

УДК 53.01

Электромеханическая модель атома водорода как представление стохастического квантовополевого процесса взаимодействия электрона с протоном

В. М. Дубовик, Е. Н. Дубовик

*Объединённый институт ядерных исследований,
Россия, 141980, Дубна, Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

Показано, что уравнение Шрёдингера можно формально свести к уравнению теории устойчивых тонкостенных упругих пластин и оболочек в механике. Исходя из этого, на примере атома водорода обсуждается возможность учёта классических механических и квантовополевых электромагнитных эффектов, как факторов, обуславливающих квантовую структуру атома.

Введение

В настоящей работе нами подчёркивается та простая мысль, что с квантово-полевой точки зрения даже такую простейшую систему как атом водорода мы не можем рассматривать как систему, состоящую из двух частиц, т. к. в моменты «соприкосновения электрона с протоном» следует учитывать «возбуждение физического вакуума», прежде всего появление виртуальных фотонов и электрон–позитронных пар (ср. с попыткой аксиометрического обоснования квантовой механики с помощью модифицированной теории матрицы рассеяния [1]). С позиций классического электромагнетизма виртуальные пары возбуждения можно рассматривать в атоме, находящемся в стационарном состоянии как максвелловские микротокки смещения. При их достаточной напряжённости, например, вследствие внешних воздействий или при образовании сверхтяжёлого атома, эти токи могут приводить к процессам внутренней конверсии, К-захвату электронов и, наконец, к существенно теоретико–полевому процессу: к рождению реальной электрон–позитронной пары.

Напомним, что явление поляризации электрон–позитронного вакуума, в атоме обычно связывают с наличием сверхкритического кулоновского заряда у ядра. Такая постановка вопроса связана с рудиментарными представлениями о точечном электроме и точечном ядре. Напомним, что «кулоновский размер» электрона, т. е. его томсоновский радиус $r_0 = 2,86$ фм, сопоставим с размерами протона, а как раз на таких расстояниях в атоме начинает «резонировать» виртуальная электрон–позитронная пара. В то же время, фигурально выражаясь, можно сказать, что во внутреннем объёме классического электрона (не случайно) сидит большая часть таблицы Менделеева.

Кроме возбуждения пар следует также учитывать, например, переход атома водорода в виртуальную нейтрон–нейтринную пару. В нормальных условиях такой переход, конечно, запрещён весьма высоким энергетическим порогом. Однако известно, что этот процесс весьма существен при рассмотрении, например, сжатия водорода в сверхплотной среде при переходе определённого типа звёзд от состояния «белого карлика» к нейтронной звезде. Для атома же водорода в вакуумных условиях возможность такого превращения следует учитывать как виртуальный канал.

Однако, в многоэлектронных атомах пересечение электронных орбит с периферией ядер может происходить в нормальных земных условиях. Из теоретического анализа нейтрондефицитных ядер, например, изотопов свинца [2], следует, что их три основных состояния соответствуют трём изомерным формам: вытянутого эллипсоида, сферы и сжатого эллипсоида. Однако, эти выводы делаются без

учёта влияния электронных оболочек на свойства ядер. Более того, даже без учёта степени ионизированности атома в данном конкретном исследовании. Можно предположить, что изомеры формы образуются с одновременными перестройками электронных оболочек данного изотопа, точнее, имеет место взаимообусловленность типов форм электронных и ядерных оболочек и последовательностей их заполнений [3].

На эти обстоятельства намекает также радикальное изменение времён жизни β -распадчиков при обдирании с их ядер электронных оболочек [4–6]. С теоретической точки зрения, в этой пограничной области в атоме, где смешиваются электроны и нуклоны, могла бы быть вполне полезна модель томсоновской «среды» с учётом магнитного фона, создаваемого протонами и нейтронами в духе электродинамики сплошных сред, развитой в работе [7]. В экспериментальном отношении весьма было бы информативным также изучение мезоатомов и т. п. с нейтронызбыточными ядрами.

Таким образом, именно наличие быстрых и мощных квантовополевых процессов при контактах электронов с ядрами и приводит к квантовомеханическому поведению электрона в атоме, которая в среднем, в области существования стационарных орбит, сводится к описанию электрона с помощью волновых функций. Эта мысль сопрягается с почти тривиальным утверждением, что в отрыве от рассмотрения конкретного физического объекта, атома, нерелятивистская квантовая механика есть следствие любой модели квантовой релятивистской теории поля (см., например, книгу Л. В. Прохорова и С. В. Шабанова [8]). Поэтому квантовая механика как таковая, вообще говоря, не нуждается ни в каких особых, в том числе философских, обоснованиях или выводах из какого-либо типа континуальных теорий: гидродинамики, теории теплопроводности или диффузии.

Отметим, что поведение электрона в атоме по мере удаления его от ядра, требует последовательной смены трёх видов описания: квантовополевого в непосредственной близости к ядру, квантовомеханического в области существования стационарных орбит и квазиклассического, сопряжённого с классическим вне пределов атома. В то же время подчеркнём ещё раз: интенсивность взаимодействия электрона с ядром на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона вообще нельзя оценивать с помощью поведения в этой области нерелятивистских волновых функций электрона и представления о точечном ядре без учёта квантовополевых процессов, разыгрывающихся в этой области. Кстати говоря, шрёдингеровские атомарные волновые функции нельзя экстраполировать непосредственно и в область ридберговских состояний.

1. Квантовая механика атома как электромеханическая модель

Как известно, мнемоническое правило вывода уравнения Шрёдингера состоит в том, что в определение механической кинетической энергии

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

подставляются дифференциальные волновые операторы $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ и $\mathbf{p} \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$, действующие в гильбертовом пространстве ортонормированных комплексных функций:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Psi = \frac{i\hbar}{2m}\nabla^2\Psi. \quad (1)$$

Возьмём ещё одну производную по времени от этого уравнения и, подставляя в его правую часть исходное уравнение, приведём его к виду:

$$\frac{1}{c^2}\ddot{\Psi} + \left(\frac{\hbar c}{2mc^2}\right)^2 \Delta^2\Psi = 0. \quad (2)$$

Где коэффициент $1/c^2$ введён для того, чтобы придать этому уравнению сходство со стандартной записью волнового уравнения в электродинамике.

Прямой аналогией из области теоретической механики этой системе уравнений будут уравнения колебаний стержней, пластин, оболочек (разных геометрических форм), решаемые путём комплексификации параметров смещения, в данном случае Ψ . Отметим, что в механике материальных упругих тел уравнение, подобное нашему базовому, описывает их свободные равновесные колебания (см. [9] или, например, спецкурс [10]).

При введении потенциальной энергии W в исходное уравнение Шрёдингера наше базовое уравнение (2) принимает вид:

$$\frac{1}{c^2}\ddot{\Psi} + \frac{\lambda^2}{4}\Delta^2\Psi = -\frac{i\lambda}{2c}W\Delta\Psi - \frac{i\lambda}{2c}\Psi\Delta W - i\lambda\nabla_i W\nabla_i\Psi - \frac{1}{c^2}W^2\Psi - \frac{1}{c^2}\dot{W}\Psi. \quad (3)$$

Если в этом уравнении положить равными нулю производные во времени, то оно приобретает вид, сходный с уравнением, которое используется для поиска равновесных конфигураций гибкого объекта под действием силовых нагрузок с учётом совместности испытываемых этим объектом деформаций. Для этого в уравнении подразумевается произведённая замена $\Psi \rightarrow \lambda\Psi q$, где q получает смысл комплексифицированной величины смещения элемента рассматриваемой оболочки. Приведём это уравнение к виду, удобному для сравнения с уравнениями движения в перемещениях, используемых в теоретической механике:

$$\ddot{q} + \frac{\lambda^2 c^2}{4}\Delta^2 q = -\frac{i\lambda c}{2}W\Delta q - \frac{i\lambda c}{2}q\Delta W - i\lambda c^2\nabla_i W\nabla_i q - W^2 q - \dot{W}q. \quad (4)$$

Произведём идентификацию параметров, фигурирующих в нашем квантовом уравнении, с коэффициентами статических и динамических характеристик упругого тела, как то: модуль Юнга, коэффициенты Пуассона и пр. Оказывается, что квантовые электромеханические параметры уравнения Шрёдингера можно идентифицировать не только с характеристиками изучаемого квантового объекта и константами взаимодействия с ним, стоящими в потенциалах, но и с параметрами воздействия на него «внешней среды» (физического вакуума).

Поскольку уравнение явно нормировано по своим линейным характеристикам на комптоновскую длину волны, то проще всего произвести апробацию нашего уравнения на примере модели электрона как упругой оболочки. Результат оказывается удивительно простым. Модуль Юнга E , который в данном случае следует представить по указанным выше причинам как коэффициент всестороннего сжатия $E = 3K$, оказывается равным ρ/c^2 , где ρ — плотность сжимаемого тела. Откуда следует: $3VK = mc^2$, где V — объем частицы, имеющей массу m . Отметим, что это первый намёк на происхождение кварковой мистики и подчеркнём, что делится при такой трактовке на три не масса, а энергия покоя с учётом формальной альтернативы уменьшения скорости света внутри рассматриваемой частицы вплоть до в $\sqrt[3]{c}$.

Подчеркнём, что модулю Юнга можно придать достаточно фундаментальный смысл, что наверняка обсуждалось во многих работах в различных контекстах. Мы здесь сошлёмся лишь на одну небольшую, близкую к нам по подходу, заметку В. Вайскопфа [11], в которой обсуждаются совместно квантовые и механические свойства атомов. Ограничимся формальными возможностями представления модуля Юнга в терминах фундаментальных констант и параметров частиц:

$$E := \rho c^2 = \frac{mc^2}{V} \sim \frac{h\nu}{\lambda^3} \sim \frac{h}{\lambda^3 T} \sim \frac{\hbar c}{\lambda^4} \sim \frac{F}{S},$$

где F — сила, действующая на площадь поверхности S рассматриваемого объекта.

Эти соотношения не столь тривиальны, как может показаться на первый взгляд. Так, модуль Юнга для безмассовой частицы, например, фотона, равеняется переносимой им энергии, поделённой на объем элементарной ячейки, определяемой его «комптоновской» длиной волны (с точностью до коэффициента, например, $4\pi/3$, которой мы не учитывали в самом первом представлении объёма V через линейный размер системы объекта, обладающего массой — энергией mc^2).

В конкретном случае, для атома водорода введём $W = -\frac{e^2}{r} = -\frac{\alpha\hbar c}{r}$, где α — константа электромагнитных взаимодействий. Очевидно, что левую часть уравнения (3) нам удобно заранее поделить на α^2 , чтобы в дальнейшем обезразмеривание переменных t и r производить по характеристикам первой орбиты Бора. Если мы интересуемся только поиском положений равновесных «оболочек», то надо исключить в нашем уравнении все производные по времени. Далее, в правой части уравнения (3) ввиду малости константы α можно пренебречь третьим членом. Что же касается второго вклада в правую часть (3), то рассматривая кулоновский потенциал, как создаваемый протоном, локализованным в начале координат, мы вступаем в некое противоречие с основами квантовой механики.

Действительно, локализация квантовой частицы — протона — привела бы к тому, что описывающая его волновая функция в силу соотношения неопределённости оказалась бы размазанной по всему неограниченному пространству. В стандартной квантовой механике это противоречие легко снимается тем, что для нахождения спектральных свойств атома водорода фактически рассматривается не задача об электроном в кулоновском поле протона, а приближённая задача для приведённой массы в поле неподвижного кулоновского центра. Этого хватает для установления спектральных характеристик атома водорода. Однако, такой подход ничего не говорит нам об интенсивности энергетических процессов взаимодействия электрона и протона на расстояниях значительно меньших, чем радиусы «оболочек».

В свете сказанного попытаемся заняться динамической картиной поведения электрона в атоме (водорода). Начнём *ab ovo*.

В начале прошлого века Резерфорд экспериментально обнаружил, что «атом» пуст. Действительно, в настоящее время мы твёрдо знаем, что средний радиус атома водорода в стабильном состоянии приблизительно равен 10^{-8} , комптоновская длина волны электрона — $3,86 \times 10^{-11}$ см, размеры протона (электрический, механический) порядка 10^{-13} см. При таком соотношении размеров системы к размерам составляющих её элементов, казалось бы, можно было бы действительно попытаться построить динамическую модель атома с помощью уравнений классической механики и электродинамики по крайней мере в области химических энергий. Тогда следовало бы, скажем, в уравнении Ньютона ввести силу Лоренца

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{e}{r^2} - \beta \times \mathbf{B},$$

где β , как мы знаем из правил квазиклассического квантования, определяется константой α . Следовательно, даже если напряжённость магнитного поля имеет тот же порядок, что и напряжённость кулоновского поля, то в области боровских орбит («оболочек») магнитным полем можно пренебречь. В целом же, для атома рассматриваемого как динамическая система, это было бы странным, т. к. в стационарном состоянии электрическая и магнитная энергия в резонаторе, именуемом атомом, скорее всего были бы в среднем равными.

Осознание того факта, что электрон не вращается в атоме на квазипланетарных орбитах произошло довольно скоро после создания первых квантовых моделей. Но необычайная эффективность, с которой даже простейшая модель Резерфорда–Бора описывает, например, спектральные линии до сих пор, «по большому счёту» не объяснена. В общем-то, причина такого состояния ясна: построенный впоследствии аппарат квантовой механики, несмотря на его большую универсальность, сам по себе является только рецептурой, моделью *ad hoc*, прекрасно работающей в сфере его применимости, в частности, для описания процессов, происходящих в химических реакциях, т. е. при энергиях, сравнимых с энергией обычных тепловых движений. Вклады же квантовополевых процессов, которые казалось бы следовало учитывать, когда электрон сосредоточен в основном вблизи ядра дезавуируют на том основании, что геометрический размер ядер (протона) и интеграл перекрытия в этой области с волновой функцией электрона чрезвычайно мал, что является достаточно скользким местом в силу приведённых выше соображений относительно сведения потенциала, создаваемого протоном, к точечному кулоновскому центру.

Рамки данной работы не смогут вместить тщательных исследований всех этих проблем, возникающих на пути построения динамической модели атома. Поэтому мы ограничимся ссылками на результаты исследований, проведённых с помощью моделей, близких к нам по их конструкции. Прежде чем перейти к построению нашей модели, сформулируем две основные идеи в неё заложенные.

Первая заключается в том, что первопричиной стохастизации классических траекторий в атоме, как раз являются указанные во введении квантовополевые процессы и именно они неявно обеспечивают, без всякой философской мистики и имманентных причин, действенность квантовых уравнений как адекватного аппарата в соответствующем интервале энергий. Напомним, что процессы, ассоциируемые, например, с возбуждением виртуальных фотонов и электрон–позитронных пар, начинают происходить при взаимодействии электрона с ядром на расстояниях порядка классического радиуса электрона $r_0 = e^2/m_e c^2 = 8,2 \times 10^{-13}$ см. Исходя из этого, мы дадим простейший рецепт модификации кулоновского потенциала в уравнении Шрёдингера, который эффективно учитывает указанные процессы, приводящие к отталкивательному кору, не позволяющему электрону «упасть» на ядро (в водороде — на протон).

Вторая идея (скорее представление, сценарий, который должен быть оправдан решениями соответствующих динамических уравнений) сводится к тому, что на орбите Бора, а точнее на сфере, которую она замечает при вращении вокруг оси, проходящей через протон, не существует замкнутых траекторий движения электрона. Сфера заполняется отрезками траекторий, входящими в состав примерно миллиона маятниковых движений электрона, которые он совершает в результате указанных выше «случайных» квантовополевых процессов, происходящих внутри атома на сфере, окружающей протон и имеющей радиус r_0 . Число порядка 10^6 колебаний, образно говоря, «прыжков» электрона из центра атома, означает, как не трудно убедиться, то, что электрон, касаясь «сферы Бора», оставит на ней «след» с площадью примерно λ_e^2 . Это — простейшая картина. Точнее же, из-за наличия у электрона спин-магнитного момента, электрон при его движении от ядра будет двигаться как кончик спицы на подброшенном раскрывающемся зонтике, при чем площадь раскрывшегося зонта как раз и будет площадью круга, очерченного орбитой Бора. В работе такой характер движения возникнет как следствие решения предложенного стохастического уравнения. Заметим попутно, что из образа траектории электрона, как траектории кончика спицы, зависающей на излёте зонтика, качественно видно формирование сферы с радиусом Бора, как области, в которой электрон с точки зрения квантовой механики считается существующим в стационарном состоянии. На самом деле каждая его точка остановки в этой области максимально неустойчива, как состояние остановившегося велосипедиста, который имеет минимальные возможности контролировать своё состояние и совершает ряд хаотических движений перед падением. Это — более чем аналогия. Это — фактически модель формирования ширины спектральной линии.

Приведём ещё один пример из истории физики. Картина формирования эффективного кусочно-гладкого движения молекулярных токов на поверхности магнетика была предложена впервые Ампером. В нашем случае подобная картина создаётся в атоме водорода одним электроном, а не с совокупностью электронов в магнетике, число которых имеет порядок числа Авогадро. Однако, при наблюдении и того, и другого явления с тактовой частотой, значительно меньшей частоты «вращения» электрона на орбите Бора, мы будем наблюдать один и тот же эффект: сплошной фиктивный электрический ток, создаваемый многими электронами (движущимися на поверхности магнетика в отдельных атомах) при отсутствии глобального потока электронов на поверхности магнетика; или фиктивный электрический ток на орбите Бора, создаваемый одним электроном (т.е. не пропеллер — скачок электрона от протона и его возвращение к нему, а зачёркиваемый этими прыжками сплошной круг). При стробоскопическом сканировании этих процессов с частотой в миллион раз превышающих частоту Бора мы «увидели бы» движения электронов на траекториях внутри сфер Бора, обусловленных квантово-полевыми стохастическими силами. Подчеркнём, что внутри атома, на

расстояниях от ядра порядка комптоновской длины электрона, движение последнего имеет чисто стохастический характер, напоминающий механическое явление — флаттер. Именно к этой картине *Zitterbewegung* приводит анализ уравнения Дирака, вскрывающий с помощью соответствующих проективных преобразований стохастическое устройство электрона внутри сферы с радиусом, равным его комптоновской длине волны.

2. Введение магнитных полей в модель Резерфорда–Бора с последующей модификацией

Планетарная модель Резерфорда–Бора, самая первая, наивная модель атома водорода, обусловившая дальнейший прогресс построения квантовой теории атома, основывается на приравнивании к кулоновской силе притяжения между электроном и протоном центробежной силе, возникающей благодаря гипотетическому вращению электрона вокруг протона. Таким образом модель затрагивает самые основные проблемы ньютоновской механики типа происхождения сил инерции, вопрос о выборе ориентации вращательного движения и т.д. Детализация же электромагнитного описания движений частиц в этой модели не проводится. Например, движение электрона по орбитам должно создавать амперовское магнитное поле. Хотя, как вскоре было обнаружено, модель, несмотря на её первые успехи, ущербна, и впоследствии, конечно, никаких движений электрона на орбите обнаружено не было, мы все же отнесёмся к модели серьёзно, как эффективному теоретическому инструменту и попробуем для начала исправить положение с пренебрежением в ней магнитного поля. Спустя почти сто лет после формулировки этой знаменитой модели мы, конечно, будем исходить из современной феноменологии атома. Сразу учтём, не вводя понятие спина, что электрон имеет магнитный момент и выдвинем гипотезу, что уж в атоме-то магнитные потоки обязательно должны быть квантованы. т.е. используем знания, полученные в рамках теории конденсированных сред, где экспериментом оправдано введение флюксона для таких квантовых объектов, как куперовские пары, экситоны, поляроны, магноны и пр.

Более того, как мы сейчас покажем, именно это пренебрежение магнитной энергии в атоме заставляло вводить некие мистические понятия типа отталкивательной «силы Шрёдингера», использованию специфических вириальных соотношений для осцилляторов (Зоммерфельд) и т.п. Действительно, в модели Резерфорда–Бора энергия механического движения на орбите ровно в два раза меньше энергии кулоновского притяжения. В соответствии с кинетостатическим подходом введём *ad hoc* в полную энергию электрона в атоме водорода взаимодействия магнитного момента электрона μ_e с неким внутриатомным магнитным полем $\mathbf{B}$, происхождение которого будет выявлено ниже:

$$W = \frac{p^2}{2m} + \mu_e \mathbf{B} - \frac{e^2}{r}, \quad (5)$$

где

$$\mu_e \mathbf{B} = -\mu_e \frac{\Phi}{S} = -\mu_e \frac{N\Phi_0}{S} = -\frac{e\hbar}{2mc} \frac{N\Phi_0}{S} = -\frac{e\hbar}{2mc} \frac{N 2\pi\hbar c}{\pi r^2 2e} = -\frac{N\hbar^2}{2mr^2}. \quad (6)$$

Здесь использованы формулы квантования магнитного потока $\Phi = N\Phi_0$, где $\Phi_0 = \hbar c/2e$, и величина $\mu_e = e\hbar/2mc$. Приравняем окончательное выражение в (6) вакантной половине кулоновской энергии:

$$-\frac{N\hbar^2}{2mr^2} = -\frac{e^2}{2r}. \quad (7)$$

Отсюда получаем квантование радиуса орбиты по числу охватываемых ей квантов магнитного потока:

$$r_B = \frac{N\hbar^2}{me^2} = N \frac{\lambda}{\alpha} = N \frac{r_0}{\alpha^2}, \quad (8)$$

где λ — комптоновская длина волны электрона, а r_0 — его, так называемый, классический радиус или радиус Томсона.

Напомним, что боровское квантование, которое мы теперь получим без апелляций к приравниванию сил, а из вириального соотношения — равенства кинетической энергии половине кулоновской — имеет величину:

$$r_B = \frac{n^2 \hbar^2}{m e^2} = n^2 \frac{\lambda}{\alpha} = n^2 \frac{r_0}{\alpha^2}. \quad (9)$$

Логично приравнять полученные формулы квантования радиусов орбит атома водорода, полученные этими двумя способами. Имеем:

$$n^2 = N = 1, 4, 9, 25, \dots \quad (10)$$

Обоснование такого вида числовой последовательности в правой части этого соотношения, конечно, решается экспериментальными данными о строении атома водорода. При N , не равных квадратам целых чисел, орбиты не формируются, а при равном единице главном квантовом числе $N = 1$ в устойчивом s -состоянии атома магнитный поток в атоме состоит ровно из одного флюксона!!! Напомним, что при решении задачи о движении частицы (электрона) в центральном кулоновском потенциале с помощью уравнения Шрёдингера для связанных состояний частицы в сферической системе координат возникают три квантовых числа: n_r , l , m . Их называют: n_r — радиальным квантовым числом, l — азимутальным квантовым числом, m — магнитным квантовым числом. В этом нерелятивистском подходе к задаче о структуре атома водорода линии энергетического спектра зависят лишь от n_r и l , но не m (действительно, квантовое число m в случае центральной симметрии ничем в пространстве не выделено). При этом оказывается, что линии дискретного спектра определяются так называемым главным квантовым числом

$$n = n_r + l + 1$$

разностями значений энергии:

$$E_n = \frac{\alpha m c^2}{n^2}. \quad (11)$$

В рамках шрёдингеровской квантовой механики вопрос о конкретизации движения электрона в объёме атома не возникает. Однако, признаки этого движения несомненно остаются хотя бы в том, что волновая функция характеризуется орбитальным квантовым числом. Следовательно, при различных n_r и l волновые функции вероятностным образом определяют характер «размазывания» не только заряда электрона в объёме атома, но и магнитного поля. Вследствие этого формула (11) с учётом возможности (и даже необходимости) квантования магнитного поля привела к замене формулы (11) формулой:

$$E_n = \frac{\alpha m c^2}{N}. \quad (12)$$

Однако, как мы видели выше, эти формулы квантования следует воспринимать совместно, поскольку:

$$n^2 = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = N.$$

В рамках квантовой механики эта формула определяет общую кратность вырождения стационарного состояния с квантовым числом n и называется случайным вырождением. Выведенные же нами формулы дезавуируют последний термин, т. к. они есть следствие строго определённого в классическом электромагнетизме связи движения заряженной частицы и порождаемого этим движением магнитного поля, поток которого, однако, квантован. Более того, мистическая «нулевая»

энергия ($l = 0$) оказывается вовсе не связанной с орбитальным движением, а определяется наличием в S -состоянии конфигураций токов типа потоков в гидродинамическом вихре Хилла. Следовательно, вопреки вере творцов квантовой механики в её «имманентное происхождение», перед нами встал вопрос: если волновые функции описывают нам характер распределения кулоновского поля электрона в атоме, а магнитное поле в нем контролируется числом заключённых в нем флюксонов N , то нельзя ли исходя из этой информации как-либо прояснить динамику движения электрона в атоме водорода?

Из сказанного во Введении ясно, что нам скорее всего это удастся сделать только «в среднем», т. е. в некотором статистическом смысле, через средние величины параметров орбит, трактуемых как амперовские токи и т. п. Если позволено объяснять простое через сложное, то напомним, что уже более 70 лет известно, что средняя скорость распространения «собственных движений» внутри электрона с радиусом, равным половине комптоновской длина волны, равна скорости света. Это, так называемая, картина *Zitterbewegung*'а, впервые введённая Шрёдингером и Л. де Бройлем [12]. Обычно эта скорость приписывается скорости смещений центра масс электрона относительно центра распределения заряда электрона, который размывается ввиду рождения электрон-позитронных пар. Естественно считать, что последний (горячий) процесс происходит «внутри электрона» в малой сфере с радиусом r_0 , в то время как центр масс размывается процессами рождений-поглощений виртуальных фотонов, которые лишь на поверхности сферы с радиусом, равным половине комптоновской длине волны электрона, приближаются к их массовой оболочке (т. е. имеют массу, приближающуюся к 0) и, соответственно, скорость, близкую к скорости света. Однако лишь наивные люди придумывают модели, в которых фотонное поле действительно распространяется на этой поверхности. Скорее всего, выражаясь классическим языком, электрон как сплошная неоднородная среда, имеет такие свойства преломления и отражения, что закон Рытова заставляет каждый фотон, испускаемый вследствие виртуальных квантовополевых процессов из «сердцевин» электрона возвращаться в неё обратно.

В ортодоксальном подходе (в соответствии с основами квантовой электродинамики!) электрон представляется как двухкомпонентная среда, состоящая из фотонов и электрон-позитронных пар, причём распределение зарядов в ней определяется только одним из двух виртуальных (случайных) процессов, а распределение массы — обоими. Таким образом, возникает рассогласованность движений «центров распределений» массы и заряда электрона. Следовательно, в точках остановки относительного движения этих центров скорость обращается в ноль, а потому, при средней скорости колебаний, равной c (которая следует непосредственно из уравнения Дирака, даже без переходов к картине *Zitterbewegung*'а!), относительная скорость колебаний двух указанных субстанций в «сердцевине» электрона должна быть равна, как минимум, $2c$.

Рассматривая эту картину как эвристическую, займёмся дальнейшим исследованием электромагнитной структуры атома водорода на подобном простейшем уровне. Тогда, относясь вполне серьёзно к томсоновскому Ansatz $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$, займёмся, с его использованием, квантованием кинетической энергии электрона в атоме водорода:

$$\frac{p^2}{2m} \equiv \frac{p^2 c^2}{2m c^2} \equiv \frac{r^2 p^2 c^2 e^2}{2m c^2 r^2 e^2} = \frac{n^2 h^2 c^2 4r_0 \pi^2 r^2}{2(\pi r^2)^2 4e^2} = \frac{n^2 \Phi_0^2 2\pi^2 r^2 r_0}{S^2} = \\ = (nB_0)_r^2 V_T = NB_0^2 V_T. \quad (13)$$

Здесь, в этих соотношениях совершён переход от квантования Бора-Зоммерфельда к квантованию с помощью кванта потока магнитного поля и, в итоге, кинетическая энергия предстала в виде энергии, содержащейся в объёме (пересеченного) тора $V_T = 2\pi^2 r^2 r_0$. (Заметим, что такого сорта объекты естественно возникают в алгебродинамике клиффордовых полей [13]). Вообще говоря, в рамках нерелятивистской квантовой механики волновая функция не имеет сингулярности в нуле, а потому формально допустимы значения $r < r_0$, при которых тор теряет свойство пересечённости. Однако, при рассмотрении задачи о

структуре атома водорода с помощью уравнения Дирака следует, что эту область надо исключить (см. ниже). Приравняв найденную величину энергии в (13) к полученному в (6), легко убедиться, что формулы консистентны вне зависимости от выбранного значения r .

Напомним, что введение спина и спиновых взаимодействий в задачу о структуре атома водорода осуществляется с помощью уравнений Дирака в представлении Дирака для γ -матриц. Решения же уравнений Дирака с кулоновским потенциалом в этом представлении рассматриваются в приближении $E - e^2r \ll 2mc^2$. Таким образом, решения релятивистского уравнения сразу рассматриваются в области орбит Бора (сфер Бора). Поэтому в квазирелятивистском представлении Паули, идентифицирующем спин-орбитальное, контактное (дарвиновское) и прочие взаимодействия, последние вносят на этих удалениях электрона от протона, лишь релятивистские поправки к основным нерелятивистским вкладам. Нами же задача поставлена в полноте, в духе нерелятивистской задачи, минуя обоснования введения магнитных взаимодействий через паулиевскую матрицу. Заметим, кстати, что оператор спина в любом каноническом подходе вводится тавтологически, т. е. умножением паулиевской матрицы на $\hbar/2$. Точнее говоря, $\hbar/2$ не является собственным значением никакого оператора квантовой теории электромагнитных взаимодействий, а играет роль фундаментального внешнего параметра.

Более того, фиксированная математическая структура алгебр Клиффорда, которая в кватернионном представлении включает паулиевские матрицы, имеющие определённые выражения для их коммутаторов и антикоммутаторов. Эти соотношения, конечно, можно умножать на $\hbar^2/4$, но эта перенормировка приводит к порче антикоммутационного соотношения, выводя его за рамки собственно клиффордовых алгебр. Это связано с тем, что кватернионы представляют собой матрицы, квадрат которых равен единице, что исключает свойство дилатации и спиновых матриц Паули. Тем более, умножение их на какие-либо величины, например, имеющие размерность магнитных моментов. В нашей наивной модели мы пока избежали этой трудности, введя в выражение для энергии феноменологический член взаимодействия магнитного момента электрона с неким средним магнитным полем, порождаемым движением электрона в атоме. Заметим, что несмотря на то, что нами введено это псевдовекторное поле, зависимости термов от квантового числа m не возникло, как и в модели Резерфорда–Бора. Это признак того, что введённая за счёт этого взаимодействия корреляция, определена как случайная величина, имеющая изотропный характер.

Поскольку мы имеем выражение для полной энергии, то естественно перейти к её анализу в классическом лагранжевом подходе.

3. Лагранжев подход к задаче о динамике электрона в атоме водорода

Главным исходным условием для формулировки этой задачи будет необходимость учесть основные экспериментальные факты о свойствах атома водорода: отсутствие его намагничённости, которое неизбежно возникало бы при движении электрона на регулярных замкнутых орбитах вокруг протона и, соответственно, орбитального углового момента в основном состоянии. Решим поставленную задачу способом радикально отличным образом от общепринятых, в соответствии с картиной, обрисованной во введении, и двумя правилами квантования, применённого в параграфе 1. В нашем классическом понимании движение электрона осуществляется на поверхности усечённого конуса, где нижнее его дно имеет радиус Бора, а усечённая вершина имеет площадь πr_0^2 и центр её расположен на сфере с радиусом r_0 , окружающей протон.

Электрон, «падая на протон по поверхности конуса» с орбиты Бора, движется по спирали из-за спин-орбитального взаимодействия, которое у нас определяется на всех расстояниях между электроном и протоном вкладом в гамма-кванты μB . При этом «падении» на расстояниях порядка комптоновской длины волны от протона (выражаясь фигурально, при вхождении протона внутрь электрона) электрон начинает «тормозиться» и расстояние от протона, равное r_0 является точкой

поворота его движения. Это и есть эффективное описание процесса торможения движения электрона, нарождающейся (виртуальной) электрон–позитронной пары.

Квантовополевой процесс (на)рождения виртуальной электрон–позитронной пары является стохастическим процессом и с теоретикополевой точки зрения пару можно рассматривать как кольцевой ток единственного (виртуального) электрона, который, однако, имеет обычный физический отрицательный элементарный заряд (действительно, понятие виртуальности относится только к единственному глобальному параметру любой частицы — её массе!!!). Этот кольцевой ток создаёт магнитное поле дипольного характера, причём ориентация этого диполя носит случайный характер. Оценим порядок величины напряжённости магнитного поля этого диполя на расстояниях $r \sim r_0$:

$$\mathbf{B}_{virt} = \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{I}_{orb}}{cr^3} \rightarrow \frac{e}{\alpha r_0^2} = \frac{e}{\alpha^3 \lambda^2},$$

где скорость условного носителя заряда на амперовской (т. е. фиктивной) орбите положена в соответствии с принципом определённости (т. е. детерминированностью соотношений между кинематическими и энергетическими переменными в рамках фундаментальных квантовых уравнений Дирака, Паули, Шрёдингера, см. ниже) положена равной c/α . Напоминаем, что фактически наша квазиклассическая картина является прямой интерпретацией ортодоксального квантовополевого процесса возбуждения виртуальных пар в рамках КЭД, в которой на языке энергетических переменных вводятся такие понятия как поляризация физического вакуума, создаваемого локальными электромагнитными взаимодействиями высших порядков. Именно они превращают точечный («затравочный») электрон в некоторую квантовую стохастическую среду в объёме сферы, диаметр которой равен комптоновской длине волны. В данном случае мы используем эту картину в рамках квазиклассического рассмотрения поведения электрона в составе атома водорода в пространственном координатном представлении [14, 15].

Ниже мы покажем, что именно это магнитное поле (18), создаваемое виртуальной электрон–позитронной парой, ответственное за взаимодействие в (6), ассоциирующееся со спин-орбитальным. А пока мы напомним простейший лагранжиан для задачи движения электрона в атоме водорода, исходя из суммы энергий взаимодействий, введённых в параграфе 1. В стандартных лагранжевых переменных и простейшем выборе корреляций между координатой и скоростью, этот лагранжиан можно записать в виде:

$$\mathcal{L} = \frac{m\dot{q}^2}{2} - \frac{\mu\Phi}{\pi c} \frac{\mathbf{s} \cdot (\mathbf{q} \times \dot{\mathbf{q}})}{q^3} - \frac{e^2}{q}, \quad (14)$$

где вектор $\mathbf{s}$, ассоциируемый в обычной квантовой механике с оператором спина, здесь трактуется как единичный вектор случайных радиальных направлений из точки, в которой находится в атоме протон.

Согласно обычным правилам получения уравнения движения с помощью лагранжиана, находим:

$$m\ddot{\mathbf{q}} = \alpha\hbar c \frac{\mathbf{q}}{q^3} - \frac{3\mu\Phi}{\pi c} \frac{|\dot{\mathbf{q}}|(\mathbf{s} \times \mathbf{q})}{q^4} - \frac{3\mu\Phi}{\pi c} \frac{\mathbf{q}(\mathbf{s} \cdot (\dot{\mathbf{q}} \times \mathbf{q}))}{q^5}. \quad (15)$$

Переходя в волновое пространство $(\omega, \mathbf{k})$ и вводя обозначения $\omega_C = \frac{c}{\lambda} = \frac{mc^2}{\hbar}$ превращаем дифференциальное уравнение в алгебраическое:

$$\frac{\omega^2}{\omega_C^2} \mathbf{q} = \alpha\lambda^3 \frac{\hat{\mathbf{q}}}{q^2} - \frac{3\lambda^4}{2\pi c} \left\{ \frac{|\dot{\mathbf{q}}|(\mathbf{s} \times \mathbf{q})}{q^4} + \frac{\mathbf{q}(\mathbf{s} \cdot (\dot{\mathbf{q}} \times \mathbf{q}))}{q^5} \right\}. \quad (16)$$

В правой части производная по времени от вектора $\mathbf{q}$ сохранена, т. к. величина этой производной будет рассматривается в дальнейшем анализе как независимый

параметр. Действительно, оценим относительные вклады в правой части последнего соотношения при выборе следующих трёх характерных областей значений переменных, от которого оно зависит:

$$\begin{aligned}
 a) \quad q &\sim \frac{\lambda}{\alpha} = r_B, \quad \dot{q} = \alpha c, \\
 \omega_C &\sim \alpha^2 \omega_0 \Rightarrow \alpha \lambda = \alpha^3 \lambda + \frac{3}{2\pi} (\alpha^4 \lambda + \alpha^4 \lambda) \approx \alpha^3 \lambda + \alpha^4 \lambda; \\
 b) \quad q &\sim \lambda \equiv c \lambda, \quad \dot{q} = c, \\
 \omega_C &= \omega_0 \Rightarrow \lambda = \alpha \lambda + \frac{3}{2\pi} (\lambda + \lambda) \approx \alpha \lambda + \lambda; \\
 c) \quad q &\sim \alpha \lambda = r_0, \quad \dot{q} = \frac{c}{\alpha}, \\
 \omega_C &= \frac{\omega_0}{\alpha^2} \Rightarrow \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda}{\alpha} + \frac{3}{2\pi} \left(\frac{\lambda}{\alpha^4} + \frac{\lambda}{\alpha^4} \right) \approx \frac{\lambda}{\alpha} + \frac{\lambda}{\alpha^4}.
 \end{aligned} \tag{17}$$

Прежде всего отметим, что выбор значения параметра $\dot{q} = \frac{c}{\alpha}$ не случаен. Этот выбор определяется сохранением величины произведения $q\dot{q}$ во всех трёх областях. В рамках теории дифференциальных уравнений эта величина должна являться интегралом движения; с физической же точки зрения, этот выбор есть следствие наших размышлений (см. выше) о природе *Zitterbewegung*'а. В более общем плане, противоположные по знаку масштабирования q и $\dot{q}$ по константе электромагнитного взаимодействия α должны быть продолжены «и вверх, и вниз» по колонкам приведённых значений. Это приводит к очень глубоким идеям, которые неоднократно обсуждались многими исследователями от П. Дирака и до А. Барута в различных контекстах. Идея такого масштабирования настойчиво обсуждается, например, в работах Г.П. Шпенкова и Л. Кредика (см. [16]) и другие работы этих авторов, а также многочисленны статьи неортодоксальной направленности в таких журналах, как «Известия ВУЗов», «Физическая Мысль России», «Galilean Electrodynamics» и т. п.) Ориентируясь на известную формулу Й. Намбу [17], которая связывает массу протона с массой электрона с помощью коэффициента $\alpha^{3/2}$, нетрудно установить подобные приведения к массе электрона и для других элементарных частиц (бозонов и фермионов), продолжая начатое Намбу исследование по связи спектров масс адронов и лептонов. Более того, ещё в 1971 г. М. Мак-Грегор ([18] и развитие им этого наблюдения в его последующих работах) указал на то, что вероятность слабых распадов элементарных частиц соотносится как α^n , где n — целое число. Это указывает на то, что в природе имеется лишь одно универсальное взаимодействие — электромагнитное, воспринимаемое нами на различных расстояниях, как слабое или сильное. Это весьма правдоподобно, если учесть, что на малых пространственных интервалах топология взаимодействий усложняется (т. е. «внутри» элементарных частиц, где плотность энергии-массы может возрастать). Усложнение топологии непосредственно проявляется, например, в том, что у электрона кроме магнитного момента, который формируется скорее всего во всем его комптоновском объёме, на расстояниях, где эффективно слабые взаимодействия, формируется ещё один статический параметр описания: тороидный дипольный момент. Непосредственным следствием существования этих двух характеристик электрона является то, что конфигурация «внутреннего тока» в электроне описывается ненулевыми индексами Хопфа, являющимися одним из простейших признаков топологической нетривиальности распределения замкнутого векторного поля [19].

Кстати говоря, из такого фактического состояния дел сразу вытекает то, что и магнитный момент (спин) и тороидный момент являются в равной мере топологическими характеристиками частицы и, таким образом, подтверждается широко обсуждающаяся в последнее время идея рассмотрения симметрии Пуанкаре–Лоренца, как приближенной.

Мы фактически пришли к той же картине, обсуждая динамику электрона в окрестности его «соприкосновения» с протоном, когда обнаружили возможность превращения пересекающегося тора в обычный топологически нетривиальный тор, с уменьшением на малых пространственных интервалах взаимодействия между электроном и протоном. Эта картина повторяет ту, что предписана в Стандартной Модели для внутренности электрона с фактором масштабирования α^2 . Таким образом, фактор масштабирования α скорее всего предписывается сильным взаимодействиям, если пытаться их генерировать, уменьшая характерные масштабы чисто электромагнитных взаимодействий и ввести топологически нетривиальные интегралы по путям (что глобально и осуществляют матрицы Гелл-Манна в КХД).

Отметим, что, начиная со знаменитой работы Каббibo, в которой произведён переход к единой константе слабых взаимодействий G_F за счёт поворота в пространстве состояний, дальнейшее развитие калибровочных теорий, приведшее к формулировке Стандартной Модели, действительно шло по пути универсализации константы слабых взаимодействий за счёт введения феноменологических параметров (в окончательной формулировке с помощью матрицы Кобаяши–Маскава).

После этого отступления займёмся анализом найденных нами соотношений (17). Из соотношения (17.a) видим, что поведение решения дифференциального уравнения не может иметь осцилляторного характера. Однако, в этой области переменных соотношение между кулоновским вкладом и вкладом, ассоциирующимся со спин-орбитальным, имеет обычный вид релятивистской поправки первого порядка к кулоновскому потенциалу.

Из соотношения (17.b) следует, что на расстояниях порядка комптоновской длины волны превалирует «сила трения», а релятивистской поправкой к ней является кулоновское взаимодействие. Именно в этой области изменения динамических переменных нашего уравнения возможно осцилляторное поведение системы и далее стохастизация этого решения дополнительно к *Zitterbewegung* невозмущённого электрона.

Из соотношения (17.c) с очевидностью следует, что на интервалах $\lambda > r > r_0$ «сила трения» стремительно возрастает, а об осцилляторном поведении решения не может быть и речи. Расстояния же, на которых столь резко возросла сила трения требуют анализа следующих релятивистских потенциалов, что нами и начато.

Соответственно, энергия взаимодействия с этим магнитным полем магнитного момента протона, выраженная единым образом через комптоновскую длину электрона

$$W \sim \frac{2,79\hbar c}{\sqrt{\alpha}\lambda}.$$

Следовательно, вклады взаимодействия с этим полем магнитных моментов электрона и протона будут иметь порядок

$$\mu_e B_{virt} = \mu_e \frac{ec}{\alpha^3 \lambda^2} = \frac{e\lambda}{2} \frac{ec}{\alpha^3 \lambda^2} = \frac{\hbar c}{\alpha^2 \lambda}. \quad (18)$$

Отсюда следует, что в правой части последней строки соотношения возникнет дополнительный вклад порядка λ/α^2 . Заодно, с помощью классической формулы взаимодействия магнитных моментов

$$W = \frac{3(\boldsymbol{\mu}_1 \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}_2 \mathbf{r}) - r^2(\boldsymbol{\mu}_1 \boldsymbol{\mu}_2)}{r^5} + 4\pi \boldsymbol{\mu}_1 \boldsymbol{\mu}_2 \delta^3(\mathbf{r}), \quad (19)$$

справедливой в не только в классической, но и в рамках квантовой электродинамики (см. эффективный потенциал взаимодействия двух электронов в формуле

Брейта). Оценим порядок их вкладов для электрон–электронного и электрон–протонного магнитодипольных взаимодействий на расстояниях r_0 :

$$\begin{aligned}\Delta W &= \mu_e \mu_e = 2 \frac{e^2 \lambda^2}{4r_0^3} = \frac{\hbar c}{2\alpha^2 \lambda}, \\ \Delta W &= \mu_e \mu_p = \frac{2,79 \hbar c}{2\sqrt{\alpha} \lambda}.\end{aligned}\tag{20}$$

Подчеркнём, что динамика электрон–протонных взаимодействий на расстоянии r_0 полностью определяется магнитными свойствами этих частиц и характером их движения, поскольку кулоновское взаимодействие на этих расстояниях имеет всего лишь порядок $e^2/r_0 = \hbar c/\lambda$. Естественно, что эти потенциалы должны быть введены в уравнения и (3), и (15).

Итак, наша единственная гипотеза о случайной ориентации магнитного поля, создаваемого электрон–позитронной парой, непосредственно обоснует возможность эффективного описания атома водорода с помощью волновой функции в S -состояниях, поскольку наша методика близка к той, что была развита Грызинским [20], то формирование состояний с более высокими квантовыми числами идёт по той же схеме, что и у него. Мы посвятим этому вопросу отдельное исследование. Исходя из этой картины, отметим то обстоятельство, что круговое движение виртуального электрона вблизи протона, стабилизированное присутствием мощного дипольного магнитного поля, выглядит «естественно» при его движении к (положительно заряженному) протону и «противоестественно» при движении от протона, имитируя позитрон. Это, по-видимому, и является общей подоплёкой СРТ-теоремы и её выражением в данном конкретном случае. С классической же электромагнитной точки зрения причиной расталкивания реального и виртуального электронов является большой положительный вклад в гамильтониан на этих расстояниях от взаимодействия их магнитных моментов, который ориентированы по одной оси, поскольку лишь один из них, виртуальный (а реально, конечно, электрон–позитронная пара, поскольку один электрон имеет отрицательный заряд, а пара нулевой!), создаёт продольное магнитное поле. Эту расталкивающую силу можно ассоциировать с действием принципа Паули (сравни изложенное с детализацией действия этого принципа, данного в работе [21]).

Заключение

Итак, подчеркнём самое существенное свойство развитых нами полуклассических моделей. Основное их отличие от остальных моделей строения атома заключается в том, что в них сразу, уже в самой простейшей формулировке учитывается наличие магнитных полей разных конфигураций на различных расстояниях. В целом атом водорода выглядит как весьма специфическая (динамическая!) магнитная ловушка, создающаяся при падении электрона на кулоновский центр (протон, ядро). При этом в области обычных квантово-механических стационарных орбит магнитное поле малой напряжённости возникает спорадически и имеет стохастическую радиальную направленность. На самых же малых расстояниях в атоме, куда ещё может проникнуть электрон, $r \sim r_0$, возникает, как мы показали, «перевитое» магнитное поле. Его силовые линии имитируют магнитную структуру электрона, которая формируется на расстояниях ровно в 137 раз меньших, чем в атоме водорода, — на комптоновской длине промежуточных векторных бозонов. Таким образом в «сердцевине» обоих объектов поле имеет магнитотороидный характер. В то же время эти объекты с глобальной точки зрения разные. Атом водорода практически магнитонейтрален, а потому корреляцию магнитного и тороидного моментов, точнее соответствующую единую топологическую нетривиальную конфигурацию магнитного поля в нем трудно установить. В то же время мы верим, что когда электрон выстраивается (а может быть поляризуется!) при сравнительно невысоких напряжённостях магнитного поля за счёт своего большого магнитного момента, то по нему ориентируется и тороидный диполь. Это явление по недоразумению считается эффектом «несохранения

чётности», хотя таковым оно только представляется в линейном локальном пределе учёта внешнего магнитного поля и описания внутреннего магнитного поля с помощью простейших (разделённых по характеру токов их образующих) дипольных моментов (магнитного и тороидного), имеющих противоположные свойства при отражении пространственных координат.

Теоретическое и экспериментальное моделирование различного типа магнитных полей и векторного потенциала можно проследить в работах Р. Варма [22]. На основе развитой картины сделаем ещё одно замечание весьма общего характера. Поскольку наличие магнитного и тороидного диполей у электрона — физико-математический факт, то очевидно, что торы с полоидальными магнитными силовыми линиями на поверхности могут прилегать к друг другу только в том случае, если их тороидные и магнитные диполи направлены в противоположные стороны (сравни с картиной молекулярных амперовских токов). Можно предположить, что именно эта «живая» (электромагнитная) картина и является причиной справедливости формального введённого принципа Паули на уровне спинов. Немедленным следствием такого предположения будет составная природа бозонов.

Заметим также, что наше феноменологическое введение спина и магнитных моментов сравнимо с описанием дислокаций и дисклинаций [23], как мезоскопических дефектов упругих тел в рамках нерелятивистских калибровочных теорий. При этом компенсирующие поля, определяющие упругость материалов, являются аналогами возникающих при движении заряженных частиц электромагнитных потенциалов (которые неудачно называют калибровочными). Подтверждается, что спин не является динамической характеристикой элементарной частицы, а по способу введения он скорее формируется в ней как стандартный механический отклик, например, при воздействии на неё внешнего магнитного поля. В ядерных реакциях такие отклики могут быть следствием соударений ядер.

Литература

1. *Kuryshkin V. V., Zorin A. V.* // *Nuovo Cim. A.* — Vol. 101, No 3. — 1989. — Pp. 497–503.
2. *Egido J. L., Robledo L. M., Rodriguez-Guzman R. R.* Unveiling the Original of Shape Coexistence in Lead Isotopes // *Phys. Rev. Lett.* — Vol. 93. — 2004. — Pp. 082502–1.
3. *Захарова В. П.* // *Известия ВУЗов. Физика.* — № 5. — 2005. — С. 47.
4. *Takahashi K. et al* // *Phys. Rev.* — Vol. C36, No 3. — 1987. — P. 1522.
5. *Jung M. et al* // *Phys. Rev. Lett.* — Vol. 69, No 15. — 1992. — P. 2164.
6. *Bosh F. et al* // *Phys. Rev. Lett.* — Vol. 77, No 26. — 1996. — P. 5190.
7. *Dubovik V. M., Martsenyuk M. A., Saha B.* // *Phys. Rev. E.* — Vol. 61, No 6. — 2000. — P. 7087.
8. *Прохоров Л. В., Шабанов С. В.* Гамильтонова механика калибровочных систем. — СПб.: Изд-во СПбГУ, 1997.
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. — Т. VII: Теория упругости. — М.: Наука, 1987.
10. *Огibalов П. М., Колтунов М. А.* Оболочки и пластины. — М.: Изд-во МГУ, 1969.
11. *Weisskopf V. F.* // *Amer. J. Phys.* — Vol. 53, No 2. — 1985. — Pp. 109–110.
12. *Де Бройль Л.* Введение в волновую механику: Пер. с фр. / Под ред. Д. Д. Иваненко. — Изд. 2-е, испр. издание. — М.: Едиториал УРСС, 2005. — 232 с. — см. также первое издание книги: ОНТИ, Гос. НКТП, Науч.-техн. Изд. Украины, Харьков — Киев — 1934.
13. *Kassandrov V. V.* // *Grav. Cosmol.* — Vol. 8. — 2002. — Pp. 57–62.
14. *Dyson F.* // *Phys. Rev.* — Vol. 75. — 1949. — P. 1736.
15. *Thirring W.* Principles of Quantum Electrodynamics. — New York, 1958.
16. *Shpenkov G. P., Kriedik L.* // *Hadronic J.* — Vol. 26, No 2. — 2003. — Pp. 217–230.
17. *Nambu Y.* // *Progr. Theor. Phys.* — Vol. 7. — 1952. — P. 595.

18. *Mac Gregor M. H.* // *Lettere Al Nuovo Cimento.* — Vol. 1, No 18. — 1970. — P. 759.
19. *Dubovik V. M., Tugushev V. V.* // *Phys. Rev.* — Vol. 187, No 18. — 1990. — P. 145.
20. *Грызинский М.* Об атоме точно. — Новосибирск: Институт математики им. С. Л. Соболева, 2004. — ФПВ-2004, Вып. 1. — 92 с.
21. *Чувылкин Н. Д., Смоленский Е. А., Зефирова Н. С.* // *УХН.* — Т. 74, № 11. — 2005. — С. 1118–1131.
22. *Varma R. K. et al* // *Phys. Lett.* — Vol. A303. — 2002. — Pp. 114–120.
23. *Кадич А., Эделен Д.* Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. — М.: Мир, 1987. — 168 с.

UDC 53.01

The Hydrogen Electromechanical Model as a Presentation of the Stochastic Quantum–Field Process of Electron–Proton Interaction

V. M. Dubovik, E. N. Dubovik

*Joint Institute for Nuclear Research,
6, Joliot-Curie str., Dubna, Moscow Region, 141980, Russia*

It is shown that the Schrödinger equation can be formally reduced to the equation of the theory of stable thin film elastic disk and envelope in mechanics. Starting from it the possibility of considering the classical mechanical approach with regard to the quantum field electromagnetic effects, as the factors, responsible for quantum structure of atom is discussed. As an example we analyze the hydrogen atom structure.