


С 332

М-345

И. М. Маторы
РЕАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОН



A diagram of a circular electron. It is represented as a thin disk with a diameter of $2R = 7,74 \cdot 10^{-11}$ cm and a thickness of $2\rho_0 = 2,75 \cdot 10^{-93}$ cm. The diameter is indicated by a horizontal double-headed arrow across the top of the circle. The thickness is indicated by a horizontal line with arrows at both ends, one pointing to the top edge and the other to the bottom edge of the circle. Three curved arrows on the right side of the circle indicate a clockwise rotation.

$$2R = 7,74 \cdot 10^{-11} \text{ см}$$

$$2\rho_0 = 2,75 \cdot 10^{-93} \text{ см}$$

Объединенный институт ядерных исследований

C 332
M - 345

И. М. Матора

РЕАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОН

146860

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Матора И. М.

М33 Реальный электрон. — Дубна: ОИЯИ, 2006. — 114 с.

ISBN 5-9530-0103-7

В книге дан количественный анализ суммарной энергии электрического и магнитного взаимодействия реальных лептонов-торов. Для взаимодействия e^-e^+ и тяжелых тороидальных $\tau^-\tau^+$ (до сих пор называемых лептонами) так называемые асимптотически свободные ямы имеют глубину $U_{e^-e^+} \sim -3$ кэВ и $U_{\tau^-\tau^+} \sim -11$ МэВ. Это дает основание считать источником сильной связи чисто электромагнитное взаимодействие тяжелых «лептонов» τ^\pm , из которых и состоят протоны и нейтроны.

Книга будет полезна для энтузиастов в области физики элементарных частиц.

УДК 530.145+539.12.01

© Объединенный институт ядерных исследований, 2006

ISBN 5-9530-0103-7

Предисловие

Идея написать эту книгу возникла у автора при завершении работы «Модель структуры электрона и мюона» 1981 г. [24], в которой удалось выявить и физический смысл казавшегося аномальным удвоения магнитомеханического отношения для электрона, и точное равенство всегда пронизывающего токовый контур частицы полного магнитного потока одному его кванту Φ_0 . Вдохновляло автора и поразительное подобие хода суммы энергий взаимодействия магнитных моментов и электрических зарядов частиц-колец e^-e^+ на малых расстояниях между ними асимптотически свободному ходу энергий взаимодействия кварков в нуклонах. Эти положительные эмоции, сопровождавшие написание статьи, стимулировали длительный поиск истинных параметров самой элементарной и универсальной с точки зрения интенсивности ее участия практически во всех наблюдаемых нами природных явлениях частицы — электрона.

Важным этапом этого явилось выполненное в 1985 г. [9] доказательство некорректности интерпретации результатов известных измерений $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle$ — среднеквадратического радиуса зарядового распределения электрона, — проведенных якобы в его системе покоя (с.п.). В действительности измерения $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle e^-$ велись (практически всегда — в коллайдерах) в лабораторной системе координат (л.с.). Значит, для получения окончательного результата — измеренного $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle$ в с.п. электрона — оставалось необходимым полученные в [10] $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle$ умножить на фактор $\gamma = E_{\text{coll}}/(mc^2)$ (E_{coll} — энергия встречных e^- (в л.с.), mc^2 — энергия покоя e^-). Умножение на γ убедительно доказало, что все измеренные $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle_{\text{с.п}}$ практически одинаковы: $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle_{\text{с.п}} \sim 10^{-11}$ см $\sim \lambda_c \sim \hbar/(mc) = 3,86 \cdot 10^{-11}$ см (λ_c — комптоновская длина волны электрона). Вскоре после публикации [9] все попытки экспериментально доказать «точечность» электрона прекратились.

Ускорило завершение работы над книгой обнаружение вытекающей из релятивистской теории электрона Дирака суперстабильной циркуляции в нем равномерно распределенного по тороидальной поверхности заряда $-e$ со световой скоростью [12]. При этом найденный практически равный комптоновской длине волны частицы λ_c радиус токового контура $R = 3,87 \cdot 10^{-11}$ см и другие его параметры совпали с предсказанными в [24].

Принципиально важным свойством выявленной циркуляции явилось совпадение оси электронного токового контура с осью Oz , фиксируемой даже при отсутствии внешнего по отношению к электрону магнитного поля за счет сохранения его механического момента (спина). А в магнитном поле ось Oz будет фиксирована еще более жестко. Поэтому z -проекции магнитного μ и механического s моментов электрона будут всегда равны их модулям $\mu_z = |\mu|$ и $s_z = |s|$. И, следовательно, прецессия моментов электрона всегда отсутствует.

Введение

Интенсивные исследования электрона ведутся уже более 105 лет, но еще далеко не все в нем исследовано достоверно. Зигзаги пути познания его свойств и видов взаимодействия с другими объектами удивительны.

Ни одной более распространенной, чем электрон, элементарной частицы в природе нет. Вместе с тем он обладает квантом заряда — e и многократно меньшей, чем все другие заряженные частицы, массой. Следовательно, экспериментальные исследования всех его свойств осуществимы с использованием аппаратуры многократно более простой, чем для остальных заряженных элементарных частиц. Но — парадокс — до сих пор и экспериментальные, и теоретические результаты исследований электрона содержат не менее трех грубых ошибок.

Первая из них — предположение теоретиков о точечной его структуре. Его абсурдность очевидна. Но вторая ошибка, допускавшаяся всеми экспериментаторами, измерявшими на ускорителях действительные размеры электрона без учета их релятивистского сокращения, блокировала возможность понимания сути первой.

Третья ошибка принадлежит двум авторитетнейшим теоретикам атомной спектроскопии [25]. Получив выражение релятивистской поправки к собственному значению (с.з.) кинетической энергии электрона в атоме, они нашли, что она якобы отрицательна. Абсолютным критерием правильности результатов исследований в любой науке, как известно, является истина. Но вместо истины здесь сработал авторитет великолепных спектроскопистов, и их ошибка тиражируется в учебниках и монографиях до сих пор.

И очевидно, что только упомянутых ошибок было достаточно для блокирования процесса познания истинных свойств e^- .

Противоречивость процесса познания истинных параметров электрона отмечалась и ранее.

Так, Хендрик Лорентц еще в начале XX в. высказал идею о том, что «все силы связаны более или менее тесно с теми силами, которые мы изучаем в электромагнетизме» [1]. А в 1950 г. Яков Френкель [1] подчеркнул тот «факт, что чисто корпускулярная модель строения вещества, которой мы пользуемся до сих пор, неадекватна, когда речь идет о микромире, так как она отражает только корпускулярный аспект материи, не учитывая ее полевой природы». Но до сих пор в теории классический радиус электрона вычисляется по вкладу в его массу покоя лишь собственного электрического поля E , а легко находимый вклад поля магнитного H от него, как и заряд, предполагаемого то-

чечным магнитного момента μ_e (выражение H см. в [2]), многократно больший вклада E , игнорируется [3, с.306]. Вероятной причиной неучета H является превосходство на ~ 22 порядка постоянной e^2 в $E^2 = e^2/r^4$ над μ_e^2 в $H^2 = \mu_e^2(3 \cos^2 \theta + 1)/r^6$. Но множитель r^{-6} в H^2 уже при $r = 10^{-12}$ см превосходит r^{-4} в E^2 на 24 порядка. Значит, если бы еще в XX в. r_e вычислялся через корректное выражение массы с учетом обоих полей «точечного» e^- :

$$m_e = \frac{1}{8\pi c^2} \int (H^2 + E^2) d^3x = \frac{1}{8\pi} \int \left[\mu_e^2 \frac{3 \cos^2 \theta + 1}{r^6} + \frac{e^2}{r^4} \right] r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi = \frac{\mu_e^2}{r_{em}^3} + \frac{e^2}{2r_{em}},$$

то вместо прежнего $r_e = \sim 2,82 \cdot 10^{-13}$ см корректное (с учетом и H^2) его значение $r_{em} = 4,77 \cdot 10^{-12}$ см превзошло бы r_e в ~ 17 раз. А равенство средних по поверхностям окружающих e^- сфер с радиусом r и плотностью энергии $E_c^2/(8\pi) = H_c^2/(8\pi)$ реализовалось бы уже на $r_{cp} = 2,7337 \cdot 10^{-11}$ см. И локализованная в малом объеме между, например, сферами с $r = 10^{-12}$ см и r_{cp} магнитная энергия «точечного» e^- $U_m(10^{-12}, r_{cp}) \sim 54$ МэВ в ~ 100 раз превзошла бы $m_e c^2$, а энергия поля E в этом объеме составила лишь ~ 70 кэВ. Эта гигантская концентрация энергии поля H на расстояниях от e^- $r \sim 10^{-12}$ см, превосходящих даже ядерные ($\sim 10^{-13}$ см) масштабы, иллюстрирует, сколь огромна сила взаимодействия «точечного» μ_e — с μ других частиц, локализованных в малых объемах.

К сожалению, никто из энтузиастов доказательства «точечности» электрона до сих пор не обратил внимания на то, что суммарная энергия взаимодействия двух «точечных» e^- $U(r) = e^2/r - \mu_e^2/r^3$ из положительной для расстояний между ними $r > (\mu_e/e) = 1,935 \cdot 10^{-11}$ см внутри области расстояний $r < 1,935 \cdot 10^{-11}$ см становится отрицательной даже в случае противоположно направленных соплоскостных (определение термина см. в 1-м абзаце гл.2) магнитных моментов, так как сила притяжения их μ_e — в этой области превосходит силу отталкивания зарядов. А на расстояниях между ними, например, $r = 10^{-13}$ см суммарная (отрицательная!) энергия $U_{e^-e^-}(10^{-13} \text{ см}) = -53,8$ ГэВ! Но если бы энтузиаст обнаружил это, то непременно назвал бы «точечный» e^- супердроном и предложил теоретикам изучить атом биелектрон, объем которого $V_{e^-e^-} \sim 4\pi(1,935 \cdot 10^{-11})^3/3 \text{ см}^3$ наполнен суперсильной магнитной связью двух одинаково заряженных лептонов!

И давно известные факты; в частности, выполняющееся во всех без исключения ядрах правило обязательной противоположности направлений μ_{p+} и не обладающего зарядом нейтрона μ_n в парах четной части их нуклонов, еще тогда могли бы направить исследователей на рассмотрение взаимодействия соплоскостных магнитных моментов адронов и их кварков в качестве основы сильной связи. Но этого, к сожалению, не произошло.

Еще в 1967 г. Дж.П. Томсон сделал интересное сообщение [4]: «Я хорошо помню, как на семинаре в Кавендишской лаборатории Артур Комптон докладывал свою работу о "кольцевом электроны"». Он показал, что такая теория может устранить некоторые из трудностей, однако эта идея не получила поддержки, и в 1926 г. ее сменила идея Джорджа Уленбека и Сэмюэла Гаудсмита о вращающемся электроны. Но и она не была полностью удовлетворительной. В этой же работе, посвященной анализу результатов интенсивных 70-летних исследований свойств открытого в 1897 г. электроны, Томсон заметил: «...больше всего поражает, до какой степени устоявшаяся теория заставляет даже лучшие умы быть слепыми к новым идеям».

Гениальный Поль Дирак создал релятивистскую теорию электроны, которая, как упоминалось, содержала в себе изначально его нелокальную кольцевую структуру, но до конца XX в. она оставалась нерасшифрованной. Дирак, несомненно, понимал безусловную необходимость учета в квантовой механике как взаимодействия зарядов $-e$ электроны, так и их магнитных моментов μ_e с моментами ядер атомов и других микрочастиц. Но тогда построить однозначный оператор магнитного взаимодействия e^- с другими частицами из-за предполагавшегося многообразия взаимной ориентации векторов магнитных моментов партнеров представлялось невозможным. Скорее всего, это и направило его силы на разработку гипотезы о точечном магнитном монополе с целью на основе суммы двух скалярных потенциалов монополей построить желаемый оператор магнитного взаимодействия.

Кстати, исследуя свойства монополя, Дирак еще в 1931 г. [5, с. 68] доказал, что квантованными должны быть не только заряд электроны и позитрона $\pm e$, но и полный магнитный поток монополя с его квантом $\Phi_0 = \hbar c / (2e) = \pi \hbar c / e$ (который спустя 19 лет был измерен Лондоном [6] для макроскопических сверхпроводящих колец). Но гипотеза Дирака о магнитном монополе не сработала. И природа электроны до настоящего времени интенсивно исследуется на базе квантовой электродинамики (КЭД) с основным постулатом о его точечности. Но еще в XX в. разработчики КЭД стали замечать: «Являясь вполне удовлетворительной теорией определенной области физических явлений, современная КЭД обладает тем крупным недостатком, что для устранения возникающих в ней расхождений приходится привлекать дополнительные идеи, не содержащиеся в основных формулировках теории и не отраженные в ее исходных уравнениях» [7]. А корифей создания КЭД Ричард Фейнман в завершившей его творческий путь книге [8, с. 113] оценил один из главных ее приемов так: «Уловка, при помощи которой мы находим n и j (под n и j им подразумевается масса и заряд e^-), имеет название «перенормировка». Но каким бы умным ни было слово, я назвал бы ее дурацким приемом! Необходимость прибегнуть к такому фокусу-покусу не позволила нам доказать математическую самосогласованность КЭД». Однако практически все работающие в области КЭД ученые приведенные выше оценки ее

недостатков до сих пор считают необоснованными эмоциями авторов оценок.

И до последнего времени величины квантов заряда $-e$ и механического момента $\hbar/2$ всегда являются для теории исходными параметрами. А рекордный для элементарных частиц магнитный момент $\mu_e \cong 9,2956 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс, не менее стабильный, чем заряд $e^- = -4,803242 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, немислимый без существования в частице замкнутого контура со столь же стабильным циркулирующим по нему электрическим током, создающим пронизывающий контур квантованный магнитный поток $\Phi_e = \Phi_0 = 2,06785 \cdot 10^{-7}$ Гс \cdot см², игнорируется, несмотря на упомянутую выше попытку Комптона привлечь к электроны-кольцу внимание коллег-исследователей.

Более того, и постулат КЭД о 4-векторе электромагнитного тока электроны — источнике электромагнитного поля, имеющем в статическом пределе якобы только одну (скалярную) компоненту — квант заряда $-e$, — не соответствует действительности. Этот абсурдный постулат, естественно, только после преодоления трудностей с помощью сомнительных даже для Р.Фейнмана [8] приемов КЭД позволял точно вычислять важнейшие, заранее достоверно измеренные параметры электроны и его взаимодействия с другими частицами так же, как и другой постулат — о «точечности» e^- (столь же абсурдный, ибо масса такого e^- бесконечно велика), который, как упоминалось в предисловии, из-за ошибочности интерпретации результатов всех измерений [10] его формфакторов вплоть до середины 1980-х гг. считался экспериментально доказанным.

Вероятно, впервые обратили внимание на необходимость учета релятивистского сокращения измеряемых размеров электроны Йенни, Леви и Рейвенхолл [11]. Они (1957 г.) утверждали, что в формфакторе исследуемой частицы $F(\mathbf{q}^2) = \int f(r) e^{i\mathbf{q}r} dr$ ($\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}_0$ — вектор переданного импульса, $f(r)$ — статическое (в системе покоя) распределение заряда или кинематического магнитного момента) аргумент функции $f(r)$ испытывает релятивистское сокращение, зависящее от условий эксперимента. Измерения же $f(r)$ велись в лабораторной системе координат (л. с.), в которой подопытный электрон всегда имеет скорость, близкую к световой, особенно в экспериментах на e^-e^- -коллайдерах. В этих наиболее частых опытах с полной симметрией кинематических параметров упруго взаимодействующих партнеров учет сокращения проекции r на \mathbf{q} прост. Из-за равенства модулей импульсов обоих партнеров \mathbf{p}_0 (перед их упругим столкновением) и \mathbf{p} (после него) в л. с., а также равенства масс покоя обоих сталкивающихся электроны m в $f(r)$ сокращается в одинаковом масштабе у обоих партнеров в $\gamma \sim E_0/m_0c^2$ раз (E_0 — энергии обоих e^- перед столкновением). И корректный учет эффекта сокращения размера показал [9], что достигнутый результат измерений при всех энергиях частиц-партнеров был один и тот же — измеренный среднеквадратический радиус распре-

ления заряда в системе покоя e^- составлял $\sim 10^{-11}$ см, т.е. действительный размер e^- во всех экспериментах был $\sim \lambda_c$. К сожалению, эти опыты после опубликования [9] прекращены, несмотря на высокую актуальность измерений формфакторов e^- в e^-e^- -взаимодействиях при разных сочетаниях поляризации частиц во встречных пучках.

Вышеизложенное приводит в соответствие с действительностью обнаруженный создателями КЭД еще в 1970-х гг. [7, Берестецкий] удивительный факт прекращения работоспособности классической электродинамики не при длине волны поля фотона, равной традиционному (вычисленному без вклада $H_{cp}^2/(8\pi)$ в mc^2) классическому $r_e \sim 2,82 \times 10^{-13}$ см, а при близкой именно к $\lambda_c = \hbar/(mc) = 3,8616 \cdot 10^{-11}$ см, которая в ~ 137 раз больше r_e .

Доказанная и экспериментально, и на основе релятивистской теории электрона Дирака нелокальность e^- [12] с большим радиусом его тороидальной структуры $R \cong \lambda_c$ не только устраняет проблему расходимостей. Она также дает надежду построить в рамках истинной (нелокальной) квантовой механики точную и вместе с тем более простую, чем нынешняя КЭД, адекватную теорию тех тонких эффектов, расчеты параметров которых после измерения их значений пока выполняет только КЭД (приемами, сомнительными даже для ее создателей).

В книге представлены результаты квантово-механических расчетов действительных параметров нелокального тороидального электрона и его взаимодействий с микро- и макрообъектами, выполненные автором и его коллегами с учетом корректив, внесенных в некоторые фрагменты стандартной квантовой механики.

Глава 1

СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОНА

1.1. Релятивистская теория циркуляции заряда в электро́не¹

Развитая Дираком релятивистская теория электрона [13] представляет собой удивительный комплект основных свойств электрона. Еще не все из них адекватно расшифрованы и используются.

Так, данный им анализ полученных в [13] интегралов $\alpha_1(t)$ и $x_1(t)$ гейзенберговских уравнений движения с релятивистским гамильтонианом

$$H = c(\alpha, p) + \rho_3 mc^2 \quad (1)$$

для свободного — с нулевым внешним электромагнитным полем и собственным значением (с. з.) $H = mc^2$ — электрона

$$\alpha_1(t) = \left(\frac{i\hbar}{2H} \right) \alpha_1^0 e^{-2iHt/\hbar} + \frac{cp_1}{H} \quad (2)$$

и

$$x_1(t) = - \left(\frac{c\hbar^2}{4H^2} \right) \alpha_1^0 e^{-2iHt/\hbar} + cp_1 H^{-1} t + a_1 \quad (3)$$

показал, что $c\alpha_1(t)$ — проекция скорости на ось x_1 — состоит не только из обычной постоянной скорости всей частицы $c^2 p_1 / H = p_1 / m$, но и названной им «осциллирующей» ее части $(i\hbar \alpha_1^0 / (2H)) e^{-2iHt/\hbar}$. Найденный им модуль последней всегда равен световой скорости c .

Физический смысл $c\alpha_1(t)$ легко понять, вспомнив, что наряду с оператором 4-вектора координат x Дирак ввел в теорию новые степени свободы, описывающие внутреннее движение в электро́не. Сделано это было им, разумеется, с целью отображения существования спина и

¹ См. [12].

магнитного момента электрона. При этом скорости по обоим типам степеней свободы описываются одним и тем же оператором $s\alpha$, т.е. «траектория» электрона $x_1(t)$ (3) содержит «осциллирующую» часть $(c\hbar^2/4H^2)\alpha_1^0 e^{-2iHt/\hbar}$ наряду с обычными слагаемыми.

Представляет большой интерес проблема выделения из общей картины движения частицы и исследования только движения ее внутреннего — до сих пор предполагаемого «осциллирующим» — объекта.

1.2. Гамильтониан, описывающий движение внутриэлектронного объекта, и интегралы $\alpha_1(t)$ и $x_1(t)$

Как было установлено, скорость внутриэлектронного объекта всегда равна световой. Отсюда однозначно следует равенство массы покоя движущегося объекта нулю. Кроме этого несомненно, что спин частицы создается и стабилизируется движением именно этого объекта. Более того, его движение генерирует столь же стабильные магнитный момент μ_e электрона и обусловленный им квантованный магнитный поток $\Phi = \Phi_0 = \pi\hbar c/e$ сквозь токовый контур частицы.

Очевидно, что единственным объектом, способным реализовать все перечисленные предъявляемые к нему требования, может быть безмассовый квант заряда $-e$. Всегда двигаясь со световой скоростью, он в поле собственного векторного потенциала A_i имеет образующую спин массу

$$m_s = -\left(\frac{e}{c^2}\right)A_s \quad (4)$$

($A_i = A_s$ — с.з. векторного потенциала, создаваемого самим зарядом в местах своего пролета).

Только в этом случае стабильной упорядоченности азимутального движения заряда спин $\hbar/2$, магнитный момент μ_e и поток Φ_0 будут всегда стабильными.

Для выделения только движения внутриэлектронного объекта достаточно скорость всей частицы положить равной нулю. Тогда в соответствии с принципом неопределенности волновая функция частицы во всем пространстве имеет постоянную (разумеется — бесконечно малую) величину. Значит, результат действия первого члена оператора импульса $-i\hbar d/dx$ гамильтониана Дирака (1) всюду равен нулю так же, как и действия полевой его части $(e/c)A$ в соответствии с вышеупомянутым предположением внешнего $A = 0$.

Тогда гамильтониан H_i , описывающий движение заряда в покоящемся электроне, равен

$$H_i = p_3 m_s c^2 \text{ (с.з. } H_i = m_s c^2 \text{)}. \quad (5)$$

И с помощью процедуры, примененной Дираком при получении интегралов (2) и (3) для уравнений движения с гамильтонианом (1), для уравнений с гамильтонианом (5) находим

$$\begin{aligned} \alpha_1(t) &= iN\alpha_1^0 e^{-it/N} \left(N = \frac{\hbar}{2m_s c^2} \right); \\ x_1(t) &= -cN^2\alpha_1^0 e^{-it/N}. \end{aligned} \quad (6)$$

1.3. Траектория $x_1(t)$ и структура электрона

Уникальной особенностью решений (6) является идеальная дискретность их модулей. От времени модули как оператора скорости $|s\alpha_1(t)|$, так и координаты $|x_1(t)|$ независимы. Чтобы выяснить обусловленный этим их свойством физический смысл, воспользуемся периодичностью $\alpha_1(t)$ и $x_1(t)$, а также равенством единице модуля коэффициента перед экспонентой в $\alpha_1(t)$. При этом выберем момент времени $t = 0$ начала интегрирования гейзенберговских уравнений движения так, чтобы было $\alpha_1^0 = -2m_s c^2/\hbar$. Это придает интегралам удобный для исследования вид

$$\begin{aligned} \alpha_1(t) &= -i e^{-i\omega t}; \quad x_1(t) = R e^{-i\omega t} = R \cos \omega t - iR \sin \omega t; \\ \left(R = \frac{\hbar}{2m_s c}, \quad \omega = \frac{c}{R} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Комплексность траектории (7) свидетельствует о ее кривизне. При этом вещественная ее часть $R \cos \omega t$ описывает проекцию на ось x_1 (ось Ox плоскости xOy декартовой системы координат), а мнимая — проекцию траектории на мнимую ось, являющуюся описываемой матрицей α_2 координатой x_2 (т.е. осью Oy той же плоскости). Это легко понять, сравнив матрицы Дирака

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix}; \quad \alpha_2 = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix}; \\ \alpha_3 &= \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{Bmatrix}. \end{aligned}$$

Как видим, единственной среди них матрицей с чисто мнимыми (диагональными) элементами является α_2 .

Таким образом, действительная траектория $x_1(t)$ лежит в плоскости xOy , причем из-за постоянства расстояния заряда от начала координат $x_1(t) = R = \text{const}$ она может оказаться фиксированной в плоскости

xOy окружностью. Это предположение будет правильным, если удастся доказать точное равенство проходимого зарядом со световой скоростью пути L за один период времени $T = 2\pi/\omega L = 2\pi R$. Это действительно так, ибо (7) $\omega = c/R$ и $L = 2\pi R$.

Одновременное существование с.з. двух равных по величине компонент скорости заряда вдоль оси Ox $v_x = \alpha_1 = \pm c$ и вдоль Oy на первый взгляд противоречит теории относительности. Однако лишь для точечного заряда его скорость имела бы превосходящее световую скорость значение.

Кроме того, циркуляция с постоянной световой скоростью заряда $-e$ даже не точечного, а неравномерно распределенного вдоль найденной выше окружности, несовместима с суперстабильностью e^- ($\tau_e \sim 2 \cdot 10^{22}$ лет) и с возможностью его аннигиляции с позитроном.

Отсюда следует, что единственно возможным для электрона является равноплотное распределение его заряда вдоль всей найденной выше круговой траектории. Тогда полная скорость заряда в каждой ее точке будет всегда равна световой. А ее проекция на ось Ox на обоих концах диаметра траектории (всегда расположенного на оси Oy) будет иметь в соответствии с теорией Дирака два с.з. — $+c$ и $-c$. Это же будет верно для ее проекции на ось Oy . И, кроме того, образуемые циркулирующим зарядом и электрическое, и магнитное поля будут суперстабильны.

Но если при этом допустить (так же, как допущенную в КЭД, но опровергнутую корректно интерпретируемыми экспериментами, «точечность» всей частицы) поперечную локальность равномерного по окружности заряда с нулевым размером меридианного ее сечения, то на ней и $A_{i\varphi}$, и скалярный потенциал ψ будут расходящимися. Поэтому значения масс заряда m_i (4) и всего электрона m окажутся бесконечно большими.

Следовательно, приемлемым распределением кванта безмассового заряда $-e$ в электроне является только его одновременное нелокальное равномерное распределение как по всей длине окружности кольца $2\pi R$ ($R = \hbar/(2m_s c)$), так и по поверхности бесконечно тонкого тора с вышеупомянутым большим радиусом R и пренебрежимо малым радиусом меридианного сечения $\rho_0 \ll R$. Последнее делает структуру электрона в виде замкнутой кольцевой зарядовой суперструны полностью определенной и дает возможность вычислить с учетом известных точных экспериментальных данных все ее параметры.

Здесь уместно подчеркнуть, что легший в основу квантовой теории спина e^- стандарт — выбор его направления всегда вдоль оси Oz (направленной вдоль вектора внешнего для e^- магнитного поля) — сохранен и в теории Дирака. Им он реализован через выбор матрицы α_3 .

Это делает очевидной необходимость в аналогичных (6) и (7) интегралах $\alpha_3(t)$ и $x_3(t)$ гейзенберговских уравнений движения внутри-электронного объекта с гамильтонианом (5) приравнять постоянную, равную производной от α_3 по времени, $\dot{\alpha}_3^0 = 0$.

Таким образом, вместо хаотического так называемого «Zitterbewegung'a» всего электрона в действительности в нем всегда идет суперстабильная циркуляция его безмассового заряда со световой скоростью в собственном самосогласованном электромагнитном поле вдоль строго фиксированной поверхности супертонкого, имеющего постоянный большой радиус R , тора вокруг его оси симметрии Oz .

Доказанное отсутствие прецессии спина и магнитного момента электрона относительно оси его симметрии предоставляет до сих пор отсутствовавшую возможность обеспечить необходимую определенность оператора его магнитного взаимодействия с другими частицами. Как видим, релятивистская теория электрона Дирака содержит в себе равенство полного механического момента электрона s его проекции s_z , т.е. угол прецессии оси электрона вокруг заданной оси всегда нулевой.

Следовательно, интерпретация теории электрона Дирака, на основе которой только проекция $s_z = \hbar/2$ была квантованной, а полный s имел не целый множитель при $\hbar/2$ (см., например, [14–17]), некорректна.

Здесь уместно рассмотреть и ситуацию в стандартной квантовой механике с описанием свойств орбитальных моментов. В ней давно установлено [7, Блохинцев. Основы квантовой механики] отсутствие прецессии кольцевых орбитальных токов электрона в атоме относительно всегда сохраняющегося направления вектора механического орбитального момента $l\hbar$. Отсюда очевидно, что до сих пор использующийся в ней оператор квадрата механического момента e^- в атоме в виде полного оператора Лапласа для сферы некорректен, так как любой атом с ненулевым механическим моментом всегда обладает сохраняющей фиксированное направление осью Oz . Следовательно, полный оператор Лапласа в гамильтониане волнового уравнения необходимо заменить на его z -компоненту $-\hbar^2 \partial^2 / \partial \varphi^2$. Замена устранила долго существовавшую несуразность между с.з. полного $(l(l+1))^{1/2}\hbar$ и z -компоненты $l\hbar$ момента e^- в атоме. Отсутствие такой замены, а также обнаруженная ниже ошибка в выражении релятивистской поправки к с.з. уровней энергии атома, вероятно, и вынуждало теоретиков использовать в квантовой теории XX в. ее суррогат — КЭД, основанную на сомнительных с точки зрения даже самих ее создателей приемах.

Представляется интересным еще раз обратить внимание на выражение $R = \hbar/(2m_s c)$ в (8). Если с учетом (4) сравнить его с известным квантово-механическим соотношением неопределенностей $\Delta x \Delta p_x \cong \hbar/2$, то можно прийти к следующему заключению. В стационарных состояниях, описывающих структуру элементарных частиц, произведение неопределенности координаты объекта (для заряда в электроне $\Delta x = R$) на неопределенность компоненты импульса $\Delta p_x = m_s c$ точно равно $\Delta x \Delta p_x = \hbar/2$.

Дальнейший анализ удобнее вести в цилиндрической системе координат с ее началом в центре электрона. Все величины ниже выражают-

ся, как правило, в гауссовой системе единиц (кроме энергии, которая иногда дается в эВ).

1.4. Спин, полный магнитный поток, магнитный момент, масса, магнитомеханическое отношение и другие параметры электрона

Итак, структурные параметры электрона таковы.

Большой радиус супертонкого тороидального токового контура

$$R = \frac{\hbar}{2m_s c}; \quad (8)$$

постоянная вдоль всей длины $2\pi R$ контура плотность заряда

$$\sigma = -\frac{e}{2\pi R}; \quad (9)$$

циркулирующий по поверхности контура заряда ток (при $v_\varphi = +c$)

$$j_\varphi = -\frac{ec}{2\pi R} \quad (10)$$

(а при $v_\varphi = -c$ будет $j_\varphi = +ec/(2\pi R)$). Так что 4-вектор тока покоящегося e^- в действительности имеет компоненты $-e$ и $j_\varphi = \pm ec/(2\pi R)$. И это дает основание предположить, что если бы этот фундаментальный факт был учтен в квантовой механике еще до построения КЭД, то постулаты и область компетенции КЭД оказались бы радикально скорректированными.

Установленная структура e^- существенно упрощает процедуру дальнейшего его исследования. Постоянство плотностей σ и j_φ в циркулирующей со скоростью света зарядовой суперструне-кольце дает возможность вычислять параметры e^- по стандартным электродинамическим формулам без учета эффекта запаздывания [1, 3, 23].

Более того, она же в соответствии с соотношениями (4) и (7) обуславливает инвариантность $RA_\varphi = c\hbar/(2e)$, благодаря которой всегда имеет место не только органически входившее в релятивистскую теорию электрона Дирака квантование его спина

$$s = s_z = -R \left(\frac{e}{c} \right) A_\varphi = \frac{\hbar}{2}, \quad (11)$$

но и одновременное квантование пронизывающего его магнитного потока

$$\Phi_z = 2\pi R A_\varphi = -\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e} = -2,06787 \cdot 10^{-7}. \quad (12)$$

Кстати, измерения $\Phi_z = M\Phi_0$ ($M = 1, 2, 3$) в макроскопических сверхпроводящих (СП) кольцах [19, 20] доказали, что пронизывающий их

$\Phi_z = M\Phi_0$ тоже квантован, и квант Φ_0 равен предсказанному Дираком $\Phi_0 = hc/(2e)$ [5].

Магнитный момент имеющего эту структуру e^- , равный произведению площади токового контура πR^2 на j/c , составляет

$$\mu_z = \frac{eR}{2}. \quad (12')$$

С помощью точных в наших условиях электродинамических выражений [3, 18, 30] легко находим массу электрона

$$m = c^{-2} \left\{ p_\varphi c + \frac{1}{2} \int d^3x \left[j_\varphi(x) \frac{A_\varphi(x)}{c} + \sigma(x)\psi(x) \right] \right\} = \\ = m_s + \frac{1}{2c^2} \int d^3x \left[j_\varphi(x) \frac{A_\varphi(x)}{c} + \sigma(x)\psi(x) \right], \quad (13)$$

$$m_s = \frac{-eA_s}{c^2} = \frac{-eA_\varphi}{c^2} = \text{const}$$

(j_φ — ток и σ — плотность заряда; ψ — скалярный потенциал). Интегрирование, естественно, выполняется только по тороидальной поверхности кольца, на которой и $\sigma(x)$ (9), и $j_\varphi(x)$ (10) постоянны.

Подчеркнем, что полностью электромагнитная масса покоя всего электрона (13) состоит из двух качественно отличающихся частей. Из них спинообразующая $m_s = p_\varphi/c$ создана полем импульсом циркулирующего по поверхности тора заряда $-e$. И очевидно, что единственная φ -компонента внутриэлектронного импульса и механический угловой момент (спин) $\hbar/2$ электрона создается только этой частью его массы. А вторая ее часть своим источником имеет проинтегрированную по всему пространству плотность энергии стационарных магнитного и электрического полей.

(Интеграл в (13) по поверхности тора, как известно, в наших условиях эквивалентен интегралу плотности энергии вышеупомянутых стационарных полей по всему пространству.)

Собственный 4-потенциал ($i\psi$, A_φ), создаваемый циркулирующим в электроне-кольце зарядом $-e$, в координатах (r, φ, z) , как известно, есть

$$\psi = -\frac{e}{\pi R} \left(\frac{R}{r} \right)^{1/2} kK(k); \quad A_\varphi = -\frac{e}{\pi R} \left(\frac{R}{r} \right)^{1/2} \frac{(2-k^2)K(k) - 2E(k)}{k}; \\ k^2 = \frac{4Rr}{(R+r)^2 + z^2} \quad (14)$$

($K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы). А компонента H_z напряженности магнитного поля

$$H_z = \pm(e/\pi R)/((R+r)^2 + z^2)^{1/2} \left[(R^2 - r^2 - z^2) \frac{E(k)}{(R-r)^2 + z^2} + K(k) \right]. \quad (14')$$

На поверхности тора, радиус меридианного сечения которой $\rho_0 \ll R$, с учетом (4) и (8) будет [12]:

$$\psi(\rho_0) = -\frac{e}{\pi R} \ln \left(\frac{8R}{\rho_0} \right) = -\frac{m_s c^2}{e} \left(1 + \frac{4\alpha}{\pi} \right) = \text{const}, \quad (15)$$

$$A_\varphi(\rho_0) = -\frac{e}{\pi R} \left[\ln \left(\frac{8R}{\rho_0} \right) - 2 \right] = -\frac{m_s c^2}{e} = \text{const}$$

($\alpha = e^2/(\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры).

Из выражений для спина (11) и $A_\varphi(\rho_0) = -e/(\pi R)[\ln(8R/\rho_0) - 2]$ (15) находим инвариантное значение

$$\ln \left(\frac{8R}{\rho_0} \right) = \frac{\pi}{2\alpha} + 2 = 217,2564. \quad (16)$$

Точность выражений (15) благодаря $k^2 = 1 - \varepsilon$ с обуславливаемым (14) модулем $\varepsilon \sim 10^{-n}$, в котором $n \sim 10^2$, полученных с помощью разложения $K(k)$ и $E(k)$ по степеням $k' = 1 - k^2$, при их использовании в (13) уже в нулевом приближении более чем достаточна [21].

Интегрирование в (13) благодаря постоянству подынтегральной функции выполняется элементарно, и с учетом (4), (8) и других приведенных выше выражений спиновая и полная электромагнитная масса электрона (13) и остальные параметры электрона выразятся так:

$$R = \frac{\hbar}{2m_s c} = \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \right) \frac{\hbar}{mc}; \quad (4')$$

$$\ln \left(\frac{8R}{\rho_0} \right) = 217,2564; \quad (16)$$

$$m_s = \left[\frac{e^2}{\pi c^2 R} \right] \left[\ln \left(\frac{8R}{\rho_0} \right) - 2 \right] = \frac{1,758842 \cdot 10^{-38}}{R}; \quad (17)$$

$$m = \left[2 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \right) \right] m_s = 2,00464564 m_s = \frac{3,525855 \cdot 10^{-38}}{R}; \quad (18)$$

$$s_z = \frac{\hbar}{2} = \left(\frac{e}{2\pi c} \right) \Phi_0 \text{ при } v_\varphi = +c; \quad (19)$$

$$\mu_z = -\frac{eR}{2} = -\left(\frac{e\hbar}{2mc} \right) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \right) \text{ при } v_\varphi = +c; \quad (20)$$

$$\frac{\mu_z}{s_z} = -\left(\frac{e}{mc} \right) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \right) = -\frac{1,002323e}{mc}. \quad (21)$$

Теперь нам достаточно выбрать только один достоверно измеренный параметр (массу или хорошо измеренный другой) и через подстановку

его значения в выражения (4) и (16)–(21) вычислить значения всех остальных параметров.

Оптимальным в этом плане представляется расчет (Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., 2003. С. 610) через измеренное с относительной точностью $\sim 10^{-6}$ значение массы электрона $m = 9,109382 \times 10^{-28}$ г (измеренная к 90-м гг. прошлого века, она составляла $m = 9,109534 \cdot 10^{-28}$ г [46]). Расчет через значение $m = 9,109382 \times 10^{-28}$ г дал следующие результаты: спиновая масса $m_s = m/[2(1 + \alpha/\pi)] = 4,544136 \cdot 10^{-28}$ г, большой радиус тора $e^-R = 3,870575 \times 10^{-11}$ см и магнитный момент электрона

$$\mu_z = -9,29558 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс}. \quad (20')$$

Как видим, только значение расчетного магнитного момента, вычисленный модуль которого превосходит его измеренное значение на $\sim 0,13\%$, существенно отличается от измеренного.

Но если бы мы избрали вариант расчета через использование магнитного момента измеренного $\mu_z = -9,284832 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс, то в этом случае легко находимый из (20) $R = 2|\mu_z|/e$ был бы равен $R = 3,8661 \times 10^{-11}$ см. А из (15)–(18): $e/(\pi R) = 3,95465$; $\psi(\rho_0) = -859,173$; $A_\varphi(\rho_0) = -851,2637$. И в результате расчетные массы (17) и (18) оказались бы равными: спиновая $m_s = 4,5494 \cdot 10^{-28}$ г, а полная $m = 9,120 \cdot 10^{-28}$ г.

Таким образом, в этом варианте вычисленная m более чем на 0,1% превзошла бы точно измеренную массу электрона.

Очевидно, что вызвано это чрезмерно большой ошибкой измерений электронного магнитного момента μ_z . Его измерения выполнялись в основном через отклонение траекторий его самого, или атомов, или молекул в неоднородных полях магнитов с их ферромагнитными полюсами типа Штерна–Герлаха, создающими в местах пролета e^- трудноизмеримые из-за эффекта насыщения на близких к траекториям частиц углах полюсов магнита не только модули, но и направления вектора \mathbf{G} — градиента магнитного поля. Даже только один этот фактор был способен создать ошибки измерения магнитного момента многократно превосходящими величины ошибок при измерениях массы или заряда электрона. Это подтверждается также и следующей оценкой точности измерений магнитного момента электрона, данной С. Вонсовским [61]: «В настоящее время методика опытов достигла столь большого совершенства, что позволяет гарантировать точность измерений до 0,1–0,2%».

Вышесказанное дает основания предположить, что и в настоящее время точность измерения μ_z находится на том же, отмеченном С. В. Вонсовским, уровне 0,1–0,2%, близком к полученному выше через сравнительный анализ вариантов вычисления параметров e^- через измеренные значения

Итак, исходя из точно измеренного $m = 9,109382 \cdot 10^{-28}$ г и других известных величин через данные в следовании (11)–(13), (18)

Объединенный институт
ядерной энергии
РАС
БИБЛИОТЕКА

146860

находим, что содержащийся в релятивистской теории Дирака большой радиус тора электрона (4) $R = \lambda_c(1 + \alpha/\pi) = 3,870575 \cdot 10^{-11}$ см практически совпадает с вышеупомянутой экспериментально найденной длиной — естественной предельной границей работоспособности классической ЭД, представляющей удивительной с точки зрения КЭД.

Стала очевидной и физическая причина удвоения магнитомеханического отношения (21) электрона по сравнению с его значением для орбитальных моментов e^- . Из (13), (15) и (18) следует, что образующая спин масса m_s почти точно вдвое меньше всей массы частицы. Более того, m_s (17) содержит еще и естественную, возникшую из-за разницы вкладов $\psi(\rho_0) = -(1 + 4\alpha/\pi)m_s c^2/e$ и $A_\varphi(\rho_0) = -m_s c^2/e$ в массу покоя e^- , также называемую аномальной малую добавку $\Delta\mu_z/s_z = (\alpha/\pi) \times (e/mc)$.

Свойства эти присущи, естественно, также и мюонам, и τ -лептонам. Более того, «аномалия» μ_z/s_z масштаба сотен процентов измерена в нуклонах и других элементарных частицах. Но спин каждой из них также всегда квантован — кратен $\hbar/2$. Все это реализуется и в антилептонах e^+ , μ^+ и τ^+ .

Интересно, что магнитный μ_z не зависит от числа N квантов в $\Phi_z = N\Phi_0$ магнитного потока, проходящего сквозь кольцевые контуры, даже если они не лептонные, а, например, бозонные. Спин же (19) и масса (18) частицы пропорциональны N .

Есть и диссонансы теории. Найденная малая «аномальная» добавка к отношению μ_z/s_z (21) $\Delta\mu_z/s_z = (\alpha/\pi)e/mc = 0,002323(e/mc)$ вдвое превосходит измеренное ее значение $0,00115965(e/mc)$. Еще до разработки релятивистской теории циркуляции заряда в электроне [12] и ее опубликования автором, в работе [16] предполагалось возможным это несоответствие преодолеть. Для этого модуль единственной компоненты скорости заряда v_φ в [16] полагался равным $v_\varphi = c - \epsilon$ ($\epsilon \ll c$). Но это (в современной квантовой хромодинамике (КХД) для аналогичных приемов придуман термин «работа руками») не согласуется с первыми принципами теории. В этом случае будет $|\alpha_1| < c$, что противоречит [12, 13]. И хотя эта попытка сближала расчетную аномальную добавку с измеренной, она, как мы видели, некорректна, и проблема пока не решена.

А произведение постоянной \hbar на частоту обращения заряда $\nu = c/(2\pi R)$ $h\nu = mc^2/(1 + \alpha/\pi)$ отличается от $h\nu = mc^2$ на $\sim 0,25\%$.

Глава 2

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНА И ПОЗИТРОНА

В гл. 1 в глубинах релятивистской теории электрона Дирака мы отчетливо увидели филигранную определенность или, как можно выразиться, квантованность его структуры. И радиусы тора $R = 3,870575 \times 10^{-11}$ см, и его меридианного сечения $\rho_0 = 1,373 \cdot 10^{-93}$ см, и $\ln(8R/\rho_0) = 217,256$ точно постоянны, не говоря о таких строго квантованных величинах как спин, магнитный поток сквозь токовый контур, заряд и другие его параметры.

Очевидно, что прецизионно фиксированная форма электрона тождественно повторяется в позитроне, и именно это обеспечивает возможность аннигиляции пары e^+e^- , при которой через слияние тождественных как по форме, так и по распределениям плотностей зарядов и токов по поверхностям противоположно заряженных торов достигается практически полное исчезновение электромагнитного стационарного поля пары, и масса покоя образующегося нейтрино оказывается нулевой или близкой к нулю. Последнее делает давно ведущиеся точные измерения отличия m_ν от нуля до сих пор весьма актуальными. Если опыты уверенно подтвердят $m_\nu = 0$, то это даст основание считать некую затравочную массу не электромагнитной природы не только лептонов, но и всех других частиц несуществующей.

Как и следовало ожидать, в процессе аннигиляции масса покоя e^- и e^+ не исчезает, а превращается в эквивалентное количество электромагнитной энергии двух, трех или большего числа фотонов. А при больших энергиях сталкивающихся e^- с e^+ — в массы и кинетическую энергию адронов или других частиц.

Этот факт способности превращения пары сталкивающихся лептона и антилептона при их встречных ультрарелятивистских импульсах в адроны и другие частицы подтверждает упомянутую выше единственность основы материи в виде зарядового кванта $\pm e$ (вместе, разумеется, с образуемыми ими E и H).

В каждом взаимодействии e^+e^- из-за совпадения осей прецессии каждой из частиц с направлением вектора напряженности внешнего

магнитного поля реализуются только два варианта обязательно симметричного взаимного расположения осей колец в пространстве — соосного или соплоскостного (по медианным плоскостям торов). Это очевидно, так как, например, уже на расстоянии между e^- и e^+ $r \sim a_0 \sim 10^{-8}$ см (с.з. r в основном состоянии позитрония) напряженность H магнитного поля, создаваемого каждым партнером пары, имеет среднюю величину $H \sim 10^4$ Э.

А вследствие того, что, как будет видно ниже, модуль скалярного потенциала каждой частицы-кольца ψ пары во всем пространстве превосходит величину векторного потенциала A_φ , электромагнитная энергия взаимодействия в паре отрицательна (способна связывать e^+ и e^- в стационарных состояниях) в единственном случае — при противоположных знаках зарядов партнеров. Магнитные же моменты могут быть как (в парасостояниях) параллельными (но при этом спины — антипараллельными), так и (в ортосостояниях) антипараллельными (при, разумеется, спинах параллельных). В результате суммарные механические моменты S_z в парасостояниях $S_z = 0$, а в ортосостояниях $S_z = \hbar$.

Это, кстати, противоречит известному утверждению о том, что «поскольку спин π -мезона равен нулю, то он не обладает магнитным моментом» [14, с. 397]. Утверждение это, как мы видели, справедливо для одной частицы-кольца, но оно сомнительно для π -мезона, состоящего, как теперь предполагается, из двух партонов. Это позволяет думать, что он обладает значительным магнитным моментом, который до сих пор не обнаружен и не измерен из-за малого его времени жизни $\tau_{\pi^0} \sim 10^{-16}$ с и $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с.

Глава 3

ИНВАРИАНТНЫЙ СИММЕТРИЗОВАННЫЙ
АТОМНЫЙ ГАМИЛЬТониАН

Неотъемлемым требованием к оператору полной энергии замкнутой системы атома в любом его стационарном состоянии является учет вклада от всех локализованных в нем частиц. Учет реализуется через симметризацию по индексам каждой частицы той части оператора, которая относится к энергии взаимодействия партнеров. Если бы это было сделано полвека назад, то известная поправка Томаса-Френкеля к с.з. энергии электрона, необходимая в состояниях с $l > 0$, и подобные ей были бы не нужны. Вид этой части оператора полной энергии одноэлектронного атома (аналогично [2, 3, 22]) будет следующим:

$$U(x) = \frac{1}{2} \int \left[\sigma_1(x_1)\psi_2(x) + \frac{j_1(x_1)A_2(x)}{c} + \sigma_2(x_1)\psi_1(x) + \frac{j_2(x_1)A_1(x)}{c} \right] d^3x_1 \quad (22)$$

(σ и j — компоненты 4-тока; ψ , A — компоненты 4-потенциала; x — расстояния между центрами партнеров).

В нем единственную J_φ -компоненту [7] орбитального тока в кольце радиусом r для $2P$ -состояния удобно выразить в виде

$$j_\varphi = -\frac{e\hbar m}{m_{np}r} |\Psi_{2P}^2| drdz = -e\hbar m (64\pi m_{np} a_0^2)^{-1} \exp(-(r^2 + z^2)^{1/2}) r dr dz$$

(координаты (r, φ, z) , где $\sin^2 \theta = r^2/(r^2 + z^2)^{-1}$); m_{np} — приведенная масса e^- в атомах, r и z даны в a_0 -единицах, для $l = 1$, $m = \pm 1$. А оператор I полного тока в кольце с сечением $drdz$ (проинтегрированного по $r d\varphi j_\varphi$ с $m = 1$)

$$I = -\frac{e\hbar}{32m_{np}a_0} \exp(-(r^2 + z^2)^{1/2}) r^2 dr dz. \quad (22')$$

Электрическое взаимодействие имеет уникальное свойство. Во всех атомах в (22) $\int \sigma_1 \psi_2 d^3x_1 = \int \sigma_2 \psi_1 d^3x_1$. Именно оно было причиной дли-

тельного использования в квантовой механике (в которой магнитное взаимодействие в нулевом приближении не учитывалось) несимметризованного оператора. В магнитном же взаимодействии симметрия \mathbf{jA}/c есть лишь в некоторых из его многообразных слагаемых. Но создаваемая взаимодействием магнитных моментов партнеров квантованность суммарного спина S_z в стационарных состояниях атомов (в них всегда $S_z = \hbar$ или 0) все же приводит к тому, что реальными в (22) являются только соосная или соплоскостная взаимная ориентация осей частиц. Это делает оператор хотя и не полностью, но все же приемлемо однозначным.

Далее расстояния между центрами частиц пары при их соосной взаимной ориентации будем обозначать через z , а при соплоскостной — через r . И эта часть гамильтониана — скалярное произведение релятивистских 4-векторов \mathbf{j} и \mathbf{A} e^- и ядер (22) — симметризована по индексам 1 и 2 обоих партнеров.

Не учитывая в нулевом приближении вклады магнитного взаимодействия в с.з. энергии уровней E_{nl}^0 будем именовать вкладами первого приближения. Они вычисляются интегрированием членов в (22) типа (\mathbf{jA}) , разумеется, умноженных на вероятность $|\Psi_{nl}|^2$. Их с.з. обозначим так: δ_m — с.з. энергии взаимодействия μ_{e^-} с μ_{α} ; δ_{mlj} — вклад взаимодействия орбитальных \mathbf{j}_- с \mathbf{j}_+ ; $\delta_{ml\mu H}$ — μ_{α} в созданном $e^- H^{orb}$ и μ_{e^-} в H^{orb} от ядер; а также $\delta_{ml}^{\mu H}$ — μ_{e^-} и μ_{α} в их собственных магнитных H^{cob} с $l \neq 0$.

Из них только амплитуда δ_m имеется во всех состояниях (при любых n и l). А $\delta_{mlj} = 0$ для всех S -уровней. Но для всегда соосных с осью Oz орбитальных кольцевых токов [7, Блохинцев. Основы квантовой механики; Фриш], из-за того, что знаки j_{φ^-} и j_{φ^+} в операторах (22') противоположны, все $\delta_{mlj} > 0$.

Кинетическую энергию E_k в гамильтониане в первом приближении E_k^1 выразим, исходя из адекватного релятивистского волнового уравнения первого приближения (5.26) из [24, с.120] $\{U(r) + p^2/(2m_{np}) - p^4/(8m_{np}^3c^2)\}\Psi = E\Psi$. В нем массу покоя e^- в рассматриваемых реальных атомах будем считать приведенной. В его операторе кинетической энергии $p^2/(2m_{np}) - p^4/(8m_{np}^3c^2)$ и первый член содержит множитель $\gamma^2 = 1/(1 - v^2/c^2)$, и второй — γ^4 . И их добавки первого порядка δ составляют $\delta[p^2/(2m_{np})] \approx (v^2/c^2)m_{np}v^2/2$ и $\delta[-p^4/(8m_{np}^3c^2)] \approx -(1/4)(v^2/c^2)m_{np}v^2/2$.

Но, вычисляя из (5.26) адекватную релятивистскую поправку первого приближения, авторы [25] не сохранили главную ее часть (положительную!), содержащуюся в $p^2/(2m_{np})$ поправки $(v^2/c^2)m_{np}v^2/2$, модуль которой в четыре раза больше модуля учтенной поправки $-(1/4)(v^2/c^2)m_{np}v^2/2$ от $(-p^4/(8m_{np}^3c^2))$.

Для исправления этой ошибки оптимально воспользоваться полученным на основе известной квантово-механической теоремы вириала [27, 28] соотношением между с.з. полной (E_n) и кинетической (E_k)

энергии n -уровня атома для взаимодействия, предполагаемого чисто кулоновским $E_k = |E_n|$ [27, 28].

Тогда релятивистская поправка первого приближения

$$\delta_{rn} = +\frac{3}{2} \left(\frac{E_k^0}{m_{np}c^2} \right) E_k^0 \left(E_k^0 = \text{с.з.} \frac{m_{np}v^2}{2} \right)$$

к с.з. полной энергии нулевого приближения E_n^0 предстает в элементарно простом виде

$$\delta_{rn} = +\frac{3}{2} \frac{|E_n^0|^2}{m_{np}c^2}. \quad (23)$$

Ее корректность подтверждается совпадением с найденной Фоком [26] (именно положительной) поправкой в его классическом релятивистском разложении для E_k частицы с массой покоя m , обладающей скоростью v .

В (23) удобно использовать известное $E_n^0 = -\frac{m_{np}e^4}{2n^2\hbar^2}$ (для $Z_{\alpha} = 1$).

Следует подчеркнуть, что δ_r (23) уже содержит в себе всю сумму E_k^0 (радиального и орбитального движения). Очевидно, что корректная δ_r каждого n -уровня в этом приближении зависит только от квантового числа n , так как при заданном n модули с.з. кинетической энергии $E_k^0 = -E_n^0$ для разных орбитальных l в этом приближении одинаковы.

Но — опять диссонанс — полученное в книге [25] $\delta_r = [(-m_{np}e^4/(2n^2\hbar^2))\alpha^2/n^2][n/(l+1/2) - (3/4)]$ содержит, кроме того, еще и резкую его зависимость от l . В ней для состояния, например с $n = 2$, δ_r для $l = 1$ почти в шесть раз меньше, чем для $l = 0$. В то же время все экспериментальные данные об энергетических интервалах между любыми $2S$ - и $2P$ -подуровнями для конкретного атома водорода показывают, что наибольший из них составляет $\sim 10^{-5}$ эВ. Следовательно, различия между с.з. кинетической энергии подуровней (модули которых, как упоминалось, близки к $-E_n^0$) не могут превосходить $\sim 10^{-5}$ эВ. И очевидно, что приведенное выше выражение δ_r из [25], до сих пор используемое в квантовой механике, представляется абсурдным и в этом плане.

Но этот диссонанс не последний в современной квантовой механике.

3.1. Проблема квантования полного орбитального момента и другие диссонансы теории

В гл. 1 уже упоминалось, что так же, как для упомянутого выше момента спина, до сих пор часть квантово-механического оператора $E_k^{(1)}$ от всегда сохраняющегося M орбитального $M^2/(2m_{np}r^2)$ отражается полным оператором Лапласа для сферы. Из-за этого квантованной оказывается только его проекция на ось Oz . Но безусловно являющийся

(также, как и в классической механике) интегралом движения полный вектор момента равен не $\hbar l$, а имеет при разных значениях l набор ни целых, ни полуцелых — всегда дробных — модулей $(l(l+1))^{1/2}\hbar$.

Следовательно, для $l=1$ он равен $M(1) = 1,414\hbar$, для $l=2$ $M(2) = 6^{1/2}\hbar = 2,449\hbar$ и т. д. Эта несуразность, а также упомянутое выше многообразие поправок магнитного взаимодействия, учет которого, как увидим, устраняет и необходимость векторной модели для адекватного описания измеренных атомных спектров, дает основания считать, что корректный оператор M есть $M = M_z = -i\hbar d/d\varphi$, т. е. и оператор полного момента

$$M^2 = -\hbar^2 \frac{d^2}{d\varphi^2}. \quad (23')$$

В этом предположении полный атомный гамильтониан первого приближения будет

$$H = \left[1 + \frac{3}{2} \frac{|E_n^0|}{m_{np}c^2} \right] \frac{\mathbf{p}^2}{2m_{np}} + \frac{1}{2} \int \left[\sigma_1(x_1)\psi_2(x) + \frac{\mathbf{j}_1(x_1)\mathbf{A}_2(x)}{c} + \sigma_2(x_1)\psi_1(x) + \frac{\mathbf{j}_2(x_1)\mathbf{A}_1(x)}{c} \right] d^3x_1, \quad (23'')$$

в котором оператор $\mathbf{p}^2/(2m_{np}) = -\hbar^2/(2m_{np})r^{-2}(d/dr)(r^2(d/dr)) - \hbar^2 d^2/d\varphi^2$ и с. з. его члена $-\hbar^2 d^2/d\varphi^2$ равно $l^2\hbar^2$, а релятивистская поправка гамильтониана $\delta_r = [(3/2)|E_n^0|/(m_{np}c^2)]\mathbf{p}^2/(2m_{np})$ имеет с. з. (23).

Но — удивительно — замена в (23'') $l(l+1)$ на l^2 и сохранение только φ -зависимой части оператора Лапласа привела к тому, что длительный (в течение многих месяцев) интенсивный поиск автором аналитического выражения для радиальной части волновой функции (в. ф.) уравнения Шредингера $R_{2P}(r)$ атомов оказался безуспешным. Значит, лишь с. з. $\langle M^2 \rangle = l(l+1)\hbar^2$ совместимо с возможностью найти для $R_{2P}(r)$ простые аналитические решения уравнения.

Последнее наводит на мысль о том, что современная квантовая механика скорее всего начиналась также с попытки учесть сохранение квантованного модуля полного орбитального $M^2 = l^2\hbar^2$. Но невозможность найти в этом случае простые аналитические выражения $R_{2P}(r)$ в виде алгебраической суммы нескольких слагаемых — произведений целочисленных степеней пространственных переменных r^k на коэффициенты a_k , т. е. в виде известного стандартного ряда, обрывающегося при $k = n = 2$, — вынудила теоретиков применить давно найденные и исследованные математиками вид и свойства решений волновых уравнений с полным оператором Лапласа, игнорируя проблему его адекватности в данном случае.

Очевидно, что отрицательность и, кроме того, втрое меньший модуль с. з. δ_r из [25] по сравнению с корректным (23) и отмеченные выше другие ошибочные постулаты стандартной квантовой механики

исключали возможность совпадения всех предполагавшихся достоверными квантово-механических расчетных интервалов между любыми двумя подуровнями для разных n с измеренными. Например, для состояния $1S$ водорода истинное $\delta_r \sim +5,35 \cdot 10^{-4}$ эВ, а для $2S$ -уровня оно вчетверо меньше ($+1,34 \cdot 10^{-4}$ эВ). И вместо реального уменьшения интервала $E_{2S} - E_{1S}$ на $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ эВ учет релятивистского возрастания массы по [25] давал его рост на $\sim 1,33 \cdot 10^{-4}$ эВ. И лишь одна эта ошибка (не говоря о неучете магнитного взаимодействия реальных партнеров и других теоретических ошибках) была способна сделать неизбежным привлечение в квантовую механику неограниченного набора виртуальных КЭД-эффектов с целью «согласования» измеренных интервалов между уровнями с такой «теорией».

Глава 4

ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $U(r_{12})$
В ПРОСТЕЙШИХ АТОМАХ4.1. Структура операторов взаимодействия
в мюонии и водороде

Известные массы μ -мезона и протона и приведенные массы e^- в мюонии и водороде составляют

$$m_\mu = 206,76865m, \quad m_p = 1836,1516m;$$

$$m_{\mu\text{пр}}^\mu = 9,0656894 \cdot 10^{-28} \text{ г}, \quad m_{\text{пр}}^H = 9,1045752 \cdot 10^{-28} \text{ г}.$$

А магнитные моменты

$$\mu_\mu = 4,4906252 \cdot 10^{-23} \text{ эрг/Гс}, \quad \mu_p = 1,4106171 \cdot 10^{-23} \text{ эрг/Гс} \quad (24)$$

малы по сравнению с $\mu_e = 9,2956 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс}$. Большой радиус лептона-кольца $\mu^+R_\mu = (2\mu_\mu)/e = 1,871928 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ примерно в m/m_μ (~ 200) раз меньше электронного R [22], а известный среднеквадратический радиус распределения заряда в протоне $((r_p^2))^{1/2} < 10^{-13} \text{ см}$ еще меньше. И вычислять с достаточной точностью энергию взаимодействия $U(x)$ в мюонии и водороде лучше с помощью более простых выражений, чем в позитронии, заменив в (22) члены $\mathbf{j}A$ эквивалентными им скалярными произведениями μ ядер на создаваемые e^- в местах их локализации (примерно в центре атомов) векторы напряженности магнитного поля \mathbf{H}_{e^-} . С учетом этого при обязательной взаимной соосной или соплоскостной ориентации μ партнеров (т. е. $\mu_\alpha H = \mu_\alpha H_z$), а также поправки $\delta_{ml}^{\mu H}$ (энергия μ_e в $H^{\text{собр}}$), для мюонии и водорода оператор энергии взаимодействия таков:

$$U(x) \approx \int \left[\sigma_1(x_1)\psi_2(x) - \frac{\mu_\alpha H_z(x)}{2} \right] d^3x + \frac{\delta_{ml}^{\mu H}}{2}. \quad (25)$$

В нем [28, 30] $H_z = \pm\{(e/\pi R)/((R+r)^2+z^2)^{1/2}[(R^2-r^2-z^2)E(k)/((R-r)^2+z^2)+K(k)] \pm |H_0^{\text{опб}}|\}$ ($k^2 \cong 0$ для соосного и $k^2 = (4r/R)/(1+r/R)^2$ для соплоскостного взаимодействия (в координатах (r, φ, z))).

Структуру оператора (22) атомов при расстоянии между центрами партнеров r_{12} удобно конкретизировать в виде

$$U(r_{12}) = U_e(r_{12}) \pm U_m(r_{12}) + U_{mlj}(r_{12}) \pm U_{ml\mu H}(r_{12}) \pm U_{ml}^{\mu H}(r_{12})$$

(индексы членов магнитного взаимодействия идентичны индексам поправок в с. 3., приведенных на с. 22).

4.2. Операторы $U_e(r_{12}) \pm U_m(r_{12})$ в позитронии

В позитронии с соосной взаимной ориентацией торов e^- и e^+ 4-потенциал электрона (14) в (r, φ, z) -системе координат с ее началом в центре атома (на оси Oz симметрии пары) на всей поверхности тора позитрона постоянен. Его постоянство обусловлено уникальной особенностью соосного взаимного расположения партнеров-колец с их параллельными медианными плоскостями торов, центры окружностей радиуса ρ_0 поперечных сечений которых лежат на поверхности единого цилиндра с осью Oz и радиусом R . Как упоминалось, постоянны на поверхности тора позитрона также и величины линейных (вдоль контуров) плотностей его заряда $\sigma = e/(2\pi R)/\text{см}$ и тока $j = \pm ec/(2\pi R)/\text{см}$, причем угол α между векторами $A_{\varphi e^-}$ и j_{e^+}/c может быть равен только 0 или π . Кроме того, при вычислении энергии взаимодействия пары (22) в интегралах $\sigma_{e^+}\psi_{e^-}$ и $(j/c)_{e^+}A_{\varphi e^-}$ с точностью $\delta r \sim \rho_0 = 1,373 \times 10^{-93} \text{ см}$ постоянны как координаты $r = R$, так и (с той же точностью) координаты $z = \text{const}$ каждого из партнеров. Поэтому для S -состояний, в которых все орбитальные $U_{ml} = 0$ (ниже энергия взаимодействия соосных e^- и e^+ имеет индекс U^a , а соплоскостных — U^p ; а нижними индексами обозначены поля)

$$U^a(z) = U_e^a(z) + U_m^a(z); \quad U_e^a(z) = -\frac{e^2}{\pi R}(kK(k));$$

$$U_m^a(z) = \pm \frac{e^2}{\pi R} \frac{(2-k^2)K(k) - 2E(k)}{k}; \quad \left(\frac{e^2}{\pi R} = 1184,2 \text{ эВ} \right); \quad (26)$$

$$k^2 = \left(1 + \frac{z^2}{4R^2} \right)^{-1}.$$

Знак « $-$ » в энергии взаимодействия μ_{e^-} с μ_{e^+} U_m имеет место при j_φ одного знака в обоих (e^- и e^+) кольцах.

На расстояниях от e^- до e^+ $z \rightarrow \infty$, $k \rightarrow 0$

$$U_e^a(z) = -\frac{e^2}{z}; U_m^a = \pm \frac{e^2 R^2}{2z^3} = \pm \frac{2\mu_{e^-} - \mu_{e^+}}{z^3}; U^a = -\left(\frac{e^2}{z}\right) \left[1 \pm \frac{R^2}{2z^2}\right]. \quad (27)$$

А в случае, когда $\rho_0 < z \ll R$, $k \rightarrow 1$, $U_e^a(z) = -e^2/(\pi R) \ln(8R/z)$; $U_m^a(z) = \pm e^2/(\pi R)(\ln(8R/z) - 2)$, т. е.

$$U^a(z) = -\frac{2e^2}{\pi R} = \text{const, если } U_m^a > 0, \quad (28)$$

$$U^a(z) = -\frac{2e^2}{\pi R} \left[\ln\left(\frac{8R}{z}\right) - 1 \right] \text{ при } U_m^a < 0.$$

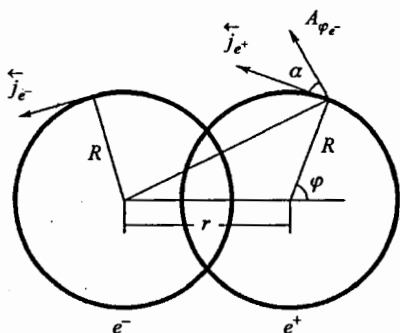


Рис. 1

При взаимной соплоскостной ориентации торов в (14) $z = 0$, а расстояние между центрами торов партнеров удобно обозначить через r (см. рис. 1). Расстояние от центра e^- до заданной точки тора e^+ , медианная плоскость которого совпадает с медианной плоскостью электрона, есть $Rf^{1/2}$, где $f = 1 + (2r/R) \cos \varphi + r^2/R^2$, а \cos угла между $A_{\varphi e^-}$ и j_{e^+}

$$\cos \alpha = \pm \frac{1 + (r/R) \cos \varphi}{f^{1/2}}, \quad k^2 = \frac{4f^{1/2}}{(1 + f^{1/2})^2};$$

$$U_e^p(r) = -\frac{2e^2}{\pi R} \int_0^\pi \left[\frac{K(k)}{1 + f^{1/2}} \right] d\varphi;$$

$$U_m^p(r) = \pm \frac{e^2}{2\pi^2 R} \times \quad (29)$$

$$\times \int_0^\pi \left\{ (1 + f^{1/2}) \left(1 + \frac{r}{R} \cos \varphi \right) \frac{(2 - k^2)K(k) - 2E(k)}{f} \right\} d\varphi;$$

$$U^p(r) = U_e^p(r) + U_m^p(r).$$

Как и в случае U^a , при расстоянии между центрами e^- и e^+ $r \rightarrow \infty$, $k \rightarrow 0$, и

$$U_e^p(r) = -\frac{e^2}{r}, \quad U_m^p(r) = \pm \frac{e^2 R^2}{4r^3}, \quad U^p(r) = \left(-\frac{e^2}{r}\right) \left(1 \pm \frac{R^2}{4r^2}\right). \quad (30)$$

При $r \rightarrow 0$, $k \rightarrow 1$

$$U_e^p = -\frac{e^2}{\pi R} \ln\left(\frac{8R}{\rho_0}\right); \quad U_m^p = \pm \frac{e^2}{\pi R} \left(\ln\left(\frac{8R}{\rho_0}\right) - 2\right); \quad (31)$$

$$U^p(0) = -\frac{e^2}{\pi R} \left[\ln\left(\frac{8R}{\rho_0}\right) \pm \ln\left(\frac{8R}{\rho_0}\right) - 2\right].$$

Но расчеты с.з. оператора $U^p(r)$ на ЭВМ при расстояниях между центрами e^- и e^+ $r \in (0, 2R)$ в соплоскостном случае осложняются: при углах $\varphi = \varphi_k$ (критических), для которых $\cos \varphi_k = -r/(2R)$, контуры торов частиц пересекаются, а при $r = 2R$, $\varphi = \pi$ сечения торов совпадают. Это не дает возможности простыми методами вычислить $U(r_{12})$ в этой области, так как вблизи критических углов φ_k и скалярный, и векторный потенциалы e^- возрастают хотя и логарифмически, но огромный модуль аргумента $\ln(8R/\rho)$ при стремлении ρ к $\rho_0 = 1,373 \times 10^{-93}$ см блокирует численные расчеты на ЭВМ.

Трудность эта преодолевается через выполнение компьютерного счета вне окрестностей точек пересечения и совпадения поперечников контуров и добавления к полученному на ЭВМ результату вклада от аналитического интегрирования внутри них. Вместе с тем, при $r = \varepsilon \sim 0$ и $r = 2R - \varepsilon$, $\varphi \sim \pi$ расходимость становится зависимой не только от φ , но и от ε . Из-за этого аналитическое интегрирование в окрестностях критических точек приобретает различные модификации. Обозначив $\varphi = \varphi_k + \tau$ ($\tau \ll 1$), найдем приближенные выражения $\cos \varphi$, $\cos \alpha$, f , $f^{1/2}$, k^2 и k'^2 в виде

$$\cos \varphi = -\frac{r}{2R} - \tau \left(1 - \frac{r^2}{4R^2}\right)^{1/2}; \quad \cos \alpha \approx \pm \left[1 - \frac{r^2}{2R^2}\right];$$

$$f = 1 - \left(2\tau \frac{r}{R}\right) \left(1 - \frac{r^2}{4R^2}\right)^{1/2}; \quad f^{1/2} = 1 - \tau \frac{r}{R} \left(1 - \frac{r^2}{4R^2}\right)^{1/2};$$

$$k^2 = 1 - \left(\tau^2 \frac{r^2}{4R^2}\right) \left[1 - \frac{r^2}{4R^2}\right]; \quad k'^2 = \left(\tau^2 \frac{r^2}{4R^2}\right) \left[1 - \frac{r^2}{4R^2}\right].$$

Вклады ΔU_e^p и ΔU_m^p для каждого r удобнее находить, интегрируя (29) по φ (т.е. по τ) лишь по половине интервала ($\varphi_k - \Delta$, $\varphi_k + \Delta$) от φ_k до $\varphi_k + \Delta$ и удваивая результат. $\Delta \ll 1$, причем Δ перед φ_k должен быть равен Δ после φ_k .

При $r = \varepsilon \ll R$

$$\Delta U_e^p(r) \cong -\frac{2e^2}{\pi^2 R} \left[\ln \left(\frac{8R}{\varepsilon} \right) - \ln \Delta + 1 \right] \Delta; \quad (32)$$

$$\Delta U_m^p(r) \cong \pm \frac{2e^2}{\pi^2 R} \left[\ln \left(\frac{8R}{\varepsilon} \right) - \ln \Delta - 1 \right] \Delta.$$

Устранение в выражениях (32) и в последующих формулах интервала интегрирования от $-\rho_0/R$ до $+\rho_0/R$ реализуется, как легко понять, автоматически — общим множителем τ в первообразных функциях. В интервале $r \in (\varepsilon, 2R - \varepsilon)$ вклад аналитического интегрирования в окрестностях обеих точек пересечения контуров e^- и e^+ составит

$$\Delta U_e^p(r) \cong -\frac{2e^2}{\pi^2 R} \left\{ \ln \left[\frac{8R}{r(1-r^2/(4R^2))^{1/2}} \right] - \ln \Delta + 1 \right\} \Delta;$$

$$\Delta U_m^p(r) \cong \pm \frac{2e^2}{\pi^2 R} \left(1 - \frac{r^2}{2R^2} \right) \left\{ \ln \left[\frac{8R}{r(1-r^2/(4R^2))^{1/2}} \right] - \ln \Delta - 1 \right\} \Delta. \quad (33)$$

В окрестности критических точек интервала $r \in (2R - \varepsilon, 2R)$, обозначив $r = 2R - \varepsilon(\varepsilon/R \ll 1)$, получим

$$\Delta U_e^p = -\frac{2e^2}{\pi^2 R} \left[\ln \left(\frac{4R^{1/2}}{\varepsilon^{1/2}} \right) - \ln \Delta + 1 \right] \Delta; \quad (34)$$

$$\Delta U_m^p = \pm \frac{2e^2}{\pi^2 R} \left[\ln \left(\frac{4R^{1/2}}{\varepsilon^{1/2}} \right) - \ln \Delta + 1 \right] \Delta \quad (\Delta = \pi - \varphi_k).$$

А аналитически вычисляемый вклад в U от области $r \in (2R, 2R + \varepsilon)$, $\varepsilon \rightarrow 0$, найдем, пользуясь

$$\cos \varphi = -1 + \frac{\tau^2}{2} \approx -1; \quad \cos \alpha \approx \pm 1;$$

$$f = 1 + \frac{2\varepsilon}{R} + 2\tau^2 + \tau^2 \frac{\varepsilon}{R} + \frac{\varepsilon^2}{R^2};$$

$$f^{1/2} = 1 + \frac{\varepsilon}{R} + \tau^2 \left(1 - \frac{\varepsilon}{2R} \right);$$

$$k^2 = 1 - \tau^2 \frac{\varepsilon}{2R} - \frac{\varepsilon^2}{4R^2}; \quad k' = \left(\tau^2 \frac{\varepsilon}{2R} + \frac{\varepsilon^2}{4R^2} \right)^{1/2}.$$

Он равен

$$\Delta U_e^p = -\frac{e^2}{\pi^2 R} \left\{ \Delta \left[\ln \left(4 \left(\frac{2R}{\varepsilon} \right) \right)^{1/2} - \frac{1}{2} \ln \left(\Delta^2 + \frac{\varepsilon}{2R} \right) + 1 \right] \right\}; \quad (35)$$

$$\Delta U_m^p = \pm \frac{e^2}{\pi^2 R} \left\{ \Delta \left[\ln \left(4 \left(\frac{2R}{\varepsilon} \right) \right)^{1/2} - \frac{1}{2} \ln \left(\Delta^2 + \frac{\varepsilon}{2R} \right) - 1 \right] \right\}.$$

4.3. Ход $U(r_{12})$ для реальных e^- и e^+

Ход расчетных $U_e^a(r_{12})$, $U_m^a(r_{12})$, $U_e^p(r_{12})$, $U_m^p(r_{12})$ и $U_c(r_{12})$ при $r_{12} \in (0, 4R)$ дан на рис. 2. А на рис. 3 — ход Δ_e — отличия энергии реального электрического взаимодействия e^- и e^+ от U_c : $\Delta_e(z) = U_e^a(z) - U_c(z)$ и $\Delta_e(r) = U_e^p(r) - U_c(r)$.

Ход $U^a = U_e^a - U_m^a$, $U^p = U_e^p - U_m^p$ и $U^a = U_e^a + U_m^a$, $U^p = U_e^p + U_m^p$ показан на рис. 4.

Обращает на себя внимание многовариантность реального взаимодействия.

Из-за этого рис. 2 дан в двух вариантах. Ход U_m^p в нем показан для параллельных и антипараллельных μ . Суммарная энергия взаимодействия реальных зарядов и μe^- и e^+ как соосных, так и соположенных $U(z)$ и $U(r)$ (рис. 4) всегда отрицательна — как в случае параллельных μ , так и антипараллельных (в ортопозитронии) — при всех z и r . Ибо при любых расстояниях между реальными партнерами (зарядовыми суперструнами-кольцами) модули отрицательных U_e взаимодействия зарядов $+e$ и $-e$ превосходят модули взаимодействия их магнитных μ .

Это свойство взаимодействия реальных e^- и e^+ радикально отличается от свойств взаимодействия «точечных» e^- и e^+ , для которых, например, при расстоянии между ними $r_{12} = 10^{-12}$ см $|U_m| = \mu_e^2/r_{12}^3 =$

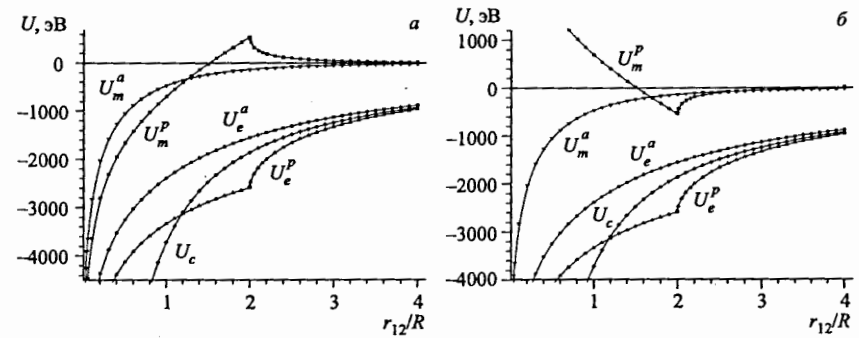


Рис. 2

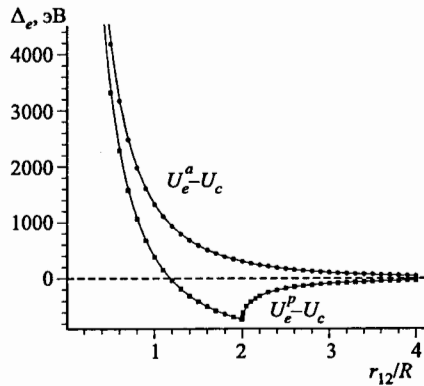


Рис. 3

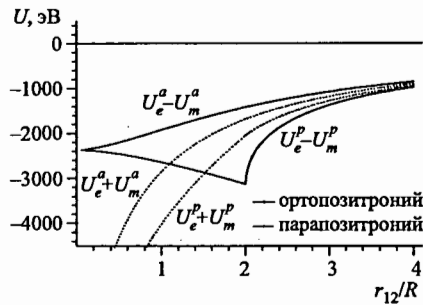


Рис. 4

$= 53,9$ МэВ, а $|U_e| = 0,09$ МэВ. Здесь еще раз виден масштаб некорректности предположения о точности реальных частиц.

Вместе с тем на интервале $z \sim (0 - 0,4)R$ со значительной длиной $\Delta z \sim 1,5 \cdot 10^{-11}$ см энергия взаимодействия $U^a(z)$ при антипараллельных магнитных моментах в паре почти постоянна и составляет $\sim -2,37$ кэВ. А энергия $U^p(r)$ ортовзаимодействия в этих состояниях пары соплоскостных e^- и e^+ имеет еще более широкую и оригинальную, чем у $U^a(z)$, потенциальную яму диаметром $2\Delta r \sim 1,7 \cdot 10^{-10}$ см, дно которой (с глубиной такой же, как у соосной $\sim -2,37$ кэВ) имеет, кроме того, наружное кольцевое увеличение глубины до уровня ниже -3 кэВ. (Здесь имеет место нечто, аналогичное «асимптотической свободе» партонов, взаимодействующих в КХД.) В то же время, полная глубина логарифмической потенциальной ямы в парапозитронии равна $-2e^2/(\pi R)(\ln(8R/\rho_0) - 1) = -512,18$ кэВ, т. е. более чем на два порядка превосходит глубину ямы в ортопозитронии. Это, вероятно, и является (см. [17, 29]) причиной сокращения времени жизни парапозитрония $\tau_{\text{пара}} = 1,25 \cdot 10^{-10}$ с по сравнению с $\tau_{\text{орто}} = 1,4 \cdot 10^{-7}$ с на ~ 3 порядка.

Глава 5

ПОПРАВКИ К С.З. E_{1S} -, E_{2S} - И E_{2P} -УРОВНЕЙ ПОЗИТРОНИЯ, МЮОНИЯ И ВОДОРОДА

Завершенные в 2002 г. автором вместе с коллегой Ю. Лобановым и опубликованные в 2003 г. расчеты поправок [29] (в [29] ошибочный множитель $1/2$ релятивистской поправки δ_r необходимо убрать) были выполнены еще до возникновения мысли о корректности замены полного оператора Лапласа в уравнении Шредингера оператором $M^2 = -\hbar^2 d^2/d\varphi^2$. Таким образом, поправки были вычислены через известные стандартные в.ф. атомов, найденные через стандартные уравнения Шредингера (для с.з. полных моментов $(l(l+1))^{1/2}\hbar$).

Но, как упоминалось, найти аналитические выражения волновых функций нулевого приближения для $2P$ -уровней исследуемых атомов с гамильтонианом (23'') пока не удается. И соответствующие расчеты поправок с адекватными в.ф. для $2P$ -уровней пока еще не выполнены. Но тем не менее результаты расчетов на основе известных стандартных в.ф. и их сравнение с экспериментальными данными так же, как и с будущими результатами расчетов с в.ф., найденными через (23'') с $M^2 = -\hbar^2 d^2/d\varphi^2$, представляют несомненный интерес.

Следующие поправки найдены через в.ф. e^- нулевого приближения позитрония, водорода и мюония в виде известных водородных с учетом приведенной массы e^- в каждом из атомов.

В позитронии $m_{\text{пр}} = m_e/2$ и для $1S$ -, $2S$ - и $2P$ -состояний позитрония в.ф. таковы [27]:

$$R_{1S} = 2e^{-r_1}; R_{2S} = 2^{-1/2} \left(1 - \frac{r_1}{2}\right) e^{-r_1/2},$$

$$\Psi_{2P} = R_{2P} Y_{2P} = (24)^{-1/2} r_1 e^{-r_1/2} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} \sin \theta e^{\pm i\varphi} \quad (36)$$

($r_1 = r/a_0$, $a_0 = 2\hbar^2/(m_e e^2) = 1,0584 \cdot 10^{-8}$ см, r — расстояние между центрами e^- и e^+ , магнитное $m = \pm 1$).

Известные с.з. энергии уровней E_n^0 нулевого приближения

$$E_n^0 = -\frac{m_e e^4}{4n^2 \hbar^2} \text{ равны } E_{1S}^0 = -6,802938 \text{ эВ}, \quad (37)$$

$$E_{2S}^0 = -1,7007345 \text{ эВ} = E_{2P}^0.$$

Их сдвиги и расщепления из-за отличия оператора взаимодействия кулоновского от действительного выражаются

$$\Delta E_{1S} = \int R_{1S}^2(r_1) \Delta U(r_1) r_1^2 dr_1,$$

$$\Delta E_{2S} = \int R_{2S}^2(r_1) \Delta U(r_1) r_1^2 dr_1, \quad (38)$$

$$\Delta E_{2P} = \int \Psi_{2P}^2(r_1) \Delta U(r_1) r_1^2 d\theta d\varphi dr_1,$$

в которых, разумеется, ΔU включает в себя как Δ_e , так и все реальное взаимодействие U_m , U_{mlj} , $U_{ml\mu H}$, $U_{ml}^{\mu H}$ и δ_r . (При независимости ΔU_{2P} от θ и φ в интегралах типа (22) вместо Ψ_{2P} используется лишь R_{2P} .)

Необходимая замена в (38) переменных r/R и (в цилиндрической системе координат) z/R в U_e , U_m и U_c на r_1 и z_1 осуществляется через их умножение на число $\alpha = a_0/R$ (в позитронии $\alpha = 273,446$).

Обозначив статистический вес соплоскостной взаимной ориентации торов e^- и e^+ через p , а соосной ориентации через $(1-p)$, выразим поправки первого приближения от обоих полей в E_{1S} так:

$$\delta_{m1S} = \int_0^\infty R_{1S}^2(r_1) r_1^2 [(1-p)U_m^\alpha(r_1) + pU_m^p(r_1)] dr_1 = (1-p)\delta_{m1S}^\alpha + p\delta_{m1S}^p$$

(U_m^α и U_m^p из (26) и (29)).

$$\Delta_{e1S} = -\frac{e^2}{\pi R} \int_0^\infty R_{1S}^2 r_1^2 \left\{ \left[(1-p)kK(k) + \frac{p}{\pi} \int_0^\pi K(k)(1+f^{1/2})^{-1} d\varphi \right] - \frac{\pi R}{r_1} \right\} dr_1 = (1-p)\Delta_{e1S}^\alpha + p\Delta_{e1S}^p, \quad (39)$$

$$\delta_{m2S} = \int_0^\infty R_{2S}^2(r_1) r_1^2 [(1-p)U_m^\alpha(r_1) + pU_m^p(r_1)] dr_1 = (1-p)\delta_{m2S}^\alpha + p\delta_{m2S}^p;$$

$$\Delta_{e2S} = -\frac{e^2}{\pi R} \int_0^\infty R_{2S}^2 r_1^2 \left\{ \left[(1-p)kK(k) + \frac{p}{\pi} \int_0^\pi K(k)(1+f^{1/2})^{-1} d\varphi \right] - \frac{\pi R}{r_1} \right\} dr_1 = (1-p)\Delta_{e2S}^\alpha + p\Delta_{e2S}^p. \quad (40)$$

В $2P$ -состоянии позитрония (в мюонии и водороде тоже) все орбитальные кольцевые токи партнеров, как упоминалось выше, соосны. Из-за этого создаваемая ими компонента $H_z \gg H_r$. И можно ожидать только соплоскостности моментов μ_{e^-} и μ_{e^+} партнеров. Но тогда как вычисленные Δ_{e2P} и δ_{m2P} , так и величины $\delta_{mlj} \pm (\delta_{ml\mu H} + \delta_{ml}^{\mu H})$ для $2P$ -уровня с учетом $p \sim 1$ будут близки к

$$\delta_{m2P} = \int_0^\infty [U_m^p(r_1)] R_{2P}^2 r_1^2 dr_1 = \delta_{m2P}^p;$$

$$\Delta_{e2P} = -\frac{e^2}{\pi R} \int_0^\infty R_{2P}^2 r_1^2 \left\{ \left[\frac{1}{\pi} \int_0^\pi K(k)(1+f^{1/2})^{-1} d\varphi \right] - \frac{\pi R}{r_1} \right\} dr_1 = \Delta_{e2P}^p. \quad (41)$$

В (41) учтены лишь радиальные R_{2P} , так как U_m и Δ_e зависят только от r_1 .

Далее значения δ_m^α , δ_m^p , Δ_e^α , Δ_e^p , δ_{mlj} , $\delta_{ml\mu H}$ и $\delta_{ml}^{\mu H}$ будем называть амплитудами.

Основным отличием мюонии и водорода от позитрония является большое превосходство масс ядер m_{μ^+} и m_{p^+} над m_e (24). В них

$$m_{\mu^+}^\mu = 9,0656894 \cdot 10^{-28} \text{ г}, \quad a_0^\mu = 0,531738 \cdot 10^{-8} \text{ см};$$

$$m_{\mu^+}^H = 9,104575 \cdot 10^{-28} \text{ г}; \quad (42)$$

$$a_0^H = 0,5294654 \cdot 10^{-8} \text{ см}; \quad \alpha^\mu = 137,3787; \quad \alpha^H = 136,79156.$$

С.з. $E_n^0 = m_{np} e^4 / (2n^2 \hbar^2)$ в мюонии и водороде

$$E_{1S}^0 = -13,540312 \text{ эВ}, \quad E_{2S}^0 = -3,3850781 \text{ эВ} = E_{2P}^0 \text{ для мюонии и}$$

$$E_{1S}^0 = -13,598391 \text{ эВ}, \quad E_{2S}^0 = -3,3995978 \text{ эВ} = E_{2P}^0 \text{ для водорода.} \quad (43)$$

По сравнению с μ_e моменты $\mu_\mu = 4,49 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс и $\mu_p = 1,41 \times 10^{-23}$ эрг/Гс малы. И, пользуясь многократным превосходством R_{e^-} над R_{μ^+} и (r_{p^+}) , вычисления с.з. энергии уровней в мюонии и водороде

можно упростить с помощью оператора (25). И аналогичные (39)–(41) позитронным амплитуды для них будут

$$\delta_m^{ap} = - \int_0^{\infty} R^2(r_1) (\mu H_z(r_1)) r_1^2 dr_1, \quad (44)$$

$$\Delta_e^{ap} = \int_0^{\infty} R^2(r_1) e \left[\psi(r_1) + \frac{e}{r_1} \right] r_1^2 dr_1 \quad \left(r_1 = \frac{r}{a_0} \right).$$

Здесь, как и в позитронии, r_1 обозначает расстояния и r_1 , и z_1 ; выражения $\psi(r_1)$ и $H_z(r_1)$ даны в (14) и (14').

5.1. Своеобразие магнитного спин-орбитального взаимодействия

Вышеупомянутая соосность орбитальных токов партнеров делает вычисленные его амплитуды $\delta_{mlJ} \pm (\delta_{ml\mu H} + \delta_{ml}^{\mu H})$ достаточно определенными. При этом из-за противоположности знаков орбитальных \mathbf{j}_e^- и \mathbf{j}_μ^+ все $\delta_{mlJ} > 0$.

Для позитрония оператор (22') $I_e = -e\hbar/(32m_{np}a_0) \exp(-(r^2 + z^2)^{1/2})r^2 dr dz$ и известные $\Psi_{2P} = R_{2P} \cdot (3/8\pi)^{1/2} \sin \theta e^{\pm i\varphi} = R_{2P}(3/8\pi)^{1/2} r (r^2 + z^2)^{-1/2} e^{\pm i\varphi}$ и A_φ (14) сдвиг δ_{mlJ} выразим так:

$$\delta_{mlJ} = N \int \exp[-((r_1^2 + z_1^2)^{1/2} + (r_2^2 + z_2^2)^{1/2})] r_1 r_2^2 ((r_1 + z_1)^2 + (z_2 - z_1)^2)^{1/2} [(2 - k^2)K(k) - 2E(k)] dr_1 dz_1 dr_2 dz_2;$$

$$k^2 = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2 + (z_2 - z_1)^2}; \quad (45)$$

$$N = a_0^{-1} \left[\frac{e\hbar}{16m_e c a_0} \right]^2 = 7,075 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}.$$

Достаточно интегрировать (45) по r в (0–20) и z в (–20; +20). Результат: сдвиг $\delta_{mlJ} = 6,427 \cdot 10^{-5}$ эВ. А расщепления

$$\delta_{ml\mu H} = \frac{1}{2}(\delta_{ml\mu^+ H^-} + \delta_{ml\mu^- H^+}), \text{ и } \delta_{ml}^{\mu H} = \frac{1}{2}(\delta_{ml}^{\mu^+ H^-} + \delta_{ml}^{\mu^- H^+}).$$

И в парапозитронии (в нем μ_{e^-} и μ_{e^+} параллельны), и в ортопозитронии (μ_{e^-} и μ_{e^+} антипараллельны) модули $\delta_{ml\mu H}$ и $\delta_{ml}^{\mu H}$ совпадают. Но знаки амплитуд (в скобках) ортопозитрония совпадают, а в парапозитронии

$$\delta_{ml\mu^+ H^-} = -\delta_{ml\mu^- H^+} \text{ и } \delta_{ml}^{\mu^- H^-} = -\delta_{ml}^{\mu^+ H^+}.$$

Следовательно,

$$\delta_{ml\mu H}^{\text{пара}} = \frac{1}{2}(\delta_{ml\mu H^-} + \delta_{ml\mu H^+}) = \delta_{ml}^{\mu H^{\text{пара}}} = \frac{1}{2}(\delta_{ml}^{\mu^- H^-} + \delta_{ml}^{\mu^+ H^+}) = 0;$$

$$\delta_{ml\mu H}^{\text{ор}} = \delta_{ml}^{\mu H^{\text{ор}}} = \delta_{ml}^{\mu H^-}.$$

И достаточно вычислять лишь их сумму $\delta_{ml\Sigma}^{\text{ор}} = \delta_{ml\mu H}^{\text{ор}} + \delta_{ml}^{\mu H^{\text{ор}}} = 2\delta_{ml}^{\mu H^-}$, которая [14] для $2P$ -уровня позитрония составит

$$\delta_{ml\Sigma}^{\text{ор}} = \pm \left(-\frac{\mu_e e \hbar}{12m_e c a_0^3} \right) = \pm (-7,56 \cdot 10^{-6}) \text{ эВ}. \quad (46)$$

Знак (46) совпадает со знаком $m = +1$ или -1 . Напомним, что угол между векторами μ_{e^-} и μ_{e^+} и вектором напряженности $\langle H \rangle$ в атоме равен 0 или π , т.е. в $\delta \cos(\text{ls}) = \pm 1$. Это следует из релятивистской теории электрона Дирака (см. [12]).

Вследствие тождественности волновых функций e^- и e^+ в позитронии и малости m_e по сравнению с m_μ и m_p свойства этого взаимодействия в позитронии существенно отличны от его свойств в мюонии и водороде.

В мюонии и водороде из-за локализации ядер практически в центрах обоих атомов амплитуды δ_{mlJ} , обе $\delta_{ml\mu H}$ и $\delta_{ml}^{\mu H^+} \ll \delta_{ml}^{\mu H^-}$ и через [14] и $\cos(\text{ls}) = \pm 1$

$$\delta_{ml\Sigma} \cong \frac{1}{2}(-\mu_{e^-} \langle H^{\text{собр}} \rangle) = \pm \left(-\frac{\mu_e e \hbar}{48m_{np} c a_0^3} \right),$$

т.е. для мюония $\delta_{ml\Sigma} \cong \pm(-1,51) \cdot 10^{-5}$ эВ и для водорода $\delta_{ml\Sigma} \cong \pm(-1,51) \cdot 10^{-5}$ эВ.

В табл. 1 представлен полный набор поправок первого приближения (в 10^{-5} эВ) рассматриваемых атомов.

Таблица 1

Атом	nl	Δ_e	δ_r	δ_{mlJ}	δ_m	$\delta_{mlJ}^{\text{ор}}$
Ps	1S	259,61–447,26 p_1	54,34	0	$\pm(138,41-210,68p_1)$	
	2S	26,82–54,5 p_2	3,4	0	$\pm(17,02-25,905p_2)$	
	2P	-0,87 + 1,64 p_{2P}	3,4	6,43	$\pm(0,39-0,89p_{2P})$	$\pm(-0,76)$
$\mu^+ e^-$	1S	1109,04–1673,27 p_1	54,54	0	$\pm(4,68-7,09p_1)$	
	2S	136,59–206,1 p_2	3,4	0	$\pm(0,575-0,871p_2)$	
	2P	2,99–4,48 p_{2P}	3,4	0	$\pm(0,01-0,022p_{2P})$	$\pm(-1,51)$
H	1S	1122,15–1692,97 p_1	54,3	0	$\pm(1,49-2,18p_1)$	
	2S	138,21–208,52 p_2	3,4	0	$\pm(0,18-0,28p_2)$	
	2P	3,01–4,53 p_{2P}	3,4	0	$\pm(0,005-0,01p_{2P})$	$\pm(-1,52)$

5.6. Подуровни с учетом всех поправок первого приближения

Итак, с.з. энергии первого приближения орто- и пара- $1S$ -, $2S$ - и $2P$ -подуровней позитрония, мюония и водорода с серединами уровней $E_{nl}^c = E_{nl}^0 + \Delta_e + \delta_{mlJ} + \delta_r$ есть

$$E_{nl}^{op} = E_{nl}^c + \delta_m \pm \delta_{ml\Sigma}, \quad E_{nl}^{na} = E_{nl}^c - \delta_m \pm \delta_{ml\Sigma}. \quad (47)$$

В них знак амплитуд δ_m однозначно связан с параллельностью или антипараллельностью векторов магнитных моментов (спинов) партнеров. А для амплитуд δ_{ml} орбитального магнитного взаимодействия в E_{nl} он определяется соотношением направлений μ_e - с генерируемым движением партнера или самого e^- вектором \mathbf{H} , причем направление \mathbf{H} однозначно зависит от знака орбитальной компоненты скорости $v_{\varphi e^-}$ (числа $m = \pm 1$).

Поправки в табл. 1 классифицированы по свойствам их влияния на с.з. E_{nl}^0 . Так, поправка на отличие Δ_e реального U_e от U_c может лишь сдвигать каждый уровень (практически всегда вверх). Только вверх могут сдвигать уровни релятивистский рост массы e^- δ_r и (P -уровни) δ_{mlJ} . Эти поправки даны в трех ее столбцах слева. Но взаимодействие магнитных моментов партнеров в атомах δ_m превращает все уровни в дублеты. А $\delta_{ml\Sigma}$ превращает дублетные (от δ_m) P -подуровни с $l = 1$ в четыре подуровня. Расщепляющие поправки — в двух столбцах справа табл. 1.

Окончательные выражения с.з. первого приближения E_{nl}^{op} (в эВ), полученные через данные табл. 1, величины E_{nl}^0 (37), (43) и выражения E_{nl} (47) размещены в табл. 2 (не вмещающиеся в нее $E_{nl}^{na} = E_{nl}^{op} - 2\delta_m$ легко найти с учетом величин δ_m из табл. 1).

Таблица 2

Атом	nl	E_{nl}^c	E_{nl}^{op}
Ps	1S	$-6,799756 - 4,4726 \cdot 10^{-3} p_1$	$-6,7983720 - 0,0065794 p_1$
	2S	$-1,7004217 - 0,0005450 p_2$	$-1,7002515 - 0,0008040 p_2$
	2P	$-1,7006169 - 1,644 \cdot 10^{-5} p_{2P}$	$-1,7006130 - 0,0000253 p_{2P} \pm (-7,56 \cdot 10^{-6})$
$\mu^+ e^-$	1S	$-13,5289525 - 0,0167327 p_1$	$-13,5289057 - 0,0168036 p_1$
	2S	$-3,3836954 - 2,061 \cdot 10^{-3} p_2$	$-3,3836896 - 0,0020697 p_2$
	2P	$-3,3850314 - 4,484 \cdot 10^{-5} p_{2P}$	$-3,3850312 - 4,51 \cdot 10^{-5} p_{2P} \pm (-1,51 \cdot 10^{-5})$
H	1S	$-13,5866056 - 0,0169297 p_1$	$-13,5866056 - 0,0169515 p_1$
	2S	$-3,3981803 - 0,002085 p_2$	$-3,3981785 - 0,0020880 p_2$
	2P	$-3,3995323 - 0,0000453 p_{2P}$	$-3,3995322 - 0,0000454 p_{2P} \pm (-1,52 \cdot 10^{-5})$

Глава 6

СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ И РАСЧЕТНЫХ ИНТЕРВАЛОВ МЕЖДУ ПОДУРОВНЯМИ $1S$ -, $2S$ - И $2P$ -СОСТОЯНИЙ АТОМОВ

Уже измерены интервалы в позитронии — расщепление $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na}$, $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op}$ и сдвиг Лэмба $E_{2S} - E_{2P}$ [31]. В мюонии — расщепления $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na}$ и $E_{2S}^{op} - E_{2S}^{na}$ [31]. В водороде $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na}$; $E_{2S}^{op} - E_{2S}^{na}$; $E_{2P}^{op} - E_{2P}^{na}$; $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op}$ и лэмбовский сдвиг $E_{2S} - E_{2P}$ [31].

Их рассчитанные в первом приближении в предположении $p_{1,2} = 0,5$, а $p_{2P} = 1$ и опытные величины таковы.

В позитронии $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na} = 2|\delta_{m1S}| = 6,614 \cdot 10^{-4}$ эВ (изм. $8,41156 \times 10^{-4}$ эВ); $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op} = 5,101008$ эВ (изм. $5,10183$ эВ) (сюрприз: расчетный $E_{2S}^{na} - E_{1S}^{na} = 5,10175$ эВ близок к опытному $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op}$).

Расчетный лэмбовский сдвиг $E_{2S} - E_{2P} = 3,46 \cdot 10^{-5}$ — ($\pm 7,56 \times 10^{-6}$) эВ (изм. $3,568448 \cdot 10^{-5}$ эВ).

В мюонии $2|\delta_{m1S}| = 2,2671 \cdot 10^{-5}$ эВ (изм. $1,845889 \cdot 10^{-5}$ эВ) и $2|\delta_{m2S}| = 2,79 \cdot 10^{-6}$ эВ (изм. $4,4252 \cdot 10^{-6}$ эВ).

В водороде $2|\delta_{m1S}| = 8 \cdot 10^{-6}$ эВ (изм. $5,8744 \cdot 10^{-6}$ эВ). А интервал $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op} = 10,195859$ эВ (изм. $10,19889$ эВ). $E_{2P}^{op} - E_{2S}^{na} = -3,54 \times 10^{-4}$ эВ — $\delta_{ml\Sigma}$ (изм. $+4,098996 \cdot 10^{-5}$ эВ), $2|\delta_{m2S}| = 8 \cdot 10^{-7}$ эВ (изм. $7,343 \cdot 10^{-7}$ эВ) и $2|\delta_{m2P}| = 1 \cdot 10^{-7} - \delta_{ml\Sigma}$ эВ (изм. $2,448 \cdot 10^{-7}$ эВ).

Расчетное значение лэмбовского сдвига $E_{2S}^{op} - E_{2P}^{op} = 2,644 \times 10^{-4}$ эВ — $\delta_{ml\Sigma}$ (изм. $4,375 \cdot 10^{-6}$ эВ) хотя и на два порядка превосходит измеренное, но во втором приближении можно ожидать их сближения.

Как видим, расчетные интервалы в позитронии и мюонии близки к измеренным. А в водороде совпадает как число опытно обнаруженных [31, Исаев, с. 20] и расчетных подуровней, так и структура (взаимное расположение почти всех уровней и подуровней). И уже в первом приближении около половины вычисленных с.з. близки к их измеренным значениям.

Это дает основания предположить количественный ресурс стандартной квантовой механики, учитывающей и отличие реального электростатического взаимодействия электрона с ядрами от кулоновского, и ранее почти полностью игнорировавшееся их магнитное взаимодей-

ствии, после учета пока еще не вычисленных поправок к волновым функциям атомов нулевого приближения (их величины ожидаются весьма значительными), достаточным для точного предсказания с.з. всех подуровней связанных состояний атомов.

Расчетный $2P$ -подуровень атомов с числом $m = 0$ в работе не рассматривался, так как известные в.ф. всех атомов при $m = 0$ вещественны. И из-за этого (см. [7, Блохинцев. Основы квантовой механики, с. 102]) с.з. всех компонент токов (и массы и заряда) в атомах равны нулю, т.е. пропорциональные m орбитальные механический и магнитный моменты атомного e^- при $m = 0$ также равны нулю. И волновое уравнение автоматически ($l = 0$) превращается в уравнение для $2S$ -состояния. Это, а также совпадение числа $2P$ -подуровней водорода измеренных и расчетных (при неучете подуровня с $m = 0$) подтверждает отсутствие в атомах $2P$ -подуровней с $m = 0$.

Однозначность расчетных значений поправок к с.з. E_{nl}^0 в $2P$ -состояниях атомов (в них, как упоминалось, $p_{2P} \approx 1$), в которых расщепляющие амплитуды $\delta_{mI\Sigma}$ в позитронии, мюонии и водороде многократно превосходят δ_m , делает весьма актуальными измерения интервалов между $2P$ -подуровнями всех трех атомов и сравнения их результатов с представленными здесь расчетными.

Глава 7

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНА С НЕЙТРОНОМ

Роль ne -взаимодействия особенно ярко выявилась в исследованиях открытых летом 1968 г. Ф. Л. Шапиро с коллегами [32] ультрахолодных (с энергией $< 10^{-7}$ эВ) нейтронов (УХН), способных длительное время храниться внутри твердотельных вакуумированных сосудов. Неожиданным результатом и пионерского эксперимента с УХН-ловушками 1968–1969 гг. [32], и последовавших за ним сотен других опытов оказалась парадоксальная малость измеренного времени хранения t УХН во всех опытах по сравнению с предсказываемым теоретически.

Но в теории, несмотря на то, что еще в 30-х гг. XIX в. известные расчеты магнитного рассеяния нейтронов при взаимодействии их μ_n с μ_e , μ_n и орбитальными токами атомных электронов Ф. Блоха, М. П. Бронштейна и других авторов показали значительную роль взаимодействия нейтрона и с μ_e , и с его орбитальными токами в атомах, магнитное взаимодействие УХН с электронами стенок ловушек, ограничивающих объем хранения УХН, до сих пор не учитывалось, а основной причиной ограничения величины t предполагалось присутствие в приповерхностном слое их стенок примесного водорода.

Учет взаимодействия μ_n УХН с μ_e электронов в короткие, но часто повторяющиеся отрезки δt времени отражения УХН от ограничивающих вакуумный объем их хранения металлических стенок был выполнен в 1998 г. [33]. Как и ожидалось, расчетные t оказались близкими к измеренным и — более того — учет взаимодействия μ_n с μ_e позволил объяснить наблюдаемое в опытах превосходство t в ловушках диэлектрических [34, 35] над t хранения в ловушках металлических [36].

Физическая причина преимущества ловушек с диэлектрическими стенками, в которых в 1981–1982 гг. были измерены рекордные для твердотельных сосудов УХН $t = 290$ с (стенки кварцевые с внутренним $\varnothing = 6,4$ см и длиной 1 м) [34] и $t = (950 \pm 60)$ с (алюминиевые стенки, покрытые замороженным тяжеловодным льдом, диаметр горизонтального дна 52 см, высота цилиндра 28 см [35]), очевидна. В диэлектрике

все электроны заполняют уровни энергетических зон так, что для любого из них нет свободных состояний с с.з. энергии меньшими, чем на занятом им уровне. Это и делает передачу энергии любого электрона вошедшему в приповерхностный слой стенки УХН маловероятной.

В металлах же электроны зоны проводимости с ее сплошным спектром с.з. энергии ϵ (далее энергия электрона обозначается символом ϵ) даже при низких температурах заселяют не все состояния под уровнем Ферми ϵ_F , так как часть из них занимают уровни выше ϵ_F . А вероятность передачи импульса УХН от e^- , заселяющих уровни с $\epsilon > \epsilon_F$, с последующим их переходом на свободные нижележащие уровни зоны, многократно выше, чем для $\epsilon < \epsilon_F$.

То, что и $t = 290$ с (в [34]), и $t = 950$ с (в [35]), несмотря на $t_{35}/t_{34} > 3$, названы рекордными, не является оговоркой. Дело в том, что благодаря большему объему хранения в сосуде [35] и оптимальной его форме частота взаимодействий УХН со стенками сосуда в [34] многократно больше, чем в [35]. И очевидно, что способность поверхности кварца отражать УХН даже выше, чем у тяжеловодного льда.

К сожалению, достигнутое Ю. Ю. Косвинцевым, В. И. Морозовым и Г. И. Тереховым [35] многократное увеличение времени хранения УХН (до $t = 950$ с) через очевидное элементарное средство — выбор оптимальной формы объема хранения (в виде цилиндра, но очевидно, что куб и сфера с достаточными размерами тоже пригодны) используется редко. И ни в одной из созданных после них твердотельных ловушек УХН это блестящее достижение повторено не было (т.е. в других опытах с УХН времена их хранения достигают не более 100 с).

На отражающийся приповерхностным слоем металлического сосуда УХН, скорость которого $v_n \sim 5$ м/с (а его кинетическая энергия $\sim 10^{-7}$ эВ), воздействуют три потока частиц. Первым из них является встречный поток ядер с его плотностью $\phi_n = n_n v_n \sim 5 \cdot 10^{25}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ (в котором иногда присутствуют и ядра примесного водорода); вторым — самый интенсивный, но практически не нагревающий УХН поток электронов, связанных с ядрами; и третьим — поток ϕe^- зоны проводимости, обладающих скоростями $v \geq v_F \sim 10^8$ см/с.

7.1. Плотность потока возбужденных электронов зоны проводимости

Чтобы найти поток $\phi = \Delta v N$, где Δ — относительная доля возбужденных до $\epsilon > \epsilon_F$ e^- зоны проводимости, способных нагревать УХН, v — их средняя скорость, N — плотность e^- зоны, необходимо сначала оценить Δ .

Проще всего оценку Δ выполнить через интегрирование распределения Ферми-Дирака по значениям энергии ϵ электронов, локализованных в зоне проводимости исследуемого металла $f(\epsilon) = \{\exp[(\epsilon - \epsilon_F)/(kT)] + 1\}^{-1}$ (ϵ_F — работа выхода e^- из металла, $k = 1,380662 \times$

$\times 10^{-16}$ эрг/К = $8,61734 \cdot 10^{-5}$ эВ/К в следующем его выражении [33]:

$$\Delta = \left[\int_0^{2\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon - \int_0^{\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon \right] / \int_0^{2\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon. \quad (48)$$

В нем интегрирование выполняется аналитически через известную первообразную для интеграла $\int f(\epsilon) d\epsilon$ функцию [33]

$$Y(\epsilon) = \epsilon - kT \ln \left[\exp \left(\frac{\epsilon - \epsilon_F}{kT} \right) + 1 \right].$$

Результат интегрирования удивителен.

7.2. Инвариант-сюрприз $\epsilon_F^{-1} \int_0^{2\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon$ и реальная глубина потенциальной ямы зоны проводимости

Пользуясь вышеупомянутой первообразной $Y(\epsilon)$, находим

$$\begin{aligned} \epsilon_F^{-1} \int_0^{2\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon &= 2 - \left(\frac{kT}{\epsilon_F} \right) \ln \left[\frac{(1 + \exp(\epsilon_F/kT))}{(1 - \exp(\epsilon_F/kT))} \right] = \\ &= 2 - \frac{kT}{\epsilon_F} \ln \left[\exp \left(\frac{\epsilon_F}{kT} \right) \right] \equiv 1. \quad (49) \end{aligned}$$

Как видим, интеграл $\epsilon_F^{-1} \int_0^{2\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon \equiv 1$ имеет величину, тождественную единице при всех возможных T .

А остаток интеграла $\epsilon_F^{-1} \int_0^{2\epsilon_F} f(\epsilon) d\epsilon \sim (kT/\epsilon_F) \exp(-\epsilon_F/(kT))$ име-

ет $\exp(-\epsilon_F/(kT))$, например, для меди с $\epsilon_F = 4,4$ эВ, равную $\sim \exp(-170)$ даже при $T \sim 300$ К, т.е. остаток $kT \exp(-\epsilon_F/(kT))$ составляет $\sim 10^{-77} \epsilon_F$.

Это дает основание назвать величину $V = 2\epsilon_F$ полной глубиной потенциальной ямы ансамбля распределенных в зоне проводимости e^- по $f(\epsilon)$ Ферми-Дирака при температурах $T < T$ вырождения. Очевидно, что расчеты параметров локализованного в металле электронного газа через интегрирование содержащих $f(\epsilon)$ выражений достаточно выполнять в пределах $0 \leq \epsilon \leq 2\epsilon_F$ при всех $T < T$ плавления.

Кстати, это предположение соответствует и квантово-механическому соотношению между с.з. кинетической E_k и потенциальной U энергии e^- , локализованного в связанных состояниях с однородным по r кулоновским взаимодействием с точечными зарядами ядер [27, 28], $E_k = -U/2 = -Ze^2/2r_{\text{ср}}$, которое проявляется и в ансамбле e^- зоны проводимости, локализованных в ней кулоновским взаимодействием с зарядами ионов и электронов.

Итак, с учетом очевидной близости средней скорости возбужденных электронов зоны проводимости v к v_F [33] для конкретного металла, например, для меди с $N = 8,46 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $v_F = 1,25 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ ($\epsilon_F = 4,4 \text{ эВ}$) при $T = 300 \text{ К}$ будет $\Delta = 0,0041$. И оценка ϕ дает $\phi \approx 4,4 \times 10^{28} e^- \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Еще до вычисления эффективных поперечных сечений передачи энергии УХН от электронов полезно обратить внимание на следующие уже обнаруженные экспериментаторами интересные факты.

Два десятилетия тому назад авторы работы [36] в опытах с медными сосудами-ловушками при $T = 300 \text{ К}$ измерили зависимости от времени и числа УХН $N(t)$ внутри сосуда, и числа вышедших из него нейтронов $n(t)$, а также энергию ϵ_n вне сосуда.

Полученный ход $N(t)$ оказался синхронным с ходом $n(t)$, причем величины N слегка превосходили n .

Не менее интересен и важен их результат измерения энергии ϵ_n покинувших сосуд нейтронов. Опытная ее величина ограничивалась интервалом $0,0002 \leq \epsilon_n \leq 0,025 \text{ эВ}$, т.е. практически все проникшие сквозь стенки сосуда n из УХН превратились в тепловые.

Авторы [36] пришли к заключению, что все результаты их измерений совместимы с приростом энергии УХН до $\epsilon_n \in (0,0002-0,025) \text{ эВ}$ только в одном столкновении в отражающем их поверхностном слое ловушки.

А в опытах [37] авторам удалось измерить температурный ход $n(T)$ числа покидавших ловушку УХН. Здесь, как при обезгаженных внутренних поверхностях сосуда, так и при не обезгаженных, ход $n(T)$ линейно рос с T .

7.3. Взаимодействие энергичных электронов с УХН

Перейдем к оценке энергии, которую e^- зоны проводимости способны передать УХН в одном столкновении. Здесь, естественно, взаимодействие n и e^- является только магнитным. Но получение точного выражения его энергии U осложняется отсутствием столь же прецизионно, как у электрона, определенной структуры токовых внутринейтронных контуров.

Тем не менее, пользуясь хорошо измеренной величиной магнитного момента нейтрона $\mu_n = 9,662 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс}$ и вместе с тем малостью по сравнению с большим радиусом тора электрона $R = 3,8706 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ среднеквадратического радиуса нейтрона $\sim 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ [38], а также

точным выражением напряженности магнитного поля \mathbf{H} , создаваемого электроном во всем пространстве, эту трудность легко преодолеть.

Известные компоненты \mathbf{H} [30] (в цилиндрической с.к.) есть

$$H_z = \left(\frac{e}{\pi R} \left((R+r)^2 + z^2 \right)^{-1/2} \right) \left\{ \left[\frac{R^2 - r^2 - z^2}{(R-r)^2 + z^2} \right] E(k) + K(k) \right\},$$

$$H_r = \left(\frac{ez}{\pi Rr} \left((R+r)^2 + z^2 \right)^{-1/2} \right) \left\{ \left[\frac{R^2 + r^2 + z^2}{(R-r)^2 + z^2} \right] E(k) - K(k) \right\},$$

$$k^2 = \frac{4Rr}{(R+r)^2 + z^2}.$$

(50)

Тогда U магнитного pe -взаимодействия можно выразить в виде скалярного произведения вектора μ_n на вектор образуемого электроном магнитного поля \mathbf{H} . При этом, естественно, с учетом квантования суммарного спина обоих взаимодействующих фермионов допустимыми (так же, как в позитронии) будут только соосная или соплоскостная взаимные ориентации n и e^- [29], т.е. из компонент магнитного поля электрона (50) нужна только H_z .

Наибольшей передача энергии УХН от возбужденного электрона зоны проводимости, например, медного сосуда будет, естественно, от e^- , пребывающего на наивысшем из ее уровней $\epsilon = 2\epsilon_F$ (с $v_e = 2^{1/2}v_F = 1,77 \cdot 10^8 \text{ см/с}$), в том случае, если он отразится от УХН, проникшего в поверхностный слой стенки, в направлении, обратном исходному вектору v_e . Тогда переданный «покоящемуся» n импульс составит $\Delta p_n \sim 3,22 \cdot 10^{-19} \text{ г} \cdot \text{см/с}$, а соответствующая $\Delta \epsilon_n \sim 0,0193 \text{ эВ}$ будет близка к максимальному измеренному в [36] значению энергии покидавших сосуд УХН.

А вследствие превосходства почти на два порядка радиуса тора электрона R над среднеквадратическим радиусом нейтрона нагрев УХН будет более эффективным при взаимодействии соплоскостном, так как в этом случае максимальная величина H_z , в которой сможет оказаться n (вблизи токового тора e^-), примерно на два порядка больше H_z , достижимой при взаимодействии соосном, и, более того, в соплоскостном облете e^- вокруг УХН возрастает не только сила, но и время взаимодействия нейтрона с ближайшими к нему отрезками тора e^- .

И квантово-механическое, и классическое, аналогичное выполненному Резерфордом расчету рассеяния α -частицы кулоновским полем ядра, вычисления эффективного сечения σ_{ne} осложнены отсутствием аналитических решений и волнового уравнения, и уравнения движения электрона в магнитном поле УХН.

Но классическая (по Резерфорду) оценка σ_{ne} с помощью ЭВМ проста.

В выражении (50) положим (взаимодействие соплоскостное) $z = 0$, а расстояние между центрами УХН и e^- обозначим r . Тогда уравнение движения облета УХН нерелятивистским электроном будет

$$\frac{m}{2} \left(\dot{r}^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right) - \frac{e\mu_n}{\pi R} \left[\frac{E(k)}{R-r} + \frac{K(k)}{R+r} \right] - \frac{mv_0^2}{2} = 0, \quad (51)$$

$$k^2 = \frac{4Rr}{(R+r)^2}.$$

Из закона сохранения момента количества движения электрона, прицельный параметр которого равен d , следует: $mdv_0 = |mr^2 d\varphi/dt|$, откуда $|d\varphi/dt| = v_0 d/r^2$. Перейдя в (51) от дифференцирования по времени к $d/d\varphi$ и выразив $dr/dt = (dr/d\varphi)d\varphi/dt = r'd\varphi/dt$, преобразуем его в

$$r'^2 - \frac{r^4}{d^2} + r^2 - \frac{2e\mu_n}{\pi R d v_0^2} \left[\frac{E(k)}{R-r} + \frac{K(k)}{R+r} \right] r^4 = 0,$$

из которого

$$r' = \frac{r}{d} \left\{ r^2 - d^2 + \frac{2e\mu_n}{\pi R v_0^2} \left[\frac{E(k)}{R-r} + \frac{K(k)}{R+r} \right] r^2 \right\}^{1/2}. \quad (52)$$

Положив в (52) $r' = 0$, находим минимальное расстояние r_p e^- от УХН на траектории его облета из выражения

$$r_p \left\{ 1 + A \left[\frac{E(k_p)}{r_p - R} - \frac{K(k_p)}{R + r_p} \right] \right\}^{1/2} = d, \quad \text{где } k_p^2 = \frac{4Rr_p}{(R+r_p)^2};$$

$$A = \frac{2e\mu_n}{\pi R m v_0^2} = 2,707 \cdot 10^{-12} \text{ см для } \varepsilon_e = 2\varepsilon_F, \quad (53)$$

$$A = 5,414 \cdot 10^{-12} \text{ см для } \varepsilon_e = \varepsilon_F.$$

Через (52) и учет симметрии траектории облета относительно прямой, содержащей радиус-вектор r_p , найдем угол облета φ УХН электроном

$$\varphi = 2d \int_{r_p}^{\infty} \left\{ r \left[r^2 - d^2 + A r^2 \left[\frac{E(k)}{r-R} - \frac{K(k)}{R+r} \right] \right]^{1/2} \right\}^{-1} dr. \quad (54)$$

Основная часть всего угла облета φ находится численным интегрированием (54) в интервале $r_p + \delta < r < r_p$.

А вычисление значений $\delta\varphi$ в интервалах $r_p \leq r \leq r_p + \delta$ ($\delta \ll r_p$) и $\Delta\varphi$ — на $r_m \leq r < \infty$ выполняется аналитически с помощью легко находимых выражений

$$\delta\varphi = \frac{4d}{r_p} \left(\frac{\delta}{F(r_p)} \right)^{1/2}, \quad (55)$$

$$F(r_p) = \frac{2d^2}{r_p} + 2Ar_p^2 \left\{ \frac{K(k_p)}{(R+r_p)^2} - \frac{E(k_p)}{(r_p-R)^2} + \frac{R}{(R+r_p)^2} \left[\frac{2}{r_p-R} + \frac{2(\ln_p-1)}{r_p+R} + (r_p-R) \frac{3/2 - \ln_p}{(R+r_p)^2} \right] \right\}, \quad (56)$$

$$\ln_p = \frac{4}{k'_p}, \quad k'_p = \frac{r_p-R}{R+r_p}, \quad \Delta\varphi = \frac{2d}{r_m}. \quad (57)$$

Перед каждым интегрированием (54) надо, естественно, найти из соотношения (53) необходимую пару конкретных значений d и r_p .

Передаваемый УХН импульс Δp_n после вычисления величины φ для каждой пары d и r_p $\Delta p_n = 2p_e \cos(\pi - \varphi/2)$.

Набор полных углов облета φ был найден [33] для минимального (ε_f) и максимального ($2\varepsilon_f$) из всех возможных значений энергии возбужденных e^- зоны проводимости меди. Результаты даны в табл. 3.

Таблица 3

$\varepsilon_e = 4,4 \text{ эВ}$				$\varepsilon_e = 8,8 \text{ эВ}$			
$10^{11} r_p$, см	$10^{11} d$, см	φ , рад	$\cos(\pi - \varphi/2)$	$10^{11} r_p$, см	$10^{11} d$, см	φ , рад	$\cos(\pi - \varphi/2)$
4,765	5,6016	6,954	0,94	4,524	5,14042	7,045	0,928
4,77	5,6017	6,359	1	4,525	5,14043	6,65	0,983
4,8	5,6031	5,437	0,91	4,527	5,14045	6,223	1
4,96	5,6362	4,4	0,59	4,54	5,14085	5,314	0,893
5,2	5,7483	3,875	0,36	4,58	5,1419	4,54	0,645

Как видим, диапазон прицельных параметров Δd , в котором приобретаемый от e^- импульс УХН Δp_n превзойдет $\sim 1,8p_e$ при энергии электрона 4,4 эВ, составляет $\Delta d \approx 1,6 \cdot 10^{-14}$ см, а при $\varepsilon_e = 8,8 \text{ эВ}$ — $\Delta d \approx 4 \cdot 10^{-15}$ см.

А соответствующие известные эффективные поперечные сечения, имеющие вид $\sigma_{ne} \approx 2\pi d \Delta d$, будут $\sigma_{ne} \sim 5,6 \text{ б}$ для $\varepsilon_e = 4,4 \text{ эВ}$ и $\sigma_{ne} \sim 1,3 \text{ б}$ для 8,8 эВ.

Таким образом, σ_{ne} рассеяния реальных электронов на УХН превосходят сечения неупругих взаимодействий с ними ядер атомов материалов, применяемых для хранения УХН. Кроме того, плотность потока способных нагревать УХН e^- $\Phi = 4,4 \cdot 10^{28} e^- \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ почти на три порядка превосходит плотность потока ядер.

Оценим теперь вероятность w_{ne} нагрева УХН в однократном его отражении от поверхностного слоя меди (толщина которого составляет, как известно, $\Delta l \sim 10^{-6} \text{ см}$ [39]):

$$w_{ne} = \sigma_{ne} \Phi t \cdot 1/4. \quad (58)$$

Множитель 1/4 в (58) отражает тот факт, что эффективный нагрев УХН идет лишь по одному из четырех каналов pe -взаимодействия —

взаимному притяжению частиц с соплоскостной ориентацией их моментов; $t_1 = 2\Delta l/v_{\text{УХН}}$ ($v_{\text{УХН}} \sim 2,5$ м/с — средняя скорость нейтрона в интервале t_1 — времени его пребывания в меди в одном отражении).

Экспоненциальное возрастание величины знаменателя $f(\varepsilon)$ с ростом $\varepsilon - \varepsilon_F$ для всех возбужденных ($\varepsilon > \varepsilon_F$) уровней зоны проводимости уже при достижении $\varepsilon - \varepsilon_F \sim 2,94kT = 0,076$ эВ на порядок уменьшает $|f(\varepsilon)|$, оказывающийся равным 0,05 вместо $|f(\varepsilon_F)| = 0,5$. Из-за этого подавляющая часть возбужденных e^- имеет скорости $v_e = v_F + \alpha$ ($\alpha \ll v_F$).

Тогда при $T = 300$ К $w_{ne} = 0,25 \cdot 5,6 \cdot 10^{-24} \cdot 4,4 \cdot 10^{28} \cdot 2 \times 10^{-6}/250 \sim 4,9 \cdot 10^{-4}$.

Отсюда предельное число отражений УХН N_T от чистых стенок медной ловушки при их $T = 300$ К, после достижения которого вероятность W для УХН в следующем столкновении со стенкой получить $\Delta\varepsilon_n \geq 0,008$ эВ и покинуть объем хранения $W = N_T w_{ne} = 1$, оказывается $N_T \sim 2000$, причем оценка эта — сверху, так как нагрев с $\Delta\varepsilon_n < 0,008$ эВ при оценке не учитывался.

Изложенные выше расчеты ne -взаимодействия с учетом реальной структуры электрона приводят к той же зависимости, пропорциональной температуре T стенок медной ловушки, интенсивности нагрева УХН, которая была измерена для широкого интервала $T \in 50-300$ К в [37].

Практически совпадают и интервалы приобретаемых УХН энергий в одном их столкновении со стенкой медного сосуда экспериментальный $\Delta\varepsilon_n \in 0,0002-0,025$ эВ [35] и рассчитанный в [33] $\Delta\varepsilon_n \leq \sim 0,02$ эВ.

Близки также экспериментальное время хранения УХН [35, 36] и оцениваемое расчетом. Так, в медной ловушке [36] измеренное $t = 23$ с, а расчетное $t \sim 2000l/v \sim 2000 \cdot 10 \text{ см}/250 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \sim 80$ с (больше $t_{\text{экс}}$ лишь в $\sim 3,5$ раза).

И здесь нельзя не подчеркнуть упомянутую выше экспериментально доказанную высокую эффективность достижения времен хранения t , сравнимых с периодом полураспада n , через оптимизацию формы внутреннего объема твердотельных ловушек.

А предельное измеренное число столкновений каждого УХН со стенками медных ловушек $N_T \sim 1400$ [36] мало отличается от приведенного выше расчетного $N_T \sim 2000$ [33].

Все это дает основание считать роль магнитного ne -взаимодействия в нагреве хранящихся в металлических сосудах УХН превалирующей над другими аналогичными факторами.

Наиболее существенные причины, обусловливавшие недооценку нагрева УХН возбужденными e^- зоны проводимости металлических сосудов в предыдущих теоретических работах, очевидно, следующие.

Главная из них — это предположение авторами оценок равенства амплитуды магнитного ne -взаимодействия классическому радиусу электрона $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см. А, как мы видели, ее оцененный аналог

$d \sim 4,5 \cdot 10^{-11}$ см на два порядка больше. Кроме этого, мог существенно снизить оцениваемую w_{ne} неучет вышеупомянутой плотности потока Φ .

Что же касается ловушек УХН диэлектрических, то, несмотря на малость σ_{ne} передачи энергии УХН от электронов наружных оболочек атомов диэлектрика, вследствие почти на три порядка большей их плотности потока, чем Φ , количественное квантово-механическое исследование эффективности нагрева в них УХН электронами также представляется актуальным. К сожалению, оно пока отсутствует.

Таблица 4. Параметры слоя сверхвращения

h , км	200	250	300	350	400	Примечания
$\omega_{св}/\omega_{\oplus}$	1,1	1,2	1,3	1,4	1,1	[41, с. 180]
N всех частиц/см ³	$10^{9,86}$	$10^{9,3}$	$10^{8,9}$	$10^{8,5}$	$10^{8,1}$	[41, с. 179]
Ne^- /см ³	$10^{5,4}$	$10^{5,7}$	$10^{5,9}$	$10^{5,75}$	$10^{5,6}$	[41, с. 193] (дневные)
$l_{ср}$ пробега, см	$10^{4,3}$	$10^{4,7}$	$10^{5,1}$	$10^{5,45}$	$10^{5,8}$	[41, с. 179]

Глава 8

ЭЛЕКТРОНЫ И ПРИРОДА СВЕРХВРАЩЕНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ¹

Выше уже упоминался достоверно установленный факт многократного превосходства длин пробега электрона в любых средах над длинами пробега других заряженных элементарных частиц. И это свойство e^- , обладающего гигантской рассредоточенностью заряда по суперструне-кольцу с длиной $2\pi R \sim 2,4 \cdot 10^{10}$ см, естественно. Но именно эта рассредоточенность циркулирующего заряда делает магнитный момент $\mu_e = eR/2$ тоже огромным. И доказанное в предыдущем параграфе на первый взгляд кажущееся парадоксальным превосходство поперечных сечений магнитного взаимодействия электрона с ультрахолодными (почти покоящимися) нейтронами даже над сечениями взаимодействия с УХН протона также естественно.

Сочетание рекордности пробега e^- в средах с его рекордной пространственностью в природе особенно ярко проявилось в его способности быть основным фактором, создающим уникальное по красоте недавно (около 30 лет назад) открытое стабильное сверхвращение с запада на восток слоя земной атмосферы на огромном интервале высот $h \in 200-400$ км над поверхностью планеты [41]. Существенно превосходящая угловую скорость вращения Земли ω_{\oplus} скорость $\omega_{св}$ сверхвращения воздуха в этом слое и другие параметры явления представлены в данной ниже таблице, составленной из фрагментов таблиц монографии [41].

В ней $\omega_{св}/\omega_{\oplus}$ — отношение угловых скоростей обращения частиц слоя $\omega_{св}$ к скорости обращения Земли ω_{\oplus} .

Очевидно, что образование и поддержание измеренного стабильного сверхвращения способны обеспечить следующие не менее стабильные факторы.

Во-первых, это устойчивая ионизация и радиальная поляризация всей земной атмосферы, создаваемая ультрарелятивистскими частицами галактических космических лучей (КЛ) [40], а также ее ионизация

солнечными КЛ и потоком фотонов Солнца, который будем именовать солнечным прожектором (СП). Из данных измерений создаваемого поляризацией вектора геоэлектрического поля E на высотах слоя сверхвращения [42, 43] следует, что его вертикальная составляющая E_z близка к $2,5 \cdot 10^{-4}$ В/см, и ее величина вблизи экватора на порядок превосходит значения горизонтальных компонент. А в [44] был измерен модуль E для средних широт $\sim 10^{-3}$ В/см. Это дает основание для приэкваториального слоя сверхвращения оценить величину $E_z \sim 0,00025$ В/см.

Во-вторых, стабильным фактором является дипольное геомагнитное H с модулем у поверхности планеты $0,3 < H < 0,65$ Э, в приэкваториальной области направленное с юга на север. С учетом измеренных на $h \in 300-500$ км и широте $\sim 50^\circ$ [45] $H_{300} \sim 0,3$ Э (здесь на $h = 0$ $H_0 \sim 0,5$ Э) у экватора естественно ожидать направленной с юга на север $H_{300} \sim 0,2$ Э.

8.1. Ионизация и поляризация плазмы слоя сверхвращения

Как известно, влетающая из космического внешнего полупространства в наружную атмосферу частица КЛ генерирует гигантское ($\sim 10^5-10^7$) число заряженных ливневых частиц [46]. При этом средняя скорость частиц каскада направлена на Землю. Само название порождаемого ультрарелятивистскими частицами КЛ явления «электронно-фотонный ливень» точно отражает его основное физическое свойство. Сущность его состоит в том, что и e^- , обладающие пробегами на 1-3 порядка большими пробегами положительных каскадных ионов, и фотоны с их на 1-2 порядка большими пробегами, чем у электронов [46], достигают уровня измерителя с интервалов высот их образования Δh_e и $\Delta h_{h\nu}$ на 1-5 порядков больших, чем интервал Δh_{io} . А фотоны с $h\nu \sim$ десятков МэВ через добавочную генерацию направленных на Землю энергичных e^- еще более усиливают процесс поляризации с направленным на центр Земли E .

Но 99% частиц КЛ (протоны, α -частицы, электроны и др.) имеют положительные заряды. По-видимому, это явилось камнем преткновения, до сих пор блокировавшим идею о реальности генерации ими

¹ См. [40].

огромного отрицательного тока на Землю у ее поверхности, равного, как известно, $\sim 1800 \text{ e}^-/\text{см}^2$. До сих пор принято считать, что гипотеза Вильсона [47] о поддержании стабильным зарядом Земли $Q_{\oplus} = -5,57 \times 10^5 \text{ Кл}$ грозой механизмом верна. Скорее всего, фактом, стимулировавшим возникновение гипотезы Вильсона, явилось резкое возрастание измеряемой напряженности геоэлектрического поля E_z у поверхности Земли при образовании грозовой тучи над прибором. На первый взгляд отождествление этого роста E_z с ростом $|Q_{\oplus}|$ корректно. Но E_z растет из-за того, что в уже существовавшем до возникновения тучи направленном на центр Земли $E_r \sim 1,3 \text{ В/м}$ туча превращается в вертикальный диполь с положительными зарядами внизу, а у верхней ее границы — отрицательными. В результате под тучей (но не над ней) измеряемая величина E_z оказывается резко возросшей, но это не меняет Q_{\oplus} . Более того, когда E_z возрастает до уровня пробоя (возникновения молнии), молния переносит на поверхность Земли именно положительные, а не (по Вильсону) отрицательные заряды. Таким образом, грозовой механизм — это механизм не подзарядки, а разрядки Земли. Он является следствием, а не причиной возникновения Q_{\oplus} .

Несравненно эффективнее ионизирует атмосферу по сути относящийся к КЛ, но обычно исследуемый независимо, фотонный СП. Известно, что наблюдаемая дневная плотность заряженных частиц слоя ионосферы на $h = 130 \text{ км}$ $N_{e130} = 2 \cdot 10^5/\text{см}^3$, а ночная — $N_{e130} = 5 \times 10^3/\text{см}^3$ [48, с. 17, рис. 1.2], и вместе с тем на этой же высоте плотность всех частиц N и днем, и ночью имеет значение, близкое к стандартному [49, с. 1003]. На атмосферу ночью СП не влияет, но из-за этого нельзя не только его дневное, но и сумеречное на нее воздействие игнорировать, поскольку мощность потока СП $\sim 0,1373 \text{ Вт/см}^2$, а для КЛ она составляет лишь $0,274 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/см}^2$ [46]. СП многократно умножает плотность ионов атмосферы по сравнению с плотностью, создаваемой галактическими КЛ, и тем самым в дневное время он резко увеличивает эффективность увлечения ионосферы в сверхвращение. Основываясь на вышеизложенном, условия в середине малоширотного слоя сверхвращения верхней атмосферы (высота $h_c = 300 \text{ км}$) можно принять такие: $E_z = -2,5 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}$, модуль направленной с юга на север $H \sim 0,2 \text{ Э}$. А плотности $N_e = 7,94 \cdot 10^5/\text{см}^3$ и $N = 7,94 \cdot 10^8/\text{см}^3$ (табл. 4).

8.2. Теория дрейфа плазмы в постоянных поперечных радиальных электрическом, гравитационном и направленном с юга на север магнитном геополях

Итак, измерения (табл. 4) показывают, что в слое сверхвращения концентрация заряженных частиц составляет $\sim 0,1 \%$ от всех частиц, а средние длины их пробега весьма значительны ($\sim 1 \text{ км}$). Вместе с тем наряду с легкими e^- в плазме кроме p^+ есть ионы тяжелые со средней

массой $m_{cp} = 23,73 \text{ а.е.} = 4,92 \cdot 10^{-23} \text{ г}$ [49]. Поэтому в уравнениях движения учтем и силу Лоренца и силу гравитации. Началом системы координат выберем точку, где в момент времени $t = 0$ образовалась (ионизацией нейтральной частицы) частица с массой m и зарядом e . Ось Ox направим вдоль обоих векторов \mathbf{E} и \mathbf{g} на центр Земли (модуль $g = M_{\oplus}G/r^2$ ($r = R_{\oplus} + h$)), ось Oy — вдоль параллели на запад и ось Oz — вдоль вектора \mathbf{H} на север. Обозначим H_z и E_x через H и E .

Для нерелятивистских частиц уравнения движения будут

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eE}{m} + g + \omega \frac{dy}{dt}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -\omega \frac{dx}{dt} \quad (59)$$

($\omega = eH/mc$, c — скорость света).

В (59) учитывается движение лишь в плоскости xOy из-за равенства нулю r -компоненты сил Лоренца и гравитации в приэкваториальных широтах. При начальных данных $x_0 = y_0 = 0$ и $v_{x0} = \alpha\omega$, $v_{y0} = \beta\omega$ полное решение (59) есть

$$\begin{aligned} x &= \left(\frac{eE}{m\omega^2} + \frac{g}{\omega^2} + \beta \right) (1 - \cos \omega t) + \alpha \sin \omega t, \\ y &= \left(\frac{eE}{m\omega^2} + \frac{g}{\omega^2} + \beta \right) \sin \omega t - \alpha(1 - \cos \omega t) - \left(\frac{eE}{m\omega^2} + \frac{g}{\omega^2} \right) \omega t. \end{aligned} \quad (60)$$

А соответствующие решению (60) компоненты скорости частицы таковы:

$$\begin{aligned} v_x &= \left(\frac{cE}{H} + \frac{g}{\omega} + \beta\omega \right) \sin \omega t + \alpha\omega \cos \omega t, \\ v_y &= -\frac{cE}{H} - \frac{g}{\omega} + \left(\frac{eE}{m\omega} + \frac{g}{\omega} + \beta\omega \right) \cos \omega t - \alpha\omega \sin \omega t. \end{aligned} \quad (61)$$

В решении ассимилированы и свойства так называемого дрейфоточа заряженных частиц, реализующегося в случае $E = 0$ в поперечных магнитном и гравитационном полях [50, 51], и электрического дрейфа [52, 53] — в поперечных \mathbf{H} и \mathbf{E} (при $g = 0$).

Анализ полученного полного набора траекторий (60) и скоростей (61) начнем с шага традиционного — отыскания равновесной траектории. Исходя из очевидного постоянства на искомой траектории равновесной скорости, найдем ее величину. Пусть начальные $v_{x0} = 0$ (т.е. $\alpha = 0$), а $v_{y0} = -(cE/H + g/\omega)$ ($\beta = -(e/\omega^2)(E/m + g/e)$). Подставив их в (60), получим траекторию $x = 0$ и $y = -(cE/H + g/\omega)t = v_0 t$. То, что найденная прямолинейная траектория дрейфа конкретного иона с $v_{x0} = 0$ и $v_{y0} = -cE/H - g/\omega$ действительно равновесная, очевидно. Чтобы в этом убедиться, подставим в d^2x/dt^2 (59) $dy/dt = -cE/H - g/\omega$. Суммарная сила на ион на ней действительно оказывается нулевой.

Вычислим теперь средние по времени скорости для зарядов, образовавшихся с любыми начальными скоростями $\alpha\omega$ и $\beta\omega$. Интегрирование (61) по времени дает значение $v_{ср} = v_{усп} = -cE/H - g/\omega = v_{y0}$ для любой частицы плазмы слоя.

Таким образом, все заряды слоя имеют $v_{усп} = -cE/H - g/\omega$. Вклад в нее от электрического дрейфа $-cE/H = -1,25$ км/с инвариантен. Он, как легко видеть, не зависит ни от величины и знака заряда, ни от массы частицы [53]. Не зависит он, более того, и от $\alpha\omega$ и $\beta\omega$. Вклад же дрейфоточа $g/\omega = -cmg/(eH)$, как видим, не инвариантен. Но из-за того, что в условиях слоя для иона средней массы $-g/\omega \sim -15$ см/с, а для электрона $-g/\omega \sim +3 \cdot 10^{-4}$ см/с, влиянием гравитации на дрейф можно с относительной точностью не хуже $\sim 10^{-4}$ пренебречь.

Итак, поток дрейфующей в указанных выше условиях плазмы слоя сверхвращения имеет постоянную, равную $\sim 1,25$ км/с, скорость на восток. Заметим вдобавок, что для частицы с начальной скоростью $v_{y0} = -cE/H + \delta$ ($\delta > 0$ и $|v_{y0}| \gg \delta$) равновесная траектория с учетом гравитации при адекватной величине δ превратится в окружность вокруг Земли радиусом $\sim R_{\oplus} + 300$ км.

Обратим внимание и на упругие и неупругие столкновения зарядов с нейтральными частицами. Заряд после очередного столкновения передает часть своего импульса нейтральной частице и автоматически вскоре его дрейф с запада на восток восстанавливается. Автоматическое восстановление модуля и направления среднего импульса происходит в течение короткого временного интервала $\Delta t \sim \pi/(2\omega)$. Даже для N^+ он составляет $\sim 0,05$ с. А импульс, переданный нейтральным частицам, естественно, наиболее вероятно направлен на восток.

Оценим суммарную энергию дрейфа зарядов, содержащихся в 1 см³ на середине сверхвращающегося слоя ионосферы, где (табл. 4) плотность ионов $N_e = 7,94 \cdot 10^5/\text{см}^3$ и плотность всех частиц $N = 7,94 \times 10^8/\text{см}^3$. С учетом значения массы частиц $m_{ср} = 4,92 \cdot 10^{-23}$ г и вышеупомянутой инвариантной средней скорости дрейфа $v_y = -1,25$ км/с средняя плотность энергии дрейфа E_{300} заряженных частиц на этой высоте будет $E_{300} \sim N_e m_{ср} v_y^2 / 2 = 3,05 \cdot 10^{-6}$ эрг/см³.

Сравним ее с плотностью энергии измеренного [41] сверхвращения $E_{св}$ всех частиц в рассматриваемом кубическом сантиметре

$$E_{св} = N m_{ср} v_{св}^2 / 2 (v_{св} = 0,3\omega_{\oplus}(R_{\oplus} + 300 \text{ км}) \sim 1,46 \cdot 10^4 \text{ см/с}),$$

равной $E_{св}^{300} \sim 4,13 \cdot 10^{-6}$ эрг/см³.

Как видим, плотность энергии единоподвижного дрейфа только заряженных частиц на $h = 300$ км в полях $H_{300} = 0,2$ Э и $E_{300} = 2,5 \times 10^{-4}$ В/см $E_{300} \sim 3,05 \cdot 10^{-6}$ эрг/см³ лишь на $\sim 35\%$ отличается от плотности энергии сверхвращения всех частиц слоя $4,13 \cdot 10^{-6}$ эрг/см³. Кроме того, как показано выше, энергия заряженных частиц, и модуль, и направление их среднего импульса всегда через интервал $\Delta t < 0,05$ с возвращают свои инвариантные значения. (Разумеется, подпитка энергии геоэлектрического поля E осуществляется КЛ.)

Это подтверждает способность единосростного потока дрейфующих заряженных частиц этого ионосферного слоя эффективно увлекать и все его нейтральные частицы в движение, направленное с запада на восток.

Отметим вдобавок, что единая скорость и равные плотности положительных и отрицательных зарядов в ионосфере исключают возможность влияния их дрейфа на геомагнитное поле.

Итак, с учетом известных экспериментальных данных о горизонтально направленном магнитном и вертикальных электрическом и гравитационном полях, а также о плотностях частиц плазмы N_e и нейтральных частиц N в приэкваториальном слое сверхвращения земной атмосферы на ее высотах $200 < h < 400$ км, с помощью полученного полного решения уравнений движения заряженных частиц найден механизм увлечения в этих условиях всех частиц этого слоя ионосферы в единосростное движение на восток. Дрейф возникает за счет ионизации слоя и его одновременной радиальной поляризации и генерации в нем геоэлектрического поля, осуществляемыми КЛ и СП.

Чтобы еще раз подтвердить адекватность предложенного механизма сверхвращения, сопоставим данные наблюдений и выполненных здесь расчетов. Точно совпадают высоты $h = 300$ км над земной поверхностью единственного в атмосфере максимума плотности плазмы $N_e = 7,94 \cdot 10^5/\text{см}^3$ и середины узкого интервала высот сверхвращения $200 < h < 400$ км. Согласуются с механизмом и высоты обеих границ слоя сверхвращения. Ниже 200 км дрейф невозможен из-за малости l , а выше 400 км — по причине практически полного прекращения генерации E КЛ вследствие того, что число атмосферных частиц выше 400 км для генерации недостаточно. Следовательно, именно единосростной поток дрейфующих заряженных частиц ионосферного слоя создает и стабилизирует измеренное сверхвращение верхней атмосферы [41].

Глава 9

ЭЖЕКЦИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ — ВЕРОЯТНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И КОРОНЫ¹

Экспериментальные данные о скорости солнечного ветра (СВ), полученные в последние годы с помощью космических аппаратов «Прогноз» [55]; «Марс-7» и «ИМП-7» [56], «Пионер-10» [57] и «Пионер-11» [58] на расстояниях от Солнца 1–17 а. е., находятся в противоречии с предсказаниями гидродинамической теории СВ [41, с. 229]. Вместо предсказываемого ею возрастания с увеличением расстояния от Солнца измеренная скорость практически постоянна во всем указанном интервале расстояний. Легко показать, что любая частица, подверженная только гравитации, но не магнитогидродинамическим коллективным эффектам, выброшенная из Солнца со скоростью ~ 700 км/с, имела бы на расстоянии от него 1 а. е. скорость около 350 км/с, а далее скорость оставалась бы практически постоянной — так же, как и скорость солнечного ветра.

Измеренные величины скорости ветра, кроме того, удивительно устойчивы. За многие месяцы и годы они не выходят из узкого интервала значений 300–950 км/с, а в каждый заданный момент времени разброс скоростей частиц в заданном месте не превосходит $\pm 50\%$ [55].

Это наводит на мысль, во-первых, о том, что энергия уходящих частиц ветра слабо меняется магнитогидродинамическими волнами вдали от Солнца, а основное ее количество сообщается каждой частице вблизи от него или в нем самом. Во-вторых, механизм эжекции частиц мало подвержен влиянию солнечной активности.

Оба эти свойства присущи обсуждаемому ниже нейтронному механизму образования горячей короны и солнечного ветра, который хотя и является ядерным, но не обладает теми отрицательными чертами, из-за которых в свое время был отвергнут механизм нагрева короны за счет распада ядер радиоактивных элементов [59].

Известно, что как корона Солнца, так и солнечный ветер состоят почти полностью из протонов и электронов. Вместе с тем свободные

нейтроны распадаются (с полупериодом ~ 700 с) именно на вышеуказанные частицы, а также на практически не регистрируемые электронные антинейтрино. Нейтроны, кроме того, обладают уникальной по сравнению с другими корпускулами проникающей способностью как сквозь слои вещества, так и сквозь поперечные магнитные поля. Вследствие этого только они имеют возможность покинуть Солнце даже в случае их образования на некоторой глубине под поверхностью его конвективного слоя, тогда как даже сильно ускоренные протоны и электроны могут эжектироваться только с его поверхности и только из тех ее областей, где магнитные силовые линии уходят от него на бесконечность.

Конкретный механизм возникновения и эжекции медленных монохроматических нейтронов из приповерхностной части солнечного конвективного слоя ввиду недостаточной изученности физических условий в нем указать пока нельзя. Но то, что вероятность его действия велика, можно понять из следующего.

Есть, например, эндотермическая реакция $T(p, n)^3\text{He}$ на тритии, которая в земных условиях применяется [60] для генерации монохроматических нейтронов, в том числе и с энергией в несколько сот эВ. Пороговая энергия генерирующих протонов невелика: 1,019 МэВ. Не исключено, что в наружной (~ 1000 км толщины) слабоионизованной части конвективного слоя, в которой и протоны, и ядра трития широко представлены, а плотность падает вдоль радиуса из центра Солнца от $\sim 10^{-7}$ г/см³ до практически нулевой, имеется слабое электростатическое поле, аналогичное хорошо исследованному полю в земной атмосфере, направленное к центру Солнца. Тогда в подслое многокилометровой толщины, в котором длина свободного пробега протонов будет достаточной, протоны систематически будут ускоряться к центру Солнца, а генерированные ими с направлением скорости от центра Солнца нейтроны будут иметь как раз те энергии в несколько сот эВ, которые способны обусловить солнечный ветер, если энергия протонов не будет слишком велика.

Эжектированные нейтроны таких энергий еще до своего распада беспрепятственно проникают сквозь приповерхностные поперечные магнитные поля и, распадаясь, образуют солнечный ветер.

Возникшие в результате распада протоны, которые получают за счет эффекта отдачи добавочный импульс, эквивалентный в максимуме приросту их скорости ~ 190 км/с, уходят от Солнца. Протоны же, получившие при других распадах импульс отдачи, направленный к Солнцу, падают на него или остаются в короне. Точно так же примерно одна половина электронов распада начинает уход от Солнца со скоростью, близкой к скорости света, а другая половина остается. Однако эффект радиальной поляризации протонно-электронной плазмы ветра когерентно ведет к быстрому уравниванию скоростей уходящих протонов и электронов, причем скорость протонов возрастает в максимуме еще на ~ 190 км/с. Эффект поляризации приведет также к

¹ См. [54].

захвату в поток и малого количества других частиц с положительным зарядом.

Легко видеть, что наблюдаемая в окрестности орбиты Земли скорость ветра — ~ 350 км/с — будет иметь место, если начальная скорость ухода нейтронов от Солнца составит ~ 360 км/с, а основным динамическим фактором, определяющим движение частиц ветра, будет их замедление в поле гравитации. Наблюдаемая вблизи Земли концентрация протонов ветра ~ 5 протон/см³ будет соответствовать концентрации нейтронов у солнечной поверхности $2 \cdot 10^5$ н/см³ и их радиальному потоку $10^{13} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В известных исследовательских реакторах потоки таких нейтронов примерно на два порядка превосходят этот поток.

Распадные протоны, электроны меньших скоростей и часть нераспавшихся нейтронов, имеющих скорости, близкие по величине к скорости кругового орбитального движения вокруг Солнца, образуют корону с ее единственно возможной в этих условиях температурой в несколько миллионов градусов.

Глава 10

МНОГООБРАЗИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДЕЙСТВУЮЩЕМ РЕЗОНАТОРЕ МИКРОТРОНА¹

В конце 1964 — начале 1965 г. в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ вступил в строй новый источник коротких вспышек нейтронов — импульсный бустер «ИБР + микротрон».

Проект электронного его инжектора — ускорителя микротрона — был разработан и реализован в ЛНФ ОИЯИ [63] при научном руководстве Ф. Л. Шапиро автором и коллегами из ЛНФ при участии руководимых С. П. Капицей коллег из Физической лаборатории ИФП АН СССР за три года (1961–1964).

Импульсы ускоренных в так называемом 2-м микротронном режиме электронов (при напряженности поля магнита ускорителя $H \sim 2200$ Э) до энергии 30 МэВ с их достигнутым (рекордным для микротронов) током 60–80 мА, длительностью 2 мкс и частотой их следования 50 Гц выводились из камеры ускорителя. И на установленной в центре активной зоны импульсного реактора периодического действия на быстрых нейтронах (ИБР) урановой мишени точно в моменты максимумов реактивности они генерировали короткие нейтронные импульсы.

Число генерированных электронами на мишени нейтронов в импульсе умножалось подкритической активной зоной ИБР в 100–200 раз с длительностью выходящих из зоны нейтронных импульсов $\tau_n \sim 3$ –4 мкс.

Нельзя обойти вниманием тот набор осуществляемых электронами процессов, которые сопровождают процесс основной — их ускорение мощным микротронным СВЧ-резонатором. Многие из них, обнаруженные и исследованные еще во время наладки микротрона, существенно снижали эффективность работы инжектора в бустере.

Изготовленный из бескислородной меди резонатор — это единственный в микротроне ускоряющий электроны узел. Работает он в экстремально трудных условиях. Так, имея внутренний объем менее 100 см³, он должен выдерживать амплитуду ускоряющего напряжения

¹ См. [63].

СВЧ-поля между внутренними входной и выходной плоскими медными поверхностями (зазор между которыми ~ 2 см) ~ 1 МВ. Вместе с тем сквозь отверстие в плоской катодной крышке почти до уровня внутрирезонаторной ее плоскости доходит торец изготовленного из гексаборида лантана (LaB_6) катода диаметром 4 мм, нагреваемого до $\sim 400\text{--}500^\circ\text{C}$.

Кстати, нагрев катода во всех предыдущих известных микротронах осуществлялся прямым омическим его нагревом с амплитудами тока ~ 10 А, вызывавшими и заметные возмущения магнитного поля ускорителя, и осложнявший работу резонатора нагрев катодной крышки. По идее автора он был заменен нагревом электронным прожектором от накаленной слабым током тонкой вольфрамовой спирали с диаметром тоже ~ 4 мм. Центр ее располагался на той же силовой линии магнитного поля, которая пересекала ось симметрии катода, на расстоянии от него (точнее — от медианной плоскости симметрии магнитного поля ускорителя) в 2,2 см. Спираль работала под постоянным потенциалом -600 В с направлением напряженности \mathbf{E} вдоль вышеупомянутой силовой линии магнитного поля \mathbf{H} , и полный ток электронного прожектора со спирали на катод не превосходил 0,1 А. Так что многократно уменьшались и искажения того единственного (критического) фрагмента рабочей области магнитного поля ускорителя (у резонатора), через который проходят все траектории ускоряемых e^- , но также оказывалась многократно ниже мощность нагрева катодной крышки резонатора. Это повысило и длительность надежной работы катода до 500 ч и вместе с тем снизило потери ускоряемых e^- .

Кроме того, существенно повысить электрическую прочность резонатора нам удалось при помощи его электрополировки и отжига в вакууме при температуре $670\text{--}770$ К в течение ~ 3 ч.

Но самую трудную проблему представила для нас неизбежная бомбардировка внутренней плоскости катодной крышки балластными эмиттируемыми катодом электронами, которые после их первого полуборота внутри резонатора не могут выйти из него сквозь второе пролетное отверстие крышки, предназначенное только для способных ускоряться до последней (30-й) орбиты e^- . Падение каждого падающего на плоскость крышки электрона, сопровождавшееся эмиссией вторичных e^- , создавало суммарную электронную лавину, вызывавшую эрозию узкой (шириной < 2 мм) полоски крышки.

И лишь эта внутрирезонаторная лавина e^- была причиной возникновения в резонаторе следующего на первый взгляд невероятного явления.

Воздействие только одного импульса эмиттированных катодом и падающих на внутрирезонаторную его плоскость катодной крышки ускоренных до $\sim 0,1$ МэВ электронов даже без учета воздействия на нее возникающих в этом же импульсе вторичных электронов нагревает узкую (< 2 мм) с длиной ~ 4 см медную полоску незначительной толщины.

Оценку толщины слоя полоски $d_{1/2}$, в котором за время одного импульса (~ 2 мкс) выделяется подавляющая часть энергии падающих на плоскость крышки e^- , легко выполнить с помощью известного выражения [49, с. 958] $d_{1/2} = 0,095(Z/A)E_k^{3/2}$ г/см² (Z и A — зарядовое и массовое числа ядер мишени, E_k (МэВ) — кинетическая энергия e^- на входе в медь). С его помощью для $E_k \sim 0,1$ МэВ находим $d_{1/2}$ (Cu) $\sim 0,0014$ г/см². Отсюда масса нагреваемой одним электронным импульсом полоски меди с удельным весом $8,93$ г/см³ составит $m \sim 0,01$ г. Оценим далее среднее значение теплоемкости меди C_{Cu} в интервале температур от 20°C до температуры плавления меди 1083°C по данным в [49, с. 149]. Оно составляет $C_{\text{Cu}} \sim 1$ Дж/(г $\cdot^\circ\text{C}$). А теплоемкость полоски с массой $\sim 0,01$ г будет $C_{\text{пол}} \sim 0,01$ Дж/($^\circ\text{C}$) $\sim 6,242 \cdot 10^{10}$ МэВ/($^\circ\text{C}$).

Затем в естественном предположении о слабой зависимости C_{Cu} твердой меди от давления (резонатор работает в вакууме) найдем значение вызванного лишь одним e^- -импульсом прироста ΔT температуры бомбардируемой даже только эмиттированными катодом электронами (без учета лавины вторичных e^-) полоски катодной крышки для каждого СВЧ-импульса с длительностью 2 мкс. Для этого учтем, что ток проникших сквозь отверстие для пропуска только e^- , способных быть ускоренными до 30 МэВ, превосходит 0,1 А. И ток I_6 бомбардирующих полоску e^- , длина которой почти на порядок больше, чем размер пролетного отверстия, оценим $I_6 \sim 1$ А.

Тогда энергия всех электронов импульса, бомбардирующих внутрирезонаторную полоску, составит $\Delta E \sim 1 \text{ А} \cdot 10^{19} \cdot 2 \cdot 10^{-6} \cdot 0,1 \text{ МэВ} \sim 2 \cdot 10^{12}$ МэВ.

В результате с учетом оцененной выше теплоемкости полоски за один импульс ее температура прирастет на $\Delta T \sim 2 \cdot 10^{12}$ МэВ/6,242 $\times 10^{10}$ МэВ $\sim 32^\circ\text{C}$. И очевидно, что учет и ее нагрева балластными электронами существенно повысил бы это значение ΔT .

А с учетом краткости временного интервала $\Delta t = 0,02$ с между соседними импульсами с частотой следования 50 Гц очевидно, что в начале работы бустера достигнутый в каждом предыдущем импульсе прирост температуры полоски на $> 32^\circ\text{C}$ по истечении времени до следующего импульса $\Delta t = 0,02$ с не успеет заметно снизиться даже в водоохлаждаемой меди. И рост температуры продолжится до того момента, когда она возрастет до такого значения $T_{\text{макс}}$, при котором уход энергии из пластинки в медь водоохлаждаемого резонатора благодаря большому $T_{\text{макс}} \sim 1083^\circ\text{C}$ уравняется с ее нагревом бомбардировкой балластными электронами. И это, как упоминалось выше, было подтверждено экспериментально.

Избавиться от возникающей из-за воздействия на плоскую внутрирезонаторную поверхность полоски гигантской напряженности электрического СВЧ-поля лавины балластных электронов, вызывавшей резкое снижение надежности работы резонатора, нам удалось с помощью

введения в форму крышки следующего незначительного на первый взгляд нюанса [63].

На внутренней плоскости катодной крышки от ее катодного отверстия до конца эрозируемой полоски (простиравшейся практически до боковой стенки резонатора) фрезеровалась со слежка превосходившей ширину эрозии канавка шириной 2 мм и глубиной 4 мм. Результат оказался удивительным.

На дне катодной крышки узкая (2 мм), но глубокая (4 мм) канавка практически полностью ликвидировала упомянутую напряженность СВЧ-поля E , амплитуда которой на прежней плоской внутрирезонаторной поверхности катодной крышки составляла $E_{\text{макс}} \sim 0,5$ МВ/см. И лавина вторичных электронов, эмиттируемых полоской прежней плоской крышки в резонаторе с канавкой полностью прекратилась. Последнее оказалось очевидным уже во время того сеанса непрерывной работы бустера на нейтронные эксперименты, в котором микротрон впервые работал с резонаторной канавкой. В этом сеансе надежность работы бустера резко возросла. И осмотр катодной крышки во время подготовки бустера к следующему сеансу работы на нейтронные эксперименты показал, что и на внутрирезонаторной плоскости крышки и на всем дне канавки эрозия отсутствовала.

Еще одна неожиданность. Как мы видели выше, катодная плоскость резонатора имеет в центре пролетное отверстие и рядом с ним отверстие для торца катода, затем в направлении на центр магнита микротрона проходит почти до стенки резонатора канавка глубиной 4 мм. А противоположная его плоская крышка тоже имеет основное пролетное отверстие. И в этих условиях представлялось оптимальным все прямоугольные внутрирезонаторные границы и отверстий, и канавки резонатора закруглить с целью увеличения его электрической прочности.

Но многократная экспериментальная проверка надежности резонатора с закругленными внутрирезонаторными $\pi/2$ -углами пролетных отверстий и канавки неизменно показывала, что его электрическая прочность в этом случае не повышалась, а снижалась. И после этого мы вернулись к острым прямым углам и всех трех отверстий, и внутрирезонаторной канавки.

И длительность последних сеансов непрерывной надежной работы бустера на нейтронные эксперименты достигла ~ 200 ч. А импульсный ток электронов с энергией 30 МэВ, бомбардировавших мишень, был равен 80 мА и иногда достигал 100 мА.

Суммарное время работы бустера на эксперименты с 1964 по июль 1968 г. составило около 3300 ч. А к этому времени в ЛНФ ОИЯИ начало поступать и монтироваться оборудование нового — на порядок более мощного — второго бустера «ИБР-30 + ЛУЭ-40», проектирование которого было начато в 1966 г. сразу после того, как действие пионерского микробустера «ИБР + микротрон» убедительно доказало его высокую эффективность в нейтронно-физических исследованиях.

А после демонтажа в конце июля 1968 г. наш микротрон был транспортирован в Ужгородский государственный университет (в отделение ядерной физики АН УССР). И здесь после кратковременной его наладки (с участием автора) микротрон надежно проработал около 30 лет (до конца XX в.), сохраняя рекордность параметров пучка ускорившихся в нем электронов для этого типа электронных ускорителей.

Заклучение

Итак, структура электрона в виде зарядовой суперструны-кольца, трижды квантованной (по заряду $-e$, спину $\hbar/2$ и пронизывающему ее контур магнитному потоку Φ_0), гармонично согласующаяся с удвоением магнитомеханического отношения самого электрона по сравнению с отношением его же моментов орбитальных, и его распространенность в природе, многократно превосходящая распространенность в ней любой другой элементарной частицы, и тождественность линейной скорости обращения его заряда скорости света наводят на мысль о том, что эта структура является универсальной для всех заряженных элементарных частиц. Более того, это дает основание предположить, что всю инертную массу, спин частиц и все другие свойства материи Вселенной создает единственный источник — в каждой элементарной частице циркулирующий со световой скоростью по поверхности кольца-суперструны равномерно распределенный квант заряда $\pm e$ через массобразующие квантованный спин и стационарные электрическое и магнитное поля. И очевидно, что единственным источником и магнитного, и электрического полей является зарядовый квант $\pm e$. В электроне диаметр суперструны-кольца $2R = 2\lambda_c(1 + \alpha/\pi) = 7,7412 \cdot 10^{-11}$ см рекордно велик. Это (см. введение) делает концентрацию обоих массобразующих его полей (магнитного и электрического) и полную их энергию минимальной и тем самым создает его рекордную способность проникновения через материальные среды.

Найденные реальные свойства электрона с его известными зарядом $-e = -4,803242 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, $m = 9,109382 \cdot 10^{-28}$ г и спином $s_z = \pm \hbar/2$ таковы: большой радиус суперструны-кольца $R = 3,870575 \times 10^{-11}$ см и $\ln(8R/\rho_0) = \pi/(2\alpha) + 2 = 217,2564$ (ρ_0 — радиус сечения тора-суперструны); масса спинообразующая $m_s = -eA_\varphi(\rho_0)/c^2 = 4,544136 \cdot 10^{-28}$ г; пронизывающий токовый контур магнитный поток $\Phi_z = -\Phi_0 = -\pi\hbar c/e$; магнитный момент $\mu_z = -9,29558 \times 10^{-21}$ эрг/Гс и магнитомеханическое отношение $\mu_z/s_z = -(1 + \alpha/\pi)e/(mc) = -1,002323e/(mc)$.

Как мы убедились, уникальным свойством равномерно распределенного по всей тороидальной поверхности заряда является его постоянная циркуляция со световой скоростью $+c$ или $-c$ вокруг оси тора. Циркуляция и создает образующие спин импульс заряда $p_\varphi = -eA_\varphi(\rho_0)/c$ (из (15) $-eA_\varphi(\rho_0) = e^2/(\pi R)(\ln(8R/\rho_0) - 2)$) и образующую им часть массы электрона. Остальная часть массы m содержится в созданных циркулирующим зарядом стационарных магнитном и электрическом полях.

И то, что произведение-инвариант $Rp_\varphi = \pm \hbar/2$ реализуется не только в электроне и других лептонах, но и во всех элементарных и вместе с тем в состоящих из многих субчастиц сложных частицах (даже с их нулевым суммарным зарядом), разумеется, в виде $S_z = \pm N\hbar/2$, также наводит на мысль о том, что всегда циркулирующий со скоростью света вдоль поверхностей супертонких торов с их $R = (1 + \alpha/\pi)e/(m_\mu c)$ см квант заряда $\pm e$ с его структурой и свойствами, аналогичными электронным (m_μ — вся масса элементарной частицы) и является единым фундаментом всего многообразия элементарных частиц и всей природы.

Первые результаты количественной оценки роли до сих пор не учитывавшейся стандартной квантово-механической теорией атомов реальной структуры электрона и почти полностью игнорировавшегося ею его магнитного взаимодействия с партнерами (гл. 4–6) убедительно свидетельствуют, что собственные значения поправок к с.з. энергии подуровней атомов (табл. 1) имеют модули, достигающие у $\Delta_e \sim 10^{-3}$ эВ для 1S-состояния позитрония и $\Delta_e \sim 0,01$ эВ для 1S-состояний мюония и водорода. А для 2S-состояний модули этих же Δ_e каждого атома уменьшаются на порядок, т.е. $\Delta_{e2SP_s} \sim 10^{-4}$ эВ и $\Delta_{e2S\mu} \sim \Delta_{e2SH} \sim 10^{-3}$ эВ. Для состояний же 2P Δ_{e2P} уменьшаются даже по сравнению Δ_{e2S} почти на два порядка (т.е. они \sim в 1000 раз меньше Δ_{e1S}).

Поправки же магнитные δ_m почти так же велики, как Δ_e , только для позитрония. А в мюонии и водороде они \sim в 500 раз меньше соответствующих им Δ_e .

Вместе с тем имеющиеся в табл. 1 данные свидетельствуют об огромном количественном ресурсе неучтенных в XX в. в стандартной квантовой механике реальных взаимодействий атомных партнеров.

Но, кроме того, и в стандартной квантово-механической теории, и в экспериментах XX в. имелись грубые ошибки, тормозившие процесс познания основных свойств и взаимодействий электрона с другими объектами.

Вспомним, прежде всего, что долгое существование предположения о якобы точечности электрона имело место по вине не только теоретиков. Экспериментаторы длительно измеряли на e^- -ускорителях при все более возрастающих энергиях сталкивавшихся e^- действительные размеры электрона без учета их релятивистского сокращения.

К середине 80-х гг. XX в. они достигли «измеренного» значения его среднеквадратического размера зарядового распределения $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle \sim 10^{-16}$ см. Но корректный учет релятивистского его сокращения [9] (1985) показал, что результат всех долгих измерений был практически один и тот же: $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle$ был близок к комптоновской длине волны e^- $\lambda_c = \hbar/(mc) = 3,86 \cdot 10^{-11}$ см.

Кроме того, теоретики допустили и несколько других некорректных выражений электронных параметров.

Обратим внимание в этом плане на уникальную коллекцию ошибок (см. гл. 3), сконцентрированных в выражении $\delta_r = -R\alpha^2 Z^4 \hbar [n/(l + 1/2) - 3/4]/n^4$ [25]. Эта поправка к собственному значению кинетической энергии партнеров в подуровнях всех состояний атомов, как упоминалось, теоретиками была «найдена» не только отрицательной, но и вычисленный по данному ими ее выражению модуль оказывался втрое меньшим действительного.

Если бы Кондон и Шортли использовали тот очевидный факт, что вся зависимость релятивистской поправки δ_r содержится в безразмерном (численном) множителе $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, то элементарно просто нашли бы адекватное выражение δ_r , разложив в ряд только этот алгебраический множитель по малой безразмерной величине v^2/c^2 . Как легко понять, в этом случае их корректный результат точно совпал бы с приведенным выше правильным

$$\delta_{rn} = +\frac{3}{2} \frac{|E_n^0|^2}{m_{np}c^2} = +\frac{3}{2} \left(\frac{E_k^0}{m_{np}c^2} \right) E_k^0.$$

Как и следовало ожидать, в первом приближении зависимость δ_{rn} от орбитального l отсутствует. И ее отсутствие для атома водорода экспериментально подтверждено [7, Блохинцев. Основы квантовой механики, с. 199].

Так что возможности стандартной квантовой механики предсказывать реальные интервалы между с.з. энергии подуровней стационарных состояний атома в больших масштабах урезались и из-за пренебрежения магнитным взаимодействием электрона с партнерами, и за счет существенного искажения взаимодействия заряда реального электрона-кольца с зарядами ядер и, вместе с тем, — набором грубейших ошибок в выражении релятивистской поправки δ_r .

Автор не уверен в полноте отмеченных здесь диссонансов стандартной квантовой механики. Но и их приведенного перечня достаточно для следующего обоснованного утверждения.

Очевидно, что предпринятая в XX в. попытка достигнуть глобального согласования всех измеренных с.з. энергии подуровней атомов с их межподуровневыми интервалами, рассчитанными по стандартной квантовой теории без устранения даже только перечисленных ее недостатков, была преждевременной. Кстати, некорректна и уже реализованная попытка скомпенсировать все упомянутые ошибки стандартной теории с помощью квантовой электродинамики с ее не меньшими, а скорее, как упоминалось, даже большими недостатками. Напомним, в частности, что помимо отмеченных Фейнманом, Ахиезером, Берестецким и др. [7, 8] разработчиками КЭД ее недостатков, здесь (введение) упомянут еще один: постулат о том, будто бы 4-вектор электромагнитного тока электрона имеет единственную (скалярную) компоненту — заряд e^- . Абсурдность его в свете вышеизложенного несомненна.

Адекватным в существующей обстановке представляется единственный путь.

Необходимо прежде всего корректно устранить каждую из ошибок, сохранив все те постулаты квантовой механики, которые подтвердили свою адекватность в описании хотя и не всех, но подавляющего большинства свойств спектров атомов и иных микрообъектов.

Чтобы это реализовать, надо сначала найти достаточно эффективные алгоритмы для вычисления с помощью ЭВМ поправок к атомным волновым функциям нулевого приближения через полученные здесь зависимости от τ_{12} поправочных операторов энергии. Затем попытаться найти аналитические решения нулевого приближения уравнений Шредингера, в котором полный орбитальный момент будет предположен квантованным. Но не исключено, что в данном случае понадобится разработка адекватного алгоритма численного их решения.

Однако для всех в.ф. S -состояний атомов необходимости в последнем нет. И расчеты всего набора интервалов между подуровнями любых S -состояний в первом приближении с учетом исправленных здесь ошибок и используемых до сих пор в.ф. для nS -состояний позитрония, мюония и водорода трудностей не представят. А сопоставление расчетных и измеренных наборов интервалов даже только между S -подуровнями позволит проверить корректность теории если и не в полном, то в достаточно масштабном объеме.

Необходимо отметить и недостаточный уровень достигнутой к настоящему времени точности измерений единственного электронного параметра — магнитного момента $\sim 0,1\%$. Удивление вызывает, прежде всего, огромное различие между оценками относительной точности измеренных значений μ_e , приведенных, например, в [46] (1991) $\mu_e = 9,2847701(31) \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс и в [49] (1976) $\mu_e = 9,284832(36) \times 10^{-21}$ эрг/Гс (на основе известных данных Тэйлора, Паркера и Лангенберга 1969–1973 гг.), в которых относительная точность якобы составляет $\sim 0,0001\%$, и оценкой (гл. 1, § 1.4) Вонсовского [61] (1973), который считает, что методика измерений обеспечила относительную точность измерений μ_e равной $\sim 0,1-0,2\%$.

Правильная оценка действительно достигнутой к настоящему времени точности измерений μ_e , по мнению автора, принадлежит Вонсовскому. Ведь для того, чтобы добиться относительной точности $\sim 10^{-6}$ [46, 49], необходимо обеспечить и не меньшую точность измерения модуля градиента \mathbf{G} магнитного поля, и совпадения измеряемых направлений смещения траекторий e^- (или атомов) с направлением \mathbf{G} . Но с учетом хорошо известных трудностей достижения относительной точности измерения даже почти пространственно-однородной напряженности поля \mathbf{H} (в ускорителях) хотя бы $\sim 10^{-4}$ очевидно, что относительная точность многократно более трудного измерения градиента \mathbf{G} полей применявшихся для измерения μ_e ферромагнитов с окружающими рабочую область поля острыми углами даже $\sim 10^{-3}$ вряд ли реализовывалась.

Неточность измерения μ_e дает основания предполагать именно ее причиной вышеупомянутого двукратного превосходства найден-

ной здесь малой добавки к магнитомеханическому отношению (гл. 1, (21)) $\Delta\mu_z/s_z = (\alpha/\pi)(e/mc) = 0,002323$ над измеренным $\Delta\mu_z/s_z = 0,00115965(e/mc) \sim (\alpha/2\pi)(e/mc)$. В этом плане представляется весьма актуальным найти возможность многократно уточнить измерения магнитного момента электрона, скорее всего мало отличающегося от рассчитанной здесь (представляющейся наиболее близкой к действительной) его величины $\mu_z = -9,29558 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс (20).

Уместно обратить внимание и на резкую асимметрию свойств обоих имеющих тождественную структуру стабильных лептонов электрона и позитрона. В частности, на огромную распространенность в природе электрона и мизерную — позитрона. Сопоставление этой асимметрии с фактом существования в природе нуклонов с только положительными или нулевыми зарядами, дает основание предположить, что кванты отрицательных и положительных зарядов существенно отличаются друг от друга не только своими знаками, но и другими свойствами. И ярким проявлением этого отличия является гигантское превосходство размеров электрона над размерами столь же интенсивно, как и e^- , распространенного положительно заряженного адрона p^+ .

Предполагаемая природа сильной связи. Приведенный выше количественный анализ суммарного взаимодействия магнитных моментов и зарядов реальных лептонов-колец показал, что для обоих их видов модули энергий взаимодействия именно для малых расстояний между партнерами $r_{12} \rightarrow 0$ практически одинаковы (при незначительном превосходстве $|U_e|$ над $|U_m|$).

И весьма актуально проанализировать, что было потеряно теорией из-за практически полного игнорирования квантовой механикой в течение всего XX в. магнитного взаимодействия между частицами.

Удивление вызывает, прежде всего, невнимание теоретиков к сравнительному анализу гигантского превосходства модулей аномальности магнитных моментов адронов, близкой к сотням процентов (аномалия для μ_{p^+} $\Delta_{\mu_{p^+}} \sim 179,3\%$ и для μ_n $\Delta_{\mu_n} \sim 93\%$), над аномальностью моментов лептонных (для μ_{e^-} $\Delta_{\mu_{e^-}} \sim 0,116\%$).

Это дает основания предполагать, что огромное превосходство отношения аномальностей магнитных моментов адронов к аномальности e^- $\Delta_{\text{адрона}}/\Delta_{e^-}$, которое составляет $\Delta_{\mu_{p^+}}/\Delta_{\mu_{e^-}} = 179,3/0,116 = 1546$ и $\Delta_{\mu_n}/\Delta_{\mu_{e^-}} = 801,7$, а также пропорциональность магнитного взаимодействия $1/r_{12}^3$ способны создать при $r_{12} \rightarrow 0$ превосходство $|U_m|$ над $|U_e|$ в паре даже положительно заряженных протонов. Действительно, оценка их $U_m \sim -\mu_{p^+}^2/r_{12}^3$ эрг при $r_{12} = 10^{-13}$ см дает $U_m(10^{-13}) \sim -2 \cdot 10^{-7}$ эрг = $-0,125$ МэВ, а $U_e \sim e^2/10^{-13} = 1,44$ МэВ. Но уже для $r_{12} = 2,5 \cdot 10^{-14}$ см $U_m(2,5 \cdot 10^{-14}) \sim -8$ МэВ, а $U_e \sim 5,76$ МэВ $< |U_m|$.

Кроме того, чисто магнитное взаимодействие протона с нейтроном в дейтроне оказывается вполне достаточным для реализации энергии связи их $\mu_{p^+} \mu_n$ даже соплоскостных $U_m = -\mu_{p^+} \mu_n / r_{12}^3 = -2,23$ МэВ.

В самом деле, оценка магнитной (отрицательной) энергии взаимодействия p^+ с его $|\mu_p| = 1,4106 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс и нейтроном с $|\mu_n| = 4,3303 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс для расстояния между ними $r_{12} = 2,6 \cdot 10^{-14}$ см дает $U_m(r_{12} = 2,6 \cdot 10^{-14} \text{ см}) = -3,475 \cdot 10^{-6}$ эрг = $2,17$ МэВ.

Отсюда с учетом того, что и протон, и нейтрон состоят из заряженных партонов и, следовательно, из-за эффекта поляризации каждого из обоих взаимодействующих адронов использованное для оценки $r_{12} = 2,6 \cdot 10^{-14}$ см, вчетверо меньшее полных адронных измеренных $\langle (r_q^2)^{1/2} \rangle$, для взаимно притягивающихся пар партонов представляется не противоречащим действительности.

Все это позволяет сделать следующее предположение.

Сильная связь создается единственным фактором — взаимодействием нуклонных магнитных моментов, обладающих аномальностью с ее масштабами в сотни процентов.

К сожалению, автор находится уже на 84-м году жизни, а увлекательнейшие расчеты хотя бы только свойств (например) состоящего из двух тороидальных партонов (положительного с зарядом $+e$ и отрицательного с зарядом $-e$) адрона нейтрона через поиск необходимой в.ф. для уравнения Шредингера, подобного позитрониевому, с учетом для начала хотя бы приближенной зависимости от r_{12} энергии взаимодействия между партонами $\mu_+ \mu_- / (r_{12})^3$, будут безусловно трудными и длительными. До сих пор аналитического выражения в.ф. для уравнения с потенциалом взаимодействия $A/(r_{12})^3$ ни один энтузиаст не смог найти. Это, а также вышеупомянутое сомнительное предположение о неопределенности угла между векторами μ_+ и μ_- , очевидно, способствовало возникновению «аллергии» даже у корифеев квантовой механики в отношении исследования магнитного взаимодействия между элементарными частицами.

Но у автора есть надежда на то, что содержание книги заинтересует хотя бы нескольких молодых энтузиастов познания тайн природы, и они с помощью супермощных современных ЭВМ сумеют вычислить в весьма малом объеме, в котором локализованы оба нейтронообразующие (положительный и отрицательный) тороидальные партона, необходимый набор значений в.ф. И он также надеется, что после этой работу в обозначенном здесь направлении они продолжат.

Есть основания думать, что учет близости кратности модулей аномальной части магнитных моментов адронов к 100% модуля их нормальной части наведет ученых на следующую мысль.

Число партонов в адроне p^+ с его $\mu_{p^+} = 2,793\mu_n$ и в n с $\mu_n = 1,913\mu_n$ равно 3 в протоне, а в нейтроне — 2. И каждый партон обоих адронов имеет целый заряд $\pm e$ и структуру, аналогичную электронной, с большим радиусом тора R_p . А R_p обратно пропорционален массе партона (см. выражение (19) гл. 1), которая, в свою очередь, пропорциональна числу квантов проникающего сквозь партонный тор полного магнитного потока $N\Phi_0$. Значит, предположив протон состоящим из трех партонов, из которых два имеют заряд $+e$, а один — $-e$,

мы приходим к заключению о том, что все партоны p^+ по форме, массе, модулю спина $\hbar/2$ и $N = 1$ тождественны реальному тороидальному до сих пор называемому лептоном τ^\pm .

А благодаря установленному в гл. I свойству независимости магнитного момента μ любой элементарной заряженной тороидальной частицы от числа квантов проникающего сквозь контур ее тора полного магнитного потока $N\Phi_0$, положительный партон нейтрона обладает магнитным потоком не Φ_0 , как у партона отрицательного, а $2\Phi_0$. (Здесь у некоторых читателей могут возникнуть сомнения в реальности последнего предположения из-за того, что вследствие очевидной малости R_p любого из адронных партонов $\sim 10^{-14}$ см масса каждого из них превзойдет даже массу p^+ и их суммарная масса превзойдет массу p^+ , и n . Но при супермалых r_{12} между партонами в нуклонах комбинаторика векторов напряженности полей партонов скорее всего обеспечит снижение величин обоих массообразующих полей каждого нуклона до их реальных значений).

Количественное и качественное подтверждение адекватности этого на первый взгляд чрезмерно смелого предположения состоит в следующем.

Оценим, прежде всего, глубину такой же, как у атома позитрония, так называемый асимптотически свободной ямы в энергии взаимодействия между τ^+ и τ^- .

Из приведенного в гл. 4 хода реальной энергии e^-e^+ -взаимодействия (рис. 4) и соответствующих ему ее выражений, адекватных также и для тяжелых τ -лептонов, для последних находим $R_\tau = (m_e/m_\tau)R_e = 1,1 \cdot 10^{-14}$ см и реальную глубину даже только асимптотически свободной потенциальной ямы $U_\tau(r_{12} \sim 0) \cong -11$ МэВ, а глубина реальной парамы составляет 4,25 ГэВ!

И уже здесь становится очевидным факт превращения реального лептона электрона с $U_e(r_{12} \sim 0) = -2,37$ кэВ по сути в сильно взаимодействующий τ -адрон только лишь за счет снижения модуля R с $R_e = 3,870575 \cdot 10^{-11}$ см до значения $R_\tau = (m_e/m_\tau)R_e = 1,1 \cdot 10^{-14}$ см, приведшего к возрастанию энергии связи τ^+ с τ^- , которая даже превосходит известный адронный уровень.

Это дает основания для следующего утверждения.

Единственным источником, образующим и все поля взаимодействия — электрическое, магнитное и гравитационное — и массы как элементарных частиц, так и макроскопических тел, является безмассовый зарядовый квант $\pm e$.

Магнитное поле во всех микро- и макрообъектах образуется только движением зарядов, всегда создающих и электрическое поле. А все гравитационно взаимодействующие массы образуются суммарной энергией электрического и магнитного полей.

Создаваемые же $\pm e$ и корректно учитываемые не только E , но и H , являются также единственным источником сильного взаимодействия, возникающего только между реальными истинно

элементарными частицами — тяжелыми τ -лептонами, которые в адронах всегда играют роль партонов с их (многократно меньшим электронного) большим радиусом $R_\tau \sim 1,1 \cdot 10^{-14}$ см и массой ~ 1782 МэВ.

Содержание книги, а также тот факт, что в течение всего XX в. ни в одном эксперименте не удалось обнаружить ни один модуль заряда хотя бы одной частицы, не кратный модулю $|\pm 4,803242 \cdot 10^{-10}|$ дает основание сделать следующее итоговое утверждение.

Универсальным (и единственным) природообразующим объектом является неделимый квант электрического безмассового заряда $\pm e = \pm 4,803242 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ. В каждой истинно элементарной частице он всегда равномерно распределен по поверхности тора с большим радиусом R и радиусом поперечного сечения ρ_0 с инвариантным соотношением $\ln(8R/\rho_0) = \pi/(2\alpha) + 2 = 217,2564$ (16) между ними и постоянно циркулирует по ней с $v_\varphi = +c$ (или $-c$). Вся масса такой частицы, эквивалентная полной энергии образуемых циркулирующим в ней зарядом напряженностей электрического E и магнитного H полей, $m = 3,525855 \cdot 10^{-38}/R$ является также единственным в природе источником поля гравитационного. Таким образом, единым источником всех видов взаимодействий между частицами и макрообъектами природы является зарядовый квант $\pm e$.

Автор выражает искреннюю благодарность коллегам из ЛТФ, ЛИТ, ЛВЭ, ЛЯП и ЛНФ ОИЯИ Ю. А. Александрову, Ю. И. Алексахину, Б. М. Барбашову, Ф. А. Гарееву, А. В. Демьянову, В. М. Дубовику, Г. В. Ефимову, Б. Н. Захарьеву, В. Г. Зинову, В. Г. Кадышевскому, Ю. Ю. Лобанову, В. И. Лушикову, Л. М. Онищенко, Н. Г. Шакуну, П. Т. Шишлянникову, которые оказывали ему существенную помощь в решении как проблем теоретических, так и экспериментальных, и охотно участвовали в плодотворных дискуссиях по тематике книги, и посвящает книгу светлой памяти безвременно ушедших вдохновителей автора академиков В. А. Фока, Д. И. Блохинцева, А. М. Балдина и члена-корреспондента АН СССР Ф. Л. Шапиро, а также коллег В. Н. Ефимова и Ю. П. Попова.

Сердечно благодарит также сотрудников издательского отдела ОИЯИ Е. Н. Водоватову, Е. М. Граменицкую, Т. Я. Жабицкую, И. И. Рудниченко, Е. В. Сабаеву, О. В. Устинову, экспрессно подготовивших публикацию книги.

Список литературы

1. Лорентц Х. А. Теория электронов. М.: ГИТТЛ, 1956;
Френкель Я. И. // УФН. 1950. Т. 42. С. 69–75.
2. Джексон Д. Д. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
3. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике. 6. Электродинамика. М.: Наука, 1977.
4. Tomson G. P. The septuagenarian electron // Phys. Today. 1967. V. 20, No. 5. P. 55; УФН. 1968. Т. 94, вып. 2. С. 361.
Compton A. H. The size and shape of the electron // Phys. Rev. 2 Series. 1919. V. 14, No. 3. P. 247.
5. Dirac P. A. M. Quantised singularities in the electromagnetic field // Proc. Roy. Soc. 1931. V. 133, NA821. P. 60.
6. London F. Superfluids. N.-Y., 1950. V. 1. P. 152.
7. Блохинцев Д. И. Нелокальные и нелинейные теории поля // УФН. 1957. Т. 61, вып. 2. С. 137; Основы квантовой механики. М., 1949. С. 200;
Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.; Л., 1963. С. 118;
Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.
Берестецкий В. Б. Нуль-заряд и асимптотическая свобода // УФН. 1979. Т. 120, вып. 3. С. 439.
8. Фейнман Р. КЭД — странная теория света и вещества. М., 1988. С. 113.
9. Матора И. М. Эффективное релятивистское сокращение размера e^- в экспериментах на встречных e^+e^- -пучках. ОИЯИ, P4-85-407. Дубна, 1985.
10. Wiik B. // 20th Intern. Conf. on High Energy Phys., Madison, Wisc., USA 1980, N. Y., 1981. P. 1379.
11. Йенни Д., Леви М., Рейвенхолл Д. Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
12. Matora I. M. Relativistic theory of charge circulation in electron // Hadron. J. 1997. V. 20. P. 147–152.
13. Дирак П. А. М. Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979;
Dirac P. A. M. The Principles of Quantum Mechanics. Oxford: Clarendon Press, 1958.
14. Шпольский Э. В. Атомная физика. М.; Л., 1950. Т. 2. С. 199;
Соколов А. А., Лоскутов Ю. М., Тернов И. М. Квантовая механика. М., 1965. С. 397.
15. Павлов В. П., Гальцов Д. В. Физика микромира. М., 1980. С. 124.
16. Матора И. М. ОИЯИ, P4-91-447. Дубна, 1991.
17. Матора И. М. ОИЯИ, P2-95-98. Дубна, 1995; Hadron. J. 1997. V. 20. P. 267–281.
18. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.: Гостехиздат, 1948.
19. Deaver B. S., Fairbank W. M. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 43–50.
20. Doll R., Nabauer M. // Ibid. P. 51–57.
21. Рыжик И. М., Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм и произведений. М.; Л.: ГИТТЛ, 1951.
22. Матора И. М. ОИЯИ, P4-81-774. Дубна, 1981.
23. Фриш С. Э., Тиморева А. В. Курс общей физики. М.: ГИТТЛ, 1951. Т. 2.
24. Матора И. М. ОИЯИ, P4-81-81. Дубна, 1981 (см. прил. 1).
25. Condon E. U., Shortley G. H. The Theory of Atomic Spectra. London, 1935; пер. на русск.: М.: Иностран. лит., 1949.
26. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М.: ГИТТЛ, 1955.
27. Фок В. А. Начала квантовой механики. 2-е изд. М.: Наука, 1976.
28. Матора И. М. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83, №3. С. 357 (см. прил. 4).
29. Матора И. М., Лобанов Ю. Ю. ОИЯИ, P4-2003-104. Дубна, 2003.
30. Матора И. М. и др. ОИЯИ, P3-81-591. Дубна, 1981.
31. Ritter M. W. et al. // Phys. Rev. 1984. V. 30. P. 1331;
Chu S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1689;
Исаев П. С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1984;
Фаустов Р. Н. Квантовая электродинамика и фундаментальные константы // Измерит. техн. 1990. №1. С. 9
32. Шапиро Ф. Л. и др. ОИЯИ, P3-4127. Дубна, 1968; Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9, вып. 1. С. 40.
33. Матора И. М. ОИЯИ, P4-98-25. Дубна, 1998; Hadron. J. 1999. V. 22. P. 41–50.
34. Matpe W. et al. // Z. Phys. B. 1981. V. 45. P. 1.
35. Косвинцев Ю. Ю., Морозов В. И., Терехов Г. И. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 346.
36. Стрелков А. В., Хетцельт М. ОИЯИ, P3-10815. Дубна, 1977; ЖЭТФ. 1978. Т. 74, вып. 1. С. 23.
37. Игнатович В. К. и др. ОИЯИ, P3-82-811. Дубна, 1982.
38. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
39. Шапиро Ф. Л. ОИЯИ, P3-7135. Дубна, 1973.
40. Матора И. М. Природа свертывания верхней атмосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40, №5. С. 139–142.
41. Аллен К. У. Астрофизические величины. М., 1977. С. 446.
42. Haerendel G. Solar-Terrestrial Physics. Part 4. Dordrecht, 1972. P. 87–116.
43. Haerendel G., Lust R. Ibid. P. 213–228.
44. Afonin V. V. et al. Satellite and ground-based measurements of the SAR-ARC phenomena // Book of Abstr. of Symp. Space Plasma Studies by In-Situ and Remote Measurements. M., 1998. P. 4.
45. Почтаев Б. Н. Земля — большой магнит. Л., 1974. С. 159.
46. Физические величины: Справ. М., 1991. С. 1232;
Физический энциклопедический словарь. / Гл. ред. А. М. Прохоров. М., 1995. 928 с.
47. Wilson C. T. The maintenance of the Earth's electric charge // Observatory, 1992. V. 45. P. 392.

48. Околосемное космическое пространство: Справ.: пер. с англ. / Ред. Ф. С. Джонсон; М., 1966. С. 191.
49. Таблицы физических величин: Справ. М., 1976. С. 1006.
50. *Charman S.* On the theory of the sol. diur. variation of the Earth's magnetism // *Proc. Roy. Soc. A.* 1929. V. 122. P. 369.
51. Яновский Б. М. Земной магнетизм. М., 1953. С. 592.
52. Франк-Каменецкий Д. А. Плазма — четвертое состояние вещества. М., 1963. С. 160.
53. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973. С. 504.
54. Матора И. М. Сообщение, ОИЯИ Р4-82-41. Дубна, 1982;
Матора И. М., Никольская К. И., Вальчук Т. Е. // *Nadronic. Journ. Suppl.* 2000. V. 15. P. 443.
55. Зерцалов А. А. и др. // Проблемы солнечной активности и космическая система «Прогноз»: Сб. М., 1977. С. 179.
56. Мицеев Ю. В., Панкратов А. К., Спирькова Е. С. // Космические исслед. 1979. Т. 17, вып. 6. С. 901; 1980. Т. 19, вып. 1. С. 150.
57. *Pyle K. R. et al.* // 16th Intern. Cosmic. Ray Conf., Kyoto, 1979. V. 5. P. 345.
58. Барнс К. В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41, № 2. С. 303.
59. *Menzel D. H.* *Pur Sun.* Harvard Univ. Press, Cambridge, Massachusetts, 1959.
60. Власов Н. А. Нейтроны. М., 1973. С. 140–143.
61. Вонсовский В. Магнетизм микрочастиц. М., 1973. С. 16.
62. Матора И. М., Куликова С. И. Асимптотическая модель и выражение работы выхода электрона из металлов и неметаллов. Препринт ОИЯИ Р14-87-903. Дубна, 1987.
63. Матора И. М. и др. // АЭ. 1966. Т. 20, вып. 2. С. 106–111;
Матора И. М., Харькозов Р. В. // Открытия и изобретения. 1969. № 15. С. 179; авт. свид. на изобр. № 230323;
Матора И. М. Разработка и исследование электронных инжекторов для импульсных реакторов. Автореф. дис. ОИЯИ, 9-80-429. Дубна, 1980.
64. Матора И. М. и др. ОИЯИ, Р1-98-68. Дубна 1998 (см. прил. 2).
65. Матора И. М., Шакун Н. Г., Шишлянников П. Т. ОИЯИ, Р1-2000-266. Дубна, 2000 (см. прил. 3).
66. *Matora I. M., Nikolskaya K. I., Valchuk T. E.* // *Nadron. J. Suppl.* 2000. V. 15. P. 443 (см. прил. 6).

Приложение 1*

Модель структуры электрона и мюона¹

Показано, что если магнитный поток квантован в каждом лептоне, а их безмассовые заряды равномерно распределены по поверхности торов частиц и имеют азимутальную скорость, равную скорости света, то спин каждой такой кольца-частицы точно равен $\hbar/2$ при значении квантового числа магнитного потока $M = 1$, а вся масса покоя имеет электромагнитную природу, причем расчет для электрона дает $m_e c^2 = 0,51162$ МэВ и для мюона $m_\mu c^2 = 105,782$ МэВ. Приведены расчетные параметры колец-частиц.

Исходной предпосылкой модели структуры электрона и мюона прием универсальность известного кванта магнитного потока, обнаруженного при исследовании макроскопических сверхпроводящих колец. Точнее, его значение $\Phi_0 = 2,06785 \cdot 10^{-7}$ (система единиц гауссова) будем считать справедливым и для лептонов. Необходимость учета в теории существования кванта электрического заряда $e = 4,803242 \times 10^{-10}$, эквивалентного кванту потока вектора напряженности электрического поля сквозь охватывающую частицу замкнутую поверхность, определенно указывает на меньшую важность для теории следствий, вытекающих из наличия в природе вышеупомянутого кванта магнитного потока.

Будем также предполагать, что заряд частицы равномерно распределен по кольцевой тороидальной поверхности с большим радиусом тора R и малым радиусом кругового сечения кольца ρ_0 , причем $\rho_0 \ll R$.

Существенным является также предполагаемое наличие постоянной азимутальной скорости заряда, равной скорости света c . Одним из аргументов в пользу этого предположения является равенство сил электростатического расталкивания заряда и его магнитного стягивания, направленных вдоль нормали к поверхности тора. Возможно также, что вытекающее из теории Дирака «дрожание» электрона со скоростью c в действительности является этим упорядоченным ази-

*Чтобы облегчить для читателя процесс ознакомления с сутью существенно нестандартных фрагментов книги, прилагаются тексты нескольких легших в ее основу ранее опубликованных работ автора и коллег. В некоторые из них внесены небольшие коррективы.

¹ Матора И. М. Препринт ОИЯИ Р4-81-81. Дубна, 1981.

мутальным движением его заряда. Выберем цилиндрическую систему координат с началом в центре кольца и осью Oz , направленной по оси его симметрии.

Итак, в соответствии с первым предположением магнитный поток Φ , создаваемый вышеупомянутым азимутальным током, в электроне и муоне выражается в виде

$$\Phi = M\Phi_0 \quad (\pm M = 0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

а суммарный электрический заряд на каждом кольце равен e .

Пользуясь известными выражениями векторного потенциала кольцевого тока $A_\varphi(r, z)$, скалярного потенциала и составляющих напряженности магнитного и электрического полей H_r, H_z, E_r, E_z через полные эллиптические интегралы, для близкой к поверхности тора окрестности получаем следующие приближенные формулы для A_φ , а также для величин векторов $|\mathbf{H}| = H$ и $|\mathbf{E}| = E$:

$$A_\varphi(\rho) = \left(2\frac{I}{c}\right) \left(\ln\left(\frac{R}{\rho}\right) + 0,0794\right); \quad (2)$$

$$H(\rho) = E(\rho) = 2\frac{I}{c\rho}, \quad (3)$$

где ρ — расстояние от окружности радиусом R , расположенной в экваториальной плоскости тора с центром в начале координат; I — азимутальный ток в кольцах.

Из электродинамических соотношений, связывающих магнитный момент частиц μ , ток I и радиус R , находим

$$\mu = \pi R^2 \frac{I}{c}, \quad \frac{I}{c} = \frac{e}{2\pi R}, \quad (4)$$

откуда

$$R = 2\frac{\mu}{e}, \quad \frac{I}{c} = \frac{e^2}{4\pi\mu}. \quad (5)$$

Тогда магнитный поток, пронизывающий кольцо $\Phi = 2\pi R A_\varphi(\rho_0)$, будет равен

$$\Phi = 2e \left(\ln\left(\frac{R}{\rho}\right) + 0,0794\right) = M\Phi_0. \quad (6)$$

Из последнего вытекает выражение для спектра допустимых дискретных значений $\ln(R/\rho_0)$:

$$\ln\left(\frac{R}{\rho}\right) = \frac{M\Phi_0}{2e} - 0,0794, \quad (7)$$

безразмерный квант которого есть $\Phi_0/(2e) = 215,2557$.

Вклад электромагнитного поля в энергию покоя E'_0 составляет

$$E'_0 = \frac{1}{8\pi} \int (H^2 + E^2) dV. \quad (8)$$

В соответствии с (3) он представим в виде

$$E'_0 = \frac{e^2}{2\pi R} \left(\ln\left(\frac{R_M}{\rho_0}\right) + \ln\left(\frac{R_\Sigma}{\rho_0}\right)\right), \quad (9)$$

(существуют такие значения величины R_M и R_Σ размерности длины, подстановка которых в (9) дает точное значение E'_0).

Чтобы облегчить понимание результатов дальнейшего рассмотрения, воспользуемся тем обстоятельством, что подавляющая часть интеграла (8) содержится в области малых ρ , что дает основание приближенно положить

$$R_M \sim R_\Sigma \sim R.$$

Тогда

$$E'_0 = \frac{e^2}{\pi R} \ln\left(\frac{R}{\rho_0}\right) = \frac{Me\hbar c}{4\mu} - 0,0794 \frac{e^3}{2\pi\mu} \approx \frac{Me\hbar c}{4\mu}. \quad (9')$$

Неквантованное слагаемое в правой части (9') опущено, так как его модуль при $M > 0$ составляет $< 4 \cdot 10^{-4}$ от модуля основного члена.

Вычисление механического момента (спина) s частицы, который, очевидно, равен произведению величины радиуса кольца R , на котором сосредоточен заряд, и полевой части импульса заряда p в этом же месте, с учетом (5) и (7) дает

$$s = \text{Re} A_\varphi \frac{\rho_0}{c} = \frac{e^2}{\pi c} \left(\ln\left(\frac{R}{\rho_0}\right) + 0,0794\right) = \frac{M\hbar}{2}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что все частицы со спином $\hbar/2$ должны характеризоваться квантовым числом магнитного потока $M = 1$. Эта обусловленная моделью кратность спина величине $\hbar/2$ вызывает определенный оптимизм.

Но обладающая механическим моментом частица помимо энергии поля (9) или (9') обладает также добавочной энергией покоя E''_0 за счет циркуляции ее заряда, равной ввиду световой его скорости

$$E''_0 = pc = \frac{M(e\hbar c)}{4\mu}. \quad (11)$$

Полная энергия покоя частицы, таким образом, оказывается равной

$$E_0 = E'_0 + E''_0 = \frac{M(e\hbar c)}{2\mu} \quad (M = 1). \quad (12)$$

А разрешив (12) относительно магнитного момента μ , имеем

$$\mu = e\hbar(2mc) = \frac{es}{mc}, \quad (13)$$

откуда получаем правильное квантово-механическое отношение

$$\frac{\mu}{s} = \frac{e}{mc}. \quad (14)$$

Характерно, что кванты энергии покоя E_0 для всех четырех лептонов в (12):

$${}^0E_0 = \frac{e\hbar c}{2\mu}, \quad (15)$$

поразительно близки к экспериментальным значениям их энергии покоя и составляют 0,51041 МэВ для электрона и 105,533 МэВ для мюона. Правда, из-за допущенного нами вышеупомянутого приближения в (9') совпадение это пока нельзя считать точным. Уточненное вычисление (8) для e^\pm и μ^\pm было проделано на ЭВМ. Часть интеграла по области, примыкающей к поверхности кольца $\rho_0 \leq \rho \leq 10^{-6}R$, вычислялась аналитически, а вне тора $\rho = 10^{-6}R$ — численно.

Прежде чем привести таблицу вычисленных на основе предлагаемой модели параметров e^\pm и μ^\pm , подчеркнем, что исходными для нее были универсальные физические константы \hbar , c , e , $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ и два измеренных значения магнитных моментов электрона и мюона, равные соответственно $9,28485 \cdot 10^{-21}$ и $4,49062 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс. Подгоночные параметры в модели отсутствуют. Предполагались лишь общие структурные особенности частиц: а) тороидальная симметрия; б) однородное распределение заряда по поверхности тора; в) равенство скорости азимутального движения заряда скорости света.

Расчетные значения M , s , E_0 , R , $\ln(R/\rho_0)$, ρ_0 и I/c даны в таблице.

Частица	M	s	E_0 , МэВ	R , см	$\ln(R/\rho_0)$	ρ_0 , см	I/c
e^\pm	1	$\hbar/2$	0,51162	$3,866 \cdot 10^{-11}$	215,18	$1,37 \cdot 10^{-104}$	1,97
μ^\pm	1	$\hbar/2$	105,782	$1,870 \cdot 10^{-13}$	215,18	$6,64 \cdot 10^{-107}$	408,8
τ^\pm	1	$\hbar/2$	1784,0	$1,1 \cdot 10^{-14}$	215,18	$3,9 \cdot 10^{-108}$	6900,0

Для τ -лептона, известная экспериментальная энергия покоя которого $E_0 = (1784 \pm 4)$ МэВ, предсказываемый моделью магнитный момент есть $\mu_\tau = 2,65 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс. Помимо уже отмечавшегося совпадения вычисленных спинов с их экспериментальными значениями видно и совпадение масс покоя e^\pm и μ^\pm не хуже 0,12%. Это может служить основанием для утверждения, что, по-видимому, природа масс покоя всех лептонов полностью электромагнитная. Это же утверждение о природе массы мюона было сделано Барутом [1].

Распределение массы, заряда и магнитного момента оказалось до некоторой степени аналогичным партонной модели адронов. Все указанные характеристики сконцентрированы не в точках, а в чрезвычайно малой окрестности окружности радиусом R . Большой радиус электрона $R_e = 3,87 \cdot 10^{-11}$ см, на первый взгляд, парадоксально велик. Однако уникальный по величине магнитный момент электрона не мог бы быть создан с помощью даже световой скорости упорядоченного движения суммарного заряда e при малом характерном размере частицы. Из не связанного с моделью соотношения неопределенностей также следует, что характерный размер $2R$ любой частицы должен удовлетворять выражению

$$2R \geq \hbar c / pc \quad (16)$$

(p — характерный импульс внутреннего движения). Ввиду того, что известное из теории Дирака «дрожание» даже покоящегося электрона имеет математическое ожидание оператора скорости, равное c , для него

$$2R \geq \hbar c / mc^2 = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}. \quad (17)$$

Магнитные индукции в рассмотренных кольцах-частицах столь велики (y поверхности торов -10^{100} Гс в электроне и $\sim 10^{109}$ Гс в мюоне, а в центре колец — соответственно $3,2 \cdot 10^{11}$ Гс и $1,37 \cdot 10^{16}$ Гс), что короткодействующее взаимодействие таких колец-магнитных моментов способно обусловить сильное взаимодействие. В сущности это уже было показано Барутом и Краусом [2], продемонстрировавшими теоретически с помощью введения неких эффективных потенциалов взаимодействия аномального магнитного момента лептона с полем неподвижного антилептона возможность возникновения резонансов с характерными размерами адронов.

Вероятно, ядерные силы также обусловлены взаимодействием магнитных моментов нуклонов (хотя рассмотренная простейшая кольцевая модель структуры для протона оказалась не вполне подходящей, — рассчитанная на ее основе электромагнитная масса покоя составила лишь -336 МэВ).

Последнее подтверждается следующей важной особенностью структуры ядер. Во всех ядрах четная часть нуклонов всегда допускает разбиение на пары: протон-нейтрон, протон-протон и нейтрон-нейтрон, любая из которых имеет антипараллельные магнитные моменты. Зарядово-независимой является взаимная ориентация в указанных парах именно магнитных моментов, тогда как спины в них бывают и антипараллельными, и параллельными (как в дейтроне). Это значит, что взаимодействие магнитных моментов может быть динамическим фактором, обуславливающим сильную связь.

Кроме того, есть совпадение зависимости от расстояния между частицами ядерных сил и взаимодействия взаимно антипараллельных магнитных моментов, создаваемых кольцевыми токами с совпадаю-

щими экваториальными плоскостями колец. Легко понять с помощью известного выражения энергии взаимодействия двух магнитных моментов, что при расстоянии между кольцами r , таком, что $r \geq 2R$, происходит короткодействующее притяжение $|\sim 1/r^3|$.

Если же $r \approx 0$, то наблюдается сильное отталкивание. В области $0 < r < 2R$ с возрастанием r отталкивание переходит в притяжение.

Таким образом, понятно, почему именно антипараллельная ориентация магнитных моментов обуславливает их сильную связь. Здесь снаружи находится не барьер отталкивания, как было бы в случае параллельных моментов, который делал бы связь невозможной, а зона сильного притяжения.

В свете этих представлений естественна и некоторая неаддитивность магнитных моментов, которая, например, в дейтроне составляет около 2%. Квантованными в нуклонах остаются магнитные потоки, а моменты из-за взаимоиндукции изменяются.

Было бы необъективным не упомянуть о следующей особенности предложенной модели, которая может быть интерпретирована двояко. В хорошо исследованных стационарных квантово-механических системах, например, в атоме водорода или в сверхпроводящих макроскопических кольцах в наименьшем состоянии ($n = 1$ для водорода и $M = 1$ для кольца), длина волны де Бройля соответственно для электрона и состоящей из двух электронов квазичастицы, вычисленная по математическому ожиданию операторов импульса, в точности равна длине окружности с боровским радиусом и радиусом кольца соответственно. В то же время эта длина волны заряда e в нашей модели, соответствующая импульсу $eA_\varphi(\rho_0)/c$ из (10), составляет не $2\pi R$, а $4\pi R$.

Скептически настроенный читатель в связи с этим вправе расценить это как трудность модели. Оптимист, наоборот, может думать, что в элементарных частицах осуществляются стоячие волны де Бройля.

В заключение считаю приятным долгом принести искреннюю благодарность Ю. А. Александрову, А. М. Балдину, В. Г. Кадышевскому, В. И. Лушикову, В. А. Саввину и И. И. Шелонцеву за проявленный благожелательный интерес к работе, дискуссии и помощь.

Список литературы

1. Barut A. O. // Lecture Notes in Physics / Ed. A. Bohm. Springer, 1978. P. 440.
2. Barut A. O., Kraus J. // Phys. Lett. B. 1975. V. 59, No. 2. P. 175.

Приложение 2

Космические лучи — вероятный генератор электростатического поля в атмосфере Земли¹

Показана близость к единице вероятности инверсии суммарного электрического тока, генерируемого первичными релятивистскими протонами и другими адронами космических лучей (КЛ), из положительного на их входе в атмосферу в отрицательный у земной поверхности. Инверсия возникает из-за того, что проникающая способность ливневых электронов, направленность скоростей которых близка к направленности первичных КЛ, более чем на порядок превосходит пробеги вторичных положительных ионов.

Введение. По данным метеорологов [1–4], поверхность Земли всегда имеет на себе электрический заряд $Q_\oplus = -5,57 \cdot 10^5$ Кл, а верхняя гомосфера (более 85 км над земной поверхностью) стабильно заряжена таким же по величине зарядом положительным. Из-за этого в атмосфере всегда существует сильное электростатическое поле, напряженность которого E направлена к центру планеты с величиной $E_r \sim -130$ В/м вблизи поверхности.

Известно также, что даже в безоблачные дни атмосфера имеет заметную проводимость, и вышеупомянутая $E_r \sim -130$ В/м создает постоянный ток в направлении к поверхности с плотностью $j \sim 1800$ е/см²·с (e — абсолютная величина заряда электрона). Этот ток при отсутствии механизма подзарядки Q_\oplus способен полностью его нейтрализовать приблизительно за 400 с.

В 1922 г. Вильсон [5] предположил, что постоянство $Q_\oplus \sim -5,57 \times 10^5$ Кл и заряда верхней гомосферы $Q = |Q_\oplus|$ поддерживает грозовой механизм, и до сих пор эта гипотеза считается наиболее правдоподобной. А, например, гипотеза о космических лучах как факторе, стабилизирующем заряд макроконденсатора «поверхность Земли — ее верхняя гомосфера», пока заметного интереса не вызывает.

Основной причиной этого является малость ($\sim 1\%$) доли электронов и других отрицательно заряженных частиц в первичных КЛ, тогда как протоны ($\sim 90\%$) вместе с более тяжелыми ядрами составляют в них $\sim 99\%$. Так что, на первый взгляд, подзарядка поверхности Земли зарядом отрицательным невозможна.

¹ Матора И. М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-98-68. Дубна, 1998.

1. Факторы, способные вызвать инверсию суммарного электрического тока, генерируемого первичными КЛ в атмосфере Земли. Результаты исследований открытых еще в 1927–1929 гг. Скобельциным [6, 7] генерируемых в атмосфере первичными КЛ электронно-фотонных ливней вторичных частиц показали следующее (см., например, [8]).

В широких атмосферных ливнях (ШАЛ) число частиц, генерируемых первичным протоном или ядром, обладающим энергией $\geq 10^{14}$ эВ, превосходит 10^6 вторичных γ -квантов и электронов. Кроме того, в ШАЛ плотность потока вторичных e^- поразительно резко сконцентрирована вблизи оси ливня. Так, при их измеренной на оси плотности $\rho_0 \sim 10^4 e^-/\text{см}^2$, измеренная в 100 м от оси плотность была $\rho_{100} \sim (1-10)e^-/\text{см}^2$. Это, с учетом закона сохранения импульса, позволяет считать практически полной направленностью скоростей ливневых e^- вдоль вектора скорости инициатора ливня — первичной частицы. Но ливневые e^- сами образуются, главным образом, ливневыми γ -квантами (комpton- и фотоэффект). Отсюда следует, что направленность ливневых γ -квантов вперед вдоль скорости первичной частицы должна превосходить направленность скоростей даже e^- .

Еще более важной особенностью ливневых γ -квантов и электронов является их огромная проникающая способность. Так, экстраполированный пробег R_e в алюминии [9] при их энергии 0,2–20 МэВ превосходит в 20–100 раз пробег вторичных протонов (и более тяжелых ионов) той же энергии. А способность проникновения сквозь материальные среды γ -квантов, как известно, превосходит даже электронную для этих энергий в $(1-4) \cdot 10^2$ раз.

Что же касается наиболее вероятных энергий ливневых e^- и γ -частиц, то помимо интервала характерных энергий δ -электронов (до 2 МэВ) их диапазон включает в себя, очевидно, и энергии гигантских ядерных резонансов атмосферных частиц (десятки МэВ) и распадных $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ γ -квантов с $h\nu \sim 67$ МэВ.

Оценим теперь вероятную величину суммарного электрического тока вторичных заряженных частиц в приповерхностном слое атмосферы Земли. Ввиду того, что среди вторичных частиц доля заряженных мезонов, μ^- и τ -лептонов незначительна и, кроме того, направленные к поверхности средние скорости как π^+ , μ^+ и τ^+ , так и π^- , μ^- и τ^- для каждой \pm пары практически одинаковы, суммарным их током будем пренебрегать. Пренебрежимо малым, очевидно, будет и суммарный ток всех генерируемых в воздухе электрон-позитронных пар. Главный вклад в ток вносят пары ион-электрон, так как направленные на земную поверхность скорости и δ -, и фото-, и комптоновских вторичных электронов подавляюще велики по сравнению с ионными. Точно так же и пробеги в воздухе e^- многократно превосходят пробеги положительных ионов.

Тогда с помощью известной измеренной плотности пар ионов, генерируемых КЛ в 1 см^3 приповерхностного слоя атмосферы Земли в

течение 1 с [9, с. 1173], $\rho = 1,6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, определим суммарный ток ливневых электронов в виде

$$j_e = -\rho R_e$$

(R_e — усредненный пробег вторичных электронов в приповерхностном воздухе).

Как видим, пробег $R_e = 11,25$ м достаточен для того, чтобы электронный средний ток на 1 см^2 поверхности Земли скомпенсировал вышеупомянутый обратный ионный ток $j = 1800 \text{ е/см}^2 \cdot \text{с}$. А соответствующая такому пробегу энергия $E_e = 3$ МэВ всего лишь на 1 МэВ превосходит максимальную энергию δ -электрона.

2. Эксперименты на пучке протонов с энергией 655 МэВ. Прежде всего необходимо было удостовериться в аналогичной ШАЛ высокой направленности вторичных ливневых электронов вдоль вектора скорости первичных протонов умеренной энергии, которую протоны КЛ приобретают после замедления в атмосфере, подлетая к поверхности Земли.

Это было сделано на протонном пучке, выведенном в воздух из фазотрона ЛЯП ОИЯИ с энергией $E_p = 655$ МэВ и средним протонным током, достигавшим при частоте следования импульсов 250 Гц $I_p = 2,5$ мкА.

Токи электронов «вперед» (I_B) и «назад» (I_H) измерялись двумя тождественными по конфигурации алюминиевыми коллекторами с телесным углом сбора e^- в каждом из них $\sim 2,7$ ср. Располагались коллекторы симметрично относительно медианной плоскости мишени — плоской алюминиевой, толщиной 0,2 см. Такая же толщина алюминия была в коллекторах. Минимальное расстояние от коллекторов до ближайших точек области взаимодействия первичных p^+ с мишенью, установившейся перпендикулярно к оси пучка p^+ , составляло 8 см, так что минимальная энергия e_{\min} вторичного электрона, способного пройти в воздухе 8 см и поглотиться коллектором, была $e_{\min} = 0,09$ МэВ. Диаметр первичного протонного пучка составлял 2–4 см. Поэтому для беспрепятственного пролета сквозь коллекторы первичных протонов, рассеянных (хотя и незначительно) мишенью, оба коллектора имели соосные с пучком p^+ отверстия диаметром 5,4 см (рис. 1).

Измерения токов и с мишени (положительного), и с коллекторов уверенно выполнялись с помощью обычного гальванометра. Ток I_H коллектора всегда был мал (не более 10% от I_B), но превосходил фон. Проверка достоверности измерений гальванометром делалась измерениями импульсных токов осциллографом.

В таблице представлены результаты измерений только гальванометром. Измерения осциллографом их подтвердили.

Как видим, несмотря на то, что наиболее плотный фрагмент потока сквозь отверстие в коллекторе «вперед» (в телесный угол $\sim 0,4$ ср) не измерялся, измеренная направленность потока вторичных электронов

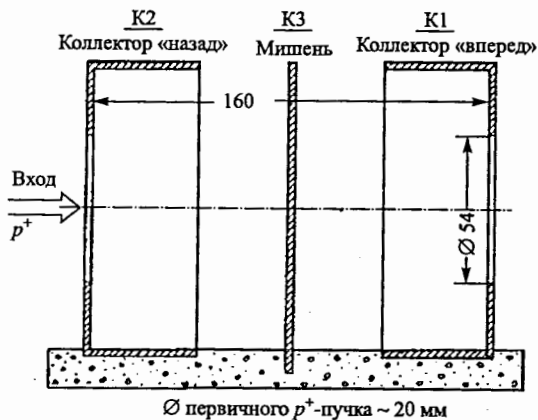


Рис. 1

Ток пучка	Токи на мишень (I_m) и коллекторы (I_b и I_n)				
	I_p , мкА	I_m , мкА	I_b , мкА	I_n , мкА	$\eta_\beta = I_b / (I_b + I_n)$
1		0,03	-0,022	-0,002	0,927
2		0,06	-0,037	-0,004	0,902

$\eta_\beta = I_b / (I_b + I_n)$ превосходит 90% и в случае полурелятивистской $E = 655$ МэВ. Заметим вдобавок, что измеренная η_β была бы еще больше, если бы толщина алюминия в коллекторах многократно превосходила 0,54 г/см (2 мм), так как в этом случае ими регистрировались бы фото- и комптоновские e^- с энергией $2 < e_e < 70$ МэВ, распространение которых еще более, чем у δ -электронов, направлено вперед.

3.1. Моделирование генерации δ -электронов на ЭВМ. Прохождение первичного пучка протонов с $E = 650$ МэВ, падающего перпендикулярно входной плоскости алюминиевой пластины толщиной 1 см, и генерация им электронов в интервале $0 < e_e < 0,46$ МэВ моделировались с помощью известного программного пакета GEANT [11]. Был рассчитан спектр δ -электронов, проходящих сквозь выходную плоскость пластины («вперед») с $p_z/p > 0$, и спектр e^- , вылетающих из пластины сквозь плоскость входную («назад») с $p_z/p < 0$. Результаты представлены на рис. 2.

Проинтегрировав рассчитанный ход числа e^- «вперед» в интервале $0,09 \div 0,46$ МэВ — наиболее совместном с измеренным $0,09 \div 2$ МэВ — находим модельную направленность $\eta_b^{\text{мод}} \sim 0,89$. Но перед сравнением расчетного $\eta_b^{\text{мод}}$ с измеренным следует вычесть из $\eta_b^{\text{мод}}$ долю e^- , которые беспрепятственно проходят сквозь соосное с первичным пучком p^+ отверстие диаметром 5,4 см коллектора «вперед». На рис. 3 изображена смоделированная для толщины алюминиевой мишени 1 см зависи-

мость числа вторичных электронов с $e_e \in 0 \div 0,46$ МэВ от величины $p_z/p = \cos \theta$.

Если пренебречь отличием относительной величины тока не регистрируемых коллектором «вперед» δ -электронов при толщине мишени

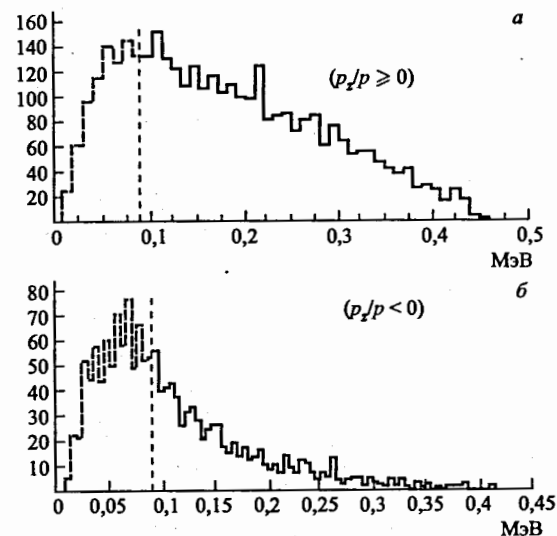


Рис. 2

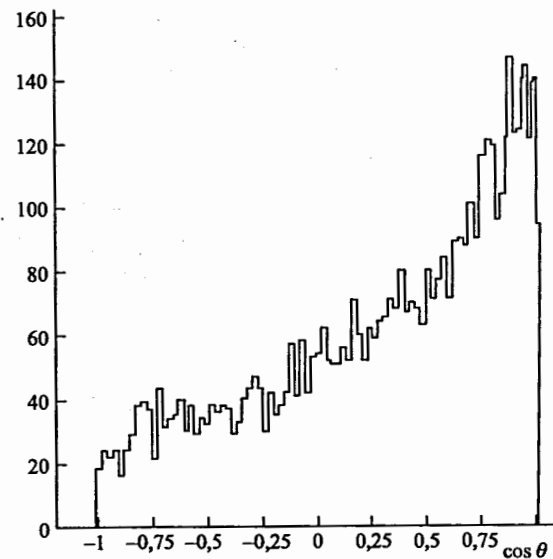


Рис. 3

от 0,2 до 1 см (с одним и тем же диаметром пролетного отверстия), то с помощью данных рис. 3 можно оценить $\eta_B^{\text{мод}} \sim 0,89(1-0,125) \sim 0,78$.

Как видим, и расчетная оценка направленности вторичных δ -электронов $\eta_B^{\text{мод}} \sim 0,78$ (для $0,09 \leq \epsilon_e \leq 0,46$ МэВ), и измеренная для $\epsilon_e \in 0,09 \div 2$ МэВ подтверждают высокую направленность даже вторичных δ -электронов «вперед».

Направленность же e^- с $\epsilon_e > 2$ МэВ будет еще более высокой.

3. Экспериментальная оценка спектра энергий вторичных электронов. Приближенная оценка энергий ливневых электронов, генерируемых выведенным из фазотрона первичным протонным пучком, была выполнена с помощью аналогичной изображенной на рис. 1 мишени. Сама мишень с целью увеличения тока вторичных e^- имела толщину 1 см, а коллектор был один — «вперед», но состоял он из трех плоских пластин, изолированных друг от друга. Ближайшая к мишени пластина находилась в 6 см от нее и имела толщину 1,2 см. За ней, с зазором 0,3 см, была пластина толщиной 0,7 см, а третья (с зазором 0,3 см) имела толщину 1 см. Материал мишени и пластин коллектора — алюминий — удобный технологически и близкий по атомному весу азоту и кислороду воздуха. Пролетные для первичных p^+ отверстия увеличивались по ходу пучка от $\varnothing = 5,3$ см в первой пластине до $\varnothing = 6$ см в третьей. Эффективный угол регистрации каждой из них составлял $\sim 1,6$ ср.

До проведения эксперимента не было уверенности в том, что даже на второй пластине коллектора (не говоря уже о третьей) мы сможем уверенно измерить ток электронов гальванометром, так как первая пластина ($3,24$ г/см² Al) имела толщину, равную экстраполированному пробегу электрона с $\epsilon_e = 6$ МэВ [9, с. 1169]. Однако результат измерений при среднем токе первичного пучка $I_p = 1,3$ мкА оказался следующим:

$$I_1 = -0,07 \text{ мкА}, I_2 = -0,045 \text{ мкА}, I_3 = -0,04 \text{ мкА}.$$

Измерения были повторены три раза, и электронные токи на все пластины оставались такими же.

Эти измерения показали, что количество генерируемых первичными протонами с энергией $E = 655$ МэВ в среде алюминия ливневых электронов с энергиями $\epsilon_e > 6$ МэВ даже превосходит число δ -электронов.

Заключение. Идея о возможности возникновения инверсии суммарного электрического тока, генерируемого положительно заряженными ультрарелятивистскими адронами КЛ, положительного на входе в земную атмосферу, в ток отрицательных ливневых электронов у поверхности планеты возникла в 1992 г. В 1994 г. с целью подтверждения реальности такого процесса началась пробная экспозиция мишени, изображенной на рис. 1, на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ для проверки эффективности стандартных приборов для измерения тока вторичных электронов.

За интерес и поддержку идеи авторы благодарны А. М. Балдину, А. И. Малахову, Н. С. Мороз, Н. М. Пискунову.

В том же 1994 г. эксперименты были перенесены на фазотрон ЛЯП ОИЯИ. Здесь периодически — примерно два раза в год — мы имели возможность вести измерения на выведенных протонных пучках со средним током до 2,5 мкА и $E = 655$ МэВ с длительностью экспозиций 10 ÷ 15 мин в моменты переналадки ускорителя на очередные плановые эксперименты.

Все описанные выше результаты измерений получены на этом ускорителе.

За предоставление этой возможности и помощь при измерениях авторы благодарны сотрудникам ЛЯП А. В. Демьянову, В. Г. Зинову, В. Г. Калининкову, Н. Ю. Котовскому, Л. М. Онищенко и О. В. Савченко, а также сотруднику ЛНФ А. И. Журавлеву.

Авторы надеются, что опубликование представленных здесь результатов заинтересует коллег из других лабораторий (особенно исследователей на мезонных фабриках) и окончательное решение проблемы ускорится. Так, при энергиях первичных протонов $E \sim 150 \div 400$ МэВ достаточно просто осуществимо непосредственное наблюдение инверсии положительного первичного тока в отрицательный суммарный ток первичных и вторичных заряженных частиц. Для этого можно, например, установить на первичном пучке небольшую (около 1 м длиной) ванну с дистиллированной водой с перемещаемым вдоль оси пучка алюминиевым коллектором-пластиной. Наши предварительные эксперименты на среде из свинцовых кирпичей (с толщиной каждого слоя 5 см) показали, что вероятная толщина слоя воды приблизительно $1,3 \div 1,6R_p$, по-видимому, достаточна для возникновения инверсии.

Список литературы

1. *Тверской П. Н.* Грозное электричество и сохранение заряда Земли // Вестн. ЛГУ. 1947.
2. *Тверской П. Н.* Курс метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1962.
3. *Краев А. П.* Основы геоэлектрики. Л.: Недра, 1965.
4. *Красногорская Н. В.* Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л.: Гидрометеиздат, 1972.
5. *Wilson C. T.* The maintenance of the Earth's electric charge // Observatory. 1922. V. 45.
6. *Скобельцин Д. В.* Космические лучи. Л.; М.: ОНТИ, 1936.
7. *Балдин А. М.* К столетию академика Д. В. Скобельцына. Дубна, 1992.
8. *Асейкин В. С. и др.* Космические лучи и ядерные взаимодействия высокой энергии // Тр. ФИАН СССР. 1979. № 109. С. 3–29.
9. Физические величины: Справ. / Ред. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов. М.: Энергоатомиздат, 1991.
10. Физический энциклопедический словарь / Гл. ред. А. М. Прохоров. М., 1995. С. 116.
11. *Brun R.* GEANT Users Guide. Program Library W5013. CERN, 1994.

Приложение 3 Инверсия суммарного электрического тока, генерируемого пучком первичных энергичных протонов в свинце¹

В выполненных в 1998–2000 гг. экспериментах на пучке выведенных из фазотрона ЛЯП ОИЯИ протонов с их энергией $E_p = 655$ МэВ и средним током до 2 мкА обнаружена инверсия суммарного электрического тока, генерируемого пучком единоплавленных в многослойную свинцовую мишень первичных p^+ , из положительного на интервале глубин $\delta_{p^+} \in 0-46,5$ см в отрицательный на глубинах, превосходящих $\sim 1,5-2$ пробега первичных протонов в Pb 46,5–65 см.

Введение. В проведенных в 1994–1998 гг. измерениях направленности тока вторичных электронов, генерируемых пучком первичных протонов (с $E_p \sim 655$ МэВ), входивших из вакуума в среду алюминия, было показано, что подавляющая часть вторичных e^- летит вперед в направлении распространения первичных p^+ [1].

С учетом этого в [1] было высказано предположение о возможном существовании явления инверсии направленного на центр Земли суммарного электрического тока, генерируемого входящими в атмосферу Земли протонами галактических космических лучей (ГКЛ) с энергиями заряженных частиц, достигающими $\sim 10^{18}$ эВ [2–5].

В образующем ГКЛ ливне положительный знак суммарного тока первичных и вторичных заряженных частиц можно ожидать лишь на их входе в атмосферу, где $\sim 99\%$ первичных частиц заряжены положительно, причем из них 90% составляют p^+ . Но каждая из столь энергичных первичных частиц генерирует на пути к земной поверхности $\sim 10^6$ вторичных e^- , ионов, $h\nu$ и других частиц [3–5].

В результате, из-за известного многократного превышения пробегов вторичных e^- в любой материальной среде над пробегами возникающих в ней ионов и вышеупомянутой высокой направленности e^- -траекторий вдоль вектора скорости первичных частиц ГКЛ в токе всех приближающихся к Земле заряженных частиц можно ожидать превосходства тока электронов.

Следовательно, в нижнем слое атмосферы инверсия знака суммарного тока возможна. Это наводит на мысль о том, что именно поток

¹ Матора И.М., Шакун Н.Г., Шишляников П.Т. Препринт ОИЯИ Р1-2000-68. Дубна, 2000.

ГКЛ всегда заряжает земной шар отрицательным зарядом $Q_{\oplus} = -5,7 \times 10^5$ Кл, а слой атмосферы выше ~ 85 км — таким же по модулю положительным зарядом $Q = +5,7 \cdot 10^5$ Кл (это установлено метеорологами [2–4]).

И, естественно, приземный слой атмосферы всегда стабильно поляризован с направлением вектора напряженности поля преимущественно на центр планеты (на малых высотах известная ее величина ~ 130 В/м).

Цель данной работы — доказать возможность возникновения подобной инверсии суммарного тока, генерируемого пучком первичных p^+ с $E_p = 655$ МэВ в свинцовой многослойной мишени, с помощью измерения величин и знаков суммарного тока на ее конкретных представляющих интерес слоях и тем самым подтвердить, что действительным генератором поляризации нижнего слоя земной атмосферы являются ГКЛ.

1. Условия, в которых выполнялись эксперименты. Свинец был оптимальным материалом мишени из-за того, что опыты проводились на коротком (70 см) отрезке тракта выведенного из фазотрона пучка p^+ . Параметры первичного пучка, генерировавшего каскад вторичных частиц в среде свинца, были близки к тем, что и в предыдущих измерениях направленности вторичных e^- , возникавших в среде алюминия [1]. Первичные протоны на входе в мишень имели энергию 655 МэВ и средний ток пучка до 2 мкА. Размеры контура сечения пучка по вертикали были ~ 6 см и по горизонтали ~ 4 см.

Слой мишени друг от друга изолировались воздушными зазорами или тонкими изолирующими прокладками. Это позволяло измерять ток с нескольких ее слоев-коллекторов, которые имели № 1, 2, 3, 4 от входа пучка. Граничные плоскости между слоями были, естественно, перпендикулярными к оси мишени.

Суммарный электрический ток с коллекторов измерялся гальванометром постоянного тока типа М95 с минимальной ценой деления по току (на основном пределе) 0,002 мкА.

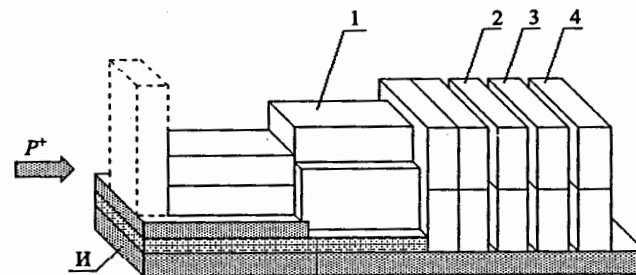


Рис. 1. Схема мишени 4-го эксперимента. И — изолятор

Входное поперечное сечение слоя № 1 обычно составляло 10×10 см, а поперечное сечение выходных коллекторов — 20×20 см. Для уточнения пройденной пучком толщины свинца, после которой начинается инверсия, на входе мишени в некоторых экспериментах добавлялся набор свинцовых пластинок толщиной 0,5 см и площадью 10×10 см в количестве до 10 штук или один свинцовый кирпич. В разных опытах число коллекторов, с которых ток измерялся, менялось от одного до трех. Вся мишень обычно состояла из стандартных свинцовых кирпичей объемом $20 \times 10 \times 5$ см. В последних экспериментах число основных кирпичей достигало 17 (т. е. вес мишени был ~ 190 кг). Установка мишени на выведенный из фазотрона пучок p^+ была возможна, как упоминалось, лишь на коротком (~ 70 см длины) отрезке его тракта. В конце отрезка угол стального магнитопровода одной из фокусирующих линз тракта находился на расстоянии ~ 5 см от оси пучка. Из-за этого ось симметрии мишени слегка отклонялась от оси пучка. Она пересекала последнюю на входе пучка в мишень под углом $\sim 0,1$ рад в горизонтальной плоскости. Коррекция положения мишени осуществлялась по автографам пучка на облученных фотопластинках.

2. Результаты измерений. Полученные в четырех опытах, выполненных в 1999–2000 гг., результаты представлены в таблице (средние первичный и суммарный токи обозначены через I_p и I_Σ , толщины каждой мишени — l и каждого слоя — d).

Уже в первом опыте была обнаружена инверсия суммарного электрического тока, генерируемого пучком первичных p^+ с указанными выше параметрами. При токе первичного пучка 2 мкА ток на входном слое (коллекторе № 1 толщиной 50 см) мишени составил +0,63 мкА, а на следующем за ним коллекторе № 2 толщиной 5 см он оказался отрицательным и был равен $-0,002$ мкА.

Следующие два эксперимента имели целью подтвердить явление инверсии и попытаться увеличить модуль отрицательного тока на выходном коллекторе с помощью увеличения площади поперечного сечения средних слоев мишени посредством добавления в них свинцовых кирпичей.

Во втором эксперименте толщина входного коллектора (№ 1) мишени устанавливалась равной 50; 47,5 и 46,5 см, причем для измерения тока использовался только один коллектор — № 2. Как видно из таблицы, инверсия тока наблюдалась в нем уже после прохождения первичными протонами в свинце 46,5 см ($\sim 1,5$ пробега первичного протона с указанной выше энергией в Pb). Максимальный же инвертированный ток $-0,004$ мкА наблюдался после прохождения p^+ в Pb 47,5 см.

В третьем эксперименте измерения прошли в трех экспозициях с полной толщиной мишени 47, 50 и 55 см. Толщина входного слоя l в нем менялась трижды — 27, 30 и 35 см. А для измерения тока использовались коллекторы № 2 толщиной 15 см и № 3 толщиной 5 см.

Дата	№ экспозиции	I_p , мкА	l , см	№ слоя	d , см	I_Σ , мкА
04.1999	1	2	55	1	50	+0,630
				2	5	-0,002
06.1999	1	1	55	2	5	-0,003
				2	5	-0,004
				3	5	-0,003
12.1999	1	1	47	2	15	+0,150
				3	5	+0,010
	2	0,8	50	2	15	+0,125
				3	5	+0,015
	3	0,8	55	2	15	+0,040
				3	5	-0,0005
06.2000	1	2	65	2	5	+0,070
				3	5	0
				4	5	-0,003
	2	2	70	2	5	+0,052
				3	5	+0,002
				4	5	-0,004

Как видно из таблицы, отрицательный ток регистрировался только в третьей экспозиции и только на коллекторе № 3.

Необходимо подчеркнуть, что наличие под свинцовой мишенью слоя изолятора толщиной 4 см, в котором пробег первичных p^+ многократно превышает их пробег в свинце, наличие слева от нее угла магнитопровода линзы тракта пучка и отличие боковой поверхности мишени от идеального конуса создавали пути обхода середины мишени первичными p^+ и последующего их попадания на измеряющие суммарный ток слои-коллекторы. Значительная часть p^+ рассеивалась на начальных фрагментах мишени под углами, при которых p^+ вылетали в воздух или в изолятор. Протоны, проникшие в изолятор, имели возможность пройти сквозь него на один из коллекторов. А некоторые из p^+ , вышедших в воздух, достигали затем коллекторов или напрямую через воздух, или после рассеяния углом магнитопровода линзы. Это, естественно, занижало величину инвертированного тока и влияло на значение суммарной толщины свинца, при которой начинается его инверсия.

Это предположение проверялось в последнем — четвертом — эксперименте. В нем структура мишени была существенно изменена. Поперечное сечение входного фрагмента мишени толщиной 20 см было снижено вдвое (с 200 до 100 см²), а слой изолятора под ним был

увеличен в 2,25 раза (до 9 см) по сравнению со слоем в предыдущих опытах. Под следующей частью мишени (тоже на длине 20 см) толщина изолятора возросла до 6,5 см (в 1,6 раза), и только последние свинцовые слои мишени (с их общей длиной свинца 25 см) лежали на изоляторе прежней толщины — 4 см. На рисунке показана структура этой мишени.

В первой ее экспозиции инверсия суммарного тока имела место лишь после прохождения пучком первичных p^+ в свинце 60 см. А во второй экспозиции перед мишенью был добавлен еще один свинцовый кирпич (он показан на рисунке пунктиром). И инверсия сместилась на глубину Pb 65 см. Это подтвердило существенность влияния и отличия боковой поверхности мишени от идеального конуса и других вышеуказанных факторов на параметры генерируемого в свинце суммарного тока. В частности, тот факт, что подавление инверсии обходою середины мишени первичными p^+ по изолятору на глубине 50 см в первых трех экспериментах было малым, но сильно возросло в мишени четвертого эксперимента с уменьшенным начальным свинцовым поперечником и утолщенным изолятором, сомнений не вызывает.

Заключение. Результаты описанных в работе опытов позволяют считать установленным факт возникновения инверсии суммарного электрического тока (из положительного на входе в свинцовую мишень в отрицательный на глубине проникновения в нее ~ 50 см), генерируемого пучком первичных протонов даже с их не вполне релятивистской энергией 655 МэВ ($\sim 0,7m_p c^2$).

Этим подтверждается справедливость предположения [1] о том, что действительной причиной известного хорошо измеренного явления вертикальной поляризации атмосферы Земли, следствием которой являются и стабильно поддерживаемые отрицательный заряд земного шара величиной $Q_{\oplus} = -5,7 \cdot 10^5$ Кл, и такой же, но положительный, заряд верхней гомосферы Земли [2–4], являются ГКЛ.

Правда, сторонники выдвинутой Вильсоном [6] в 1922 г. гипотезы о способности грозового механизма поляризовать земную атмосферу могут попытаться привести в ее защиту аргумент о том, что измеренный нами инвертированный ток на несколько порядков меньше тока первичных p^+ , и, следовательно, поток ГКЛ (входящих в атмосферу с вышеупомянутыми его параметрами), имеющий на первый взгляд мизерную плотность $\leq 1p^+ / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$, не способен создать известный необходимый для стабилизации Q_{\oplus} ток на поверхность Земли $\sim 1800e^- / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Но сравнительный анализ обоих (грозового и ГКЛ) механизмов, выполненный в [1, 7], показал, что, благодаря огромным $\sim 10^{10} - 10^{18}$ эВ энергиям первичных p^+ и других положительно заряженных частиц в ГКЛ, каждая из которых создает в атмосфере $\sim 10^6$ ливневых электронов, γ -квантов и других частиц [2–4], ГКЛ вполне способны быть адекватным ее поляризатором. Убедительно подтверждает это и хорошо известная величина плотности ионов ρ , образуемых ГКЛ

в приповерхностном слое земного воздуха и над материками, и над морями $\rho = 1,6 / (\text{см}^3 \cdot \text{с})$ [5, с. 1173] (см. [1]).

Гипотеза же Вильсона не совместима и с фактом многократного превосходства достоверно измеренной толщины поляризованного слоя атмосферы (≥ 85 км) над тем диапазоном высот, на которых бывают грозы. Так что грозы, скорее всего, являются лишь следствием стабильно поддерживаемой ГКЛ поляризации атмосферы.

Список литературы

1. Матора И. М. и др. // Космические лучи — вероятный генератор электростатического поля в атмосфере Земли. ОИЯИ, P1-98-68. Дубна, 1998; *Nadron*. J. 1999. V. 22.
2. Тверской П. Н. Курс метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1962.
3. Краев А. П. Основы геоэлектрики. Л.: Недра, 1965.
4. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л.: Гидрометеиздат, 1972.
5. Физические величины: Справ. М.: Энергоатомиздат, 1991.
6. Матора И. М. Природа свертывания верхней атмосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40, № 5.
7. Wilson C. T. The maintenance of the Earth's electric charge // *Observatory*. 1922. V. 45.

Приложение 4

Области существования и некоторые свойства связанных состояний частицы в полях с однородной зависимостью ее потенциальной энергии от координат¹

С помощью следствий из квантово-механического обобщения теоремы вириала исследованы свойства спектров собственных значений полной энергии и соответствующих им средних значений операторов кинетической и потенциальной энергии связанных состояний частицы в полях с однородной зависимостью ее потенциальной энергии от координат. Решено стандартное нерелятивистское уравнение Шредингера и найдены волновые функции связанных состояний для известной проблемы «падения частицы на центр».

Введение. К настоящему времени наиболее точно исследованы квантово-механические состояния частицы в полях с оператором ее потенциальной энергии $U(\mathbf{r}) = -Ze^2/r$ (кулоновское взаимодействие электрона с тяжелым положительным зарядом Ze) и $U(\mathbf{r}) = -m\omega^2 x^2/2$ (гармонический осциллятор). Оба вида взаимодействия имеют так называемые однородные степени ρ зависимости $U(\mathbf{r})$ от координат ($\rho = -1$ в кулоновском поле и $\rho = +2$ в гармоническом осцилляторе), при которой всегда $U(\lambda\mathbf{r}) = \lambda^\rho U(\mathbf{r})$ ($\lambda = \text{const}$).

В действительности реализуются не только вышеупомянутые степени однородности $\rho = -1$ и $+2$, но также и другие значения ρ . В частности, $\rho = -3$ характеризует взаимодействие магнитных моментов двух элементарных частиц, а $\rho = -2$ хотя и не имеет физического смысла, но проблема существования суперсвязанного состояния частицы в гипотетическом поле с $U(\mathbf{r}) = -\gamma/r^2$ ($\gamma > 0$) (падения ее на центр) давно привлекает внимание физиков (см., например, § 18 и 35 в [1]).

В связи с этим представляется актуальным исследовать возможность (или ее отсутствие) существования связанных квантово-механических состояний микрочастицы, взаимодействующей с массивным (неподвижным) центром через однородный оператор ее потенциальной энергии в поле центра $U(\mathbf{r}) = \gamma r^\rho$ ($\gamma = \text{const}$) при всевозможных значениях степени $\rho \in (-\infty, +\infty)$.

1. Теория. Стандартный способ точного расчета спектров собственных значений оператора полной энергии частицы, двигающейся

в поле неподвижного центра, при каждой конкретной степени $\rho \in (-\infty, +\infty)$ с помощью решения соответствующих уравнений Шредингера в данном случае реализуем лишь при некоторых значениях ρ . Но решение проблемы и для остальных ρ осуществимо, если воспользоваться данным в 1930 г. В. А. Фоком [2, 3] квантово-механическим обобщением известной теоремы вириала для совершающей финитное движение вокруг центра частицы с оператором ее потенциальной энергии $U(\mathbf{r})$

$$2T_{\text{ср}} = V_{\text{ср}}. \quad (1)$$

Среднее значение $T_{\text{ср}}$ оператора кинетической энергии частицы в (1) точно выражено через среднее значение $V_{\text{ср}}$ ее вириала $V(\mathbf{r}) = x dU/dx + y dU/dy + z dU/dz$, причем в случае однородной степени ρ зависимости $U(\rho)$ из (1) следует:

$$2T_{\text{ср}} = \rho U_{\text{ср}}. \quad (2)$$

Из теоремы (2) и определения среднего значения оператора полной энергии частицы $E_{\text{ср}} = T_{\text{ср}} + U_{\text{ср}}$ при финитном ее движении (т.е. дискретном спектре ее полной энергии E_n) находим связь $T_{n\text{ср}}$ и $U_{n\text{ср}}$ с $E_{n\text{ср}}$ (n — главное квантовое число уровня) в виде

$$E_{n\text{ср}} = (1 + 2/\rho)T_{n\text{ср}} = (1 + \rho/2)U_{n\text{ср}}. \quad (3)$$

Последнее точное соотношение между средними значениями полной, кинетической и потенциальной энергии (в предположении финитности движения частицы) хотя и не содержит прямой зависимости каждого из $E_{n\text{ср}}$, $T_{n\text{ср}}$ и $U_{n\text{ср}}$ от ρ , но, тем не менее, позволяет не только классифицировать интервалы ρ по возможности существования в них связанных состояний, но и выяснить ряд новых интересных особенностей этих состояний.

Рассмотрим, прежде всего, связь значений $E_{n\text{ср}}$ с $T_{n\text{ср}}$ найдя из выражения (3) частную производную

$$dT_{n\text{ср}}/dE_{n\text{ср}} = \frac{\rho}{2 + \rho}, \quad (4)$$

зависимость которой представлена на рис. 1.

Обращает на себя внимание то, что значения производной положительные, обуславливающие возрастание наблюдаемой кинетической энергии частицы после ее возбуждения из любого связанного состояния в более высокое (по полной энергии) связанное состояние, существует лишь в двух областях ρ : $-\infty < \rho < -2$ и $0 < \rho < +\infty$, а в области $-2 < \rho < 0$, в которой находится и одно из наиболее распространенных — кулоновское поле притяжения $U(\mathbf{r}) = -\gamma/r$ ($\gamma > 0$) со степенью однородности $\rho = -1$, переход частицы на более высокий уровень E_n всегда сопровождается убыванием T_n .

¹ Матора И. М. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83, № 3. С. 357.

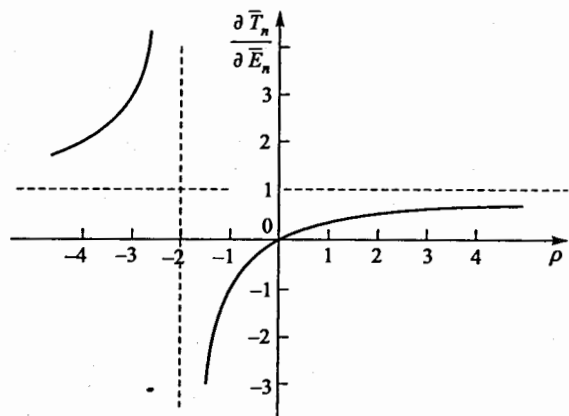


Рис. 1

Теперь проанализируем отношения

$$\frac{T_{\text{нспр}}}{U_{\text{нспр}}} \text{ и } \frac{E_{\text{нспр}}}{U_{\text{нспр}}},$$

$$\frac{T_{\text{нспр}}}{U_{\text{нспр}}} = \frac{\rho}{2}, \quad \frac{E_{\text{нспр}}}{U_{\text{нспр}}} = \frac{\rho}{2} + 1. \quad (5) \quad (6)$$

Ход обоих отношений по ρ изображен на рис. 2. Из отношения (5) следует: из-за того, что всегда $T_{\text{нспр}} > 0$, при финитности движения частицы для всех $\rho < 0$ $U_{\text{нспр}}$ всегда должно быть отрицательным, а для всех $\rho > 0$ пригодны только положительные средние значения потенциальной энергии $U_{\text{нспр}}$.

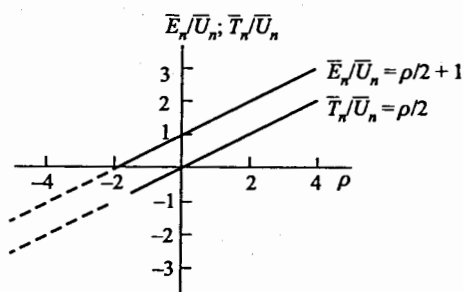


Рис. 2

Но тогда из соотношения (6) и $U_{\text{нспр}} < 0$ при $\rho < 0$ и $U_{\text{нспр}} > 0$ для $\rho > 0$ отрицательные средние значения E_n допустимы только в узком интервале $\rho \in (-2, 0)$, а при всех ρ вне этого интервала, т. е. при $\rho < -2$ и $\rho \in (0, +\infty)$ E_n связанных состояний могут быть только положительными.

Оба вида совместимых с возможностью существования связанных состояний операторов потенциальной энергии $U(\mathbf{r}) = \gamma r^\rho$, первый из которых имеет константы $\gamma < 0$ и $\rho < 0$, а второй — $\gamma > 0$ и $\rho > 0$, представлены на рис. 3.

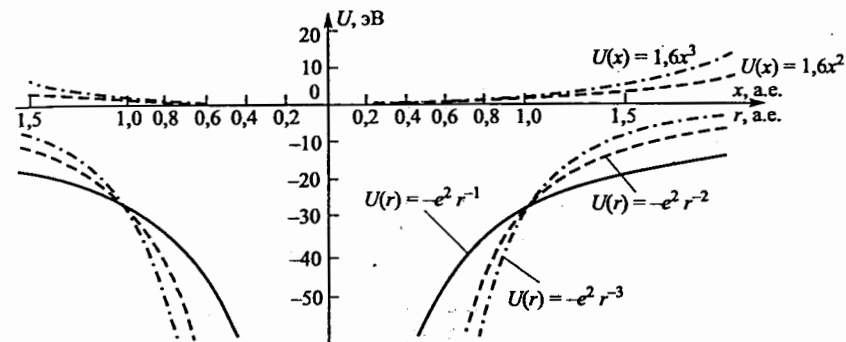


Рис. 3

Масштаб осей на нем таков, что выражаемая в эВ потенциальная энергия на задаваемых в а. е. расстояниях близка к $U(r)$ электрона в атоме водорода и $U(x)$ (под x подразумевается абсолютная величина отклонения частицы от положения равновесия) одного из атомов в молекуле водорода H_2 . Полезно отметить, что в зависимостях обоих видов знак оператора γr^ρ остается неизменным во всем пространстве и всегда совпадает со знаком ρ .

В соответствии с соотношением (5) (см. также рис. 2) для всех $|\rho| > 2$ модули $|T_n|$ частиц в состояниях с финитным движением должны превосходить $|U_{\text{нспр}}|$.

Рассмотрим более подробно связанные состояния частицы в гипотетическом поле $U(r) = -\gamma/r^2$ ($\gamma > 0$).

2. Парадоксальные связанные состояния частицы в поле с $U(r) = -\gamma/r^2$. Вещественное общее решение нерелятивистского радиального уравнения Шредингера для волновой функции частицы в поле с $U(r) = -\gamma/r^2$ ($\gamma > 0$)

$$r^2 d^2 \frac{R}{dr^2} + 2r d \frac{R}{dr} + [2E_{\text{ср}} r^2 + \gamma - l(l+1)] R(r) = 0 \quad (\text{в а. е.}) \quad (7)$$

легко находится [4] для всех возможных сочетаний входящих в него параметров — среднего значения полной энергии $E_{\text{ср}} \leq 0$; γ — постоянной взаимодействия частицы с центром и момента импульса

$l = 0, 1, 2, \dots$ Решение имеет вид:

$$R(r) = \frac{CI_\nu(\beta r) + DK_\nu(\beta r)}{r^{1/2}} \text{ для } E_{\text{ср}} < 0, \quad (8)$$

$$\nu = \left(\frac{1}{4} - 2\gamma + l(l+1)\right)^{1/2}, \quad \beta = (-2E_{\text{ср}})^{1/2}$$

$$R(r) = \frac{C \cos(\alpha \ln r) + D \sin(\alpha \ln r)}{r^{1/2}} \text{ для } E_{\text{ср}} = 0,$$

$$\alpha = \left(2\gamma - \frac{1}{4} - l(l+1)\right)^{1/2}, \quad 2\gamma > \frac{1}{4} + l(l+1); \quad (9)$$

$$R(r) = (C \ln r + D)r^{-1/2} \text{ для } E_{\text{ср}} = 0; \quad 2\gamma = \frac{1}{4} + l(l+1); \quad (10)$$

$$R(r) = (Cr^\delta + Dr^{-\delta})r^{-1/2} \text{ для } E_{\text{ср}} = 0;$$

$$\delta = \left(\frac{1}{4} + l(l+1) - 2\gamma\right)^{1/2}; \quad 2\gamma < \frac{1}{4} + l(l+1) \quad (11)$$

$I_\nu(z)$ и $K_\nu(z)$ — цилиндрические функции мнимого аргумента, первая из которых при $z \rightarrow \infty$ неограниченно возрастает, а вторая экспоненциально убывает).

Для превращения найденных общих решений уравнения (7) в волновые функции стационарных состояний необходимо найти для каждого из них такие значения постоянных C и D и параметров $E_{\text{ср}}$, γ и l , при которых будут выполнены стандартные требования к волновым функциям таких состояний [1, 3, 5, 7]: нормируемости на единицу, однозначности и непрерывности вместе с производной во всем пространстве, а также конечности (точнее — выполнения соотношения $\lim_{r \rightarrow 0} rR(r) = 0$ при $r \rightarrow 0$ [5]).

Начнем со среднего значения полной энергии $E \equiv 0$, которое, на первый взгляд, наиболее точно соответствует теореме вириала для рассматриваемого поля со степенью однородности $\rho = -2$ (см. соотношение (5)). Легко видеть, что решениям (9) и (10) придать вид волновых функций стационарных состояний невозможно по причине расходимости нормировочного интеграла на бесконечности при любых C и D . Решение (11) также неприемлемо — в нем для обеспечения

сходимости на бесконечности нормировочного интеграла $\int_0^\infty R^2(r)r^2 dr$

нужно приравнять $C = 0$. Но и после этого для его сходимости в нуле нужно ограничить величину $\delta < 1/2$. Но это даже при $C = 0$ расходимость на бесконечности не устраняет. Тем самым доказана невозможность финитности движения частицы в этом поле при $E_{\text{ср}} = 0$.

Исследуем теперь оставшееся общее решение (8) для $E_{\text{ср}} < 0$. Оно при $C = 0$ и, в частности, $\nu = 0$ хотя и возрастает неограниченно при $r \rightarrow 0$, но при $r \rightarrow 0 \lim_{r \rightarrow 0} rR_0(r) = 0$, а сама $rR_0(r)$ нормируема на единицу и, кроме того, непрерывна вместе с производной и однозначна в интервале $0 < r < \infty$. Может ли $R_0(r)$ оказаться волновой функцией стационарного состояния, проверим прежде всего на поле с постоянной взаимодействия $\gamma = 1/8 + l(l+1)/2$, при которой и само уравнение (7), и его решения неизменны для всех l . В частном случае с $l = 0$ это поле в [1] названо критическим.

Здесь $\nu = 0$, и предполагаемая волновая функция $R_0(r)$ в соответствии с (8) имеет вид

$$R_0(r) = Dr^{-1/2}K_0(\beta r), \quad (12)$$

где [8]

$$K_0(z) = -I_0(z) \ln\left(\frac{z}{2}\right) + \sum_0^\infty \left[\frac{\psi(k+1)z^{2k}}{2^{2k}(k!)^2} \right]; \quad (13)$$

$$I_0(z) = \sum_0^\infty \left[\frac{z^{2k}}{2^{2k}(k!)^2} \right]; \quad \psi(k+1) = -0,5772\dots + \sum_1^k \left(\frac{1}{m}\right).$$

Нормировочный интеграл от (12) равен (см. [8]):

$$D^2 \int_0^\infty K_0^2(\beta r)r^2 dr = \frac{D^2}{2\beta^2} = 1,$$

т. е. $D = 2^{1/2}\beta$, и нормированная на единицу волновая функция

$$R_0(r) = 2^{1/2}\beta K_0(\beta r)r^{-1/2}. \quad (14)$$

Вычисление среднего значения расстояния $r_{\text{ср}}$ частицы от центра дает

$$r_{\text{ср}} = 2\beta^2 \int_0^\infty K_0^2(\beta r)r^2 dr = \left(\frac{2}{\beta}\right) \int_0^\infty K_0^2(z)z^2 dz = \frac{A}{\beta} \quad (15)$$

($A = 2 \int_0^\infty K_0^2(z)z^2 dz = 0,62$ — результат численного интегрирования).

Тот факт, что $r_{\text{ср}} = A/\beta = A(-2E_{\text{ср}})^{-1/2}$, является аргументом в пользу основанного на приближенном анализе проблемы в [1] утверждения о возможности падения частицы на центр в рассматриваемом поле при $E_{\text{ср}} \rightarrow -\infty$.

Вычислим далее средние значения $T_{\text{ср}}$, $U_{\text{ср}}$ и $E_{\text{ср}}$ и сопоставим их с вытекающими из теоремы вириала соотношениями между ними. При

вычислениям полезно воспользоваться вытекающим из рекуррентных соотношений между K_ν выражением $K_0'' = K_0 - K_0'/z$, разложением (13) $K_0(z)$ в ряд, а также экспоненциальным убыванием $K_0(z)$ на бесконечности. В результате

$$T_{\text{ср}} = \int_0^\infty R_0(\beta r) \left(\left(\frac{-d^2 R_0}{2dr^2} \right) - \left(\frac{1}{r} \right) \frac{dR_0}{dr} + \frac{l(l+1)}{2r^2} R_0 \right) r^2 dr =$$

$$= 2\gamma\beta^2 \int_0^\infty K_0^2(z) \frac{dz}{z} - \frac{\beta^2}{2} = 2\gamma\beta^2 \left(\frac{L^3}{3} + aL^2 + a^2L \right) - \frac{\beta^2}{2}, \quad (16)$$

$$a = \ln 2 - 0,5772\dots; \quad L = \lim_{z \rightarrow 0} |\ln z|; \quad (16)$$

$$U_{\text{ср}} = -\gamma \int_0^\infty R_0^2(\beta r) dr = -2^2\gamma\beta^2 \left(\frac{L^3}{3} + aL^2 + a^2L \right), \quad (17)$$

$$E_{\text{ср}} = T_{\text{ср}} + U_{\text{ср}} = -\frac{\beta^2}{2}. \quad (18)$$

Как видим, волновая функция $R_0(\beta r)$ состояний частицы в поле со степенью однородности $\rho = -2$ и постоянной взаимодействия $\gamma = 1/8 + l(l+1)/2$ в нерелятивистском приближении найдена. Средние значения всех необходимых характеристик состояния с фиксированным $E_{\text{ср}}$ легко с ее помощью вычисляются, причем полученные величины $T_{\text{ср}}$, $U_{\text{ср}}$ и $E_{\text{ср}}$ находят в соответствии с теоремой вириала, справедливой только для состояний с финитным движением частицы. Так, соотношения (5) и (6) между средними значениями (16)–(18) выполняются с точностью до бесконечно малых третьего порядка.

Для (5) $T_{\text{ср}}/U_{\text{ср}} = -1 + 0(1/L^3) = -1$, а для (6) $E_{\text{ср}}/U_{\text{ср}} = 0(1/L^3) = 0$, как и должно быть при $\rho = -2$.

Но вместе с тем необходимо отметить следующие парадоксальные свойства описываемых ею состояний.

а) Спектр средних значений полной энергии частицы $E_{\text{ср}} < 0$ в поле с $U(r) = -1/(8r^2) - (l(l+1))/(2r^2)$ является сплошным, равномерно заполняющим всю область $-\infty < E_{\text{ср}} < 0$, а не дискретным, несмотря на ярко выраженную финитность ее движения.

б) Собственные функции каждого значения $E_{\text{ср}}$ имеют универсальную для всей области $-\infty < E_{\text{ср}} < 0$ зависимость $R_0(r) = 2^{1/2}\beta K_0(\beta r)r^{-1/2}$, причем любые две из них $R_0(\beta_1 r)$ и $R_0(\beta_2 r)$ с $E_{\text{ср}} = -\beta_1^2/2 \neq E_{\text{ср}} = -\beta_2^2/2$ не ортогональны друг другу.

Уместно заметить, что последнее свойство $R_0(\beta r)$ для $E_{\text{ср}} < 0$ не является признаком неполноты набора волновых функций всей области $-\infty < E_{\text{ср}} < +\infty$, ибо волновые функции для положительных

$E_{\text{ср}}$, которые, как легко проверить для $\gamma = 1/8 + l(l+1)/2$ имеют вид $R_{0+} = r^{-1} (M \cos kr + N \sin kr)$ (M и N — константы, $k = (2E_{\text{ср}})^{1/2}$) в совокупности со всеми R_0 являются, очевидно, набором полным.

в) Состояние с $E_{\text{ср}} \equiv 0$, которое наиболее точно соответствовало бы теореме вириала в рассмотренном поле, не реализуется.

Итак, в нерелятивистском приближении исследованы связанные состояния частицы в поле со степенью однородности $\rho = -2$ лишь при значениях $\gamma = 1/8 + l(l+1)/2$ с универсальной волновой функцией

$$R_0(r) = 2^{1/2}\beta K_0(\beta r)r^{-1/2}.$$

Однако то, что расходимость в нуле входящей в R_0 цилиндрической функции мнимого аргумента $K_0(\beta r)$ является логарифмической, т. е. минимальной для многообразия $K_\nu(\beta r)$ со всевозможными ν и, вместе с тем, даже при $\nu = 0$ средние значения T и U логарифмически расходились, дает основание предполагать, что состояния в этом поле с $R_\nu(\beta r) = K_\nu(\beta r)r^{-1/2}$ окажутся не финитными. Поэтому исследование решений уравнения Шредингера (7) типа (8) с $\nu \neq 0$ не представляется необходимым.

Найти волновые функции частицы для имеющего физический смысл $U(r) = -\gamma/r^3$ пока, к сожалению, не удалось, и вопрос о существовании в нем связанных состояний с положительными (в соответствии с теоремой вириала) E , тогда как верхний предел величины оператора ее потенциальной энергии $U(r)_{\text{max}} = 0$, остается открытым. Правда, решение его с помощью нерелятивистского уравнения Шредингера, по-видимому, не будет убедительным, так как даже для $\rho = -2$ полученные средние значения T являются ультрарелятивистскими, а для $\rho = -3$ логично ожидать их возрастания.

В заключение искренне благодарю Б. Н. Захарьева, В. И. Лущикова, С. А. Ракитянского и В. М. Чабанова за плодотворные дискуссии.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989.
2. Фок В. А. // ЖРФХО. 1930. Т. 42. С. 379.
3. Фок В. А. Начала квантовой механики. М.: Наука, 1976.
4. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1965.
5. Дирак П. А. М. Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.
6. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М.; Л.: ГИТТЛ, 1949.
7. Соколов А. А., Лоскутов Ю. М., Тернов И. М. Квантовая механика. М.: Просвещение, 1965.
8. Рыжик И. М., Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.; Л.: ГИТТЛ, 1951.

где ρ — плотность тела; A — масса атома в нем, а τ — единственный подгоночный параметр модели, значение которого примем

$$\tau = 3^{1/3}.$$

Тогда в этом приближении работа выхода электрона для составленных из одинаковых атомов тел есть

$$\varphi = e^2(N/3)^{1/3} \text{ эрг} = 10^{-7} N^{1/3} \text{ эВ.} \quad (3)$$

Что касается измерений φ , то практически все из имевшихся к 1981 г. экспериментальных данных систематизированы и обобщены в известной монографии В. С. Фоменко [4]. Подавляющее количество опытных данных относится к элементам — металлам и полупроводникам, но имеются также три измерения для аллотропных модификаций диэлектрика йода [4, 5]. В [4] приведены наиболее достоверные, так называемые рекомендуемые значения работы выхода, выбранные после анализа многочисленных опытных и расчетных величин для поликристаллических образцов 66 элементов.

На рисунке сплошной кривой представлена зависимость рассчитанной по формуле (3) работы выхода φ от порядкового номера элемента Z , а ход рекомендуемых значений φ [4] — отрезками пунктирной кривой и отдельными точками (для Sm, Th и U).

Расчетные φ по элементам H, N и O соответствуют их твердой фазе, а по He, F, Ne, Cl, Ar, Br, Kr, Xe, Hg — жидкой. На рисунке показана работа выхода из углерода-графита, а рассчитанная для алмаза $\varphi = 5,6$ эВ. Расчет для фосфора-диэлектрика дает $\varphi = 3,5$ эВ, а значение для P металлического имеется на графике. Мы располагали только плотностью йода орторомбического ($4,94 \text{ г/см}^3$), для которого $\varphi = 2,86$ эВ.

И периодичность, и амплитуда вариации в ходе расчетной кривой $\varphi(Z)$ согласуются с поведением практически всех имеющихся отрезков кривой рекомендуемых значений работы выхода, причем протяженность каждого периода равна интервалу по Z периода в таблице Менделеева, а фазы колебаний во всех периодах одинаковы — в их концах расположены минимумы. Средняя величина отклонения вычисленных значений от рекомендованных φ по всем 66 элементам [4] — 12%. Такое согласие, по-видимому, можно считать удовлетворительным.

Таким образом, отмечавшееся ранее наличие периодичности φ по атомному номеру Z [6] и прямая зависимость между плотностью элемента и его работой выхода [7] приобрели здесь количественную формулировку. Вместе с тем показано, что связь между φ и числом z валентных электронов элемента, противоречивость которой была проиллюстрирована в [7], в соответствии с моделью отсутствует.

В ходе рассчитанных значений $\varphi(Z)$ большие скачки производной по Z наблюдаются только на границах периодов и границах между 8 и 9, а также между 9 и 10 рядами периодической системы

Приложение 5

Асимптотическая модель и выражение работы выхода электрона из металлов и неметаллов¹

Основываясь на известном факте независимости работы выхода φ электрона из любого тела от энергии выбивающей его частицы, например фотона, и рассматривая случай, когда энергия фотона $h\nu \rightarrow \infty$, и, следовательно, скорость электрона $v_{e-} \rightarrow c$ велика, приходим к простой, с точки зрения вычисления φ , модели явления.

В рассматриваемых условиях все заряды тела за время ухода столь быстрых электрона и фотона не успевают заметно изменить свое положение, и это дает основание как для металлов, так и для неметаллов записать (в гауссовой системе единиц):

$$\varphi = \frac{e^2}{r_\varphi}, \quad (1)$$

где e — величина заряда электрона, а r_φ — характерное расстояние между двумя единственными нескомпенсированными зарядами системы — самим эмитируемым электроном и образовавшейся на его месте дыркой с положительным зарядом такой же, как у электрона, величины.

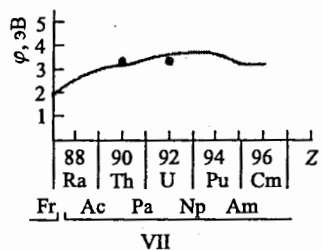
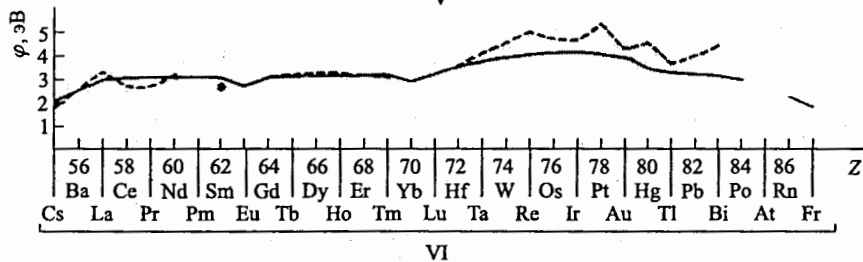
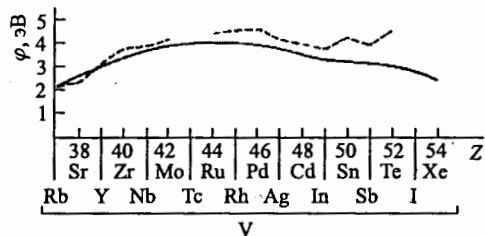
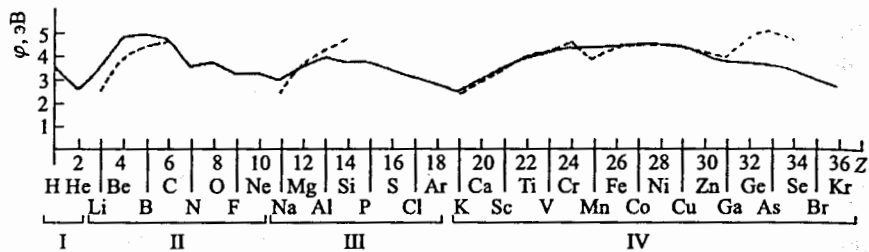
Физической основой универсальности формулы (1) является тот факт, что значение r_φ определяется всеми геометрическими особенностями взаимного расположения зарядов в рассматриваемом конкретном теле (в том числе и, например, их неизотропностью относительно направлений на разноиндексные грани кристалла), которые изменить одной даже высокоэнергичной налетающей на конденсированное тело частицей за время ее взаимодействия с выбиваемым электроном невозможно.

Однако в этой работе мы ограничимся пространственно-изотропным приближением, позволяющим быстро вычислить значения φ по всем элементам таблицы Менделеева, для которых измерена плотность вещества в конденсированном состоянии [1–3], с тем, чтобы получить возможно более полный материал для проверки адекватности модели.

Итак, предположим, что для всех элементов

$$r_\varphi = \tau N^{-1/3} \quad (N = \rho/A), \quad (2)$$

¹ Матора И. М., Куликова С. И. Препринт ОИЯИ Р14-87-903. Дубна, 1987.



Д.И. Менделеева в редакции В.П. Гладышева [8]. Но вместе с тем имеется один короткий отрезок $6 < Z < 11$ с двумя аномально короткопериодными колебаниями. Вероятной причиной аномалии может быть неточность измерения плотности ρ твердых азота и кислорода и жидких фтора и неона, которая, возможно, взята несколько выше действительной у O и Ne и ниже — у N и F.

Модель дает возможность оценить и величину работы множественного выхода двух (φ_2) или более (φ_n) электронов, вызванного одним фотоном, в частности, выхода связанной в бозон пары электронов из элемента-сверхпроводника или сложного высокотемпературного сверх-

проводника. В последнем случае из-за большого расстояния между электронами в паре взаимодействия каждого из электронов пары с электроном-партнером, дальней дыркой и дырок между собой малы и ими можно пренебречь. В результате, работа выхода пары $\varphi_2 \sim 2\varphi$ (φ — работа выхода одного электрона из сверхпроводника).

Фотоэмиссия пар может быть зарегистрирована в экспериментах типа [9, 10] при сопоставлении спектров эмитированных из образца частиц до и после его перехода в сверхпроводящее состояние.

В заключение выражаем благодарность В.Л. Аксенову, Л.Б. Голованову, Е.В. Куликову, В.И. Лушикову, С.А. Ракитянскому за ценные дискуссии и помощь.

Список литературы

1. Свойства элементов. М.: Металлургия, 1976.
2. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976.
3. Рабинович В.А., Хавин З.Я. Краткий справочник химика. Л.: Химия, 1977.
4. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наук. думка, 1981.
5. West D. // Canad. J. Phys. 1953. V. 31. P. 691.
6. Michaelson H.J. // J. Appl. Phys. 1950. V. 21. P. 536.
7. Царев Б.М. Контактная разность потенциалов. М.: ГИТТЛ, 1955. С. 165–172.
8. Гладышев В.П. // Ж. физ. химии. 1985. Т. 59, вып. 6. С. 1458.
9. Johnson P.D. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35, No. 16. P. 8811.
10. Dauth B. et al. // Z. Phys. B. Cond. Matter. 1987. V. 68. P. 407.

Приложение 6

Эжекция нейтронов Солнцем как вероятный источник солнечного ветра¹

Показано, что условия и в атмосфере Солнца, и в его подповерхностном слое благоприятны как для генерации нейтронов через реакцию $T(p, n)^3\text{He}$, так и α -частиц в реакции $T(p, \gamma)^4\text{He}$ и последующей эжекции нейтронов и образования солнечного ветра (СВ) радиальным потоком (p^+ , e^-)-плазмы.

Протоны с энергией $E > E_0 = 1,019$ МэВ (E_0 — порог реакции $T(p, n)^3\text{He}$) ускоряются электростатическим полем, генерируемым космическими лучами (КЛ) рассмотренным в [1] механизмом, создающим такое поле в атмосфере Земли. Около половины генерируемых нейтронов (n) с положительными радиальными компонентами скорости, по модулю близкой ко второй космической скорости, легко преодолевают область сильных магнитных полей гелиоатмосферы и после распада $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$ образуют поток СВ [2] с максимальной скоростью p^+ вблизи Солнца ~ 1000 км/с [3]. Та часть p^+ и e^- так же, как и атомов водорода, образующихся после их рекомбинации с недостаточными для эжекции скоростями, или падает на Солнце, или образует его корону с ее единственно возможной кинетической температурой около 10^6 К [4].

1. Условия на Солнце для генерации нейтронов и их эжекции в космос. Как известно, в веществе солнечного подповерхностного слоя и атмосферы доминирует водород вместе с значительной примесью его изотопов дейтерия и трития [5]. Частицы эти являются не только наилучшими парами, генерирующими при столкновениях партнеров нейтроны. Водород вместе с тем есть идеальный замедлитель нейтронов и протонов. Релятивистские протоны с энергией, меньшей их энергии в КЛ (≤ 100 МэВ), стабильно эжектируются в гелиосферу из конвективного слоя Солнца. Процесс эжекции сопровождается их непрерывным замедлением в этом же слое до малых энергий (в несколько МэВ).

В этих условиях через реакцию $T(p, n)^3\text{He}$ стабильно генерируются нейтроны и идет их замедление и эжекция по нескольким каналам.

Рассмотрим вариант, когда генерация инициируется вторичными от КЛ протонами с энергией $E_p \sim$ порядка нескольких МэВ внутри подповерхностного слоя Солнца. Здесь ливневые протоны (так же, как и первичные p^+) направлены на Солнце, но для эжекции пригодны нейтроны, генерируемые в направлении от Солнца. И в выражении,

отражающем связь между энергией инициирующей реакцию протонов E_p и энергией возникающих в ней нейтронов E_n [6, с. 143], необходимо положить $\theta = \pi$:

$$Q = -0,764 \text{ МэВ} = (4/3)E_n - (2/3)E_p - (2/3)(E_n E_p)^{1/2} \cos \theta \quad (1)$$

(Q — энергия реакции, θ — угол между векторами скоростей p^+ и n). Напомним, что вероятность образования нейтрона в этой реакции максимальна для $E_p = 3$ МэВ [6, с. 141]. И чтобы оценить наиболее вероятную энергию возникающего при $E_p = 3$ МэВ нейтрона, после подстановки в (1) этого значения E_p найдем для уходящего от Солнца нейтрона $E_n \sim 0,4$ МэВ.

Без замедления нейтрона внутри солнечного подповерхностного слоя и в наружной его атмосфере скорость возникающих при распаде эжектируемых нейтронами ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) протонов солнечного ветра (СВ) достигнет величины $v_p \sim 9000$ км/с (с учетом ее возрастания на $\Delta v_p \sim 200$ км/с по сравнению с первичной нейтронной v_n). Здесь необходимо учитывать и обнаруженный в [6] факт существования оптимума проходимой КЛ толщины пронизываемого ими слоя. Наибольшее число нейтронов генерируется вторичными p^+ на выходной границе этого слоя. Измерения [6] показали, что такая «толщина» для земной атмосферы составляет ~ 123 г/см². А для Солнца эта «толщина» ~ 30 г/см². Значит, эффективность замедления протонов и генерации и замедления нейтронов на Солнце примерно в четыре раза выше, чем на Земле.

Число упругих нейтрон-водородных столкновений k , необходимое для замедления нейтрона с начальной его энергии E_0 до конечной E_f можно оценить из выражения [5, с. 399]

$$k = \ln(E_0/E_f). \quad (2)$$

Из (2) следует, что около пяти таких столкновений с атомами водорода достаточно для замедления эжектируемых n от начальной $E_0 = 0,4$ МэВ до конечной $E_f = 0,00335$ МэВ. И скорость замедленного до E_f нейтрона окажется равной $v_f \sim 800$ км/с, а скорость образовавшегося при его распаде протона ~ 1000 км/с. Последнее подтверждено измерениями [7] и предсказано в [2].

Оценку числа столкновений эжектируемого сквозь вышеупомянутый водородный слой толщиной 30 г/см² нейтрона k_H получим, пользуясь эффективным поперечным сечением упругого рассеяния нейтрона $\sigma = 4\pi R^2$ ($R = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см) [6] и предполагая нейтронные траектории прямолинейными и радиально направленными от Солнца. В результате $k_H \sim 5$. И замедление нейтронов в этом слое от $E_0 = 0,4$ МэВ до 0,00335 МэВ оказывается событием, реальным даже в предположении прямой траектории.

Второй канал генерации способных эжектироваться нейтронов содержится в самом Солнце. Генерирующий нейтрон p^+ ускоряется до

¹ Matora I. M., Nikolskaya K. I., Valchuk T. E. // Hadron. J. Suppl. 2000. V. 15. P. 443. Пер. на рус. яз. и перераб.

небольших энергий (около нескольких МэВ) внутри конвективного слоя, в котором нейтроны рождаются тоже через реакцию $T(p, n)^3\text{He}$ с наиболее вероятной их энергией $E_n = 0,4$ МэВ. Факт ускорения p^+ в этом слое подтверждается многими наблюдениями потоков протонов солнечных КЛ даже с $E_p \in (10-100)$ МэВ.

Кроме того, ускорение протонов в солнечной атмосфере до небольших энергий $E_p \leq 1,22$ МэВ так же, как и в атмосфере Земли, идет под воздействием на заряд p^+ электростатического поля, создаваемого КЛ [1, 10].

Полное число частиц (атомов водорода, протонов и электронов) в столбе площадью 1 см^2 и высотой 2000 км над поверхностью Солнца по оценке в [4] составляет $N_{\text{tot}} = 1,66 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ с плотностью частиц n , медленно падающей от $n_0 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $n_{2000} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы в слое с $h = 2000$ км равна 9000 К.

Предположим теперь, что реальное электростатическое поле в атмосфере Солнца стабильно по модулю и так же, как и в поле земном, направленном на центр планеты, его напряженность направлена на центр Солнца, а на высоте 2000 км конкретный p^+ имеет начальную (термическую) скорость v_0 , направленную на Солнце. Как известно, его замедление упругим взаимодействием с водородными атомами достигает максимума при $E_p = 0,25$ МэВ, при которой массовая тормозная способность (МТС) для Н достигает $1,96 \text{ МэВ}/(10^{-3} \text{ г}/\text{см}^2)$ и медленно снижается для других E_p (как больших, так и меньших 0,25 МэВ) [8, с. 1142].

Чтобы оценить результат одновременного воздействия на p^+ и замедления упругим его рассеянием на частицах атмосферы Солнца и ускорения электростатическим полем, воспользуемся вычисленным по данным табл. 42.1 из [8, с. 1142] средним по интервалу $E_p \in 0-1,22$ МэВ значением МТС $\sim 1,4 \text{ МэВ}/(10^{-3} \text{ г}/\text{см}^2)$.

С его помощью сначала оценим эквивалентную напряженность «электрического поля», ответственного за замедление протона $E_{\text{зам}}(h)$. Для этого умножим МТС на массу p^+ : $n(h) \cdot m_{p^+} = n(h) \cdot 1,673 \times 10^{-21}$ мг и после замены единицы МэВ на 10^6 эВ в выражении протонной энергии получим

$$E_{\text{зам}}(h) \sim 2,34 \cdot 10^{-15} n(h) \text{ В/см.} \quad (3)$$

Из (3) и известного [4] выражения для $n(h)$ следует, что эквивалентная МТС напряженность «поля», замедляющего протоны в солнечной атмосфере, монотонно возрастает от $E_{\text{зам}} \sim 2,34 \cdot 10^{-4}$ В/см при $h = 2000$ км до $E_{\text{зам}} \sim 354$ В/см на $h = 0$ км. Как видим, ускорение атмосферных протонов электростатическим полем, генерируемым КЛ, реально только у верхней поверхности солнечной атмосферы. Но толщина примыкающего к ее поверхности подслоя, в котором ускорение заметно, столь велика, что процесс генерации нейтронов (и в том числе направленных от Солнца) и эжектируемых с энергией

$E_n \leq 0,00335$ МэВ без заметного их замедления водородом может оказаться достаточно эффективным. Чтобы это проверить, вдобавок к оцененной выше замедляющей протоны эквивалентной $E_{\text{зам}} \sim 2,34 \times 10^{-4}$ В/см для $h = 2000$ км найдем и $E_{\text{зам}}(1250 \text{ км}) \sim 9 \cdot 10^{-3}$ В/см. Как видим, в высотном интервале $\Delta h \sim 750$ км $E_{\text{зам}}$ столь мало, что ускорение p^+ до 1,22 МэВ имеет место даже при напряженности атмосферного электростатического поля $E = 0,0161$ В/см (которая почти на два порядка меньше, чем $E = 1,3$ В/см в атмосфере Земли).

Однако Солнце, так же, как и Земля, есть магнитный диполь с приполярной напряженностью $H \sim 2$ Э [4] и почти совпадающей с осью вращения оси магнитной. Это делает невозможным ускорение малозергичного протона в солнечной атмосфере вблизи экватора, несмотря на то, что здесь H имеет амплитуду на порядок меньшую, чем у полюса, из-за того, что векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} у экватора ортогональны. Здесь, как мы видели, так же, как и в слое свёрхвращения приэкваториальной земной верхней атмосферы, в интервале высот которой $200 \leq h \leq 400$ км все заряженные частицы вынуждены иметь единовременно среднюю скорость обращения вокруг планеты $\sim 1,25$ км/с вдоль окружности с радиусом $\sim R_{\oplus} + 300$ км и осью, ортогональной к оси вращения планеты, можно ожидать существования аналогичного свёрхвращения и в атмосфере Солнца.

Но вблизи солнечных полюсов, где векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} практически совпадают так же, как и в приполюсных широких широтных интервалах ($\sim 80\%$ от всех широт), в которых угол между обоими векторами отличен от $\pi/2$ значительно, ускорение протонов будет достаточно эффективным. В малых широтах траектории ускоряемых p^+ будут более длинными, чем в окрестности полюсов, и, естественно, замедление p^+ атмосферной МТС — более значительным.

Из-за этого замедление в приэкваториальной зоне приводит к заметному снижению скоростей генерируемых здесь нейтронов по сравнению со скоростями n , эжектируемых из приполярных гелиоширот. Это подтверждено известными измерениями на «Улиссе» [4] средних протонных скоростей СВ для различных гелиографических широт: $v_{p^+} \sim 360-700$ км/с в пределах зоны эклиптики и $v_{p^+} \sim 600-800$ км/с на других широтах.

Последнее является важным экспериментальным аргументом в пользу вышеупомянутого утверждения о том, что реакция $T(p, n)^3\text{He}$, инициируемая протонами, ускоряемыми от энергий тепловых до $E_p \leq 1,22$ МэВ в электростатическом поле гелиоатмосферы, является наиболее вероятным механизмом генерации нейтронов, эжектируемых из Солнца и создающих СВ.

Существование явления образования электрического поля, генерируемого в материальных средах через проникновение в них релятивистских протонных пучков, с вектором \mathbf{E} , направленным вдоль вектора скорости входящих в среду протонов, доказано экспериментально [1, 10] в опытах на ускорителях ЛВЭ и ЛЯП ОИЯИ.

2. Образование солнечной короны и экзосфер планет. Наружные атмосферы Солнца и планет имеют ряд общих специфических свойств. В них средние плотности как нейтральных (в основном нейтронов и водородных атомов), так и заряженных частиц столь малы, что движение частиц и короны, и планетарных экзосфер является практически бесстолкновительным.

И Солнце, и планеты являются магнитными диполями, т.е. ловушками, удерживающими на магнитных силовых линиях внешних атмосфер заряженные частицы с широкими интервалами их энергий (способность локализации p^+ и e^- в магнитном поле земной экзосферы без учета гравитации была показана в [6]).

Но вместе с тем очевидно, что как корона, так и экзосферы планет являются и гравитационными ловушками для частиц, обладающих массой, но этот конфайнмент эффективен лишь для узкого интервала их кинетических энергий $E = mv^2/2$. А среднее значение $E_{\text{ср}}$ последних в соответствии с известной теоремой вириала $E_{\text{ср}} = -U(r)/2$ ($U(r) = -mGM/r$; M — масса Солнца или планеты).

У нижней границы короны (здесь $g \sim 27000 \text{ см/с}^2$) в приполярных широтах, где имеет место отражение p^+ и e^- с возрастающей при их приближении к Солнцу напряженностью магнитного поля \mathbf{H} , гравитационное его поле существенно уменьшает силу отталкивания частиц полем магнитным. Из-за этого возрастает нижний предел энергий p^+ и e^- , совместимых с возможностью их отражения от магнитных приполярных пробок.

Количественная оценка эффекта легко выполнима. Для этого воспользуемся тем, что возвратная окружность траектории в месте отражения (например, p^+) магнитной пробкой у нижней границы приполярной области короны (при расстоянии от центра Солнца $r \sim 7 \times 10^{10} \text{ см}$), радиус которой ρ_0 значительно меньше нескольких метров, и вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} параллелен радиусу-вектору \mathbf{r} из центра Солнца на центр этой окружности. На ней на движение p^+ воздействуют только противоположно направленные друг к другу радиальная (от центра Солнца) компонента силы Лоренца (отталкивающая) $F_L = evH_\rho/c$ (H_ρ — ρ -компонента \mathbf{H}) и сила гравитационного притяжения $F_G = -m_p GM_\odot/r^2$. Очевидно, что гравитационная F_G во всех магнитных пробках практически одинакова.

Легко доказать следующую теорему: нижний предел E_1 энергии заряженной частицы, способной отразиться от магнитной пробки и удерживаться в гравитационно-магнитных ловушках солнечной короны и экзосфер планет, равен $E_{\text{min}} = mv_1^2$ (v_1 — первая космическая скорость для нижней границы короны или экзосфер планет).

Действительно, проекция вектора магнитного поля \mathbf{H} H_ρ на радиус-вектор ρ есть $H_\rho = \rho H/r$. Ее подстановка в F_L и замена величины ρ , которая через известное выражение для магнитной жесткости оказывается равной $\rho = mc\nu/eH$, дает $F_L = mv^2/r$. И из равенства в точке

смены направления движения заряда на Солнце или планету на уход от них $|F_L| = |F_G|$ следует: $v^2 = GM/r = v_1^2$, и теорема доказана.

Она верна в случае бесстолкновительного движения заряженных частиц солнечной короны и экзосфер планет.

Доказанное выше ограничение возможностей захвата и длительного удержания частиц плазмы с их скоростями $v < v_1$ в рассматриваемых условиях так же, как и ограничение энергии нейтронов, генерируемых в солнечной атмосфере со скоростями $v_n \leq 800 \text{ км/с}$, способствуют стабилизации температуры солнечной короны и экзосфер планет. Стабильно действующая замена их частиц через падение на Солнце и планеты тех из них, у которых $v < v_1$ (а длительно хранятся в магнитных ловушках короны и экзосфер лишь частицы, имеющие $v \geq v_1$) стабилизирует температуру последних.

Заключение. Предложенный здесь механизм поддержания стабильной эжекции нейтронов из Солнца, образующей через распад нейтронов стабильный поток p^+e^- плазмы, хорошо согласуется с измеренным интервалом радиальных скоростей протонов на всех расстояниях от Солнца. А предсказанное превосходство его скоростей приполярных над скоростями приэкваториального СВ также подтверждено экспериментально [9].

Измеренное в [9] превосходство скоростей α -частиц над скоростями протонов СВ естественно, так как нейтроны, генерирующие p^+ , и α -частицы рождаются в разных реакциях, в которых рождающиеся протоны имеют энергии намного меньшие энергий рождающихся α -частиц.

Наблюдаемая в [9] струйная структура потоков СВ и их скоростных вариаций не противоречит рассмотренному механизму образования СВ.

Измеренное значение отношения температур протонных T_p к электронным T_e $T_p/T_e \sim 400$ [11] (тогда как каждый распад нейтрона $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$ сопровождается приростом электронной скорости $\Delta v_e \sim 2 \cdot 10^5 \text{ км/с}$, а протонной Δv_p — лишь $\sim 200 \text{ км/с}$ (т.е. $\Delta v_p/\Delta v_e \sim 10^{-3}$)), нельзя считать противоречащим механизму образования СВ через эжекцию нейтронов Солнцем. Дело в том, что отношение $\Delta v_e/\Delta v_p \sim 10^3$ относится лишь к начальным (близким к моментам распада n) скоростям конкретной пары p^+ и e^- . Но для ансамбля частиц СВ вблизи Солнца число n -распадов огромно, а из-за гигантского превосходства Δv_e над Δv_p соотношение между плотностями частиц n_p и n_e оказывается обратным $n_{p0} \gg n_{e0}$. Следовательно, в потоке плазмы СВ возникает электрическая поляризация с соответствующим электростатическим полем. И когда напряженность его достигает $E_r \sim 10^{-6} \text{ В/см}$, электронные скорости приближаются к нулевым. Это имеет место на расстояниях около нескольких радиусов от центра Солнца, что подтверждают и измерения [11], в которых на этих расстояниях v_e оказались равными $\sim 2v_p$.

Таким образом, адекватность предложенного механизма сомнений не вызывает.

Список литературы

1. Матора И. М. Эжекция медленных нейтронов как вероятный механизм образования солнечного ветра и короны. Сообщение ОИЯИ Р4 -82-41. Дубна, 1982;
Matora I. M. et al. // *Nadron*. J. 1999. V. 22, No. 2.
2. Никольская К. И., Вальчук Т. Е. К вопросу о генерации СВ и короны: Альтернативная модель высокоскоростного СВ. Новые проблемы периодических явлений на Солнце // Тр. конф., посвященной памяти М. Н. Гневнышева и П. А. Оля. СПб., 1997. С. 84.
3. Матора-И. М. // Докл. АН СССР. 1970. Т. 190, № 6. С. 1303.
4. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
5. Власов Н. А. Нейтроны. М.: Наука, 1971.
6. Вернов С. Н. и др. // Докл. АН СССР. 1958. Т. 120, № 6. С. 1231; 1959. Т. 124, № 5. С. 1022.
7. Grall R. R. et al. // *Lett. Nature*. 1996. V. 377. P. 429.
8. Физические величины: Справ. М.: Энергоатомиздат, 1991.
9. Feldman L. D. et al. // *J. Geophys. Res. A*. 1993. V. 98, No. 4. P. 5993.
10. Матора И. М., Шакун Н. Г., Шишлянников П. Т. Препринт ОИЯИ Р1-2000-266. Дубна, 2000.
11. Smith E. J., Marsden R. G. // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22, No. 23. P. 3297.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОНА	9
1.1. Релятивистская теория циркуляции заряда в электроде	9
1.2. Гамильтониан, описывающий движение внутриэлектронного объекта, и интегралы $\alpha_1(t)$ и $x_1(t)$	10
1.3. Траектория $x_1(t)$ и структура электрона	11
1.4. Спин, полный магнитный поток, магнитный момент, масса, магнитомеханическое отношение и другие параметры электрона	14
Глава 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНА И ПОЗИТРОНА	19
Глава 3. ИНВАРИАНТНЫЙ СИММЕТРИЗОВАННЫЙ АТОМНЫЙ ГАМИЛЬТониАН	21
3.1. Проблема квантования полного орбитального момента и другие диссонансы теории	23
Глава 4. ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $U(r_{12})$ В ПРОСТЕЙШИХ АТОМАХ	26
4.1. Структура операторов взаимодействия в мюонии и водороде	26
4.2. Операторы $U_e(r_{12}) \pm U_m(r_{12})$ в позитронии	27
4.3. Ход $U(r_{12})$ для реальных e^- и e^+	31
Глава 5. ПОПРАВКИ К С.З. E_{1S^-}, E_{2S^-} И E_{2P^-}-УРОВНЕЙ ПОЗИТРОНИЯ, МЮОНИЯ И ВОДОРОДА	33
5.1. Своеобразие магнитного спин-орбитального взаимодействия	36
5.6. Подуровни с учетом всех поправок первого приближения	38
Глава 6. СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ И РАСЧЕТНЫХ ИНТЕРВАЛОВ МЕЖДУ ПОДУРОВНЯМИ $1S^-$, $2S^-$ И $2P^-$-СОСТОЯНИЙ АТОМОВ	39
Глава 7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНА С НЕЙТРОНОМ	41
7.1. Плотность потока возбужденных электронов зоны проводимости	42

7.2. Инвариант-сюрприз $\varepsilon_F^{-1} \int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon$ и реальная глубина потенциальной ямы зоны проводимости	43
7.3. Взаимодействие энергичных электронов с УХН	44
Глава 8. ЭЛЕКТРОНЫ И ПРИРОДА СВЕРХВРАЩЕНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ	50
8.1. Ионизация и поляризация плазмы слоя сверхвращения	51
8.2. Теория дрейфа плазмы в постоянных поперечных радиальных электрическом, гравитационном и направленном с юга на север магнитном геополях.	52
Глава 9. ЭЖЕКЦИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ — ВЕРОЯТНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И КОРОНЫ	56
Глава 10. МНОГООБРАЗИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДЕЙСТВУЮЩЕМ РЕЗОНАТОРЕ МИКРОТРОНА	59
Заключение	64
Список литературы	72
Приложение 1. МОДЕЛЬ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОНА И МЮОНА	75
Приложение 2. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ — ВЕРОЯТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ..	81
Приложение 3. ИНВЕРСИЯ СУММАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПУЧКОМ ПЕРВИЧНЫХ ЭНЕРГИЧНЫХ ПРОТОНОВ В СВИНЦЕ	88
Приложение 4. ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЯХ С ОДНОРОДНОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ЕЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ОТ КООРДИНАТ.	94
Приложение 5. АСИМПТОТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ВЫРАЖЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ИЗ МЕТАЛЛОВ И НЕМЕТАЛЛОВ	102
Приложение 6. ЭЖЕКЦИЯ НЕЙТРОНОВ СОЛНЦЕМ КАК ВЕРОЯТНЫЙ ИСТОЧНИК СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА	106

Научное издание

Матора Иван Максимович
Реальный электрон

2005-136

Корректор *Е. В. Сабаева*

Компьютерная верстка *О. В. Устиновой*

Подписано в печать 22.02.2006.

Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 7,13. Уч.-изд. л. 8,71. Тираж 150 экз. Заказ № 55236.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/