

2. Ребров А. К., Рудяк В. Я. Юбилей уравнения Больцмана // Теплофизика и аэромеханика. 2003. № 3. С. 277—278.
3. Bird G. A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon Press, 1994. — 458 p.
4. Шелест А. В. Метод Боголюбова в динамической теории кинетических уравнений. — М.: Наука, 1990. — 160 с.
5. Печатников Ю. М. Статистическое моделирование стационарного течения разреженного газа через вакуумную трубопроводную арматуру при молекулярно-вязкостном режиме // Инженерно-физический журнал. 1992. № 6. С. 673—676.

6. Печатников Ю. М. Физические явления и процессы переходного течения разреженного газа // Прикладная физика. 2004. № 2. С. 19—25.

7. Печатников Ю. М. Вероятностная модель и метод моделирования газовых потоков через вакуумные элементы при молекулярно-вязкостном режиме // Инженерная физика. 2003. № 2. С. 32—36.

8. Ван Кампен Н. Г. Стохастические процессы в физике и химии. — М.: Высш. шк., 1990. — 376 с.

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2004 г.

Stochastic approach to calculation of gas flow

Yu. M. Pechatnikov

Technical University, St. Petersburg, Russia

This paper is devoted to development of Probable Simulation Method for modeling rarefied gas flow in the transitional, from molecular to continuum, range through three-dimensional ducts and slits of any length. A theoretical discussion of the transition range is actually. The transition regime has always presented considerable theoretical difficulty since both the theoretical formalism employed and the physical processes occurring are so different for the two extremes. From the standpoint of modeling, Vacuum Gas Dynamics has been discussed as an isothermal subset of Rarefied Gas Dynamics in duct. Theoretical Probable approaches to gas flow through duct has been considered, with an emphasis on physical interpretation. It's based on the assumptions of the kinetic theory of gases and Stochastic model of gas flow in transition range. As results, the Probable Simulation Method to gas flow has been developed. The flow of a gas through ducts of long and finite length has been investigated. The Probable Simulation Method was tested for similarity geometric components and was found to agree well with published results. The results have been discussed and verified.

УДК 530.1

Выражение постоянных квантовой механики через константы электродинамики и неквантовая модель атома водорода*

Л. А. Похмельных

Компания ЭЛАТ, г. Мехико, Мексика

Показано, что постоянные Планка и Ридберга представляют собой комбинации констант электродинамики. Развита модель равновесия электрона в атоме водорода на представлении о реальности силовых линий его поля. Из модели следует, что электроны могут иметь различные числа силовых линий при максимальном количестве $9,1 \cdot 10^4$. Равновесие электрона в атоме выступает как результат действия двух сил: кулоновской — дальше радиуса равновесия и силы отталкивания, которая сильнее на меньших расстояниях. Представление о силе отталкивания и различии чисел силовых линий у электронов позволяет описать характеристики распада нейтрона. Введена поправка в уравнение Бальмера-Ридберга, повышающая точность расчета частот излучения.

Запись центрального электрического взаимодействия зарядов в виде двух компонент — статической и динамической, а также представление о силовых линиях электрического поля электрона как о реальности позволяют описать эффекты магнетизма параметрами электричества [1]. Практиче-

ская значимость концепции выразилась в обнаружении прямой пропорциональности ЭДС индукции вызывающему ее току, зависимости, отличающейся от описываемой уравнением Максвелла. Полученный результат послужил основанием для применения концепции в атомном масштабе.

* Статья публикуется в дискуссионном виде.

Как известно, некоторые эффекты атомов в свое время были описаны с помощью классической электродинамики, например нормальный эффект Зеемана. Однако большинство задач атомной физики решается на основе квантовых представлений. С их помощью получены практически важные результаты, подтвердившие положительную роль, которую сыграла квантовая механика в целом.

Одновременно квантовые представления привели и к ряду сомнительных выводов, в частности к утверждению, что испускаемые частоты излучения электромагнитных волн при возбуждении атома не имеют ничего общего с частотами периодических движений электронов [2].

То, что в начале развития атомной физики и волновой механики не были найдены решения проблем атома на основе классической электродинамики, привело к распространению мнения о принципиальном различии физических законов макро- и микромиров, о том, что атом и атомное ядро — это масштабы, в которых адекватное описание процессов возможно только на основе квантовых представлений [3].

Вместе с тем в последнее время появились новые данные, свидетельствующие о том, что проблемы атомного и ядерного масштабов могут успешно решаться на основе электродинамики при условии внесения некоторых поправок в наши представления о строении и свойствах электрона и нуклонов. К ним относится получение аналитического выражения для расчета ионизационных потенциалов всех элементов периодической системы [4] — результат, до которого квантовая теория за время своего развития не дошла.

В ядерном масштабе классическое представление о диполь-ионных и диполь-дипольных электрических взаимодействиях нуклонов в сочетании с откорректированной записью центрального взаимодействия зарядов [5] объясняет причину короткодействия ядерных сил и природу равновесия нуклонов в ядре. Модель ядра дает возможность рассчитывать энергию отрыва нейтрона от произвольного нуклида с точностью до 1–3 МэВ [6].

Эти практически значимые результаты подтверждают применимость законов классической электродинамики к процессам в атомах и ядрах.

Выражение квантовых постоянных через константы электродинамики

Связь периодических движений электронов на атомных орбитах с частотами электромагнитного излучения подтверждается тем, что частоты вращения ближнего к ядру электрона могут быть рассчитаны на основе классических представлений. В приближении выполнения закона сохранения заряда, т. е. абсолютной прозрачности материи для электростатического по-

ля (или неучета ослабления электростатического поля материей [7]), которое должно изменять суммарный заряд ядра в элементах с номером $Z > 1$), частота вращения электрона на основной орбите атома элемента Z

$$v_z = V_z (2\pi r_z)^{-1} = 2^{-1/2} \pi^{-1} Z^2 e m_e^{-1/2} r_1^{-3/2} = 2^{-1/2} \pi^{-1} Z^2 U_1^{3/2} e^{-1/2} m_e^{-1/2} = Z^2 R, \quad (1)$$

где V_z — скорость вращения электрона на основной орбите атома, определяемая из условия

$$\frac{1}{2} m_e V_z^2 = e U_z = Z e^2 r_z^{-1} = Z^2 e^2 r_1^{-1}; \quad (2)$$

e — элементарный заряд; m_e — масса электрона; r_1, r_z, U_1, U_z — радиусы орбит и потенциалы отрыва ближнего к ядру электрона в атомах водорода и элемента Z ; R — постоянная Ридберга

$$R = 2^{-1/2} \pi^{-1} U_1^{3/2} e^{-1/2} m_e^{-1/2} 3,282 \cdot 10^{15} \text{ Гц}. \quad (3)$$

В правой части равенства (2) использована зависимость потенциала отрыва ближнего к ядру электрона от номера Z атома

$$U_z = Z^2 e r_1^{-1}, \quad (4)$$

которая может интерпретироваться как следствие обратной пропорциональности радиуса основной орбиты электрона номеру Z [4]

$$r_z = Z^{-1} r_1. \quad (5)$$

Как видно, запись постоянной Ридберга (3) содержит только константы классической электродинамики. (Здесь и ниже все соотношения записаны в системе единиц СГСЭ, которая, с учетом возможной погрешности значения коэффициента пересчета зарядов и токов между системами СГСЭ и СИ [1], представляется наиболее надежной при описании электрических явлений.)

Зависимость (1) и следствия построения аналитического выражения для расчета ионизационных потенциалов элементов периодической системы [4] позволяют заключить, что потенциалам ионизации атомов соответствуют частоты периодических движений электронов на основных (не излучающих) орбитах.

С учетом (2) кинетическая энергия вращения электрона на основной орбите атома водорода может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_e V_1^2 &= 2 \pi^2 r_1^2 m_e v_1^2 = \\ &= 2 \pi^2 e^2 U_1^{-2} m_e v_1^2 = h_e v_1^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где v_1 — частота вращения электрона на основной орбите атома водорода, а коэффициент

$$h_e = 2 \pi^2 e^2 U_1^{-2} m_e = 2,014 \cdot 10^{-42} \text{ эрг} \cdot \text{с}^2.$$

Если равенство (6) сгруппировать в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_e V_1^2 &= (2 \pi^2 r_1^2 m_e v_1) v_1 = \\ &= (2^{1/2} \pi e^2 m_e^{1/2} U_1^{-1/2}) v_1, \end{aligned}$$

то произведение в скобках представляет собой постоянную Планка. При потенциале ионизации

ции атома водорода $U_1 = 13,595$ В [8] значение постоянной

$$h = 2^{1/2} \pi e^2 m_e^{1/2} U_1^{-1/2} = 6,631 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}. \quad (7)$$

Как видно, постоянная Планка тоже выражается через константы классической электродинамики и связана с электродинамическим коэффициентом h_e равенством

$$h = v_1 h_e \cong R h_e. \quad (8)$$

В атоме водорода постоянная Планка не является коэффициентом при частоте вращения электрона на основной орбите, так как сама содержит в себе одну степень этой частоты.

Таким образом, постоянные Планка и Ридберга не являются самостоятельными константами физики, а представляют собой комбинации констант классической электродинамики. Зависимости (3) и (7) позволяют заменить эти постоянные в соотношениях квантовой теории на константы электродинамики. После такой замены квантовые соотношения становятся электродинамическими. Возникает возможность переосмысления, переоценки и новой интерпретации положений, соотношений, уравнений, понятий и правил квантовой теории с позиций электродинамики. В итоге может и должна быть построена последовательная электродинамическая теория атомных процессов с учетом строения и свойств электрона и нуклонов.

В связи с такой возможностью ниже излагается вариант электродинамической модели атома водорода на основе представления о реальности силовых линий электрического поля электрона.

Равновесие электрона на орбите

Особенность движения электрона на основной орбите атома водорода состоит в том, что допущение равенства центробежной силы инерции и силы электростатического притяжения электрона к ядру в предположении его вращения

$$m_e V_1^2 r_1^{-1} = e^2 r_1^{-2}$$

приводит к другому значению частоты вращения и излучения

$$v_1 = V_1 (2\pi r_1)^{-1} = 2^{-1} \pi^{-1} e m_e^{-1/2} r_1^{-3/2} = 2^{-1/2} R. \quad (9)$$

Из (9) следует, что баланс центробежной и кулоновской сил, действующих на электрон, нарушен в сторону центробежной. То, что электрон при этом остается на орбите, позволяет заключить, что центробежная сила не участвует в формировании равновесия электрона. Любая электродинамическая модель атома должна объяснять этот факт.

Объяснение зависимостей (1) и (9) оказывается возможным на основе представления М. Фарадея о реальности силовых линий электро-

на. Основные положения этого представления, частично использованные в работе [1] и приводящие в данных построениях к удовлетворительному результату, заключаются в следующем:

в свободном состоянии электрон представляет собой центр, из которого расходится конечное число реальных радиальных силовых линий электрического поля. Силовые линии могут быть образованы, например, некими поляризованными элементами пустого пространства, построенными в полимерные цепочки;

инерция электрона является реакцией силовых линий на их поперечную и продольную деформацию (изгиб, растяжение, сжатие) при ускорении частицы, поэтому инертная масса электрона пропорциональна числу его силовых линий;

излучение энергии происходит при деформации силовых линий, связанных с электроном, и распространяется вдоль них в виде поперечных и продольных волн. Деформация линий возникает вследствие конечной скорости распространения информации вдоль них об изменении положения электрона.

Другие детали модели будут дополняться в процессе построений.

Для образования устойчивого равновесия электрона в атоме на некотором расстоянии r_z от ядра необходимо, чтобы на удалениях $r < r_z$ радиальная сила F была отталкивающей от ядра, а на удалениях $r > r_z$ — притягивающей.

Представление о реальности силовых линий у электрона позволяет считать равновесие следствием одновременного действия двух сил, действующих противоположно.

Сила притяжения

Для получения результата, согласующегося с опытными данными, необходимо принять, что расстояние от ядра до равновесной орбиты электрона r и число силовых линий n , замкнутых на ядро в атоме элемента Z , с учетом (5) находятся в зависимости

$$r_1/r = Z n/n_1, \quad (10)$$

где n_1 — максимальное число силовых линий у электрона.

Зависимость (10) соответствует представлению о том, что приближение электрона к ядру сопровождается увеличением числа его силовых линий, замыкающихся на ядро.

При выполнении (10) сила притяжения к ядру, действующая на ближний к ядру электрон в атоме элемента Z , с учетом (4) может быть записана в виде

$$F_a = -e \frac{dU}{dr} = -Z^3 e^2 r_1^{-2} (n/n_1)^2. \quad (11)$$

На некотором расстоянии от ядра $r_{oz} > r_z$ все силовые линии электрона замыкаются на ядро

($n = n_1$), и сила притяжения (11) достигает своего максимального значения

$$F_{a \max} = -Z^3 e^2 r_1^{-2}, \quad (12)$$

оставаясь на удалениях $r < r_{oz}$ постоянной (рис. 1).

Сила отталкивания

Известно, что радиальная зависимость закона центрального взаимодействия зарядов экспериментально проверена в диапазоне расстояний от 10^{-12} см (наименьшее расстояние в атомах от ядра до ближнего электрона на равновесной орбите) до нескольких метров (лабораторные измерения). С учетом этих данных представление о реальности силовых линий электрона позволяет построить механизм образования равновесия электрона на некотором расстоянии от ядра.

Если считать, что у свободного покоящегося электрона его силовые линии распределены точно симметрично по направлениям, то должен существовать механизм поддержания этой симметрии, причем в состоянии симметрии должен достигаться минимум потенциальной энергии. Возникновение асимметрии в распределении силовых линий должно сопровождаться увеличением потенциальной энергии поля электрона, что означает возникновение силы, направленной в сторону восстановления ее минимума.

В частности, замыкание линий на ядро при приближении к нему электрона должно приводить к увеличению асимметрии ансамбля линий и к возникновению силы F_r , направленной от ядра. На удалениях $r < r_z$ эта сила должна превышать силу притяжения. При радиальной за-

висимости силы притяжения (11), (12) это возможно, если на этих расстояниях приближение электрона к ядру сопровождается дальнейшим увеличением асимметрии ансамбля его силовых линий в условиях их полной замкнутости на ядро (например, если линии изогнуты в дуги).

Экспериментальным подтверждением существования силы отталкивания, действующей на электрон на удалениях $r < r_z$, может быть факт ускорения электронов при бета-распадах. Максимальная энергия электронов при распаде нейтронов (782 кэВ) соответствует радиальной зависимости этой силы по закону

$$F_r = K e^2 r^{-2}.$$

Значение $K = 1$ соответствует радиусу начала ускорения электрона $r_0 = 1,84 \cdot 10^{-13}$ см. Для получения радиальной зависимости силы отталкивания, действительной для всех элементов периодической таблицы, необходимо принять, что F_r пропорциональна также Z ядра

$$F_r = Z K e^2 r^{-2}. \quad (13)$$

На удалениях $r < r_{oz}$ сила F_r должна убывать быстрее, чем по закону (13), из-за уменьшения числа силовых линий электрона, замкнутых на ядро. Равновесие на основной орбите атома элемента Z должно возникать при равенстве сил $F_{a \max}$ (12) и F_r (13)

$$Z K e^2 r^{-2} = Z^3 e^2 r_1^{-2}.$$

При замыкании не всех силовых линий на ядро это равенство имеет вид

$$Z K e^2 r^{-2} = Z^3 e^2 r_1^{-2} (n/n_1)^2. \quad (14)$$

При $K = 1$ (14) совпадает с (10).

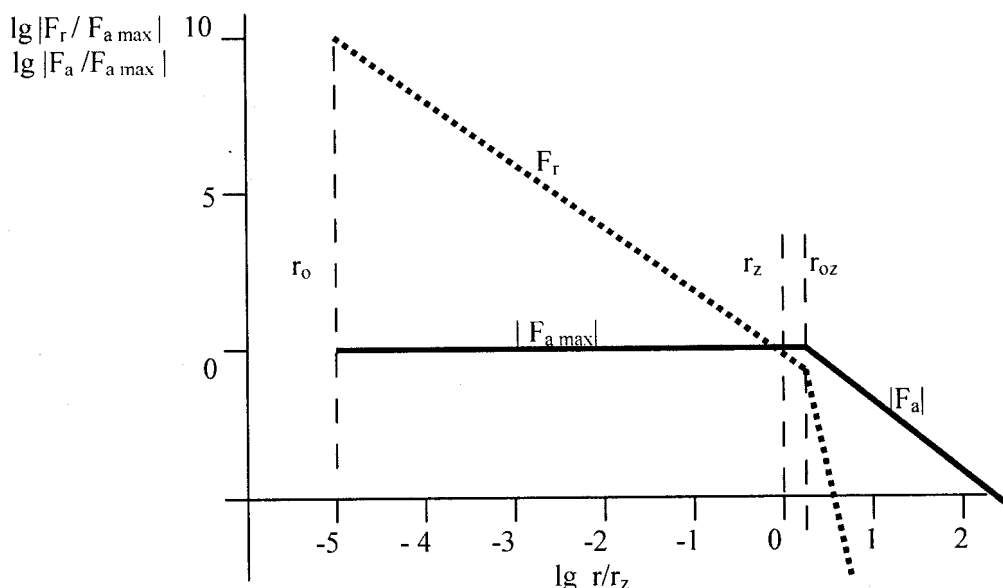


Рис. 1. Предполагаемые радиальные зависимости сил отталкивания F_r и притяжения F_a в атоме элемента Z : r_0 — радиус равновесия электрона в нейтроне; r_{oz} — радиус замыкания всех силовых линий электрона на ядро; r_z — радиус атомной орбиты равновесия

Зависимость частоты излучения (1) может быть получена и в предположении радиального колебания электрона относительно положения равновесия на расстоянии r_z от ядра. В условиях неизменности силы притяжения (12) сила отталкивания (13) в точке равновесия с учетом (5)

$$F_r = Z K e^2 r_z^{-2} = Z^3 K e^2 r_1^{-2},$$

а сила, возвращающая электрон в точку равновесия,

$$F = F_r - F_a = Z^3 K e^2 r^2 - Z^3 e^2 r_1^{-2}.$$

Постоянная квазиупругой силы в окрестности этой точки

$$\left. \frac{dF}{dr} \right|_z = 2KZ^4 e^2 r_1^{-3}.$$

Использование классической зависимости частоты гармонических колебаний приводит с учетом (3) при $K=1$ к частоте колебаний ближнего к ядру электрона относительно точки равновесия

$$v_z = (2\pi)^{-1} \left(\frac{dF}{m_e dr} \right)^{1/2} = Z^2 R.$$

Спектр частот излучения атома водорода. Серия Лаймана

Если считать, что количество линий, связанных с ядром n и не связанных с ним n_f , равно общему числу линий у электрона

$$n + n_f = n_1,$$

то зависимость (10) на орбите k может быть выражена через число не замкнутых на ядро линий

$$r_1/r_k = Z n_k/n_1 = Z [1 - (n_{fk}/n_1)]. \quad (15)$$

Отсутствие волнового излучения при нахождении электрона на основной орбите означает, что он не деформирует своих силовых линий. Из этого следует, что электрон, находясь на основной орбите, либо не вращается, либо вращается, но находится в особом неизлучающем состоянии, например, когда все силовые линии замкнуты на ядро. Не исключено также, что электрон на основной орбите приобретает осесимметричную форму — кольцо или сферический слой, которые при вращении по форме и положению воспроизводят сами себя, и причина деформации силовых линий отсутствует.

Ввиду того, что равновесие электрона на орбите не зависит от скорости орбитального вращения частицы, принципиально возможны два варианта переходов: вариант всегда вращающегося электрона и вариант электрона, находящегося в состоянии покоя, но способного вращаться и/или колебаться в радиальном направлении относительно точки равновесия. Вполне вероятно, что реализуются оба варианта в зави-

симости от конкретных условий электронов в атомах. Ниже рассмотрен случай вращающегося электрона.

Модель электрона, экспериментальные данные и полученные соотношения позволяют представить процессы в атоме следующим образом.

Приходя в атом извне и вступая в связь с ядром, электрон ускоряется в разности потенциалов между бесконечностью и основной орбитой, приобретая кинетическую энергию (2), равную энергии ионизации атома. На основной орбите все силовые линии электрона замыкаются на ядро, и электрон переходит в безынерционное вращение, при котором энергия не излучается.

Внешнее воздействие на электрон приводит к разрыву части силовых линий, связывающих его с ядром. При оставшемся числе силовых линий связи n_k равновесие радиальных сил нарушается и устанавливается на более далеком расстоянии от ядра на орбите k с радиусом, удовлетворяющим условию (10)

$$r_1/r_k = Z n_k/n_1.$$

При переходе электрона с основной орбиты на возбужденную сила имеет радиальную направленность, поэтому орбитальная скорость не меняется. Ввиду этого частота вращения электрона на возбужденной орбите атома водорода

$$v_k = V_k (2\pi r_k)^{-1} = V_1 (2\pi r_1)^{-1} (r_1/r_k) = R (n_k/n_1) = R(1 - n_{fk}/n_1). \quad (16)$$

Для согласования (16) с опытными данными необходимо принять, что на возбужденных временно стационарных орбитах выполняется условие

$$n_{fk}/n_1 = k^{-2}, \quad n_k/n_1 = [1 - k^{-2}], \quad (17)$$

где k — целые числа в интервале значений $1 < k \leq n_1^{1/2}$.

Имея в виду (15), зависимости (17) отражают закон изменения радиуса орбиты при изменении числа силовых линий электрона, замкнутых на ядро.

Дискретность значений k может отражать одновременность освобождения группы силовых линий от связи с ядром при увеличении расстояния. Эти линии могут быть расположены под одним углом относительно прямой, соединяющей электрон с ядром.

При условии (17) спектр частот излучения атома водорода (16) при переходах с основной орбиты описывается необобщенной формулой Бальмера — Ридберга

$$v_k = R(1 - k^{-2}). \quad (18)$$

Отличие интерпретации зависимости (18) в рамках развиваемой концепции от квантово-механической состоит в том, что при конечном числе силовых линий электрона параметр k должен увеличиваться до некоторого максимального конечного числа

$$k_1 = n_1^{1/2}, \quad (19)$$

а не до бесконечности.

Процесс перехода электрона на возбужденную орбиту может состоять в следующем.

После разрыва части силовых линий, замкнутых на ядро, и перехода электрона на возбужденную орбиту возникает волновое излучение, которое распространяется по освободившимся силовым линиям. Наблюдаемая монохроматичность частоты излучения на возбужденной орбите может объясняться тем, что раньше, чем значительная часть энергии вращения перейдет в энергию волн, излучение прекращается. Это может происходить при потере электроном связи с окружающей средой. Этот процесс может быть назван обрывом свободных силовых линий. После этого события электрон должен перейти в безынерционное вращение на возбужденной орбите до тех пор, пока повторно не изменится число его линий, замкнутых на ядро. После этого электрон может перейти на другую возбужденную орбиту или вернуться на основную. (В модели колеблющегося электрона необходимости в постулировании обрыва силовых линий нет.)

Частота вращения электрона на возбужденной орбите ниже, чем частота вращения на основной орбите. В процессе перехода электрона с возбужденной орбиты на основную волновая энергия может излучаться на орбите возбуждения или в период перехода. На основной орбите

происходит замыкание всех силовых линий на ядро, и излучение отсутствует.

Интенсивность излучения на возбужденной орбите пропорциональна числу силовых линий, освобождающихся от связи с ядром при переходе, и вероятности одновременного обрыва этого числа силовых линий. При равной вероятности обрыва различного количества линий наиболее интенсивными в каждой спектральной серии переходам на более удаленные от ядра орбиты.

Согласно модели самой удаленной от ядра в серии Лаймана является орбита $k = 2$, а орбита с максимальным значением k примыкает к основной орбите. Это расположение противоположно расположению энергетических уровней в квантовой теории (рис. 2).

Абсолютное число силовых линий у электрона

При конечном числе силовых линий у электрона максимальная частота излучения в серии Лаймана ν_{\max} определяется соотношением (18) при $k = k_i$, т. е. не совпадает с частотой вращения электрона на основной орбите. (В квантовой теории постоянная Ридберга приравнивается к пределу частот серии Лаймана, который отождествляется с основным энергетическим уровнем.)

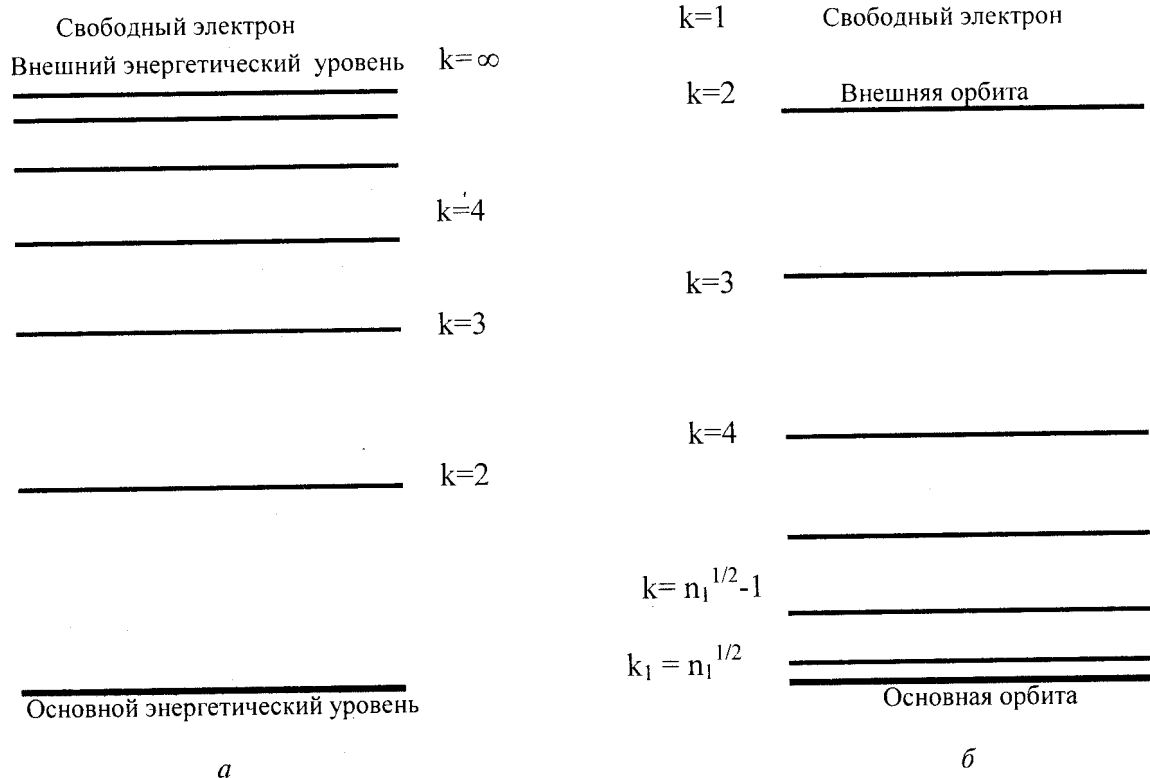


Рис. 2. Относительное положение энергетических уровней в атоме водорода согласно квантовой теории (а) и электронных орбит в логике модели (б)

С учетом этого зависимость (18), записанная для максимального числа силовых линий, имеет вид

$$R = v_{\max} = v_1 (1 - k_1^{-2}), \quad (20)$$

где v_1 — частота вращения электрона на основной орбите.

Для более точного расчета частот излучения серии Лаймана постоянная Ридберга с учетом (20) должна быть заменена частотой вращения электрона на основной орбите v_1 . После такой замены зависимость (18) приобретает вид

$$v_k = v_1 (1 - k^{-2}) = R(1 - k_1^{-2})^{-1}(1 - k^{-2}).$$

Длина волны, соответствующая этой частоте,

$$\lambda_k = \lambda_{\max} (1 - k_1^{-2})(1 - k^{-2})^{-1}. \quad (21)$$

Соотношение (21) позволяет определить максимальное число линий у электрона n_1 , замкнувшихся на ядро на основной орбите,

$$n_1 = k_1^2 \approx [1 - \lambda_k \lambda_{\max}^{-1} (1 - k^{-2})^{-1}]^{-1}. \quad (22)$$

Представление о степени соответствия расчетных величин длин волн серии Лаймана с опытными данными при квантово-механической интерпретации формулы Бальмера—Ридберга (18) и при использовании зависимости (21) дано в табл. 1.

Таблица 1

k	λ_k [9], 10^{-9} м	λ_{kB} , 10^{-9} м	$\lambda_{kB} - \lambda_k$, 10^{-12} м	λ_{km} , 10^{-9} м	$\lambda_{km} - \lambda_k$, 10^{-12} м	n_1 , расчет на основе (22)	$ n_1 - \bar{n}_1$
2	121,567	121,568	1	121,567	0	83648	6952
3	102,572	102,573	1	102,572	0	74193	18406
4	97,2537	97,2548	1,1	97,2537	0	91519	920
5	94,9743	94,9753	1,0	94,9742	-0,1	90090	509
6	93,7803	93,7814	1,1	93,7803	0	86972	3627
7	93,0748	93,0758	1,0	93,0748	0	88890	1709
8	92,6226	92,6236	1,0	92,6226	0	94178	3579
9	92,3150	92,3160	1,0	92,3150	0	88403	2196
10	92,0963	92,0973	1,0	92,0963	0	90909	310
11	91,9352	91,9366	1,4	91,9356	0,4	97510	6911
12	91,8129	91,8139	1,0	91,8129	0	88556	2043
13	91,7181	91,7190	0,9	91,7180	-0,1	95909	5310
14	91,6429	91,6439	1,0	91,6429	0	90648	49
15	91,5824	91,5834	1,0	91,5824	0	93716	3117
16	91,5329	91,5339	1,0	91,5329	0	92060	1461
17	91,4919	91,4929	1,0	91,4919	0	89303	1296
18	91,4576	91,4586	1,0	91,4576	0	89692	907
19	91,4286	91,4296	1,0	91,4286	0	90739	140
20	91,4039	91,4048	0,9	91,4038	-0,1	96000	5401
21	91,3826	91,3836	1,0	91,3826	0	95295	4696
22	91,3641	91,3651	1,0	91,3641	0	90380	219
23	91,3480	91,3490	1,0	91,3480	0	89342	1257
24	91,3339	91,3349	1,0	91,3339	0	90650	51
25	91,3215	91,3225	1,0	91,3215	0	95531	4932
26	91,3104	91,3114	1,0	91,3826	0	89867	732
27	91,3006	91,3016	1,0	91,3006	0	92954	2355
28	91,2918	91,2928	1,0	91,2918	0	92693	2094
29	91,2832	91,2849	1,7	91,2839	0,7	54230 *	-
30	91,2768	91,2778	1,0	91,2768	0	95107	4508
31	91,2703	91,2713	1,0	91,2703	0	89891	708
32	91,2645	91,2655	1,0	91,2645	0	94434	3835
33	91,2592	91,2601	0,9	91,2591	-0,1	96901	6302
34	91,2543	91,2553	1,0	91,2543	0	93064	2465
35	91,2499	91,2508	0,9	91,2498	-0,1	98069	7470
36	91,2458	91,2467	0,9	91,2457	-0,1	96417	5818
37	91,2420	91,2430	1,0	91,2420	0	92222	1623
38	91,2385	91,2395	1,0	91,2385	0	88995	1604
39	91,2353	91,2363	1,0	91,2353	0	89060	1539
40	91,2324	91,2334	1,0	91,2324	0	94950	4351
						Ср. 90599	Ср. 3194

Примечание.

λ_k — измеренные длины волн 40 спектральных линий серии Лаймана из [9];

λ_{kB} — длины волн, рассчитанные на основе квантово-механической интерпретации формулы Бальмера—Ридберга;

λ_{km} — длины волн, рассчитанные с помощью зависимости (21).

* При расчете n_1 это число исключено как содержащее очевидную погрешность измерения длины волны или опечатку.

Минимальная длина волны вблизи основной орбиты атома водорода принята равной $\lambda_{\max} = 91,176340 \cdot 10^{-7}$ см, что соответствует волновому числу $109677,576 \text{ см}^{-1}$ [10].

Вычисленное значение \bar{n}_1 использовано для расчета поправки k_1 в (21). Из вычислений следует, что в случае правильности значения минимальной длины волны вблизи основной орбиты [10] поправка на ограниченность числа силовых линий у электрона устраняет несовпадение расчетных и измеренных значений длин волн в серии Лаймана, существующее при квантово-механической интерпретации уравнения Бальмера—Ридберга. В этом случае число силовых линий электрона, замкнутых на протон при его нахождении на основной орбите,

$$n_1 = 9,1 \pm 0,3 \cdot 10^4. \quad (23)$$

Это значение соответствует числу спектральных линий в серии Лаймана

$$k_1 = n_1^{1/2} = 301 \pm 5.$$

Другие спектральные серии

В условиях сохранения орбитальной скорости электрона при переходе с основной орбиты на возбужденную и малости потери энергии на излучение орбитальная скорость должна сохраняться и при двойном переходе, т.е. при переходе с основной орбиты на возбужденную 1 и затем с нее на другую, если такие переходы возможны. При этом частота излучения на второй возбужденной орбите также должна принадлежать серии Лаймана. Отличие прямого перехода от двойного может состоять лишь в изменении интенсивности излучения на орбитах 1 и 2, но не в орбитальной скорости.

Факт существования других, более длинноволновых серий свидетельствует в логике модели о том, что имеются атомы водорода, в которых электроны в неизлучающем состоянии находятся на более удаленных орбитах.

Согласно (10) устойчивое равновесие и неизлучающее состояние электрона на более удаленной орбите возможны при условии, что все силовые линии электрона замкнуты на ядро, и общее число линий у электрона меньше, чем число (23). Таким образом, существование различных спектральных серий излучения в атомах водорода приводит к выводу о существовании электронов с различным количеством силовых линий.

Реализующееся отношение частоты вращения электрона на основной орбите в серии Лаймана v_1 к частотам основных орбит других серий может быть записано в общем виде

$$v_1/v_i = k_i^2, \quad (24)$$

где i и k_i принимают значения: $k_1 = 1$ (серия Лаймана), $k_2 = 2$ (серия Бальмера), $k_3 = 3$ (серия

Пашена), $k_4 = 4$ (серия Брэккета), $k_5 = 5$ (серия Пфунда), $k_6 = 6$ (серия Хэмфри).

Поскольку согласно исходному постулату и (15) отношения масс электронов и радиусов основных орбит в атоме водорода связаны с отношением чисел силовых линий электрона зависимостями

$$m_i/m_e = n_i/n_1; \quad r_i/r_1 = n_1/n_i, \quad (25)$$

то частота k -й спектральной линии серии k_i

$$\begin{aligned} v_{ki} &= R(k_i^2 - k^2) = R k_i^2 [1 - (k/k_i)^2] = \\ &= R_i [1 - (k/k_i)^2], \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} R_i &= R k_i^2 = R n_i/n_1 = (2^{-1} \pi^2 m_e^{-1} e^2 r_1^{-3})^{1/2} n_i/n_1 = \\ &= (2^{-1} \pi^2 m_i^{-1} e^{-2} r_1^{-3})^{1/2} (n_i/n_1) (r_1/r_i)^{3/2} (m_i/m_e)^{1/2} = \\ &= (2^{-1} \pi^2 m_i^{-1} e^{-2} r_i^{-3})^{1/2}; \end{aligned}$$

$$k_i = 1, 2, 3, \dots; \quad k = 2, 3, 4, \dots; \quad k > k_i.$$

Из (26) следует, что R_i играет роль постоянной Ридберга для электрона с числом силовых линий n_i . Когда электрон приходит извне на i -ю основную орбиту с потенциалом U_i , скорость электрона с массой m_i на орбите при равенстве

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_i V_i^2 &= e^2 r_i^{-1}; \\ V_i &= (2 m_i^{-1} e^2 r_i^{-1})^{1/2} = \\ &= (2 m_e^{-1} e^2 r_1^{-1})^{1/2} (m_e/m_i)^{1/2} (r_1/r_i)^{1/2} = \\ &= (2 m_e^{-1} e^2 r_1^{-1})^{1/2} = V_1, \end{aligned}$$

а частота вращения электрона

$$\begin{aligned} v_i &= R_i = V_i (2\pi r_i)^{-1} = \\ &= (2^{-1} \pi^2 m_e^{-1} e^2 r_1^{-3})^{1/2} (m_e/m_i)^{1/2} (r_1/r_i)^{3/2} = \\ &= R (r_1/r_i) = R (n_i/n_1) = R k_i^2. \end{aligned}$$

Равенство орбитальной скорости электрона на i -й основной орбите скорости основной орбиты серии Лаймана может означать, что электрон способен приходить на нее не только из свободного состояния, но и с других основных орбит, однако в этом случае у электрона должно меняться общее число силовых линий.

Таким образом, из модели следует, что механизм возбуждения электрона с основных орбит серий $k_i = 2, 3, 4, \dots$ не отличается от механизма возбуждения с основной орбиты серии Лаймана 1, а обобщенная формула Бальмера—Ридберга (26) для расчета частот этих серий структурно совпадает с (18).

Значения параметров известных серий атома водорода, следующие из модели, приведены в табл. 2.

В (26) каждая серия частот описывает возбуждение электрона со своей основной орбиты, на которой частота его вращения и значение k максимальны. Это следствие не совпадает с квантовой интерпретацией обобщенной формулы Бальмера—Ридберга, согласно которой спектральную серию объединяет энергетический уровень с минимальным значением k .

Таблица 2

Значение параметра i и k_i	Название серии	Частота вращения на основной орбите, ед. ν_1	Длина волны соответств. вращению на основной орбите, нм	Радиус основной орбиты, ед. r_1	Масса электрона, ед. m_e	Значения параметра k/k_i в (26)
1	Лаймана	1	91,175338	1	1	2, 3, 4, ...
2	Бальмера	1/4	364,701	4	1/4	$2/2, 3/2, 4/2, \dots$
3	Пашена	1/9	820,578	9	1/9	$2/3, 3/3, 4/3, \dots$
4	Брэкета	1/16	1458,80	16	1/16	$2/4, 3/4, 4/4, \dots$
5	Пфунда	1/25	2279,38	25	1/25	$2/5, 3/5, 4/5, \dots$
6	Хэмфри	1/36	3282,31	36	1/36	$2/6, 3/6, 4/6, \dots$

Электроны с различными числами силовых линий

В спектре электронов с различным количеством силовых линий число (23) является максимальным, так как более близких атомных орбит в атоме водорода нет. Электрон с максимальным числом силовых линий может быть назван полным, а с меньшим — неполным.

В логике модели обычный газ может представлять собой смесь атомов с полными и неполными электронами, стационарно расположенными на различных базовых орбитах, определяемых значениями k_i из (24).

Известная возможность искусственно переводить электроны с близких к ядру орбит на более удаленные неизлучающие орбиты и назад путем резонансного воздействия означает, что электрон может терять часть своих силовых линий, становясь неполным, и вновь их восстанавливать.

Существование неполных электронов должно проявляться в различных атомных и ядерных процессах, в частности при бета-распадах. Рассмотрим частный случай бета-распада свободных нейтронов.

Как известно, при распаде нейтронов кинетические энергии электронов варьируются, образуя спектр значений в диапазоне 0—782 кэВ. Это непостоянство энергий электронов привело в свое время к выводу об участии в распаде некоей третьей частицы. Так появилось понятие об антинейтрине, частице без заряда и массы, уносящей часть энергии.

Представление о неполных электронах устранило необходимость в третьей частице для объяснения сплошного спектра энергий при бета-распадах. Различие энергий электронов при распадах этого типа, естественно, объясняется существованием отталкивающей силы (13), а также различием у связанных электронов чисел силовых линий и, следовательно, инертных масс (25). Если нейтрон может быть представлен как протон, окруженный снаружи сферическим слоем электронного облака или электроном в виде кольца или сферы в состоянии равновесия, то кинетическая энергия электрона с числом силовых линий n , освободившегося от связи с про-

тоном в нейтроне при условии выполнения на ядерных распадах условия (10),

$$W_k = p^2 / 2m_{en} = eU_p = K n n_1^{-1} e^2 r_0^{-1} = eU_0 n n_1^{-1},$$

где U_p — потенциал отталкивания электрона от протона на удалениях $r < r_{0z}$;

p — импульс электрона после ускорения;

U_0, r_0 — потенциал и радиус равновесия электрона в нейтроне, соответствующие максимальной энергии электрона при распаде;

m_{en} — инертная масса конкретного электрона с числом силовых линий n .

В логике модели спектр распределения электронов по энергиям при распаде нейтронов отражает распределение электронов по числам имеющихся у них силовых линий.

О распространении волновой энергии

Перенос энергии по реальным силовым линиям качественно не имеет трудностей классической волновой теории при интерпретации фотоэффекта, так как волна или серия волн, распространяющаяся по линии, может воздействовать только на отдельные атомы.

Естественно предположить, что при периодическом движении электрона волновая энергия распределяется равномерно по всем его свободным силовым линиям. При этом энергия, распространяющаяся по одной линии, будет значительно меньше энергии связи электрона. В связи с этим возникает необходимость в пересмотре представления о механизме резонансного воздействия электромагнитной волны, излученной электроном атома, на электрон того же состояния другого такого же атома.

Представление о реальных силовых линиях электрона допускает новый вариант решения проблемы теплового излучения тел: реальные силовые линии, являющиеся одновременно элементами пространства, способны быть только переносчиками энергии от частицы к частице. Ввиду этого в пространстве вне частиц не может аккумулироваться энергия излученных волн, и, следовательно, не работает аргумент,

приводившийся в прошлом при обосновании необходимости перехода на квантовые представления для решения проблемы излучения тел [11].

В связи с прекращением роли постоянной Планка как самостоятельной физической константы предстоит найти электродинамическое решение проблемы излучения абсолютно черного тела, в том числе проинтерпретировать эмпирическую зависимость распределения плотности энергии излучения Планка.

Заключение

Замена постоянных Планка и Ридберга в квантовых соотношениях на электродинамические константы дает возможность переосмыслить квантовую теорию с позиций электродинамики и построить электродинамическую теорию атомных процессов.

Представление о существовании отталкивающей силы между протоном и электроном на атомных расстояниях, а также о конечном и непостоянном числе силовых линий у электронов позволяет описать механизм равновесия и дискретность радиусов равновесия электрона в атоме. В описание оказывается включенным спектр энергий электронов при распаде нейтронов.

Изложенный вариант модели атома необходимо рассматривать как рабочий, так как детали модели требуют проверки. Должны быть исследованы и другие варианты модели с учетом возможных свойств электрона и нуклонов, в том числе варианты колеблющегося или вращающегося электрона в формах кольца или сферического слоя.

Остаются не изученными роль динамической компоненты центрального взаимодействия зарядов [1] в образовании равновесия электрона, а также влияние ослабления электростатического поля материей [12] на частоты вращения и/или колебания электронов.

Для построения адекватной с реальностью теории предстоит перейти на запись центрального взаимодействия частиц, отвечающую принципу близкодействия [5].

Литература

1. Похмельных Л. А. Магнетизм как проявление динамической компоненты центрального взаимодействия зарядов//Прикладная физика, 2004. № 2.
2. Шпольский Э. В. Атомная физика. Т. 1. — М.: Физматлитиздат, 1963. С. 294.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974. — 752 с.
4. Похмельных Л. А. Аналитическое выражение для расчета ионизационных потенциалов элементов периодической системы//Прикладная физика, 2002. № 1. С. 5—24.
5. Похмельных Л. А. Электростатика и гравитация как различные проявления общего центрального взаимодействия стабильных элементарных частиц//Там же. С. 24—31.
6. Похмельных Л. А., Парфенова Ю. Л. Ядерные силы как проявление электростатического взаимодействия нуклонов//Там же. № 2. 24—37.
7. Похмельных Л. А. Соотношения электростатики с учетом ослабления электростатического поля материей//Там же. 2003. № 6. С. 38—44.
8. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. С. 419.
9. Там же. С. 652.
10. Кей Дж., Леби Т. Таблицы физических и химических постоянных. — М.: Физматлит., 1962. С. 211.
11. Шпольский Э. В. Атомная физика. Т. 1. — М.: Физматлитиздат. 1963. С. 266.
12. Похмельных Л. А. Ослабление электростатического и гравитационного полей материей и некоторые следствия//Прикладная физика, 2003. № 1. С. 19—26.

Статья поступила в редакцию 15 мая 2004 г.

Expression of quantum mechanical invariables through electrodynamic constants and nonquantum model of hydrogen atom

L. A. Pokhmelnykh
ELAT Company, Mexico City, Mexico

It is shown that the invariables of Planck and Rydberg are combinations of electrodynamic constants. The equilibrium model of the electron in the hydrogen atom is developed on the concept of reality of lines of force of electron's field. According to the model electrons can have different numbers of lines of force with maximal amount $9.1 \cdot 10^4$. Equilibrium of an electron in atom is seen to be a result of action of two forces: Coulomb's one, acting out of equilibrium orbit, and a proton-electron repulsive force, which is stronger in minor distances. The repulsive force and the variability in quantity of electron's lines of force explain the characteristics of neutron decay. The additional term is introduced in Balmer — Rydberg formula elevating the calculation accuracy of electromagnetic emission frequencies.