої можливий фотоефект

$$\omega_м = \frac{A}{\eta} .$$

Фотони. Імпульс фотона

Ідея про корпускулярну природу світла блискучо підтвердилася при дослідженні теплового випромінювання і фотоефекта. У зв'язку з цим визначимо основні характеристики фотона як частинки - його імпульс і масу.

Швидкість фотона збігається з швидкістю поширення світла і дорівнює c. Це означає, що релятивістська маса фотона, обумовлена формулою

$$m = \lambda im_{v \to c} \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \to \frac{0}{0} \Rightarrow const$$

буде мати кінцеве значення тільки за умови, що маса спокою фотона дорівнює нулю: $m_0 = 0$.

Масу фотона (кінетичну) можна визначити з співвідношення

$$\varepsilon = mc^2 = \omega\eta ,$$

звідки для червоного фотона маса дорівнює

$$m_ф = \frac{\hbar\omega}{c^2} = \frac{2\pi\hbar}{c\lambda} = \frac{h}{\lambda c} \approx 10^{-36}\text{кг},$$

що на шість порядків менше, чим маса електрона.

Імпульс фотона також визначається за допомогою релятивістської формули для енергії

$$E = p^{\cdot} c\ ,$$

звідки імпульс фотона

$$p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar k.$$

Сергій Іванович Вавилов (1891-1951) - радянський фізик, установив основні закони люмінесценції, є співавтором відкриття випромінювання Черенкова.

Основні результати

1. Джерелом електромагнітного випромінювання видимого діапазону є коливання зарядів в атомі. Класичною моделлю атома, як випромінюючої системи, служить електричний диполь, що коливається, - гармонічний осцилятор.
2. Закон Кірхгофа: відношення випромінювальної і поглинальної здатностей не залежить від природи тіла, а залежить лише від температури нагрітого тіла:

$$\frac{E_\omega}{A_\omega} = \varepsilon(\omega, T)$$

Тут $\varepsilon(\omega,T)$ – універсальна функція Кірхгофа – випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла.

3. Класичні закони теплового випромінювання:

Стефана-Больцмана $\varepsilon(T) = \sigma T^4$

Віна $\varepsilon(\omega, T) = const\omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right)$

Зміщення Віна $T\lambda_m = b$

Релея-Джинса $\rho_\omega = \frac{8\pi\omega^2 kT}{(2\pi c)^3}$

4. Характеристики квантів випромінювання – фотонів

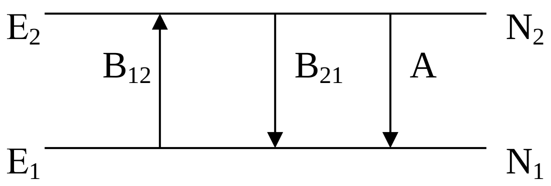
$$E = \hbar\omega, \qquad P = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}, \qquad m_Ф = \frac{\hbar\omega}{c^2}$$

5. Формула Планка

$$\rho_\omega = \frac{8\pi\omega^2}{(2\pi c)^3} \cdot \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}.$$

Спонтанні і змушені світлоіндуковані переходи. Оптичні квантові генератори

Розглянемо переходи в ансамблі дворівневих атомів.
Тут N_1, N_2 - число атомів у відповідному стані.



Дворівнева схема переходів

Виділяють два типи переходів - змушені і спонтанні. Змушені переходи стимульовані впливом світла. При цьому вводять поняття імовірності поглинання $B_{12}\,u(\omega)$ і імовірності випромінювання $B_{21}\,u(\omega)$, де B_{12}, B_{21} - імовірності збудження атома, а $u(\omega)$ - густина енергії випромінювання. Другий тип переходів - мимовільні або спонтанні переходи, імовірність яких позначається A. Імовірність спонтанних переходів пов'язана з часом життя збудженого рівня. Дійсно, розпад збудженого стану описується рівнянням

$$dN = -AN_2 dt, \qquad (7.151)$$

звідки знайдемо залежність числа збуджених атомів від часу:

$$N_2 = N_0 e^{-At}, \qquad (7.152)$$

тобто час, протягом якого число збуджених атомів зменшується в "e" разів, дорівнює зворотному значенню імовірності спонтанних переходів.

$$\tau = \frac{1}{A} \sim 10^{-8}\,\text{c}.$$

Принцип детальної рівноваги. Формула Планка

Розглянемо динаміку переходів атомів у збуджений стан і назад, враховуючи всі можливі переходи. Зміна числа атомів визначається балансом прямих і зворотних переходів.

$$\frac{dN_1}{dt} = \left(A + B_{21}u(\omega)\right)N_2 - B_{12}u(\omega)N_1 .$$

В умовах стаціонарної рівноваги

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0,$$

дійсний принцип детальної рівноваги

$$N_2\left(A + B_{21}u(\omega)\right) - B_{12}u(\omega)N_1,$$

відповідно до якого при термодинамічній рівновазі кожному прямому процесу переходу можна зіставити обернений йому процес.

Знайдемо відношення числа збуджених атомів до числа атомів в основному стані

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} u(\omega)}{A + B_{12} u(\omega)} .$$

З іншого боку, відношення числа атомів в різних енергетичних станах визначається розподілом Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{e^{-E_2/kT}}{e^{-E_1/kT}} , \qquad (7.157)$$

де E_1, E_2 – енергії атомів у відповідних станах:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} = e^{-\frac{\eta\omega}{kT}} . \qquad (7.158)$$

Прирівнюючи (7.158) і (7.159), отримаємо

$$e^{-\frac{\eta\omega}{kT}} = \frac{B_{12} u(\omega)}{A + B_{21} u(\omega)} ,$$

Звідки знайдемо визначення спектральної густини енергії

$$u(\omega) = \frac{A \cdot e^{-\frac{\eta\omega}{kT}}}{B_{12} - B_{21} e^{-\frac{\eta\omega}{kT}}} = \frac{A/B_{12}}{e^{\frac{\eta\omega}{kT}} - \frac{B_{21}}{B_{12}}} . \qquad (7.159)$$

Порівнюючи з формулою Планка для u(ω)

$$u(\omega) = \frac{8\pi\eta\omega^3}{(2\pi c)^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\eta\omega}{kT}} - 1} \qquad (7.160)$$

знаходимо, що формула Планка буде справедлива в умовах, коли виконуються наступні рівності для імовірності переходів

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = 1, \qquad \frac{A}{B_{12}} = \frac{8\pi\eta\omega^3}{(2\pi c)^3} , \qquad (7.161)$$

тобто імовірності прямих і обернених світлоіндукованих переходів рівні

$$B_{12} = B_{21} .$$

Посилення світлоіндукованого випромінювання

Радянським фізиком В.А.Фабрикантом уперше (1940 р.) передвіщено, що в збудженому середовищі атомів потік фотонів може безупинно збільшувати свою густину. Ґрунтується це припущення на законі поглинання світла (закон Бугера)

$$I_\omega = I_0 e^{-K_\omega d},$$

де I_ω - спектральна інтенсивність поглиненого світла, I_0 - спектральна інтенсивність падаючого на середовище випромінювання, d - глибина проникнення випромінювання, K_ω - коефіцієнт поглинання. Знайдемо залежність коефіцієнта поглинання від числа збуджених атомів. Для цього продиференціюймо закон Бугера

$$\frac{dI_\omega}{dx} = -K_\omega I_\omega,$$

звідки одержимо приріст інтенсивності при нескінченно малому прирості dx:

$$dI_\omega = -K_\omega I_\omega dx. \tag{7.163}$$

З іншого боку, приріст інтенсивності визначається різницею поглинених $N_1B_{12}u(\omega)$ і випромінених квантів $N_2B_{21}u(\omega)$ і пропорційний енергії кванта $\eta\omega$:

$$dI_\omega = -(N_1B_{12} - N_2B_{21})u(\omega)\eta\omega dx \tag{7.164}$$

Прирівнюючи (7.163) і (7.164) і враховуючи вираз

$$\frac{cu(\omega)}{4\pi} = I_\omega$$

маємо

$$K_\omega I_\omega dx = 4\pi(N_1B_{12} - N_2B_{21})I_\omega \frac{\eta\omega}{c} dx.$$

Коефіцієнт поглинання, враховуючи, що $B_{12} = B_{21}$, має наступне значення:

$$K_\omega = \frac{\eta\omega}{c}(N_1B_{12} - N_2B_{21}) = \frac{\eta\omega}{c} N_1B_{12}\left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right).$$

У термодинамічно рівноважній системі справедливе відношення

$$\frac{N_2}{N_1} < 1,$$

яке можна переписати враховуючи розподіл Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{\eta\omega}{kT}} < 1.$$

Таким чином, при термодинамічній рівновазі коефіцієнт поглинання завжди позитивний

$$K_\omega > 0,$$

що відповідає процесу поглинання світла в середовищі. Однак у квантових системах можливий і інший стан - нерівноважний, коли число збуджених атомів більше числа атомів в основному стані

$$\frac{N_2}{N_1} > 1.$$

Правда, такий стан відповідає негативній температурі: логарифмуючи відношення

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\eta\omega}{kT}},$$

одержуємо

$$\lambda n \frac{N_2}{N_1} = -\frac{\eta\omega}{kT},$$

звідки виходить, що температура нерівноважного (інверсного) стану дорівнює

$$T = -\frac{(E_2 - E_1)}{k\lambda n \frac{N_2}{N_1}} = -\frac{\eta\omega}{k\lambda n \frac{N_2}{N_1}},$$

що свідчить ще раз про те, що інверсія частинок $N_2 > N_1$ може бути створена тільки в нерівноважних умовах.

Якщо ж такий стан досягнутий, то коефіцієнт поглинання стає негативним

$$K_\omega < 0.$$

При цьому інтенсивність світла в міру проходження в середовище збільшується, тобто виникає посилення випромінювання. У системі двох енергетичних рівнів виникає ще один квантовий ефект - ефект просвітління середовища, коли ні поглинання, ні посилення не відбувається, а середовище стає прозорим - це відбувається, якщо заселеності рівні $N_1 = N_2$, коли коефіцієнт поглинання стає рівним нулю:

$$K_\omega = 0 .$$