

# ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

## ПЕРЕОСМЫСЛЕНИЕ ОСНОВ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Эткин В.А. Email: Etkin17132@scientifictext.ru

*Эткин Валерий Абрамович – доктор технических наук, профессор,*

*Научно-исследовательский центр,*

*Советник проректора по науке,*

*Тольяттинский государственный университет, г. Тольятти*

**Аннотация:** показано, что в основе квантовой механики лежат классические положения неравновесной термодинамики. Закон излучения Планка получен без привлечения каких-либо постулатов квантово-механического характера. При этом показано, что истинным квантом излучения является волна, дискретная как во времени, так и в пространстве, а ее энергия убывает с частотой. Новое представление о световых квантах позволяет получить закон формирования спектральных серий без привлечения квантовых чисел, исходя из существования гармоник; дополнить уравнение фотоэффекта членом, учитывающим спектральную чувствительность фотокатодов, и дать безгипотезный вывод стационарного уравнения Шрёдингера. Тем самым показано, что квантовую механику следует рассматривать как следствие классической физики волновых процессов.

**Ключевые слова:** квантовая и волновая механика, неравновесная термодинамика, законы излучения, волна как квант, фотоэффект, спектральные серии, уравнение Шрёдингера.

## RETHINKING THE BASES OF QUANTUM MECHANICS

Etkin V.A.

*Etkin Valery Abramovich - Doctor of Technical Sciences, Professor,*

*SCIENTIFIC RESEARCH CENTER,*

*Advisor to the vice-rector for science,*

*TOLYATTI STATE UNIVERSITY, TOGLIATTI*

**Abstract:** it is shown that the basis of quantum mechanics is based on the classical concepts of nonequilibrium thermodynamics. The Planck radiation law was obtained without invoking any quantum-mechanical postulates. It was shown that a true quantum of radiation is a wave, discrete both in time and in space, and its energy decreases with frequency. A new concept of light quanta allows us to obtain the law of the formation of spectral series without attracting quantum numbers, based on the existence of harmonics; to supplement the photoelectric equation with a term that takes into account the spectral sensitivity of photocathodes, and to give a non-hypothetical conclusion to the stationary Schrödinger equation. It was shown that quantum mechanics should be considered as a consequence of the classical physics of wave processes.

**Keywords:** quantum and wave mechanics, nonequilibrium thermodynamics, radiation laws, wave as a quantum, photo effect, spectral series, Schrödinger equation.

УДК 53.01; 53.02

DOI: 10.20861/2304-2338-2018-132-003

### 1. Введение

Классическая механика, зародившаяся в XVII веке, достигла к концу XIX века высокого уровня развития. Однако при попытках ее приложения к явлениям в микромире возникли серьезные затруднения, которые в конечном счете привели на рубеже XIX-XX веков к квантово-механической революции. В основном эти затруднения оказались связанными с неудовлетворительностью известных на то время законов излучения тел и с несоответствием поведения объектов микромира законам классической физики [1].

Некоторые из этих трудностей были преодолены с помощью ряда гипотез и постулатов квантово – механического характера. Однако такой подход породил массу новых проблем и привел к «кризису понимания», который охватил сейчас всю теоретическую физику. Стало более предпочтительным, по образному выражению Р. Фейнмана, «угадывать уравнения, не обращая внимания на физические модели или физическое объяснение» того или иного явления» [2]. Ученые перестали тяготиться тем, что их теории не проясняют реальности, они уже не ставят задачей понимание причинно-следственных связей в проявлениях тех или

иных законов. Объяснение явлений перестало быть основной функцией науки. Стиль мышления принял характер, названный Ланжевенем «интеллектуальным развратом».

В этих условиях стали появляться эффектные «теории всего», обещающие возможность двигаться вспять во времени, мгновенно перемещаться в пространстве, использовать энергию нулевых флуктуаций физического вакуума, переходить через «кроватьные норы» в «параллельные миры» и т. п. Эти теории богаты на сенсации, однако от них бессмысленно ждать практической отдачи, поскольку объекты их фантазии находятся далеко за пределами современных возможностей их обнаружения и тем более использования.

В этой связи вновь и вновь возникает вопрос, почему «классическая физика оказалась беспомощной перед квантовыми законами действия света» [3]. В этой статье будет показано, что главной причиной возникших трудностей явилась подмена классической термодинамикой стационарного процесса излучения равновесным, что привело к искажению существа многих явлений [4], и будет предложен выход из создавшегося положения.

## 2. Противоречивость концепции квантов в трактовке М. Планка

В октябре 1900 года М. Планк, получив новейшие данные Ф. Курлбаума и Г. Рубенса о распределении энергии в спектре абсолютно черного тела (АЧТ), в течение нескольких дней нашел «удачную интерполяционную формулу», удовлетворяющую как закону Вина, (1893) так и Рэлея (1900), и в том же месяце доложил об этом Немецкому физическому обществу [5]. В центре внимания Планка как термодинамика было выражение для второй производной энтропии осциллятора по его энергии. В коротковолновой области (где справедлив закон Вина), оно имеет вид  $\partial^2 S / \partial \epsilon^2 \propto 1/U$ , тогда как в длинноволновой области  $\partial^2 S / \partial \epsilon^2 \propto 1/U$ . Планк сконструировал величину  $\partial^2 S / \partial \epsilon^2 = a / U(U + b)$ , дающую их простейшее обобщение. При этом он вслед за Больцманом приписывал излучению в полости определенную температуру  $T$ , энтропию  $S$  и газовую постоянную  $R$ , как будто оно представляет собой некую субстанцию. Однако вскоре ему пришлось отказаться от такого представления и прибегнуть к более революционному постулату квантования энергии осцилляторов. Согласно этому постулату, энергия осциллятора  $\epsilon_n$  состоит из  $n$  равных частей (квантов)  $\epsilon_0 = h\nu$ , пропорциональных частоте  $\nu$ , и может отдаваться или приобретаться только дискретными порциями, кратными натуральным числам  $n = 1, 2, \dots, \infty$ . При этом коэффициент пропорциональности  $h$  является универсальной величиной, не зависящей ни от природы осциллятора, ни от частоты  $\nu$  и амплитуды его колебания [5].

Далее, во избежание «фиолетовой катастрофы» М. Планк в отличие от Рэлея предположил, что число  $N_\nu$  осцилляторов в полости АЧТ, излучающих в диапазоне частот  $d\nu$ , к их общему числу  $N$  уменьшается экспоненциально с увеличением  $n$ , подчиняясь при этом статистике Больцмана:

$$N_\nu / N = \exp(-\epsilon_n / kT), \quad (1)$$

где  $k$  – величина, введенная Планком и названная им «постоянной Больцмана».

Оба этих допущения приводят к тому, что вычисление энергии колебаний осциллятора единичного объема  $E_\nu$  (Дж м<sup>-3</sup>) как интеграла от  $\epsilon_n$  по всем  $N$  осцилляторам требует усреднения как по частоте  $\nu$ , так и по ряду натуральных чисел  $n$ . Планк предположил, что обе эти задачи могут быть решены путем разложения  $\exp(-n\epsilon_0/kT)$  в ряд по  $n$  с последующей аппроксимацией этого ряда выражением

$$\langle \epsilon_n \rangle = h\nu / [\exp(h\nu/kT) - 1]. \quad (2)$$

Тогда величина  $E_\nu$  может быть найдена интегралом от средней величины  $\langle \epsilon_n \rangle$  во всем диапазоне частот  $0 < \nu < \infty$ . Подставляя это соотношение в (1) и используя известное выражение для спектральной плотности  $n_\nu$  осцилляторов  $n_\nu = dN/d\nu = 8\pi\nu^2/c^3$ , находим:

$$E_\nu = \int \langle \epsilon_n \rangle n_\nu d\nu = \int (8\pi h\nu^3/c^3) / [\exp(h\nu/kT) - 1] d\nu \quad (\text{Дж м}^{-3}). \quad (3)$$

С другой стороны, ту же величину  $E_\nu$  можно выразить интегралом от спектральной плотности излучения  $u_\nu = dE_\nu/d\nu$  (Дж с м<sup>-3</sup>) в том же диапазоне частот:

$$E_\nu = \int u_\nu d\nu. \quad (4)$$

Сопоставляя (4) с (3), приходим к закону излучения Планка:

$$u_\nu = (8\pi h\nu^3/c^3) / [\exp(h\nu/kT) - 1], \quad \text{Дж с м}^{-3} \quad (5)$$

Нетрудно видеть, что это уравнение отличается от закона Рэлея

$$u_\nu = (8\pi\nu^2/c^3)kT, \quad \text{Дж с м}^{-3} \quad (6)$$

тем, что в нем вместо величины  $kT$  фигурирует более сложное выражение для средней энергии осциллятора (2).

Обращает на себя внимание размерность величин  $h$  (Дж с) и  $u_\nu$  (Дж с м<sup>-3</sup>), чуждая классической термодинамике. Это уже само по себе свидетельствовало о том, что решение этой

задачи выходит за рамки классической термодинамики. Вместе с тем имелись и более серьезные противоречия, которым ранее не уделили должного внимания.

Во-первых, как отмечали еще современники М. Планка, при разложении  $\epsilon_n$  в ряд по  $n$  частота  $\nu$  предполагалась постоянной. Следовательно, его метод усреднения не относился к частоте и не мог предотвратить «ультрафиолетовую катастрофу».

Во-вторых, согласно постулату Планка, энергия кванта  $\epsilon_0 = h\nu$  возрастает с частотой. Этот постулат противоречит известному из теории колебаний выражению для плотности энергии волны [7]:

$$\rho_\nu = \rho A_\nu^2 \nu^2 / 2, \quad (\text{Дж м}^{-3}), \quad (7)$$

согласно которому  $\epsilon_0$  с увеличением частоты уменьшается ввиду более быстрого роста числа волн  $N_\nu$ , колеблющихся на этой частоте. В этом можно убедиться, взяв производную от плотности энергии осцилляторов  $\rho_\nu$  по их числу:

$$\epsilon_0 = (d\rho_\nu/dN_\nu) = \rho A_\nu^2 c^3 / 4\pi\nu, \quad \text{Дж}. \quad (8)$$

Именно это и предотвращает «ультрафиолетовую катастрофу», а не уменьшение числа осцилляторов  $N_\nu$  с частотой по экспоненциальному закону (1).

Далее, согласно (8) энергия волны  $\epsilon_0$  зависит от амплитуды колебаний и плотности колеблющейся среды. Оба этих обстоятельства не учитываются в постулате Планка, предполагавшем коэффициент  $h$  единым для любых сред и осцилляторов. Согласно (8), постоянным может быть лишь произведение  $\epsilon_0\nu$  для светонесущей среды с неизменной амплитудой  $A_\nu$  и плотностью  $\rho$ .

В-третьих, приписывание излучению в полости параметров хаотической формы энергии (температуры  $T$  и постоянной Больцмана  $k$ ) основывалось на средневековых представлениях о нем как о невесомом флюиде типа теплорода, а не на каких-либо экспериментальных фактах.

В – четвертых, как показал А. Эйнштейн, уже на длине волны 0,5 мкм и  $T = 1700\text{K}$  энергия кванта  $\epsilon_0$  в  $6,5 \cdot 10^7$  раз превышает энергию самого осциллятора, найденную по величине внутренней энергии излучателя. Это не только противоречило постулату Планка, но и породило еще одну проблему избыточной мощности фотонов сверхвысоких частот [8].

Наконец, уже во времена Планка было известно, что излучение тел, в отличие от теплообмена, никогда не прекращается. Это противоречило понятию теплового равновесия в термодинамике, условием которого является прекращение каких-либо макропроцессов, и лишало смысла саму физическую модель излучения» [9].

Не случайно сам М. Планк до конца жизни считал проблему теплового излучения нерешенной и не оставлял попыток усовершенствовать обоснование своего закона [10]. Не его вина, что в то время не существовало другой термодинамики, способной оперировать понятием потока энергии подобно теории теплообмена. Однако этого нельзя сказать о современных физиках, продолжающих твердить о «чернотельном», «равновесном» и «тепловом» излучении применительно к цветным телам в условиях перепада температур в миллионы градусов и в диапазоне частот, далеко выходящем за рамки излучения, поглощаемого телами в форме тепла.

### 3. Непротиворечивое обоснование закона излучения Планка.

Принципиальным отличием предлагаемого подхода является рассмотрение излучения с позиций волновой концепции излучения и энергодинамики, которая рассматривает его не как некоторую субстанцию, заполняющей полость АЧТ и находящуюся с ним в тепловом равновесии, а как стационарный процесс лучистого энергообмена между ним и окружающей средой [11]. При таком подходе излучателем становится само исследуемое тело, а частота  $\nu$  его колебаний приобретает смысл спектрального потока волн  $J_\nu = \nu$ , т.е. числа волн с длиной  $\lambda$ , модулируемых в окружающей среде в единицу времени. Каждая такая волна дискретна как во времени, так и в пространстве, что делает ее энергию  $\epsilon_n$  истинным квантом излучения [12]. При этом учитывается, что каждый атом как осциллятор помимо основной частоты колебания  $\nu_0$  имеет  $n$  гармоник, соответствующих удвоенной, утроенной и т.д. частоте  $\nu_n = n\nu_0$  ( $n = 1, 2, 3$  и т.д.). Тогда энергия  $\epsilon_n$ , излучаемая одним осциллятором, является суммой энергий, излучаемых на всех его гармониках  $n$ :

$$\epsilon_n = \sum_n \epsilon_n n \quad (\text{Дж}), \quad (9)$$

Полагая, что энергия гармоник  $\epsilon_\nu$  распределена по тому же нормальному закону по отношению к основной частоте  $\nu_0$ ,

$$\epsilon_\nu = \epsilon_{\nu_0} \exp(-\epsilon_n/kT), \quad (10)$$

найдем, что для нахождения «среднегармонической» величины энергии осциллятора  $\langle \epsilon_\nu \rangle$  вполне приемлем тот метод усреднения, который применил М. Планк. Этот метод приводит к выражению, аналогичному (2):

$$\langle \epsilon_\nu \rangle = \epsilon_\nu / [\exp(\epsilon_\nu/kT) - 1]. \quad (11)$$

Если подставить это соотношение в выражение (1), найдем:

$$E_r = \int u_\nu dv = \int \langle \epsilon_\nu \rangle n_\nu dv = (8\pi/c^3) \int \epsilon_\nu v^2 [\exp(\epsilon_\nu/kT) - 1]^{-1} dv, \text{ Дж м}^{-3}, \quad (12)$$

Это выражение отличается от (3) только обозначением средней энергии осциллятора  $\langle \epsilon_\nu \rangle$ . Из него непосредственно следует закон излучения вида

$$u_\nu = (8\pi v^2 \epsilon_\nu / c^3) / [\exp(\epsilon_\nu/kT) - 1] \text{ (Дж с м}^{-3}) \quad (13)$$

Несложно видеть, что при подстановке  $\epsilon_\nu = \epsilon_0 = h\nu$  это выражение принимает вид закона излучения Планка (5). Однако, чтобы с самого начала избежать появления отсутствующего в оптике понятия  $u_\nu$  с размерностью действия, перейдем к описанию излучения через параметры, которыми оперирует неравновесная термодинамика и теория теплообмена. Определим понятие поверхностной плотности лучистой энергии  $\mathbf{j}_r = u_\nu \mathbf{c}$  (Дж м<sup>-2</sup>) как произведение плотности энергии  $u_\nu$  на скорость ее переноса в пространстве  $\mathbf{c}$ . Тогда полный (интегральный) поток лучистой энергии  $\mathbf{J}$ , получит смысл так называемой «энергетической светимости»:

$$\mathbf{J}_r = \int \mathbf{j}_r dv = (8\pi/c^2) \int \epsilon_\nu v^2 [\exp(\epsilon_\nu/kT) - 1]^{-1} dv, \text{ Вт м}^{-2} \quad (14)$$

В скалярной форме закон излучения имеет тот же вид и ту же размерность, что и закон Стефана-Больцмана  $J_r = \sigma_r T^4$  (Вт м<sup>-2</sup>), что позволяет вычислить величину  $\epsilon_\nu$  без каких-либо постулатов квантово-механического характера. Действительно, принимая во внимание, что  $\epsilon_0 = \epsilon_\nu$  и  $v = c/\lambda$ , в соответствии с (9) можно положить:

$$\epsilon_0 = \rho A_\nu^2 c^3 / 4\pi v = h_0 v, \quad (15)$$

где  $h_0 = \rho A_\nu^2 \lambda^2 c$  – некоторый коэффициент пропорциональности, остающийся а основании экспериментов постоянным. Тогда, обозначая  $\exp(\epsilon_\nu/kT)$  через  $e^x$ , где  $x = \epsilon_\nu/kT = h_0 v/kT$ , выражение (14) можно привести к виду

$$J_r = (8\pi k^4 / c^2 h_0^3) \int x^3 (e^x - 1)^{-1} dx. \quad (16)$$

Учитывая, что интеграл  $\int x^3 (e^x - 1)^{-1} dx$  в интервале  $0 < x < 1$ , соответствующем диапазону  $0 < v < \infty$ , имеет точное значение  $15/\pi^2$ , и сопоставляя выражение (17) с известной из эксперимента величиной  $\sigma_r = 5,67 \cdot 10^{-8}$  (Вт м<sup>-2</sup> К<sup>-4</sup>) при  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  (Дж К<sup>-1</sup>), находим вслед за Планком, что коэффициент  $h_0$  численно равен его постоянной  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж с.

Это позволяет утверждать тождественность распределения так называемой «энергетической экспозиции» (имеющей смысл спектральной энергетической светимости)

$$j_r = (8\pi \epsilon_\nu v^2 / c^2) / [\exp(\epsilon_\nu/kT) - 1], \text{ Дж м}^{-2} \quad (17)$$

закону излучения Планка (4).

Остается показать, что процесс излучения подчиняется те же законам, что и процессы теплопроводности, электропроводности, диффузии и т. п. С этой целью представим полную производную  $d\rho_\nu/dt$  от плотности энергии волны (7), как обычно, в виде локальной  $(\partial\rho_\nu/\partial t)_r$  и конвективной  $(\mathbf{c} \cdot \nabla)\rho_\nu$  составляющей:

$$d\rho_\nu/dt = (\partial\rho_\nu/\partial t)_r + (\mathbf{c} \cdot \nabla)\rho_\nu = (\partial\rho_\nu/\partial t)_r + \rho A_\nu v \mathbf{c} \cdot \nabla(A_\nu v), \text{ Вт м}^{-3} \quad (18)$$

Слагаемому  $\rho A_\nu v \mathbf{c} \cdot \nabla(A_\nu v)$  легко придать форму произведения  $\mathbf{j}_r \cdot \mathbf{X}_r$ , плотности потока носителя лучистой энергии  $\mathbf{j}_r = \rho A_\nu v \mathbf{c}$  (Дж м<sup>-3</sup>) на движущую силу лучистого энергообмена  $\mathbf{X}_r = -\nabla(A_\nu v)$ , как это принято в теории тепло-массообмена, энергодинамике [4] и термодинамике необратимых процессов [11]. Тогда закон лучистого энергообмена можно записать в единой с другими процессами переноса векторной форме:

$$\mathbf{J}_r = L_r \mathbf{X}_r, \quad (19)$$

где  $L_r$  – так называемый феноменологический коэффициент, аналогичный коэффициентам теплопроводности, электропроводности, диффузии и т. п.

Такое описание стационарных процессов излучения подчеркивает недопустимость отождествления двух принципиально различных процессов: колебательного процесса в системе, соответствующего уравнению (7) и локальной производной  $(\partial\rho_\nu/\partial t)_r$ , и процесса переноса лучистой энергии в пространстве (19), соответствующего конвективной производной  $(\mathbf{c} \cdot \nabla)\rho_\nu$ . Понимание этой разницы важно не только потому, что позволило получить закон излучения Планка без использования постулата о квантовании энергии. Становится предельно ясным, что квантуется не энергия осцилляторов, которая в установившемся процессе взаимопревращения кинетической и потенциальной энергии вообще остается неизменной во времени, а поток дискретных материальных носителей лучистой энергии (будь то фотон или волна, обладающая импульсом  $\mathbf{j}_r = \rho A_\nu v \mathbf{c}$ ). Никому ведь не придет в голову считать океан состоящим из капель только потому, что так выпадают осадки!

Таким образом, мы приходим к выводу, что квантуется не энергия как функция состояния объекта, а процесс энергообмена между ним и окружающей средой. При таком подходе отпадает необходимость прибегать и к другим постулатам, включая возможность деления энергии осцилляторов на равные доли, которые по непонятным причинам поглощаются или излучаются только «целиком», допущение о существовании некоей воображаемой полости с

абсолютно зеркальными стенками, а также представление об излучении как некоей неизвестной субстанции со свойствами идеального газа, находящейся с ним в тепловом равновесии. Более того, исчезают и основания признавать существование специфической квантовой механики, не подчиняющейся законам классической физики.

Представляет интерес рассмотреть с этих позиций ряд явлений, которые в настоящее время относят к «чисто квантовым».

#### 4. Классическое объяснение фотоэффекта.

В 1887 году немецкий физик Г. Герц при излучении электромагнитных волн в экспериментах с разрядником обнаружил усиление разряда при его освещении. Так был обнаружен внешний фотоэффект [13]. Первые исследования фотоэффекта, проведенные А. Столетовым (1888), установили следующие его закономерности [14]:

1) Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой света и не зависит от падающего светового потока  $J_n$ .

2) Количество электронов, вырываемых с поверхности металла в секунду (фототок  $I$ ), прямо пропорционален световому потоку  $J_r$ .

3) Если частота света меньше некоторой определенной для данного вещества минимальной частоты  $\nu_0$  («фиолетовой границы») фотоэффект не возникает. При этом величина «запирающего потенциала» (напряжения  $\Delta\phi_0$ , задерживающего испускание фотоэлектронов), линейно возрастает с частотой излучения  $\nu$  и не зависит от его интенсивности  $J_r$ . У щелочных металлов эта «красная граница фотоэффекта» лежит в диапазоне видимого света.

Указанные закономерности были подтверждены последующими исследованиями Ленарда (1900), Ричардсона и Комптона (1912), а также Милликена (1916). Однако волновая теория света не могла в то время удовлетворительно объяснить независимость энергии фотоэлектронов от интенсивности светового потока и существование его «фиолетовой границы».

Теоретическое объяснение этих особенностей с позиций квантовой теории дал, как известно, А. Эйнштейн в 1905 году. Он записал баланс энергии при фотоэффекте через энергию кванта излучения  $h\nu$ , названного впоследствии фотоном:

$$E_k = h\nu - W_e, \quad (20)$$

где  $E_k$  – кинетическая энергия фотоэлектрона;  $W_e$  – работа выхода электрона (энергия ионизации атома).

Согласно этому выражению, фотоэффект не возникает, если энергия фотона  $h\nu < W_e$ , т.е. недостаточна для ионизации атома (совершения работы выхода). Далее, согласно (20), при увеличении частоты  $\nu$  фотонов их энергия, а, следовательно, и кинетическая энергия  $E_k$  выпускаемых фотокаодом электронов линейно возрастает, что влечет за собой увеличение запирающего потенциала.

Такое объяснение фотоэффекта выглядело настолько убедительным, что исследователи не обратили внимания на несоответствие размерности слагаемых (20), если в ней учитывать принадлежность входящих в него величин конкретному объекту. Такая размерность была названа нами «адресной» или «субъектной» [15]. Это означает, что величины  $E_k$  и  $W_e$ , относящиеся к фотоэлектронам, имеют субъектную размерность Дж/электрон, в то время как член  $h\nu$  – Дж/фотон. Тем самым становится очевидным, что в уравнении баланса энергии (20) молчаливо постулируется, «однофотонная» фотоэмиссия, когда для «выбивания» одного электрона достаточно одного фотона. Между тем, как стало известно из последующих экспериментов, «квантовый выход»  $Y_e$ , т. е. отношение числа поглощенных фотонов к числу эмитированных электронов колеблется в действительности от  $\sim 0,5$  до  $\sim 10^4$ . К тому же это соотношение зависит не только от энергии фотонов, но и от свойств фотокаода, состояния его поверхности, температуры и т. п. Последнее учитывается величиной «интегральной» и «спектральной» чувствительности фотокаода». Это обстоятельство выражением (20) не учитывается, поскольку в нем

$$\partial E_k / \partial \nu = h = \text{const} \quad (21)$$

независимо от природы фотокаода. Это означает, что объяснение квантовой природы фотоэффекта, предложенное А. Эйнштейном, является неполным.

Отмеченные противоречия можно устранить, если в уравнение баланса (20) заменить  $h$  на  $h_0$  (15) и ввести величину квантового выхода  $Y_e$  с «адресной» размерностью «электрон/фотон»:

$$E_k = h_0 \nu Y_e^{-1} - W_e. \quad (22)$$

Тем самым учитывается спектральная чувствительность фотокаода:

$$\partial E_k / \partial \nu = h_0 Y_e^{-1}. \quad (23)$$

Как видим, присутствие величины квантового выхода  $Y_e$  в уравнении баланса энергии фотоэффекта (20) обязательно. Однако в таком случае особенности фотоэффекта можно объяснить и без привлечения квантовой механики. Действительно, величина  $Y_e^{-1}$  имеет смысл отношения потока волн  $J_v = \nu$  к потоку эмитированных электронов  $J_e$  (току). Этот ток представляет собой частное от деления фототока  $I_e$  на заряд электрона  $e$ . В таком случае выражение (22) может быть записано в виде:

$$E_k = h_0\nu/J_e - W_e. \quad (24)$$

Отсюда следует, что внешний фотоэффект  $I_e = eJ_e$  возникает только тогда, когда  $h_0\nu/J_e > W_e$ , что указывает на существование его «фиолетовой границы» (3-й закон Столетова).

Далее, учитывая, что в соответствии с (22)  $h_0\nu$  представляет собой плотность потока монохроматического излучения  $J_r$ , представим его в форме:

$$I_e = eJ_e = (E_k + W_e)J_r. \quad (25)$$

Из этого выражения при постоянстве  $E_k$  и  $W_e$  следует пропорциональность фототока  $I_e$  световому потоку  $J_r$  (2-й закон Столетова).

Наконец, из (22) следует, что для предотвращения фототока  $I_e$  к фотокатоду необходимо приложить обратное напряжение  $I_e R_e = -\Delta\phi_0$ , где  $R_e$  – сопротивление цепи фотокатода. В таком случае

$$-\Delta\phi_0 = [h_0\nu(E_k + W_e) - I_e]R_e. \quad (26)$$

Нетрудно видеть, что в таком случае «запирающий потенциал»  $\phi_0$  линейно возрастает с частотой излучения  $\nu$  (1-й закон Столетова). Таким образом, все законы фотоэффекта могут быть получены без привлечения постулатов квантового характера.

Более того, волновая природа излучения облегчает понимание и других особенностей фотоэффекта: его селективный (резонансный) характер, проявляющийся в резком возрастании фототока на некоторых частотах; отсутствие задержки во времени между возникновением светового потока и фототока, обусловленное их синхронностью; нелинейность зависимости его от интенсивности света и от угла облучения, и т.п. Становится понятным и разброс значений постоянной Планка при ее определении из уравнения (20) как производной  $h = (\partial W_e / \partial \nu)$  при  $E_k = 0$ , поскольку на ее величину может оказывать влияние квантовый выход  $Y_e$ , различный для разных фотокатодов.

Характерно, что при предложенном объяснении нам не понадобились никакие специфически «квантовые» постулаты. При этом сам факт дискретности светового потока как состоящего из волн нисколько не препятствовал использованию законов классической физики. Это вселяет надежду на возвращение последней в лоно «классицизма».

### 5. Обоснование закона формирования спектральных серий

В 1885 году швейцарский ученый И. Бальмер подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные на то время спектральные линии атома водорода. В 1890 году И. Ридберг обобщил ее на случай водородоподобных атомов, придав ей вид:

$$\nu = R (1/m^2 - 1/n^2), \quad (27)$$

где  $m = 1, 2, 3$  и т. д.;  $n = m + 1, m + 2$  и т. д. – некоторые целые числа;  $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  – постоянная его имени, которая может быть весьма точно вычислена по данным о спектре водорода.

Попытки дать классическое объяснение дискретности спектральных линий и найти физический смысл величин  $m$  и  $n$  длительное время не имела успеха. Лишь в 1913 году этот закон был интерпретирован Н. Бором с квантово-механических позиций на основе планетарной модели атома водорода Резерфорда. В теории Бора постулируется, что излучение происходит в момент «перескока» электрона с одной устойчивой круговой орбиты на другую. Это лишало смысла само понятие «процесс», поскольку после обсуждения на Сольевевском конгрессе (1927) пришлось признать этот «перескок» лишенным длительности (в противном случае длина испускаемого фотона как пакета волн оказывалась недопустимо большой).

Более того, поскольку частота  $\nu$  фотона зависит от параметров как исходной, так и нижележащей орбиты, пришлось признать, что электрон каким-то непостижимым образом заранее знает, на какую орбиту он «перескочит». Такое «объяснение» нарушало «святыню» классической механики и науки в целом – причинно-следственную связь явлений. В результате возник острый конфликт между идеалистическими формулировками КМ и естественными материалистическими концепциями, с несомненностью затормозившее развитие науки.

Иным будет результат, если в соответствии с законом сохранения энергии признать, что излучение или поглощение энергии атомами возможно только в случае ускорения или торможения его электронов нецентральными (сторонними) силами  $F_n$ , исходящими из внешних

для атома силовых полей [16]. При этом с позиций планетарной модели атома торможение и излучение происходит в тот полупериод вращения электрона вокруг ядра, когда он движется навстречу внешнему полю  $\mathbf{F}$ , т.е.  $\mathbf{F} \mathbf{v}_e < 0$ . Напротив, в следующем полупериоде  $\mathbf{F} \mathbf{v}_e > 0$ , и происходит ускорение электронов, компенсирующее потерю атомом энергии при излучении. Это и обеспечивает устойчивость орбит электронов, предотвращая падение их на ядро.

В таком случае при действии на электрон каких-либо сторонних сил  $F_n$  его траектория изменяется, а условный радиус круговой орбиты  $r_o$ , которую он имел при действии, например, центральных кулоновских сил  $F_o = -e^2/r_o^2$ , принимает значение  $r$ , соответствующее новой результирующей силе  $F = F_n + F_o$ . Таким образом, действие сторонних сил  $F_n = F - F_o$  определяются выражением:

$$F_n/F_o = (1 - r_o^2/r^2) \quad (28)$$

Согласно неравновесной термодинамике [17], силы любой природы  $F_i$  порождают пропорциональный ей поток соответствующего энергоносителя  $J_i$ . Это находит отражение в феноменологических законах теплопроводности, электропроводности, диффузии и т. п., имеющих в случае единственной силы  $F_i$  вид, аналогичный (19):

$$J_i = L_i F_i, \quad (29)$$

где  $L_i$  – соответствующий коэффициент пропорциональности.

В случае излучения таким потоком  $J_i$  является число волн  $\nu_o$ , исходящих из окружающей излучатель среды и поглощаемых атомом в единицу времени. Поэтому соотношение сил  $F_n/F_o$  в (28) можно заменить соотношением частот  $\nu_n/\nu_o$ :

$$\nu_n/\nu_o = (1 - r_o^2/r^2) \quad (30)$$

То же самое следует и с позиций оболочечной модели атома [12], в которой электроны представляют собой замкнутые сферические волны, колеблющиеся на гармонических частотах  $\nu = n\nu_o$  и группирующиеся в виде оболочек вокруг ядра.

Тогда электронные оболочки или орбитали как их квантовые аналоги располагаются на определенном расстоянии от ядра  $r_o = n_o \lambda_o = n_o c/\nu_o$  и  $r = n \lambda_o = nc/\nu_o$ . В таком случае соотношение  $r_o^2/r^2$  в (30) или  $r_m^2/r_n^2$  можно заменить соотношением квадратов соответствующих гармоник  $n_m^2/n_n^2$ . В результате получим:

$$\nu_m/\nu_n = (1 - n_m^2/n_n^2) \quad (31)$$

Это выражение соответствует соотношению (27), в котором  $\nu_n$  выражена отношением  $R/m^2$ . В нем частоты спектра излучения дискретны и по мере увеличения номера гармоники сходятся к своему верхнему пределу  $\nu_n$ . Однако теперь вместо гипотетических квантовых чисел фигурируют известные величины, свойственные любым колебательным системам. Получают объяснение возрастание номера спектральных серии Лаймана ( $n_m = 1$ ), Бальмера ( $n_m = 2$ ), Пашена ( $n_m = 3$ ), Брэкета ( $n_m = 4$ ), Пфунда ( $n_m = 5$ ) и т. д. по мере увеличения атомной массы или зарядового числа ядра атомов  $Z_e$ . Дело просто в том, что с «утяжелением» атома усиливаются и центральные силы, вследствие чего в излучении принимают участие лишь более удаленные от ядра орбиты электронов. При этом нам не понадобились таинственные «квантовые числа» как свойства, присущие только микромиру. Признание их реальности возвращало нас к средневековью, где все непонятное приписывали свойствам невесомых «флюидов». Между тем именно это повлекло за собой квантово-механическую революцию [18].

## 6. Вывод стационарного волнового уравнения Шрёдингера

Стационарное уравнение Шрёдингера [19]

$$\nabla^2 \Psi + (8\pi^2 m/h^2)(H - U_p)\Psi = 0 \quad (32)$$

играет в квантовой механике ту же роль, что и закон Ньютона для классической механики. Оно описывает движение квантовых объектов в полях внешних сил. От более общего нестационарного уравнения оно отличается отсутствием члена  $i\hbar(\partial\Psi/\partial t)$ , имеющего целью отразить эволюцию волновой функции  $\Psi(\mathbf{r}, t)$ . Наличие в нем мнимой величины  $i\hbar$  приводит к тому, что физический смысл мог иметь лишь квадрат волновой функции, который последователи копенгагенской школы трактуют как плотность вероятности нахождения частицы в данной области пространства.

Без этого члена уравнение Шрёдингера представляется не столь уж таинственным и вполне выводимым из обычного уравнения пространственной монохроматической волны [7].

$$\nabla^2 \Psi + k^2 \Psi = 0, \quad (33)$$

в котором волновая функция  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  приобретает смысл некоторой колеблющейся величины, в том числе амплитуды колебаний электронов  $A_v$ , плотности энергии волны  $\rho_v$  и т.д. Необычность уравнения Шрёдингера в этом случае состоит лишь в том, что в нем волновое число  $k$  выражено через параметры электронов как осцилляторов. Такое представление

основывалось на идее Луи де Бройля отразить дуализм «волна – частица», сопоставив электрону некую волну с длиной  $\lambda = h/p$ , где  $p = mv$  – импульс электрона. Присвоение частице свойств волны было настолько необычным, что большинство исследователей до сих пор воспринимают уравнение (32) как плод гениальной интуиции его автора.

Между тем согласно волновой концепции строения материи выражается в наличии у волны «частицеподобных» свойств, а не наоборот [12]. Это становится особенно очевидным, если осциллирующий электрон рассматривать как солитон. Поэтому возможность представления волнового числа  $k = 2\pi/\lambda$  через параметры электрона не вызывает никаких сомнений. В таком случае, умножив и поделив  $k^2 = 4\pi^2/h^2$  на квадрат импульса электрона  $p^2 = E_k/2m$  и заменив  $p^2$  на основании гипотезы де Бройля на  $\lambda^2/h^2$ , получим:

$$k^2 = 4\pi^2/h^2 = (8\pi^2 m E_k / h^2). \quad (34)$$

Поскольку же  $E_k$  определяется разностью между полной энергией электрона  $H$  (его гамильтонианом) и его же потенциальной энергией в поле центральных сил  $U_p$ , мы непосредственно приходим к уравнению Шрёдингера (30). Его решения в зависимости от условий однозначности могут давать как непрерывные, так и дискретные значения энергии, т. е. не требуют ее квантования. В этом порядке идей гипотеза де Бройля понадобилась лишь для перехода от классических параметров к квантовым. Однако в свете нового закона излучения (17) этого можно было и не делать – достаточно было открыто перейти на волновую концепцию строения вещества, которой придерживался Шрёдингер. При этом не пришлось бы прибегать к каким-либо гипотезам и постулатам или вступать в противоречие с классической физикой. Такой подход открывает возможность синтеза классической и квантовой (волновой) механики на единой платформе [20] и возвращения физики на классический путь развития.

### 7. Заключение

1. Квантово-механическая революция на рубеже XIX – XX столетий была обусловлена неготовностью классической физики к исследованию систем с протекающими в них нестатическими и дискретными процессами. Одним из таких процессов явилось тепловое излучение тел, которое требует применения методов неравновесной, а не классической термодинамики.

2. Распределение плотности излучения, аналогичное закону Планка, может быть найдено без привлечения каких-либо постулатов квантово-механического характера, исходя из наличия у осцилляторов гармоник и представления о волне как объекте, дискретном во времени и пространстве.

3. Волновая концепция процесса излучения позволяет не только дать классическое объяснение всем закономерностям фотоэффекта, но и дополнить его уравнение учетом так называемого «квантового выхода», отражающего зависимость спектральной чувствительности фотокатодов от частоты.

4. Законы формирования спектральных серий могут быть обоснованы без предположения о существовании лишнего времени «перескока» электронов с орбиты на орбиту и других постулатов Бора. При этом роль квантовых чисел неизвестной физической природы выплняют гармоники, свойственные любым колебательным системам.

5. Стационарное уравнение Шрёдингера может быть получено без привлечения гипотезы де Бройля как разновидность обычного волнового уравнения 2-го порядка, в котором волновое число выражено через параметры осцилляторов. Оно не требует квантования энергии, а роль волновой функции в нем может выполнять любая колеблющаяся величина как функция пространственных координат.

6. Предложенное классическое обоснование основных положений квантовой механики позволяет преодолеть связанный с ней «кризис непонимания и открывает путь к ее построению как одного из разделов классической физики в ее приложении к волновым процессам.

### Список литературы / References

1. Popper K.R. Quantum theory and the schism in physics. London; New York, 1982.
2. Feynman R., 1964. The Character of Physical Law. Messenger Lectures, 1964.
3. Вавилов С.И. // Собрание сочинений. М.: Наука, 1945. Т. III. 529 с.
4. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). СПб.: «Наука», 2008. 409 с.
5. Planck M. Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung. // Verh. andl. Dtsch. Phys. Ges., 1900. 2, 237 45.



6. Planck M., Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum. // Annalen der Physik, 1901. 4, 553.
7. Крауфорд Ф. Берклеевский курс физики. Т. 3: Волны. М.: Мир, 1965. 529 с.
8. Эйнштейн А. О развитии наших взглядов на сущность и структуру излучения. // Собр. научных трудов. Т. 3. М.: Наука, 1966. С. 181-195.
9. Etkin V. Rethinking Plank's radiation law. // Global Journal of Physics, 5(2), 2017. 547-553.
10. Planck M. Zur Geschichte der Auffindung des physikalischen Wirkungsquantums. // Naturwissenschaften. 31 (14–15), 1943. 153–159.
11. Эткин В.А. О потенциале и движущей силе лучистого теплообмена. // Вестник Дома ученых Хайфы, 2010. Т. XX. С. 2-6.
12. Etkin V.A. On Wave Nature of Matter. // World scientific news, 69, 2017. 220-225.
13. Герц Г.Р. Исследования о распространении электрической силы. М.-Л., 1938.
14. Столетов А.Г. Введение в акустику и оптику. М.: Моск. Ун-т, 1895. 325 с.
15. Etkin V.A. Improving the efficiency of analysis method of dimensions. // The scientific method. 4, 2017. 32-37.
16. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1973.
17. Де Гроот С.Р., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: «Мир», 1964.
18. Спасский Б.И. История физики. Том 2. Часть 2-я. М.: Высшая школа, 1977.
19. Шрёдингер Э. Ann. Phys. Bd. 79, 1926, S. 361, 489; Bd. 80, 1926, S. 437; Bd. 81, 1926. S. 109.
20. Etkin V.A. To the synthesis of classical and quantum physics. // World scientific news. 102, 2018. 101-115.

## О СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЯХ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОГО УРАВНЕНИЯ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА С КРАТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Оруджев Э.Г.<sup>1</sup>, Амирова Л.И.<sup>2</sup>

Email: Orudzhev17132@scientifictext.ru

<sup>1</sup>Оруджев Эльшар Гурбан оглы - доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой;

<sup>2</sup>Амирова Лейла Икрам кызы - кандидат физико-математических наук, доцент,  
кафедра математической экономики,  
Бакинский государственный университет,  
г. Баку, Азербайджанская Республика

**Аннотация:** в работе рассматривается пучок дифференциальных операторов 4-го порядка с кратными корнями главного характеристического полинома. Найдены асимптотические представления по спектральному параметру решений исследуемого дифференциального уравнения. Эти решения содержат только положительные степени спектрального параметра в Биркгофском разложении. В общем случае решения разлагаются по дробным степеням параметра. Построена функция Грина краевой задачи, полюсами которой являются собственные значения. Изучены асимптотические расположения этих значений в комплексной плоскости. Получено, что они сконцентрированы вдоль определённых логарифмических кривых, уходящих в бесконечность, выписаны представления асимптотических собственных значений.

**Ключевые слова:** пучок дифференциальных операторов, собственные значения, функция Грина, квазиполиномы, логарифмические кривые.

## ON EIGEN VALUES OF A SPECTRAL PROBLEM FOR A FOURTH ORDER EQUATION WITH MULTIPLE CHARACTERISTICS

Orudzhev E.G.<sup>1</sup>, Amirova L.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Orudzhev Elshar Gurban - Doctor of mathematical science, Professor, Chief of Department;

<sup>2</sup>Amirova Leyla Ikram - PhD of mathematical science, Associated Professor,  
MATHEMATICAL ECONOMY DEPARTMENT,  
BAKU STATE UNIVERSITY,  
BAKU, REPUBLIC OF AZERBAIJAN