

ВОЛНА КАК ИСТИННЫЙ КВАНТ ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.т.н., проф. В.Эткин

Абстракт. С приходом на смену равновесной термодинамике теории необратимых процессов стало очевидным, что так называемое «равновесное излучение» является в действительности стационарным состоянием излучающего тела, возникающим вследствие равенства потоков поглощаемой и излучаемой энергии. Пришло также понимание того, что излучение относится к упорядоченным формам энергообмена и не является чисто «тепловым», что требует его описания параметрами процесса. Это побуждает к пересмотру обоснования закона излучения, данного М.Планком на основе представлений о тепловом равновесии и ряде связанных с этим постулатов, противоречащих классической физике.

Цель настоящей статьи – показать, что с позиций неравновесной термодинамики закон излучения может быть получен без использования условий теплового равновесия, соображений квантово-механического характера и введения постоянной Планка. При этом излучение предстает как процесс модуляции окружающей среды частотами колебаний, свойственными излучателю, с последующим переносом ею этого возбуждения, а истинным квантом излучения становится возбуждаемая волна, а не частица, именуемая фотоном. Найдена величина этого кванта и показана возможность преодолеть таким путем ряд существующих трудностей в понимании и объяснении наблюдаемых оптических явлений.

Ключевые слова: неравновесная термодинамика, лучистый поток, светонесущая среда, стационарный процесс, закон излучения, волна как квант, модуляция среды, нетривиальные следствия.

Введение.

В 1900 году М.Планк нашел, по его выражению, «удачную аппроксимацию» законов излучения Вина и Рэлея и получил формулу, хорошо воспроизводящую экспериментальные данные равновесного излучения во всем диапазоне частот [1]. Для этого ему пришлось прибегнуть к ряду постулатов, расходящихся с представлениями классической физики. Главным из них явилось представление об излучении, находящемся в воображаемой полости с идеально отражающей поверхностью и свойствами абсолютно черного тела (АЧТ) как о чем-то, находящемся в тепловом равновесии с находящимся внутри ее излучателем. При этом излучению приписывалась определенная температура T и энтропия S , т.е. параметры, присущие материальному объекту. Тем самым тепловое излучение из разновидности процессов энергообмена превратилось в подобие субстанции, свойства которой характеризуются теми же параметрами, что и излучатель.

Противоречие такой модели с классической термодинамикой состоит не только в неразличении функций состояния и процесса. Согласно ее первому началу, изменение собственной (внутренней) энергии излучателя и полости сопровождается не только теплообменом, но и работой, что проявляется в явлениях фотоэффекта, фотосинтеза, ионизации, диссоциации, флуоресценции, в фотохимических, фотоядерных и т.п. превращениях. Эти формы упорядоченного энергообмена сопровождаются превраще-

нием энергии в излучателе, не прекращающимся при наступлении так называемого стационарного состояния. Что же касается «теплового излучения», то к нему относят только часть лучистого энергообмена в узком диапазоне волн длиной 0,4...0,76 мкм, которое рассеивается телами с превращением его в тепловую форму энергии и последующим переизлучением с другими спектральными характеристиками. Этот процесс никогда не прекращается, несмотря на постоянство параметров излучателя и оболочки, что требует перехода к описанию этого процесса с позиций термодинамики стационарных процессов [2].

Другое не менее важное противоречие касалось классической физики в целом, которая полагала энергию непрерывно изменяющейся величиной¹⁾. М.Планк постулировал, что энергетические уровни осцилляторов дискретны и образуют «эквидистантный» спектр частот ν с одинаковой разностью энергий $h\nu$ любых двух соседних уровней. Потому они способны отдавать и получать энергию только неделимыми порциями $\epsilon = h\nu$, где h – универсальная величина, получившая название «постоянной Планка». Тем самым было положено начало «другой физике», отрицавшей применимость классических законов к микромиру.

Обоснование закона излучения, данное М. Планком, использовало ряд и других допущений. В частности, предполагалась независимость энергии кванта излучения $\epsilon = h\nu$ от амплитуды волны A_{ν} , возможность неограниченного возрастания энергии кванта ϵ с частотой ν , допустимость применения «статистики Планка», отличной от классической статистики Максвелла – Больцмана, использования принципа равнораспределения энергии по степеням свободы) и частных свойств идеальных газов при вычислении постоянной Планка через константу Больцмана k и т.д.[3]. Поэтому обоснование интерполяционной формулы, данное М.Планком «задним числом» [4], вызывало острое чувство неудовлетворенности не только у его современников и их последователей, но и у него самого [5].

Положение существенно изменилось, когда на смену классической термодинамике пришла термодинамика нестатических (необратимых) процессов [6 - 11]. Эта теория дополнила классическую термодинамику анализом стационарных процессов, характеризующихся равенством потоков поглощаемой и излучаемой энергии. Стало очевидным, что процесс излучения, который никогда не прекращается, не может быть отождествлен с равновесием, требующим прекращения процесса энергообмена, и требует введения параметров процесса – потоков энергии, в том числе лучистого потока J_{ν} . Понадобилось и введение потоков материальных носителей лучистой энергии, а также среды распространения колебаний, как бы мы ее ни называли – эфиром, электромагнитным полем или небарионной материей.

Успехи неравновесной термодинамики в изучении кинетики процессов энергообмена и в объяснении ряда явлений, казавшихся странными с позиций классической термодинамики, стимулируют попытку дать новое обоснование закона излучения, не основанное на модельных представлениях и постулатах квантово-механического характера, в особенности тех, что противоречат классической физике. Такого рода попытки получили особенно убедительное обоснование в рамках термокинетики как современной версии неравновесной термодинамики, объединившей методы равновесной

¹⁾ Никому же не придет в голову утверждать, что океан состоит из отдельных капель только лишь потому, что осадки пополняют его в виде дискретных капель или снежинок!

и неравновесной термодинамики и сделавшей их пригодными для любых форм энергии [12]. В настоящей статье будет изложена наиболее удачная попытка такого рода, позволившая не только получить закон излучения реальных тел как ее следствие, но и предложить в качестве кванта излучения новую величину – энергию одиночной волны.

2. Термокинетическое обоснование закона излучения Планка.

Принципиальное отличие подхода с позиций термокинетики начинается с того, что в ней частота излучения ν понимается как функция процесса излучения, состоящего в обмене между телом и окружающей средой энергией колебательного движения без переноса самой их массы. В соответствии с таким подходом частота излучения ν трактуется как поток волн, возбуждаемых в окружающей среде в единицу времени частицами излучающего тела, колеблющимися на резонансной частоте ν . Тогда стационарное состояние излучающего тела выразится равенством нулю полной производной от плотности внутренней энергии излучающего тела $u(\mathbf{r}, t)$ по времени t :

$$du/dt = (\partial u/\partial t)_{\mathbf{r}} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)u = 0, \text{ Вт м}^{-3}, \quad (1)$$

где $\mathbf{v} \equiv c$ – скорость переноса энергии в этой среде; u – плотность ее энергии, Дж м⁻³.

Первое слагаемое в правой части (1) характеризует локальное изменение внутренней энергии тела, второе – ее изменение вследствие лучистого энергообмена. Согласно этому выражению, стационарное состояние излучателя ($du/dt = (\partial u/\partial t)_{\mathbf{r}} = 0$) является следствием равенства поглощенного $J_{\text{л}}' = (\mathbf{v} \cdot \nabla)u$ и излученного $J_{\text{л}}'' = (\mathbf{v} \cdot \nabla)u$ потоков лучистой энергии при различии их спектральных характеристик (частот, фаз, амплитуд и т.п.). При этом особенностью лучистого энергообмена является перенос энергии в пространстве без переноса ее массы. Интересующий нас поток лучистой энергии $J_{\text{л}}''$ с очевидностью пропорционален потоку бегущих волн $J_{\text{в}}$, создаваемых в окружающей среде излучателем, т.е. частоте излучения ν . Таким образом, частота излучения приобретает с позиций термокинетики смысл потока волн, создаваемых в окружающей среде единичным осциллятором. Спектральная плотность этого потока $u_{\nu} = dJ_{\text{л}}''/d\nu$ (Дж м⁻³) определяется очевидным образом произведением средней энергии $\bar{\epsilon}_{\nu}$ волны с частотой ν на число осцилляторов N_{ν} (м⁻³), содержащихся в единице объема излучающего тела и излучающих на этой частоте ν :

$$u_{\nu} = \bar{\epsilon}_{\nu} N_{\nu}, \text{ (Дж м}^{-3}\text{)} \quad (2)$$

Очевидно, что число осцилляторов N_{ν} , излучающих на частоте ν , будет меньше их общего числа N и уменьшаться по мере увеличения энергии осциллятора на этой частоте ϵ_{ν} . Нахождение этого числа N_{ν} не выходит за рамки классической статистики Максвелла-Больцмана. Согласно ей, доля N_{ν}/N осцилляторов с энергией каждого ϵ_{ν} подчиняется экспоненциальному закону:

$$N_{\nu}/N = \exp(-\epsilon_{\nu}/kT). \quad (3)$$

где $k = R_\mu/N_A$ – константа Больцмана, представляющая собой отношение универсальной постоянной идеального газа R_μ к числу Авогадро (количеству атомов в его моле).

В этом выражении экспоненциальный множитель $(-\varepsilon_\nu/kT)$ характеризует отношение колебательной энергии осциллятора ε_ν к энергии хаотического (теплового) движения идеального газа в условиях равномерного ее распределения по степеням свободы движения его молекул, т.е. привязан к конкретным свойствам идеального газа. Между тем для абсолютно черных тел (АЧТ) функция Кирхгофа вида $f(v/T)$, характеризующая распределение энергии по частоте и температуре, имеет универсальный вид независимо от природы излучающих тел [13]. Чтобы удовлетворить этому требованию, учтем, что в стационарных состояниях поток лучистой энергии J_ν'' в точности равен мощности диссипативных процессов $(\partial u/\partial t)_r$, приводящих к переизлучению возбуждающего воздействия J_ν' . В неравновесной термодинамике эта мощность характеризуется диссипативной функцией $\Psi = \sigma T N$ (Вт м⁻³), где σT – скорость рассеяния энергии одним осциллятором. В таком случае в распределении (3) должна фигурировать доля мощности рассеяния σ_ν/σ , обусловленная излучением на частоте ν , где $\sigma_\nu = T^{-1}\varepsilon_\nu \nu$ – мощность лучистого потока энергии, излучаемой единичным осциллятором на частоте ν :

$$\sigma_\nu T = \varepsilon_\nu \nu = \varepsilon_\nu J_\nu. \quad (4)$$

В таком случае распределение Максвелла – Больцмана принимает вид:

$$N_\nu/N = \exp(-\sigma_\nu/\sigma) = \exp(-\varepsilon_\nu \nu/\sigma T). \quad (5)$$

Это выражение характеризует отношение мощности упорядоченного (колебательного) движения в излучателе к мощности процессов рассеяния в нем независимо от его природы, что удовлетворяет универсальному характеру функции Кирхгофа $f(v/T)$, численное значение которой подлежит в дальнейшем экспериментальному определению.

С учетом (5) выражение (2) принимает вид:

$$u_\nu \exp(\sigma_\nu/\sigma) dv = \bar{\varepsilon}_\nu N dv = \bar{\varepsilon}_\nu dn_\nu, \text{ (Вт м}^{-3}\text{)}. \quad (6)$$

n_ν – число осцилляторов, колеблющихся на частоте ν в излучателе единичного объема.

Это выражение характеризует плотность лучистого потока энергии в бесконечно малом интервале частот dv . Соответственно в интервале частот $0 < \nu < \infty$, характерном для любого реального тела, левая часть выражения (6) после вынесения за знак интеграла величины некоторого среднего значения \bar{u}_ν и $(\bar{\varepsilon}_\nu / \sigma T)^{-1}$ примет вид:

$$\int_0^\nu \bar{u}_\nu e^{\bar{\varepsilon}_\nu \nu / \sigma T} (\bar{\varepsilon}_\nu / \sigma T)^{-1} d(\bar{\varepsilon}_\nu \nu / \sigma T). \quad (7)$$

Вынося за знак интеграла некоторое среднее значение \bar{u}_ν , величины u_ν и $(\bar{\varepsilon}_\nu / \sigma T)^{-1}$, и учитывая, что путем подстановки $x = \varepsilon_\nu \nu / \sigma T$ оставшаяся часть может быть сведена к

определенному интегралу вида $\int_0^\nu e^x dx = e^x - 1$, найдем:

$$\bar{u}_\nu = \sigma T n_\nu / (e^{\bar{\varepsilon}_\nu \nu / \sigma T} - 1), \text{ Дж м}^{-3}. \quad (8)$$

Поскольку в соответствии с (2)

$$\sigma T n_v = \sigma_v T = \bar{\epsilon}_v v, \quad (9)$$

а $n_v = 2\pi v^2/c^3$, получим окончательно:

$$\bar{u}_v = 2\pi v^3 \bar{\epsilon}_v c^{-3} / (e^{\bar{\epsilon}_v v / \sigma T} - 1), \text{ Дж м}^{-3}. \quad (10)$$

Это выражение отличается от закона излучения М.Планка лишь тем, что в нем постоянная Планка h (Дж с) заменена средней энергией волны $\bar{\epsilon}_v$ (Дж), а постоянная Больцмана k (Дж К⁻¹) – мощностью единичного акта рассеяния σ , Вт К⁻¹). При этом отношение $\bar{\epsilon}_v/\sigma$ в функции Кирхгофа $\bar{\epsilon}_v v/\sigma T$ имеет ту же размерность, что и соотношение констант h/k в законе Планка. Покажем теперь, что тем не менее эти два закона эквивалентны, поскольку и то, и другое соотношение подлежит экспериментальному определению. Для этого воспользуемся упомянутой выше подстановкой $x = \bar{\epsilon}_v v/\sigma T$, которая сводит оба представления законов излучения к одному и тому же виду, сходному с законом Стефана – Больцмана aT^4 :

$$J_\nu = \int_0^\infty \bar{u}_v dv = \frac{2\pi}{c^3} \bar{\epsilon}_v T^4 \left(\frac{\sigma}{\bar{\epsilon}_v} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (11)$$

Если считать функцию Кирхгофа неизменной в обоих представлениях (через $\bar{\epsilon}_v/\sigma$ и через $h/k = 4,8 \cdot 10^{-11}$ [с К⁻¹]), то интеграл $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$ будет в обоих случаях одинаковым и равным $\pi^4/15$. Тогда энергию волны $\bar{\epsilon}_v$ можно будет найти, приравняв (11) выражению aT^4 , где $a = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт м⁻² К⁻⁴:

$$\bar{\epsilon}_v = a \frac{15c^3}{2\pi^5} \left(\frac{\bar{\epsilon}_v}{\sigma} \right)^4 \approx 2 \cdot 10^{-25} \text{ Дж}. \quad (12)$$

Таким образом, подход с позиций термокинетики позволяет не только дать чисто термодинамическое обоснование закона излучения, но и найти при этом величину истинного кванта излучения.

3. Обсуждение результатов и выводы.

Предложенный вывод закона излучения исходил из общих представлений о его волновой природе и не опирался на какие-либо постулаты квантово – механического характера или физические модели типа полости с идеально зеркальными стенками, т.е. носил чисто термодинамический характер. В то же время он не опирался и на представления классической термодинамики о существовании теплового равновесия между веществом и излучением, а также на частные свойства излучающих тел типа идеальных газов. При этом излучению не приписывались и свойства вещества типа температуры и энтропии, а его частицам – каких-либо конкретных электрических и т.п. свойств. Словом, доказательство носило самый общий характер. Благодаря этому

удалось показать, что излучение тел не является, строго говоря, ни равновесным, ни тепловым, ни чернотельным, ни электромагнитным, поскольку в нем участвуют любые частицы вещества, совершающие колебательные движения.

Другой, не менее важной особенностью предпринятого подхода является доказательство того, что квантовая природа излучения обусловлена характером самого волнового процесса. Тем самым дискретность процесса сама по себе отнюдь не противоречит классическим представлениям, согласно которым не существует какой-либо специфической квантовой физики со своими особыми законами – есть раздел единой физики, изучающий дискретные процессы. При таком подходе становится ясным, что истинным квантом излучения является обычная волна, явным образом дискретная как во времени, так и в пространстве!

Становится ясным, что ее появление обусловлено ошибочным представлением о возрастании энергии кванта с частотой. В действительности энергия, отдаваемая любым осциллятором в единичном акте излучения, не может неограниченно возрастать увеличением частоты ν по той простой причине, что в этом случае она может превысить энергию самого этого осциллятора. Впервые на это обстоятельство обратил внимание А.Эйнштейн, который простым вычислением показал, что для длины волны 0,5 мкм при абсолютной температуре $T = 1700$ К энергия кванта $\varepsilon = h\nu$ в $6,5 \cdot 10^7$ раз превышает энергию осциллятора! [14]. К сожалению, этому обстоятельству до сих пор не придавали значения. Более того, осталось незамеченным, что энергия частицы как осциллятора с неизменной амплитудой A_v с увеличением частоты ν может только убывать. Чтобы убедиться в этом, достаточно поделив плотность энергии волны ρ_v , определяемую для среды с плотностью ρ известным выражением [15]

$$\rho_v = \rho A_v^2 \nu^2 / 2, \text{ Дж м}^{-3}, \quad (13)$$

на известное число осцилляторов $N_v = 2\pi\nu^3/c^3$, содержащихся в единице объема излучателя и колеблющихся на частоте ν :

$$\varepsilon_v = \rho_v / N_v = \rho A_v^2 c^3 / 4\pi\nu. \quad (14)$$

Как следует из (14), при $A_v = \text{const}$ число осцилляторов в единице объема N_v растет с увеличением частоты ν быстрее, чем плотность их энергии ρ_v . Именно это и предотвращает «фиолетовую катастрофу», предсказываемую законом излучения Рэлея (1900) в связи с неограниченным ростом плотности излучения [16]. Между тем согласно постулату Планка энергия кванта $\varepsilon = h\nu$ неуклонно возрастает с частотой ν . Уже в радиоволновом диапазоне частот энергия фотона становится сопоставимой с найденной выше средней энергией одиночной волны $\bar{\varepsilon}_v \approx 2 \cdot 10^{-25}$ Дж, превышая ее на много порядков в видимой и ультрафиолетовой области. Таким образом, для волны как кванта излучения проблема избыточности энергии фотона не возникает.

Мы уже не говорим о трудностях трактовки величины h , которую де Бройль называл «таинственной постоянной». Известно, что все попытки вывести эту постоянную из первых принципов механики или электродинамики до сих пор оказывались неудачными. Изложенные выше аргументы свидетельствуют о том, что ее постулирование М.Планком ее су-

ществования как функции состояния не было основано на каких-либо положениях фундаментальных теорий. Более того, сама идея исследования процесса излучения путем рассмотрения равновесного состояния излучателя (в отсутствие процесса энергообмена) исключала возможность придания параметрам излучателя смысла параметров процесса. Подмена частоты возбуждаемой в окружающей среде бегущей волны ν как функции процесса излучения частотой колебаний осциллятора ν как функцией состояния излучателя и последовавшая за этим трактовка постоянной h как коэффициента пропорциональности между энергией осциллятора ϵ и его частотой ν как параметрами его состояния лишала возможности понять не только смысл этой величины, но и причину избыточности энергии фотона высокой частоты над энергией осциллятора. Лишь переход к изучению излучения как процесса энергообмена позволил перейти к его описанию с помощью параметров процесса типа $\bar{\epsilon}_\nu$ и J_ν , имеющих простой и ясный смысл средней энергии волны и ее потока. Тогда и вывод закона излучения не потребовал от нас никаких гипотез, постулатов и соображений квантово-механического содержания. Все это опровергает расхожее мнение о беспомощности классической физики перед квантовыми законами действия света [16]. Остается, однако, множество нерешенных задач, связанных с переосмыслением и переопределением ряда величин, связанных с постоянной Планка. Поэтому настоящая статья носит явно выраженный дискуссионный характер, ставящий задачи перед будущими поколениями физиков.

Литература.

1. Планк М. Теория теплового излучения – Л.-М, 1935
2. Denbigh K. G. Thermodynamics of the Steady State. - L.: Methuen, 1951.
3. Эткин В.А. О законе излучения Планка. //Вестник Дома ученых Хайфы, 2008. –Т.16. – С.12-17.
4. Planck, M. Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum. //Annalen der Physik, 1901, **4**, 553.
5. Planck, M. Zur Geschichte der Auffindung des physikalischen Wirkungsquantums. //Naturwissenschaften, 1943, **31** (14–15), 153–159.
6. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, 128 с.
7. Де Гроот С.Р., Мазур П. Неравновесная термодинамика.- М.: «Мир», 1964).
8. Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов. М.: Мир, 1967. 544с.
9. Gyarmati I. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
10. Jou D., Casas-Vazquez J., Lebon G. Extended irreversible thermodynamics. Berlin-Heidelberg. 2001.
11. Kondepudi D., Prigogine I. Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures. Wiley. 1998.
12. Эткин В.А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. Тольятти, 1999, 228 с.
13. Kirchhoff G. Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectra der chemischen Elemente.- Berlin,1861.

14. Эйнштейн А. О развитии наших взглядов на сущность и структуру излучения. //В кн.: Эйнштейн А. Собрание научных трудов в четырех томах. -М.: Наука, 1966. Т. 3. С. 181-195..
15. Крауфорд Ф. Берклевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965. 529 с.
16. Etkin V.A. A new submission of the Plank's radiation law.
<http://vixra.org/abs/1508.0302>. 2015.