

О ПРИРОДЕ АТОМА

М. Gryziński

*Soltan Institute for Nuclear Studies
05-400 Swierk-Otwock, Poland
E-mail: gryzinski@ipj.gov.pl*

Приведено доказательство того, что электроны в атоме движутся согласно ньютоновской динамике и закону кулоновского взаимодействия и в основном состоянии они движутся радиально. Представлены результаты, которые показывают, что атомная модель свободного падения, разработанная на основе экспериментов по атомным столкновениям, с электронами, расположенными симметрично вокруг ядра и движущимися кооперативно по радиальным (почти радиальным) траекториям, правильно описывает основные свойства атома. Система из двух ядер и электрона, движущегося от одного ядра к другому, представлена как динамическая модель молекулярной связи. Объяснено, каким образом короткодействующее спиновое магнитное поле электрона определяет глобальную форму атома и контролирует формирование молекулярных систем. Показано, что дифференциальный эквивалент соотношения де Бройля, связывающий перемещения электрона с прецессией его спиновой оси и имеющий форму $d\Psi/dl = p/\hbar$, решает уже почти столетнюю загадку “корпускулярно-волнового” дуализма.

1. Введение

Характерной чертой атомного мира является то, что атомные процессы недоступны прямому наблюдению и логическая аргументация, основывающаяся на макроскопических данных, оказывается единственным источником информации о природе атомов и молекул. Предмет атомной теории — это расшифровка информации, поставляемой различными атомными экспериментами, и постижение образа невидимого мира с помощью математических представлений.

Первые шаги по направлению к расшифровке внутренней структуры атома были сделаны Томсоном и Резерфордом на основе физики атомных столкновений в начале XX века: Томсон, предполагая, что атом содержит точечные электроны, успешно описал торможение заряженных частиц в веществе [1] и проверил таким образом, что ньютоновская динамика и закон Кулона, которые были сформулированы на основе макроскопических экспериментов и не были предварительно верифицированы на микроскопических масштабах, действительны на атомном уровне; Резерфорд, предполагая, что атом имеет тяжелое точечное ядро, успешно описал рассеяние α -частиц [2] и автоматически расширил область применимости ньютоновской динамики и закона кулоновского взаимодействия на массивные компоненты вещества.

К сожалению, эти многообещающие исследования были внезапно остановлены, и динамические соображения совсем ушли из атомной физики. Это был по существу исход трудностей, возникших при расшифровке физического смысла соотношения де Бройля. Не имея общего представления для разрешения загадки корпускулярно-волнового дуализма, группа физиков: Бор, Гейзенберг, Борн, Паули и Дирак, — объявили, что мы подошли к пределам нашего детер-

министского познания, и начали, несмотря на сильные возражения Лоренца, Планка, де Бройля, Эйнштейна и даже Шредингера, конструировать теоретическую схему на основе математических уравнений, физический смысл которых не был строго определен.

Семь десятилетий миновало уже с тех пор, как электрон лишился своей индивидуальности и существует в виде облака Ψ -функции. При таком положении дел всякая попытка вернуться назад к прежнему представлению о локализованном электроны выглядит в целом безумной мыслью*. Тем не менее, мы представим аргументы, которые были накоплены в течение четырех десятилетий постоянных исследований, свидетельствующие о том, что такой шаг назад должен быть сделан.

2. Принцип соответствия

С того времени, как Бор сформулировал свой знаменитый принцип соответствия, который отражает его сомнения в применимости классической динамики к описанию атомных систем, динамические рассуждения, начатые работами Томсона и Резерфорда, исчезли из атомной физики почти полностью. Однако, несмотря на суровые ограничения, наложенные этим принципом на классическую динамику, эпизодически появлялись публикации [3,4], дававшие некоторое право предположить, что, по крайней мере, эти ограничения заходят слишком далеко. Знаменательные успехи теории атомных столкновений, полученной из общего представления о локализованном точечном электроны [5–10], для бинарных соударений являются тяжело оспариваемым доводом, что знаменитый принцип не действует. Действительно, нечто неправильное должно быть в нем, если внутри области, запретной для классической динамики, были точно описаны на основе ньютоновского уравнения движения и закона Кулона: ударная ионизация и возбуждение атомов и молекул [5–10], эффект Рамзауэра и силы Ван дер Ваальса [11,12], атомный диамагнетизм [13] и сдвиги атомных энергетических уровней [14] и многое другое [15–19]. Фактически, число задач, решенных с использованием классической динамики, достигло уровня, при котором нельзя далее игнорировать философские аспекты этого обстоятельства.

К несчастью, факты, показывающие, что принцип соответствия может не действовать, просто игнорируются (в популярных изданиях, в академических учебниках так же, как и в научных статьях, трудно найти какую-либо ссылку на факты, ставящие под сомнение обоснованность принципа соответствия, предложенного Бором). Однако, игнорируя неудобные факты и неудобные мнения, можно некоторое время эффектно защищать официально признанный принцип, но невозможно помочь физике преодолеть реальные трудности.

Принцип соответствия, введенный Бором для того, чтобы оправдать изобретенную Борном вероятностную (псевдо-вероятностную) интерпретацию волновой функции Ψ — на основе которой Бор построил свою квантовую теорию столкновений, является, несомненно, главным источником этих трудностей. Наша цель — дать основания для заключения, что этот ограничительный принцип, введенный на основе чисто словесной аргументации, веско осужденный де Бройлем [20] и Эйнштейном [21], принцип, который устранил динамические соображения из атомной физики более, чем на полвека, является совершенно искусственным представлением.

3. Электрон на радиальной орбите. Принцип Бора — заблуждение!

Взяв на себя эту задачу, мы начнем с напоминания общепринятой точки

* *От ред.*: Вообще говоря, квантовомеханическая картина реальности не была единогласно принята физиками. Известны попытки описания явлений атомной физики с помощью классических моделей. См., например, статью О. Д. Ефименко в *J. Chem. Phys.* **37**, 2125 (1962).

Рис. 1. Вероятности захвата электрона в лобовом столкновении протонов с атомами водорода по данным измерений Хелбига и Эверхардта [22] и вычисленные на основе законов классической динамики [23]: в области высоких энергий — рис. 1а и в области низких энергий — рис. 1б. Согласие между строго сформулированной теорией и экспериментом является свидетельством работоспособности классической динамики и представления о радиальном движении электрона в атоме (результаты вычислений для круговой орбиты здесь представлены для того, чтобы показать, как сильно процесс чувствителен к форме орбиты электрона). Колебательное поведение вероятности захвата электрона, как это видно на рис. 1б, многие годы рассматривалось как неоспариваемый аргумент волновой природы атома. Этот результат ясно показывает, что это неправда. Более того, представленный результат является неоспариваемым свидетельством того, что принцип соответствия Бора, по которому классическая динамика не может корректно описать поведение электрона в атоме в основном состоянии, — это полностью ошибочная гипотеза.

Рис. 2. Сечение ионизации атомного водорода электронным (протонным) ударом: экспериментальные результаты [24,25] и результаты классических (рис. 2а) и квантовых (рис. 2б) вычислений. Согласие между классическими вычислениями [26,27], выполненными по тому же алгоритму, который был использован при вычислении вероятности захвата, представленного на рис. 1, и экспериментом в таком широком спектре проблем не может быть случайным. Атомная модель свободного падения должна быть, следовательно, рассмотрена как физическая реальность. Тогда как классическая динамика решает фундаментальную проблему физики атомных столкновений элементарным образом, квантовая механика, как это следует из рис. 2б, имеет принципиальные трудности с формулированием методики проведения расчетов. Этот и множество других фактов показывают, что борновская теория столкновений должна быть существенно неправильной.

зрения, что единственным способом разрешения любой теоретической полемики в физике может быть прямое сопоставление строгих расчетов с точными измерениями в спланированном должным образом эксперименте. Однако, в таком случае эксперимент должен быть достаточно простым, концептуально ясным и с высокой чувствительностью к существованию тестируемых элементов теории. Экспериментом, который удовлетворяет этим критериям и может определенно разрешить полемику о применимости законов классической динамики к описанию электронов в атоме, находящемся в основном состоянии, является эксперимент, который был выполнен некоторое время назад Хелбигом и Эверхардтом [22]. Речь идет об эксперименте, в котором были измерены вероятности захвата электрона протоном при лобовом столкновении с атомами водорода.

Численное моделирование столкновения элементарной частицы (электрона, протона) с атомом водорода на основе ньютоновской динамики не представляет никаких затруднений. Мы должны просто, шаг за шагом, проинтегрировать три ньютоновских уравнения движения для всех трех частиц, участвующих в столкновении. Две из этих частиц, электрон и протон, изначально взаимосвязаны и играют роль атома-мишени, тогда как третья, приходящая из бесконечности к атому, играет роль снаряда. Чтобы задать атом, мы должны задать значение энергии связи W и углового момента L связанного электрона. Так как энергия связи электрона в атоме водорода является непосредственно измеренной величиной, равной 13.6 эВ, и согласно атомной спектроскопии угловой момент атома водорода в основном состоянии равен нулю, задача о столкновении в целом строго определена. Принимая во внимание обстоятельство, что рассматриваемая проблема строго определена и *алгоритм не содержит никакого подгоночного параметра*, в принципе было бы достаточно выверить всю теорию, сравнивая расчеты с экспериментальными результатами в единственной точке (для отдельно заданной энергии бомбардирующей частицы в некотором определенном эксперименте).

Сравнение теоретических вычислений [23,26,27] с измерениями в широком диапазоне энергий и для различных экспериментов [24,25], см. рис. 1 и рис. 2а, ясно показывает, что *классическая динамика работает и радиально движущийся электрон в кулоновском поле ядра должен быть рассмотрен как физическая реальность*. При этом необходимо еще раз подчеркнуть, что представленная теория не содержит никакого подгоночного параметра и поэтому представленная проверка и представленный вывод имеют абсолютный характер (способ, которым мы пришли к нашему заключению, методологически тот же самый, каким Резерфорд пришел к представлению о точечном ядре).

4. Борновская теория столкновений — формальная подгонка, полностью лишенная физического смысла

Оценивая возможные следствия полученного результата при нашем понимании атомных процессов, следует иметь в виду тот факт, что *в пределах квантовой теории не существует универсального алгоритма, точно определяющего метод вычислений*, даже в этом элементарном случае столкновения $p(e) + H$, когда волновая функция атома точно известна. Чтобы начать квантовые вычисления, для каждого конкретного процесса столкновения нужны некоторые дополнительные предположения, опережающие в действительности конечный результат и играющие роль подгоночных параметров. Эти предположения, остающиеся полностью вне контроля, видоизменяются шаг за шагом, пока не будет достигнуто безупречное согласие с экспериментом. Имеется, например, почти столько же рецептов вычисления (на самом деле — тривиального!) ионизации атомов водорода электронами, сколько опубликованных на эту тему статей, см. рис. 2б, где представлены результаты трудоемких вычислений в рамках приближения Борна, Борна-Оппенгеймера, псевдосостояния и

других.

Полная свобода в выборе способа вычислений, когда конечные результаты существенно зависят от выбранного метода вычислений, доказывает, что квантовая теория столкновений должна быть фундаментально ошибочна. Действительно, нечто фундаментальное должно быть заблуждением в этой теории, если она утверждает, что начальные состояния сталкивающихся систем известны точно (волновые функции для атома водорода точно известны), но *имеются принципиальные, не технические трудности в вычислении конечных состояний*.

Этот очевидный недостаток теории следует иметь в виду при чтении в физических книгах и научных журналах, всецело избегающих правдивого изложения, подобного: *“Квантовая механика работает чрезвычайно хорошо во всех практических применениях. Не известно ни одного примера противоречия между ее предсказаниями и экспериментом.”* — *Physics Today*, октябрь 1991, с. 36. Однако возникает вопрос: каким образом создалось это широко распространенное идеалистическое и ложное, в свете представленных выше фактов, мнение? Почему почти все глубоко уверены, что квантовая механика всегда в идеальном согласии с экспериментом, если реальность — совсем другое дело?

Софистическая математика — это главный фактор, который в настоящее время творит воплощение физики. Однако корректная математика автоматически не означает корректной физики. И действительно, довольно много ошибочных физических оснований скрыты софистическими способами расчетов, полных различных подгоночных предположений, контроль над которыми совершенно утрачен. В настоящее время практически никто не обращает внимания, каким способом и какой ценой было достигнуто согласие между вычислениями и экспериментом. Факт, что результаты вычислений находятся в согласии с экспериментом, если теория не основана на строго сформулированных правилах, есть полностью лишенный смысла факт. Тем не менее, такие лишенные смысла факты, продуцируемые изо дня в день, создают впечатление, что вся система работает корректно.

Чтобы понять существующую ситуацию в теоретической физике правильно, мы должны помнить, что квантовая формальная математическая трактовка столкновения оперирует с амплитудами и фазовыми сдвигами, которые для каждого отдельного случая могут быть установлены *ad hoc* так, чтобы подогнать расчеты к экспериментальным данным — метод квантовых вычислений напоминает Фурье-анализ, который, если только используется достаточно большое число членов, может воспроизвести любую функциональную зависимость с требуемой точностью.

5. Ошибочность квантовомеханического формализма и, как результат, неправильная картина атома

Чтобы проиллюстрировать направление, в котором работает фурьеподобная подгонка в физике атомных соударений, давайте взглянем на квантовое описание эффекта Рамзауэра.

В квантовой теории столкновений эффективное сечение дается в виде ряда

$$Q_{sc} = \frac{1}{\pi} \frac{h^2}{2mE} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 g_l(E),$$

где фазовые сдвиги g_l вычислены с помощью произвольно постулированного потенциала, который, как правило, играет роль подгоночного параметра. Более того, способ вычисления фазового сдвига сформулирован не строго и может быть умело направляем с помощью различных коррекций, приближающих конечные результаты — и это источник такого множества предписаний,

что производит совершенно разные результаты, подобно тем, что показаны на рис. 2б.

Однако, в случае эффекта Рамзауэра Природа подготовила для специалистов по квантовой теории ловушку. Эффективные сечения, измеренные в разных экспериментах, совершенно неожиданно оказались совершенно разными [28–30]. Различие было намного больше величины средней квадратической погрешности, до 40%, и в рамках квантовой формальной математической трактовки было невозможно что-либо сказать об источнике этого различия. Теоретики, игнорируя возможность того, что это различие может иметь глубокий физический смысл, подгоняли расчеты к “лучшим”, произвольно выбранным, экспериментальным результатам (подразумевая, что экспериментальные результаты, не находящиеся в согласии с их вычислениями, являются ошибочными!).

В результате мы теперь, получается, знаем, см. рис. 3а, какая парциальная волна вносит наибольший вклад в “полное” эффективное сечение, как фазовые сдвиги $g_l(E)$ изменяются с энергией рассеянных электронов и какие экспериментальные результаты могут рассматриваться корректными, а какие — нет.

Автор, будучи не удовлетворен таким “объяснением” этого явления, как был не удовлетворен и сам Рамзауэр, взглянул некоторое время назад на эту проблему на основе классической динамики [11,12].

Принимая во внимание, что в эксперименте регистрируются электроны, рассеянные на очень малые углы, т. е. движущиеся довольно далеко от атома, возможно эффективно провести анализ в так называемом приближении малых углов. В разложении электрического поля атома по электрическим мультиполям достаточно учесть только первый главный член ряда. Формула эффективного сечения, полученная в рамках приближения малых углов, описывающая рассеяние низкоэнергетических электронов в электрическом поле мультиполя порядка n , статического или осциллирующего с частотой ω , имеет вид:

$$Q_{sc} \simeq \pi \begin{cases} (2E/m\omega^2) \ln^2(2/\text{tg } \vartheta_0) & \text{под максимумом,} \\ (Q_n/E \text{tg } \vartheta_0)^{2/(n+1)} & \text{над максимумом,} \end{cases}$$

где $\text{tg } \vartheta_0$ (величина, отсутствующая в квантовой теории) представляет эффективную разрешающую способность (апертуру детектора) измерительной системы. Теперь стало ясно, что странный, с точки зрения квантовой теории, разброс экспериментальных данных берет начало в техническом параметре экспериментального прибора — различие полностью исчезает, если результаты измерений пересчитываются по приведенному выше соотношению, см. рис. 3б.

Тщательный анализ экспериментальных результатов, который был проведен, используя вышеприведенное соотношение, показал, что:

- эффект Рамзауэра берет начало в осцилляциях электрического поля атома ($\omega \neq 0$),
- силы Ван дер Ваальса определяются в принципе сферическим полем атома.

Таким образом, в противоположность тому, чему нас учили в университетах, атомный потенциал (включая атомы инертных газов) существенно асферический. В частности, в случае инертных газов (исключая двухэлектронный атом гелия) два главных члена в разложении атомного поля по электрическим мультиполям и электрическим осцилляциям имеют следующий вид:

$$U = \frac{\tilde{Q}_2}{r^3} (1 - 3 \cos^2 \vartheta) \cos \omega t + \frac{Q_3}{r^{3+1}} \sin^3 \vartheta \cos 3\varphi.$$

Ввиду всего, сказанного выше, мы должны согласиться, что квантовое описание атома, согласно которому поле атома является статическим (!)

Рис. 3. Рассеяние низкоэнергетических электронов на атомах аргона по данным разных экспериментов [28–30] и по вычислениям: по квантовой теории — рис. 3а и по законам классической динамики — рис. 3б. Рис. 3а изображает полное сечение рассеяния и вклад различных парциальных волн — в правом верхнем углу показана зависимость фазового сдвига от энергии. По квантовой теории “полное” сечение рассеяния есть величина, которая в принципе не зависит от такого технического параметра экспериментального прибора, как апертура. Поэтому подгонка была выверена по “лучшим” произвольно выбранным экспериментальным результатам (факты о том, что экспериментальные результаты прямо зависят от апертуры детектора, полностью игнорировались). По классической динамике апертура детектора является фактором, который точно определяет абсолютную величину сечения. Этот очевидный недостаток квантовых расчетов ясно указывает на то, что квантовая механика представляет собой собрание сформулированных *ad hoc* правил и рецептов и мы в действительности не понимаем природу акта столкновения.

и сферически симметричным (!), создает всецело обманчивое изображение атома.

Хотя подробности представленных обсуждений были опубликованы уже много лет назад в широко признанных журналах, подобно Phys. Rev. Lett. [11] и J. Chem. Phys. [12], и представлены на международных конференциях VII ICPEAC — Амстердам, 1971 и VIII ICPEAC — Белград, 1973, студентов в университетах попережнему учат, что эффект Рамзауэра является чисто квантовым волновым явлением, которое не может быть объяснено на основе классической динамики, и что атом есть сферически симметричный и совершенно статический объект (по крайней мере, облако волновой функции электрона статическое и сферически симметричное).

6. Атомная модель свободного падения — высшая симметрия, радиальное движение

В нашей попытке построить динамическую модель многоэлектронного атома в рамках представления о точечном электроны мы должны иметь в виду, что атом, будучи единицей вещества, должен иметь во всяком случае тождественные, постоянные во времени свойства — другими словами, электронные орбиты должны быть замкнутыми и движение должно быть периодическим. Стационарное движение в многоэлектронных системах возможно только в очень специфических ситуациях: должна быть большая симметрия в локализации электронов и движение должно быть синхронным во всей системе. Это означает, что в случае изолированной атомной оболочки трудная задача многих тел может быть сведена к задаче одной частицы со следующим уравнением движения [31]:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \frac{(Z - \sigma(\hat{r}))e^2}{r^2} \hat{r},$$

где коэффициент экранирования $\sigma(\hat{r})$, который представляет электростатическое взаимодействие электронов, расположенных симметрично на сфере, определяется числом электронов в оболочке и типом симметрии, см. рис. 4.

В особом случае движение электронов может быть точно радиальным, тогда $\sigma(\hat{r}) = \text{const} = \sigma$ и коэффициент экранирования σ является единственным параметром, описывающим электронную оболочку. Элементарные геометрические соображения дают:

$$\sigma_s = 0.25 \quad \text{для двухэлектронной s-оболочки,}$$

$$\sigma_p = \sqrt{2} + 0.25 \quad \text{для шестиэлектронной p-оболочки.}$$

Чтобы эффективно оперировать с атомной моделью свободного падения в различных применениях, необходимо знать, что радиус R_i и энергия W_i i -оболочки связаны следующим образом:

$$W_i = n_i(Z - N_i - \sigma_{s(p)})e^2/R_i,$$

где Z — атомный номер, n_i — число электронов в рассматриваемой i -оболочке и N_i — число электронов во всех внутренних оболочках. По этой формуле можно подсчитать размеры всех оболочек атома, принимая во внимание, что полная энергия оболочки равна сумме очередных потенциалов многократной ионизации

$$W_i = \sum_{j=1}^{2,6,10} U_j.$$

Хотя электронные орбиты в реальных атомах, несомненно, не точно радиальны и расположение электронов не идеально симметрично, как это принято

Рис. 4. Простые конфигурации свободного падения, которые могут рассматриваться как модель электронной оболочки — все электроны кинематически и энергетически эквивалентны. Эта простая модель дает возможность правильно описать большое число атомных явлений.

Рис. 5. Энергетический спектр электронов, выведенных протонами из гелия, по экспериментальным данным Радда, Сотгера и Бейли [32] и по расчетам на основе приближения бинарных столкновений [33]. С одной стороны, этот результат есть неоспариваемый аргумент, что электроны в атоме движутся в соответствии с динамикой Ньютона и законом взаимодействия Кулона, а, с другой, что оба электрона движутся кооперативно по радиальным (близко к радиальным) траекториям.

Рис. 6. Диамагнитные свойства различных атомов и молекул по экспериментальным данным и по расчетам по загадочным правилам квантовой теории — рис. 6а и по строгим правилам классической динамики [13] — рис. 6б. Длинный путь квантовой теории к удовлетворительному согласию с экспериментом показывает, что квантовый алгоритм, как и в случае атомных столкновений, определен не единственным образом. Тривиальные классические вычисления, не выводящие за пределы простой арифметики, дисквалифицируют в действительности процедуру квантовых расчетов.

в простейшей модели атома, изображенной на рис. 4, во многих случаях это сильно идеализированное построение достаточно, чтобы представить реальный атом в различных вычислениях. Так, например, были вычислены, используя эту модель, энергетические спектры электронов, выведенных из атомов гелия протонами [33]. Несмотря на то, что в этом случае вычисления были отягощены некоторой математической погрешностью (вычисления проводились в так называемом приближении бинарных столкновений), вся проблема столкновения была строго сформулирована (метод вычислений был лишен каких-либо подгоночных параметров). Сравнение с измерениями, проведенными Раддом, Бейли и Соттером [32], подтвердило, что классическая динамика действует и что в атоме гелия оба электрона движутся радиально, см. рис. 5. Имеются некоторые другие подобные результаты, по ионизации внутренней оболочки атома протонами, см. [16], которые дают право сделать заключение, что радиальная кинетика есть характерная черта всех атомов в основном состоянии.

7. Если физика корректна, математика проста

Список проблем, которые были разрешены на основе классической динамики, отвергающей принцип соответствия, предложенный Бором, не короток. Две из них выглядят достойными быть представленными здесь. Первая касается атомного диамагнетизма. Это еще раз доказывает, каким мощным инструментом в атомных исследованиях является классическая динамика — это иллюстрирует истину: *если физика корректна, математика проста*. Вторая проблема решает 80-летнюю загадку экранирования электронов внутренней оболочки электронами внешней оболочки.

Простая атомная модель свободного падения, представленная выше, вполне достаточна, чтобы вычислить элементарным способом магнитную восприимчивость любого атома. Следует только иметь в виду, что среднее значение квадрата расстояния электрона до ядра на радиальной орбите свободного падения связано с R_i^2 следующим образом:

$$\overline{(r_i^2)} = (5/8)R_i^2.$$

Вычисление магнитной восприимчивости атома ограничивается вычислением суммы R_i^2 по всем атомным электронам. С помощью этой тривиальной, но строго определенной методики, можно немедленно вычислить магнитную восприимчивость любого атома непосредственно — результаты таких вычислений [13] даны на рис. 6а.

Сопоставление представленной выше арифметики с софистическими квантовыми вычислениями несколько приводит в смущение. Метод квантовых вычислений не только по-серьезному сложный, но, как в рассмотренном выше случае проблемы атомного столкновения $p(e)+H$, даже строго не определен. Согласие с экспериментом достигается на основе постепенного введения изменений в атомную волновую функцию. При таком подходе теория всегда находится в согласии с экспериментом — см. рис. 6б.

Взглянем на довольно старый результат атомной физики, полученный на основе рентгеновской спектроскопии, который в сжатой форме представляет глобальную ситуацию внутри атома. Коэффициенты экранирования, полученные по измерениям, убедительно демонстрируют оболочечную структуру атома. Станным в этих результатах было то, что электроны внешней оболочки изменяют коэффициент экранирования электронов внутренней оболочки. Эта старая головоломка автоматически находит решение на основе концепции атомной модели свободного падения — радиально движущиеся электроны внешней оболочки некоторое время проводят ближе к ядру, чем электроны внутренней оболочки — см. рис. 7.

Чтобы дать некоторую количественную оценку этому эффекту, мы должны иметь в виду факт, что стационарное состояние движущихся кооперативно

Рис. 7. Коэффициент экранировки для различных атомов и различных атомных оболочек, полученный по спектроскопическим наблюдениям рентгеновских лучей и вычисленный на основе атомной модели свободного падения. В верхней части рисунка показано, каким образом электроны внешней оболочки могут экранировать электроны внутренней оболочки: в радиальном движении слабо связанные электроны внешней оболочки проводят некоторое время ближе к ядру, чем внутренние, связанные с большей энергией. В стационарном состоянии движение во всем атоме должно быть идеально согласовано — это означает, что периоды движения различных оболочек должны, следовательно, представлять последовательность 2^n . Эта последовательность достаточна, чтобы объяснить загадочную зависимость параметра внутренней экранировки от числа электронов внешней оболочки, как это показано на рисунке в нижней его части.

электронов возможно, если движение во всем атоме идеально синхронное. Это означает, что периоды движения электронных слоев (K, L, M, N) должны быть связаны следующим образом:

$$T_n/T_1 = 2^n.$$

Это немедленно следует из сказанного выше о том, что коэффициент экранирования внешней оболочки имеет значение

$$\sigma_i^{out} = N_{out} 2^{-(n_i-1)/(n_{out}-1)},$$

где N_{out} — число электронов в данном внешнем слое (каждый слой содержит s, p, d -оболочки) и сумма берется по всем внешним слоям ($n_{out} = 1, 2, 3, 4, 5$ соответственно для K, L, M, N, O -слоя).

Различие в коэффициентах экранирования между s, p, d -оболочками просто равно разности между коэффициентами экранирования этих оболочек:

$$\sigma_{sp} = \sigma_p - \sigma_s \simeq 1.4,$$

$$\sigma_{pd} = \sigma_d - \sigma_p \simeq 4.5.$$

Согласие этих оценок с экспериментом — изумительное, см. рис. 7. Этот результат подтверждает выводы, сделанные из экспериментов по атомным столкновениям, о том, что в атоме доминирует радиальная кинетика и движение — идеально синхронное во всем атоме.

8. Электрон, блуждающий от одного ядра к другому

Электрон, движущийся периодически вдоль кратчайшего расстояния от одного ядра к другому, — логическое распространение концепции атомной модели свободного падения на молекулярные системы [34].

Равновесное состояние этого одномерного молекулярного объекта определяется двумя факторами: электростатическим притяжением обоих ядер движущегося между ними отрицательно заряженного электрона и “газокинетическим” давлением отраженного назад электрона, см. рис. 8. Простое динамическое рассмотрение, проведенное на основе известного решения классической задачи двух фиксированных центров, усредненного по фиксированному движению электрона, привело к следующему уравнению движения для тяжелых ядер:

$$M \frac{d^2 X}{dt^2} = \frac{Ze^2}{4X^2} \left[Z - 4w \frac{2K(\sqrt{w}) - E(\sqrt{w})}{K(\sqrt{w}) - E(\sqrt{w})} \right],$$

где E и K суть эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода от аргумента:

$$w = WX/(2Ze^2),$$

$2X$ — расстояние между ядрами и W — энергия связи электрона. Такая система может пребывать в динамическом равновесии и быть динамически стабильна. Это — основная модель молекулярной связи в твердом теле, см. рис. 8. Действительно, такие свойства твердого тела как упругость и термическое расширение — включая нелинейные эффекты — вычисленные по приведенному выше соотношению, см. рис. 9, не оставляют места для сомнений относительно того, что электрон, движущийся между двумя ядрами, составляет существо молекулярной связи.

Это — электрон, который ответствен за распространение акустических волн и теплопередачу в твердых телах. Это — электрон, быстро движущийся между соседними ядрами, который ответствен за энергию нулевых колебаний

решетки — эффект, который в литературе представляется как не имеющий эквивалента в классической физике!

Рис. 8. Электрон, быстро движущийся по кратчайшему расстоянию от одного ядра к другому, как было показано выше, может быть рассмотрен в качестве модели химической связи. Динамика этой молекулярной системы определяется в основном двумя силами: F_c — кулоновским притяжением и F_g — “газокинетическим давлением” электрона, рассеивающегося обратно, от ядра. Результативная сила, которая в первом приближении пропорциональна отклонению ядра от положения равновесия, составляет существо упругих свойств вещества. С другой стороны, любое изменение в кинетической энергии электрона, например, с помощью термического нагрева, приводит к изменению газокинетического давления электрона, которое, в свою очередь, приводит к изменению дистанции между ядрами. Все эти изменения могут быть точно вычислены на основе классической проблемы двух фиксированных центров. Результат этих вычислений представлен в данномверху соотношении. Оно описывает свойства фиктивной пружины, используемой в примитивной динамической модели решетки.

Рис. 9. Среди свойств твердых тел, которые могут быть получены с помощью представленной динамической модели молекулярной связи, находятся модуль Юнга (E_Y) и коэффициент теплового расширения (C_T). На рис. 9а показаны измеренные значения E_Y и C_T для различных элементов-металлов и теоретическая зависимость. Удивительно, крайне простая теория дает правильные значения без всякой подгонки. Эта теория дает возможность для того, чтобы было понято большое различие в наблюдаемых значениях среди различных элементов, так как оба коэффициента зависят строго от эффективного заряда Z : E_Y пропорционально Z^5 и C_T обратно пропорционально Z^2 . Если экспериментальные результаты представлены в виде масштаба, то по теории произведение $E_Y^{1/5} \cdot C_T^{1/2}$ должно быть независимым от Z ; зависимость от Z отдаленная и сведена к определенному масштабу, результаты близки к единице вдоль всей таблицы Менделеева (!).

Численные расчеты двумерной задачи двух неподвижных центров показали, что равновесие для самой простейшей орбиты электрона наступает, если молекулярный параметр $w = 0.548$ (для $Z = 1$). В случае ионизированной молекулы водорода обе величины, т. е. X и W , точно известны из эксперимента. Подставляя эти значения в теоретическую формулу, данную выше, получаем $w = 0.552$ (!). Трудно найти какой-либо другой пример, показывающий так точно, что классическая динамика действует и что принцип соответствия, предложенный Бором, не имеет ничего общего с физической реальностью.

9. Спин электрона и форма атома

Можно чрезвычайно удивляться, сколько атомных и молекулярных (!) проблем может быть эффективно решено на базе ньютоновской динамики и закона кулоновского взаимодействия. Однако, не следует наивно ожидать, что все проблемы атомной физики могут быть решены в рамках концепции точечного электрона, представляющего собой точечную массу m и точечный заряд e . И, действительно, со времен открытия Гаудсмита–Уленбека мы знаем, что электрон есть вращающийся объект с собственным моментом импульса, представляющимся через постоянную Планка \hbar , и магнитным полем, представляющимся дипольным магнитным моментом $\vec{\mu}$.

Довольно хорошо известна великая роль спина в атомной физике и молекулярной химии. Однако было большой загадкой, каким образом короткодействующая сила действия спинового магнитного поля, которая на атомных расстояниях по величине на несколько порядков меньше, чем кулоновская, может контролировать формирование слоев атомных оболочек и молекулярных систем.

Атомная модель свободного падения решила эту загадку. Это — проявление спина электрона, который налагает определенные ограничения на угловые распределения радиально направленных сегментов орбиты электрона и который, следовательно, определяет глобальную форму атома [35]. Это — проявление короткодействующего спинового магнитного поля, которое определяет фазу обратного рассеяния для движения, см. рис. 10а.

В случае плоского движения, когда орбита электрона содержится в экваториальной плоскости вращающегося электрона, эта задача имеет аналитическое решение. Совершенно неожиданно оказалось, что радиальные орбиты, независимо от заряда Z ядра, разворачиваются точно под 120° (!) и только расстояние, на котором электрон рассеивается назад от ядра, зависит от Z и равно

$$r_{\min} = (Z\alpha)^{4/3} 2a_0.$$

Если точка старта с нулевой скоростью не находится в экваториальной плоскости, тогда радиальная орбита свободного (квази-свободного) падения может быть замкнута и движение электрона может быть периодическим только в некоторых особых ситуациях. Численный анализ показывает, что электрон после ограниченного числа перемещений вперед и назад от точки запуска с нулевой скоростью, находящейся на расстоянии равном $2a$ от ядра, может вернуться к исходной позиции, если радиус-вектор точки запуска расположен по отношению к оси электрона под некоторыми отчетливо выраженными углами. Эти углы были найдены идентичными углам, известным в кристаллографии: 90° , 109° , 120° . Становится ясно, что это — проявление спина электрона, который определяет свойства химических связей, обладающих направленностью, и обуславливает кристаллические симметрии, это — угол между атомными “силами”, которые определяют стереохимию молекул и твердых тел.

Это — проявление спина электрона, который сохраняет порядок в решетке. Однако спин может сохранять порядок, пока отклонения от точно радиального движения не слишком велики. Если момент поперечного импульса электрона

Рис. 10. Иллюстрация основополагающей роли спина электрона в концепции атомной модели свободного падения. Радиально движущийся электрон рассеивается на расстоянии порядка 10^{-11} , и угол между двумя асимптотами определяется расположением начальной точки нулевой скорости по отношению к экваториальной плоскости электрона. Сильная спин-орбитальная связь в радиальном движении электрона является фактором, который определяет направленность в свойствах химических связей и сохраняет упорядоченность решетки. Если термическое возмущение в движении электрона превышает некоторое значение, то спин-орбитальные связи разрушаются и упорядоченные свойства электрона исчезают. На рисунке представлены температуры, при которых спин-орбитальные связи разрушаются. Это — температура, которая может быть отождествлена с температурой плавления. Внизу показаны рассчитанные с учетом спина траектории электронов в атоме гелия [36].

относительно точки запуска скорости превышает значение

$$m\Delta V_T \cdot r = h(Z\alpha)^{2/3}/2,$$

то электрон пролетает область магнитного рассеяния и спин электрона теряет контроль над фазой обратного рассеяния, которая сохраняет упорядоченность решетки. Если сопоставить этот поперечный импульс с тепловой энергией электронов в решетке, можно легко предложить расчет температуры плавления:

$$T = (e^2/2a_0) \cdot \alpha^{4/3} \cdot Z^{10/3} \cong 10^\circ \cdot Z^{10/3}.$$

Для первых нескольких элементов периодической таблицы можно пренебречь влиянием внутренних электронов на радиальное движение внешнего электрона связи и провести прямое сравнение с измеренными температурами, см. рис. 10б. Далекое идущее согласие показывает, что спин электрона действительно есть фактор, который сохраняет упорядоченность в твердом веществе.

10. Поступательная прецессия спина и “классическое” квантование

После открытия Гаудсмита–Уленбека было принято, следуя грубой макроскопической аналогии с механическим волчком, что спиновая ось электрона, движущегося с постоянной скоростью, остается непоколебимо фиксированной в пространстве.

Автор, рассматривая физический смысл соотношения де Бройля, некоторое время назад изменил этот постулат [37] и предположил, что свободное поступательное движение электрона сопровождается прецессией спиновой оси со скоростью прецессии ω_s пропорциональной кинетической энергии электрона E_k :

$$\hbar\omega_s = 2E_k \rightarrow d\psi/dt = 2E_k/\hbar.$$

Другими словами, было постулировано, что закон движения для спина электрона, свободно движущегося в пространстве, имеет вид:

$$(PS) \quad d\vec{s}/dx = (p/h)[\hat{k}, \vec{s}],$$

где dx – элемент пути, проходимого электроном, p – импульс электрона и \hat{k} – непоколебимо ориентированный в пространстве единичный вектор, определяющий пространственную поляризацию электрона.

Таким образом, согласно закону постулированной поступательной прецессии спиновая ось электрона после прохождения дистанции

$$\lambda = h/p$$

ориентирована в пространстве точно таким же образом:

$$\vec{s}(x) = \vec{s}(x + \frac{h}{p}).$$

Формально наш постулат о спине (PS) может быть рассмотрен как дифференциальный эквивалент соотношения де Бройля. Однако, физически имеется большая разница между правилом, постулированным де Бройлем, и детерминистски сформулированным законом движения для спина. Закон поступательной прецессии (PS) не только раскрыл физическую суть де бройлевской длины волны, но, принимая во внимание тот факт, что электрон имеет магнитный дипольный момент, материализовал “волновое поле” электрона:

волновое поле электрона есть электромагнитное поле прецессирующего магнитного диполя.

Поэтому, как следует из теории Максвелла, математическое выражение, описывающее электрическую компоненту волнового поля электрона в области нерелятивистских энергий, имеет вид:

$$\vec{E}_s = -\frac{e}{r^2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 [[\vec{s}, \hat{k}], \hat{r}],$$

где $\vec{s}(t)$ для электрона, движущегося с постоянной скоростью, есть периодическая функция времени t , или альтернативно, периодическая функция пройденного расстояния x .

В макроскопических полях, т. е. в полях размера много больше, чем де Бройлевская длина волны λ , периодически изменяющееся спиновое электрическое поле \vec{E}_s не играет никакой роли. В уравнениях движения электрона спиновой колебательный член, усредненный по большому расстоянию, исчезает. Однако в микроскопических полях этот член может заметно видоизменять траекторию движения электрона, в частности, при больших скоростях, при $v \rightarrow c$.

Интуитивно совершенно очевидно, что периодическая компонента электрического поля электрона должна продуцировать некоторую волну подобную воздействию, и *будут появляться некоторые резонансы, если прецессирующий электрон движется среди периодически расположенных зарядов.*

И на самом деле, решая хорошо определенную динамическую задачу, было показано, что интенсивность излучения электронов, рассеянных периодической системой зарядов, при наличии спинового члена модулируется соответственно формуле рассеяния Брэгга. Следовательно, эта волна подобно картинам на экране, наблюдающимся тогда, когда электроны проходят через узкие, близко расположенные щели, относится к взаимодействию прецессирующего электрона с электрическими полями, имеющимися на кромке любой реальной щели (мы должны помнить, что, вырезая щель, мы разрушаем однородность распределения зарядов в веществе). Поэтому “дифракция” электрона в противоположность тому, что мы предполагали, не имеет ничего общего с трехмерным волновым процессом. Дилемма, которая беспокоит физиков в течение нескольких десятилетий: через какую щель прошел электрон, — автоматически разрешается, если принять во внимание, что электрические силы суть дальнедействующие силы и электрон, проходя через одну щель, “чувствует” поле другой щели — конечный эффект есть результат коллективного взаимодействия со всеми щелями; подробности см. в [37].

Рассматривая связанные состояния вращающегося электрона, мы должны иметь в виду, что малое электрическое поле \vec{E}_s вращающегося спина, которое на расстоянии порядка боровского радиуса от ядра по крайней мере в α^2 меньше, чем кулоновское поле, по происшествию достаточно большого промежутка времени, посредством аккумуляции малых количеств энергии и импульсов может существенно изменить орбиту электрона. Прямое интегрирование уравнения движения при наличии члена электромагнитного спинового возмущения показало, что существует дискретный набор стабильных электронных орбит, которые идентичны орбитам, задающимся боровскими правилами квантования (!). Таким образом, квантование атомной системы выступило как чисто механическая проблема. Это заключение не было в действительности совершенно новым, так как Четаевым было показано ранее, см. [38], что стабильные условия для механических систем при наличии периодических возмущений могут иметь вид уравнений Шредингера.

Уравнение механической стабильности Четаева при наличии возмущений, созданных поступательной прецессией спина, тождественно уравнению Шре-

дингера, и волновая функция Ψ прямо связана с фазовым углом вектора прецессирующего спина \vec{s} , тогда как реальная и мнимая части волновой функции могут быть идентифицированы как две компоненты спинового вектора \vec{s} , спроецированного на две перпендикулярные оси, расположенные в плоскости перпендикулярной вектору \hat{k} .

Следовательно, уравнение Шредингера описывает эффекты второго порядка в атомных системах, в которых электроны движутся по орбитам, определенным динамикой Ньютона, законом Кулона и спиновым магнитным полем. Принимая во внимание вышесказанное, принцип соответствия Бора, преподносящий вероятностную интерпретацию Ψ -функции, всецело оторван от ее физического основания, и эта часть квантовых предположений, которая основывается на вероятностной интерпретации волновой функции, не должна иметь ничего общего с реальностью.

11. Эффект Штарка — угловой импульс “квантован”

В книге “Строение атома и спектры” А. Зоммерфельда [39] можно прочесть, что классическая динамика потерпела неудачу в описании эффекта Штарка, в то время как квантовые расчеты находятся в идеальном согласии с экспериментом. Аналогичные утверждения можно найти почти в любой книге по атомной спектроскопии и по квантовой теории атома [40].

Автор, уже имея некоторый негативный опыт в отношении таких восторженных утверждений, попытался сам посмотреть, на что похоже это прекрасное согласие. Удивительно, что во всей литературе, включая фундаментальные книги, процитированные выше, невозможно найти прямое сравнение теории с экспериментом. Много места занимают растянутые теоретические обсуждения, имеются словесные утверждения, что теория находится в безупречном согласии с экспериментом, но нет экспериментальных данных! Ознакомление с оригинальными экспериментальными статьями и сравнение с теоретическими результатами прояснили ситуацию. Имеются некоторые, совершенно неотъемлемые разногласия между предсказаниями теории и экспериментом! Приводящее в замешательство разногласие особенно хорошо видно в случае серии Лаймана (видимо, это является причиной того, что большинство важных экспериментальных результатов, которые являются измерениями по лаймановской серии [41], не цитируются в литературе?).

Чтобы показать пункт разногласий, давайте вспомним квантовую формулу сдвига энергетического уровня для атома в электрическом поле ε

$$E = (e \cdot \varepsilon \cdot a_0 \cdot 3/2) \cdot n \cdot (n_\xi - n_\eta) = E_1 \cdot n \cdot (n_\xi - n_\eta),$$

где n — главное квантовое число, а n_ξ и n_η — два квантовых числа, определенных в параболической системе координат, в которой эта задача была теоретически исследована. Так как число наблюдающихся переходов с уровня n на некоторый другой уровень m намного меньше, чем число переходов, предсказанных теоретической формулой, имеются сформулированные принципы запрета, чтобы исключить ненаблюдающиеся переходы.

Первое странное обстоятельство, наводящее на мысль, что в теории что-то не правильно, — это тот факт, что вычисленный спектр уровней зависит от системы координат. Принципы запрета не были определены абсолютным способом. Поэтому принципы запрета не представляют никакой физики! Они просто играют роль подгоночного параметра.

Убийственным, однако, является тот факт, что *среди наблюдаемых переходов имеются переходы, которые не могут быть получены из установленного теоретического соотношения*. Например, для серии Лаймана, то есть для переходов на основной энергетический уровень, мы имеем:

- соответственно теоретическому соотношению

$$E_{nk}/E_1 = L_\alpha(0, 2); \quad L_\beta(0, 3, 6); \quad L_\gamma(0, 4, 8, 12)$$

- и соответственно экспериментальным результатам

$$E_{nk}/E_1 = L_\alpha(0, 2); \quad L_\beta(0, 3, 7); \quad L_\gamma(4, 10, 14).$$

Разница очевидна, и нет способа объяснить эту разницу — *никакая комбинация квантовых чисел в теоретической формуле квантовой механики не может дать наблюдаемые линии $L_\beta(7)$, $L_\gamma(10)$ и $L_\gamma(14)$!!!*

Давайте посмотрим теперь, как эта проблема решается классической динамикой. На самом деле, эта проблема может быть решена элементарно, на основе хорошо известного гауссовского метода возмущений, развитого два столетия назад для описания наблюдающейся эволюции в орбитальном движении наших планет.

В рассматриваемом случае потенциал возмущения, оказывающий влияние на движение электрона по эллиптической орбите, усредненный по всему невозмущенному эллипсу, просто задается соотношением:

$$U = \varepsilon a (3/2) \sin I \sin \Gamma,$$

где $2a$ — длина главной оси, e — эксцентриситет, ε — внешнее электрическое поле, а I и Γ — углы Эйлера, определяющие ориентацию эллипса по отношению к электрическому полю ε . Вводя этот потенциал в вариационные уравнения, установленные Гауссом, мы немедленно находим условия устойчивой ориентации эллипса в пространстве:

$$\sin I = 0 \quad \text{и} \quad \Gamma = 0, \pi,$$

Принимая во внимание, что в основном энергетическом состоянии, то есть при $n = 1$, дипольный момент атома может исчезать, мы получаем следующее соотношение для расщепления энергетических уровней атома во внешнем электрическом поле:

$$E = E_1(n \cdot)^2 = E_1(n^2 - (L/\hbar)^2),$$

где L — угловой момент электрона на орбите с главным квантовым числом n .

Глядя на наблюдающуюся расщепленность энергетического уровня через выведенное соотношение, становится ясно, что угловой импульс должен быть некоторым образом “квантован”. Если предположить, что $L^2 = l(l+1)\hbar^2$, можно немедленно получить формулу расщепления энергетического уровня:

$$E = E_1 \cdot [n^2 - l(l+1)],$$

которая точно воспроизводит спектр уровней, наблюдающийся в эксперименте.

Таким образом, мы показали, что классическая динамика работает, мы узнали, что угловой момент квантован и что он квантуется согласно правилу $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$, и это пространственное квантование есть чисто динамическое явление, отражающее тот факт, что эллиптические орбиты “квантованы” — орбита электрона атома во внешнем поле ориентирована по углам:

$$\cos^2 I = l(l+1)/n^2.$$

12. Окончательное заключение: исправить курс!

Лауреат Нобелевской премии 1965 года Ричард П. Фейнман в одной из своих книг написал: — “Теория квантовой электродинамики описывает Природу как абсурд с точки зрения общего смысла. Но она полностью согласуется с экспериментом. Так что, я полагаю, вы можете согласиться, что Природа, как Она есть, — абсурд.”

Восхищаясь этим честно преподнесенным мнением, мы можем, пытаясь понять смысл этого мнения, получить большую философскую проблему: возможно ли сконструировать логическую систему интерпретации Природы, если эта Природа совсем лишена логики? Как понимать эти слова, что абсурдная теория находится в безупречном согласии с экспериментом?

Эта философская проблема указывает, что в фейнмановском утверждении где-то должна быть сокрыта фальшь. Действительно, она есть! Сентенция: “но она полностью согласуется с экспериментом”, — просто не истинна, и мы только что дали доказательство, что это, действительно, не так. Это означает, что нам следует немедленно вернуться назад к детерминистским законам и строгим правилам классической физики (не поняв, конечно, как физика, игнорирующая спиновые свойства частиц, была представлена планковской константой \hbar).

1. Thomson J.J., *Phil. Mag.* **11**, 769–714 (1906).
2. Rutherford E., *Phil. Mag.* **21**, 669–688 (1911).
3. Thomas L.H., *Proc. Camb. Phil. Soc.* **23**, 713–716 (1927).
4. Wannier G.H., *Phys. Rev.* **90**, 817–825 (1953).
5. Gryziński M., *Phys. Rev.* **115**, 374–383 (1959).
6. Gryziński M., *Phys. Rev.* **A138**, 305–321, 322–335, 336–358 (1965).
7. Vriens L., *Case Studies in Atomic Collision Physics*, Vol. I, Chapt. 6, Noth-Holland, Amsterdam (1969).
8. Bates D.R. and Kingston A.E., *Adv. Atom. Mol. Phys.* **6**, 269–321 (1970).
9. Mapleton R.A., *Theory of Charge Exchange*. Chapt. I. Wiley-Interscience (1972).
10. Bates D.R., *Physics Reports* **35**, 307–372 (1978).
11. Gryziński M., *Phys. Rev. Lett.* **24**, 45–46 (1970).
12. Gryziński M., *J. Chem. Phys.* **62**, 2610–2619, 2620–2628, 2629–2636 (1975).
13. Gryziński M., *J. of Magnetism and Magn. Mat.* **71**, 53–62 (1987).
14. Gryziński M., *Phys. Lett.* **56A**, 180–181 (1976).
15. Grujić P., Tomić A. and Vucić S., *J. Chem. Phys.* **79**, 1776–1782 (1983).
16. Gryziński M. and Kunc J., *Jour. of Phys.* **B19**, 2479–2504 (1986).
17. Benson S.W., *J. Chem. Phys.* **93**, 4457–4462 (1989).
18. Grozdanov T., Grujić P., Kristić P., *Classical Dynamics in Atomic and Molecular Physics*. World Scientific (1989).
19. Grujić P.V. and Simonović N.S., *J. Phys.* **B28**, 1159–1171 (1995).
20. De Broglie L., *La Physique Quantique restera elle inderterministe?* Gauthier-Villars, Paris (1953).
21. Einstein A., Podolsky B., and Rosen N., *Phys. Rev.* **47**, 777 (1933).
22. Helbig H.F. and Everhardt E., *Phys. Rev.* **A140**, 715 (1965).
23. Gryziński M., Kowalski M., and Wlazło M., in: *Gryziński M. True and false achievements of modern physics*. Homo-sapiens, Warsaw, 1996 (52–59).
24. Fite W.L. and Brackman R.T., *Phys. Rev.* **112**, 1141 (1959).
25. Shah M.B., Elliot D.S., and Gilbody H.B., *J. Phys. B*, 3501 (1987).
26. Gryziński M., Kunc J., and Zgorzelsky M., *J. Phys.* **B36**, 2292–2302 (1973).
27. Gryziński M. and Kowalski M., *Phys. Lett.* **A200**, 360–364 (1995).
28. Ramsauer C., *Ann. Phys.* **12**, 529, 837 (1932).
29. Brode B.R., *Phys. Rev.* **25**, 636 (1926).
30. Mayer H.F., *Ann. Phys.* **64**, 451 (1921).
31. Gryziński M., *Fizika* **19**, 325–344 (1987).
32. Rudd M.E., Sautter C.A., and Bailey C.L., *Phys. Rev.* **151**, 20–27 (1966).
33. Gryziński M. and Okopińska A., *Proc. of VIII ICPEAC*, Belgrade, 635–636 (1973).
34. Gryziński M., *J. Chem. Phys. Lett.* **217**, 481–485 (1994).

35. *Gryziński M.*, Phys. Lett. **41A**, 69–70 (1972).
36. <http://www.ipj.gov.pl/~gryzinski>
37. *Gryziński M.*, J. Theor. Phys. **26**, 967–980 (1987).
38. *Четаев Н.Г.* Устойчивость движения. Работы по аналитической механике. — М.: Наука, 1962.
39. *Зоммерфельд А.* Строение атома и спектры. — М.: Гостехиздат, 1956. — 2 т.
40. *Фриш С.Э.* Оптические спектры атомов. — М., Л.: Физматгиз, 1963.
41. *Frerichs R.*, Ann. d. Phys. **19**, 1–7 (1934).

N. B.:

Our present quantum theory is very good, provided we do not try to push it too far — we do not try to apply it to particles with very high energies and we do not try to apply it to very small distances. When we do try to push it in these directions, we get equations which do not have sensible solutions. We have our interactions always leading to infinities. This question has bothered physicists for 40 years, and they have not made any very substantial progress.

It is because of these difficulties that I feel that the foundations of quantum mechanics have not yet been correctly established. Working with the present foundations, people have done awful lot of work in making applications in which they can find rules for discarding the infinities. But these rules, even though they may lead to results in agreement with observation, are artificial rules, and I just cannot accept that the present foundations are correct.

One can thus make quantum electrodynamics into sensible mathematical theory, but only at the expense of spoiling its relativistic invariance. I think, however, that that is a lesser evil than departing from standard rules of mathematics and neglecting infinite quantities.

I disagree with most physicists at the present time just on this point. I cannot tolerate departing from the standard rules of mathematics. Of course, the proper inference from this work is that the basic equations are not right. There must be some drastic change introduced into them so that no infinities occur in the theory at all and so that we can carry out the solution of the equations sensibly, according to ordinary rules and without being bothered by difficulties. This requirement will necessitate some really drastic changes: simple changes will not do, just because the Heisenberg equations of motion in the present theory are all so satisfactory. I feel the change required will be just about as drastic as the passage from the Bohr orbit theory to the quantum mechanics.

/P. A. M. Dirac, "Direction in Physics", John Wiley, 1977./

От ред.: Ниже мы даем два перевода: 1) аутентичный,
2) известный перевод под ред. Я. А. Смородинского.

1. *Наша современная квантовая теория очень хороша, если только мы не пытаемся протолкнуть ее слишком далеко — не пытаемся применять ее частицам с очень высокими энергиями и не пытаемся применять ее на очень малых расстояниях. Когда мы пытаемся протолкнуть ее в этих направлениях, мы получаем уравнения, которые не имеют разумных решений. Мы имеем взаимодействия, всегда ведущие к бесконечностям. Этот вопрос беспокоил физиков в течении 40 лет, но они не сделали каких-либо очень существенных успехов.*

Это из-за этих трудностей я чувствую, что основы квантовой механики еще не были правильно заложены. Работая с современными основами, люди сделали громадную работу в процессе развития приложений,

в которых они могли найти правила для отбрасывания бесконечностей. Но эти правила, даже не смотря на то, что они могли привести к результатам, согласующимся с наблюдениями, были искусственными правилами, и я совсем не могу принять, что современные основы правильны.

Так, можно сделать квантовую электродинамику разумной математической теорией, но только ценой нарушения ее релятивистской инвариантности. Я думаю, однако, что это меньший грех, чем отступление от стандартных правил математики и игнорирование бесконечных величин.

Я не согласен с большинством физиков в настоящее время именно в этом пункте. Я не могу допустить отклонений от стандартных правил математики. Конечно, надлежащий вывод из этой (т. е. упомянутой выше — Ред.) работы таков: основополагающие уравнения не правильны. Некое коренное изменение должно быть введено в них, чтобы бесконечности вообще не встречались в теории и чтобы мы могли разумно находить решения этих уравнений в соответствии с обычными правилами и не будучи озабоченными трудностями. Это требование неизбежно повлечет за собой некоторые действительно коренные изменения: простые изменения не подойдут именно потому, что в современной теории уравнения движения Гейзенберга все так хороши. Я чувствую, что требуемое изменение будет именно почти таким же коренным, как переход от теории орбит Бора к квантовой механике.

2. Современная квантовая теория прекрасно “работает” до тех пор, пока мы не требуем от нее слишком многого — пока мы не пытаемся применять ее к частицам очень высоких энергий и использовать на очень малых расстояниях. Если мы все же попробуем это сделать, то получим уравнения, решения которых не имеют смысла. Взаимодействия, с которыми мы имеем дело, всегда приводят к бесконечностям. Эта задача волнует физиков вот уже 40 лет, но пока в ее решении нет сколько-нибудь существенного прогресса.

Трудности, о которых мы говорили, заставляют меня думать, что основы квантовой механики еще не установлены. Исходя из современных основ квантовой механики, люди затратили колоссальный труд на то, чтобы на примерах отыскать правила устранения бесконечностей в решении уравнений. Но все эти правила, не смотря на то, что вытекающие из них результаты могут согласовываться с опытом, являются искусственными, и я не могу согласиться с тем, что современные основы квантовой механики правильны.

Ситуация, которая сейчас сложилась с бесконечностями, напоминает мне время, когда использовали волновое уравнение, содержащее член $\partial^2/\partial t^2$. Думаю, что люди зря слишком легко принимают теорию, наделенную принципиальными недостатками; очевидно, продвижение вперед возможно лишь в том случае, если будет произведено какое-нибудь фундаментальное изменение теории, почти такое же фундаментальное, как переход от уравнения (7) к уравнению (9).

/П. А. М. Дирак, “Пути физики”. (Пер. с англ. Н. Я. Смородинской. Под ред. Я. А. Смородинского.) М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 25./