

ПРОБЛЕМЫ, ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ
И АКТУАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ

УДК 539.193

О ФИЗИЧЕСКОЙ СУЩНОСТИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ
И ПРИРОДЫ ГРАВИТАЦИИ: ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

© 2022 г. С. Ф. Тимашев^{а,*}

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: serget@mail.ru

Поступила в редакцию 11.01.2022 г.

После доработки 11.01.2022 г.

Принята к публикации 20.01.2022 г.

Представлена попытка разрешить общие вопросы, поднятые Р. Фейнманом еще в 1964 г., о физической сущности квантовой механики. В основе предложенного феноменологического подхода — гипотеза об электромагнитной составляющей физического вакуума (ЕМ-вакууме) как базовой среде расширяющейся Вселенной и связанной с ней абсолютной системе отсчета, а также представление о казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности атомных ядер и электронов как открытых для ЕМ-вакуума систем. Вследствие казимировской поляризации электрон уже не является точечной частицей, а воспринимается как ЕМ-полярон с характерным размером $a_{\nu e} = 5.2 \times 10^{-11}$ см. При этом область казимировской поляризации в окрестности протона составляет $a_{\nu p} = 2.8 \times 10^{-14}$ см. Именно вследствие “неточечности” вводимых ЕМ-поляронов аппарат квантовой механики построен на основе введения операторов для наблюдаемых характеристик частиц, а не при непосредственном использовании этих характеристик. Установлено, что в рамках вводимых представлений реализуется полное соответствие всех операторов, вводимых в уравнение Дирака для электрона, наблюдаемым характеристикам электрона как волны-частицы. Объяснена сущность феномена квантово-механического туннелирования как явления проницаемости волной-частицей барьера с отталкивательными центрами, феномена “повязанности” (“запутанности”) квантовых объектов и феномена гравитации, определяемого перекрыванием областей казимировской поляризации атомных ядер двух макроскопических объектов, отстоящих друг от друга на макроскопических расстояниях, вплоть до межгалактических.

Ключевые слова: ЕМ-вакуум, казимировская поляризация ЕМ-вакуума в окрестности атомных ядер и электронов, “волна-частица” Дирака–Вильфа, уравнение Дирака, квантово-механическое туннелирование, гравитация, квантовая “повязанность” (“запутанность”) состояний частиц

DOI: 10.31857/S0044453722080246

I. ВВЕДЕНИЕ

В рамках современной фундаментальной науки принято, причем вполне аргументированно, считать, что квантовая механика адекватно описывает атомно-молекулярные явления, дает необходимую и достаточную информацию о структуре и свойствах атомов и молекул, о проявлениях квантовых эффектов в конденсированных системах, несмотря на известные вопросы, которые возникают в связи с физической сущностью постулируемого в квантовой механике аппарата. Прежде всего, вопросы относятся к пониманию образа “волны-частицы”, к сущности процесса туннельной проницаемости частицей потенциального барьера, к причинам построения аппарата квантовой механики на основе операторов, а не наблюдаемых характеристик объектов, которым операторы ставятся в соответствие. Иници-

рующим фактором к созданию квантовой механики стала, как хорошо известно, планетарная модель атома. Резерфорд [1] вынужден был предложить планетарную модель на основе результатов экспериментального исследования рассеяния α - и β -частиц в веществе, хорошо понимая, что такой атом не может существовать как устойчивая система из-за постоянного излучения электромагнитных волн электроном, движущимся вокруг ядра по круговой орбите, и неизбежного вследствие этого падения на ядро. Планетарную модель спасли идеи Бора и квантовая механика, созданная на основе соответствующих постулатов. Но все же “детский”, по Г.Х. Андерсену, вопрос остается: по каким физическим причинам электрон все же не падает на ядро? Остаются и другие такого же типа вопросы. Как понять туннелирование частицы через “сплошной” энерге-

тический барьер, да еще за мнимое время? Неужели теория должна быть “достаточно безумной”, как полагали некоторые классики, чтобы “быть верной”?

Именно со всем комплексом такого типа возникающих вопросов можно связать мысль Абдуса Салама, высказанную им в лекции, прочитанной на Международном симпозиуме в Триесте по современной физике (июнь 1968 г.): “Похоже на то, что, заключив себя в рамки квантовой теории, мы построили себе дом без дверей и окон и с настолько высокими стенами, что (по выражению Йоста) не очень понятно, дом это или тюрьма” ([2], с. 573). Хорошо известно замечание Ричарда Фейнмана, сделанное при чтении лекций в Корнеллском университете в 1964 г.: “Как мне кажется, я смело могу сказать, что квантовой механики никто не понимает” ([3], с. 117), которое научное сообщество просто приняло к сведению, оставив без последующих комментариев. Последнее вызывает сожаление, тем более, что понимание сущности квантовой механики может пролить свет и на существо смежных проблем.

Проблемы возникают уже при переходе к релятивистским скоростям в квантовой механике. В частности, требуемое соответствие вводимых в квантовой механике операторов наблюдаемым характеристикам объекта отсутствует в уравнении Дирака для одного векторного и одного скалярного оператора [4]. В связи с этим, естественно, возникают вопросы о физическом смысле базовых постулатов физики релятивистских скоростей – специальной теории относительности (СТО), а именно: в силу каких физических причин существует предел скорости материальных объектов, равный скорости c света в вакууме, а также почему возрастает инерционная масса частиц при релятивистских скоростях [5]? Эти вопросы обычно тоже не обсуждаются, и создается впечатление, что для понимания физической сущности природы вводимых постулатов как квантовой механики, так и СТО требуется выход за рамки принятых современной фундаментальной наукой парадигм.

Есть все основания полагать, что в понимании физической сущности квантовой механики лежит ключ и к пониманию природы гравитации, уникальной малости гравитационного взаимодействия по сравнению с другими взаимодействиями – ядерными, сильными и слабыми, электромагнитными. На эту проблему также указывал Р. Фейнман в лекциях в Корнеллском университете в 1964 г., подчеркивая, что “со времени Ньютона и до наших дней никто еще не мог описать механизм, скрытый за законом тяготения ..., окончательная истина никому еще не известна ..., до сих пор у нас нет иной модели для теории гравитации, кроме математической” ([3], с. 34).

Фактически математические образы использует и теория гравитации Эйнштейна – общая теория относительности (ОТО). В соответствии с ОТО, тела притягиваются не потому, что на них действует гравитация как некоторая сила, а вследствие того, что находящиеся в пространстве массы формируют искривленное пространство–время, и частицы движутся по “геодезическим линиям” – мировым линиям физических тел, обеспечивающим кратчайшие, самые “быстрые” пути. При этом “внутренний механизм” гравитационного взаимодействия, первопричины формирования таких геометрически искривленных путей и особенно причины малости гравитационных сил, которые на 38 порядков величины слабее электромагнитных взаимодействий, остаются неизвестными. Здесь следует заметить, что Эйнштейн при создании ОТО (1921 г.), осознавая недостаточность использования плотности вещества для разрешения такого типа проблем, писал, что “вместо скалярной плотности вещества мы должны оперировать с тензором энергии, отнесенным к единице объема. В последний включен не только тензор энергии вещества, но и электромагнитного поля. Однако ... описание вещества с помощью тензора энергии, с точки зрения более точной теории, следует рассматривать только как предварительное. В действительности вещество состоит из электрически заряженных частиц и должно само рассматриваться как часть, и притом главная часть, электромагнитного поля. И только тот факт, что мы недостаточно знаем законы электромагнитного поля сконцентрированных зарядов, вынуждает нас при изложении теории оставить истинную форму этого тензора пока неопределенной” ([6], с. 68). Поэтому введение гравитационной постоянной G в качестве количественного параметра тензора энергии следует рассматривать как простейший и вынужденный вариант.

Автор полагает, что основанием для реализации надежды понять внутреннюю природу гравитационного взаимодействия, априори одного из важнейших факторов, определяющих динамику Вселенной, может стать идея Эрнста Маха о единстве физической сущности Вселенной, о взаимосвязи ее проявлений на всех пространственно-временных уровнях, так что “... даже в простейшем случае, в котором мы как будто занимаемся взаимодействием только *двух* масс, отвлечься от остального мира *невозможно*. Дело именно в том, что природа не начинает с элементов, как мы вынуждены начинать. Для нас во всяком случае счастье то, что мы в состоянии временами отвлечь наш взор от огромного целого и сосредоточиться на отдельных частях его. Но мы не должны упускать из виду, что необходимо впоследствии дополнить и исправить дальнейшим исследованием то, что мы временно оставили без

внимания” ([7], с. 199–200). Как будет видно из последующего (раздел 2.4), именно следуя “пошагово” этому доброму совету, автору удалось продвинуться, как он полагает, в понимании феномена тяготения.

Как известно, эвристическим ориентиром при поисках подходов к пониманию гравитации служит совокупность так называемых планковских чисел – введенных М. Планком в 1899 г. из соображений размерности, чисто нумерологически, параметров длины a_{Pl} , времени t_{Pl} и массы m_{Pl} путем комбинирования базовых мировых констант \hbar , c и G – постоянной Планка, скорости света в вакууме и гравитационной постоянной, соответственно [8]:

$$\begin{aligned} a_{\text{Pl}} &= 2^{3/4} \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 2^{1/2} \frac{\hbar}{m_{\text{Pl}}c} \approx 2.64 \times 10^{-33} \text{ см}; \\ t_{\text{Pl}} &= \frac{a_{\text{Pl}}}{c} = 2^{3/4} \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \approx 0.88 \times 10^{-43} \text{ с}, \\ m_{\text{Pl}} &= 2^{-1/4} \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 1.78 \times 10^{-5} \text{ г} \end{aligned} \quad (1)$$

(выбор в (1) численных множителей пояснен в [9]).

Иногда наряду с параметром m_{Pl} в рассмотрение вводится планковская мощность w_{Pl} :

$$w_{\text{Pl}} = \frac{m_{\text{Pl}}c^2}{t_{\text{Pl}}} = \frac{c^5}{2G} \approx 1.8 \times 10^{59} \text{ эрг/с}. \quad (1a)$$

Первые попытки реализовать с ориентацией на планковские числа так называемый $\hbar Gc$ -план, подразумевающий достижение гносеологического единства квантовой теории (с ее постоянной \hbar), специальной теории относительности (с ее постоянной c) и теории тяготения (с ее постоянной G), были осуществлены М. Бронштейном [10] еще в 1935 г. Однако до сих пор такие попытки создания общей теории квантовой гравитации как науки, связывающей воедино квантовую механику и общую теорию относительности, к успеху не привели [10].

Следует указать, что у автора есть некоторый опыт в анализе квантово-механических явлений в рамках принятой парадигмы. В частности, им была решена [11] впервые в соответствии с квантово-механическими представлениями задача Томаса–Ферми, как это было отмечено Б.-Г. Энглертом и Ю. Швингером [12]. Был предсказан также новый класс явлений с участием глубоких центров в сильных электрических полях в полупроводниках, определяемых термическим или оптическим “подвозбуждением” и туннелированием [13, 14], позже обнаруженных экспериментально, так что у автора была возможность на личном опыте убедиться в удивительной предска-

зательной силе существующего аппарата квантовой механики.

Поскольку современная теоретическая наука не в состоянии дать ответы на вопросы относительно сущности квантовой механики и феномена гравитации, очевидной становится необходимость выхода за рамки принятых современной фундаментальной наукой парадигм с принятием новых постулатов на основе всей совокупности имеющихся экспериментальных данных. Это вполне соответствует принципам дедукции, на которых строится любая наука, согласно которым, базовые постулаты, лежащие в основе создаваемой теории, *a priori* трансцендентные, выходящие за возможные прямые экспериментальные проверки, со временем должны заменяться на “более фундаментальные”, тоже трансцендентные. При этом стартовой позицией в выявлении новых идей для “раскрытия действительности именно так, как она показывает себя, *прежде*, чем наука обращается к ней со своими вопросами” ([15], с.8), может стать феноменология (phainomenon – являющееся; logos – понятие, учение). Более того, феноменологию можно рассматривать как общую методологию познания сущности того или иного явления, если следовать основной максиме реалистической феноменологии Гуссерля – “Назад к самим вещам!” без “каких бы то ни было попыток преждевременной систематизации”, к “исследованию “самих вещей”, не допуская ... насилия над данностью” [16]. Именно следуя такой философской традиции, должны формироваться трансцендентные образы, отражающие основную сущность изучаемых явлений.

Такой подход к установлению физической сущности основ квантовой механики и феномена гравитации посредством переосмысливания постулатов, базовых для физической науки, реализован в данной работе. Как уже указывалось, ключевой идеей, восходящей к Э. Маху и позволившей раскрыть реальность, ее сущностные образы, которые в последующем могут стать базовыми, ключевыми образами при теоретических модельных построениях, является принятие Вселенной как внутренне единой взаимосвязанной системы для всего сущего в ней (см. также [9]). Как показывает опыт разработки методологии извлечения информации из сложных сигналов [17], такой взгляд на феноменологию и следование указанным философским традициям позволяют не столько ориентироваться на достижение чисто прагматических целей при решении технических задач, но и ставить задачи проникновения в физическую сущность исследуемого явления, установления базовых постулатов формирования трансцендентных образов (“казимировская поляризация EM- вакуума” в окрестности атомного ядра и электрона; “масса Маха” – см. ниже), ко-

торые могут стать основой для последующей разработки соответствующих теоретических моделей.

II. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА – ЕМ-ВАКУУМ КАК БАЗОВАЯ СРЕДА ВСЕЛЕННОЙ И АБСОЛЮТНАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА

2.1. “Казимировская поляризация” ЕМ-вакуума в окрестности атомных ядер и электронов

Как полагает автор, для принципиального понимания комплекса возникающих в современной физике проблем [3, 9] необходимо ввести абсолютную базовую систему отсчета, в качестве которой следует выбрать электромагнитную составляющую физического вакуума – ЕМ-вакуум, “привязанный” к расширяющейся (“разбухающей”) евклидовой Вселенной, материальные объекты которой оказываются открытыми системами для ЕМ-вакуума. При этом принимается шкала глобального времени t , единого для всех точек Вселенной и отсчитываемого с момента $t = 0$, соответствующего Большому Взрыву. Определим эту систему отсчета как “систему Маха”, который первый ввел систему, связанную с “центром масс Вселенной” [6, с. 44].

Если в пространстве нет зарядов, то можно полагать, что электростатический потенциал $\phi = 0$. Тогда электромагнитное поле можно рассматривать как совокупность независимых гармонических осцилляторов со всеми возможными значениями волнового вектора \vec{k} , и энергия электромагнитного поля равна $\varepsilon = \frac{1}{8\pi} \int (E^2 + H^2) d\vec{r} = \sum_{\vec{k}} \left(n_{\vec{k}} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{\vec{k}}$, где \vec{E} и \vec{H} – вектора напряженности электрического и магнитного полей в точке с радиус-вектором \vec{r} , соответственно; $\omega_{\vec{k}}$ – частота, $n_{\vec{k}}$ – номер возбужденного состояния осциллятора с волновым вектором \vec{k} . В основном состоянии все $n_{\vec{k}} = 0$ (нет квантов) и $\varepsilon_v^e = \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}} \hbar \omega_{\vec{k}}$.

При этом \vec{E} и \vec{H} не имеют определенного значения, но их средние значения равны нулю.

Известно [18], что ЕМ-вакуум проявляет себя флуктуирующими средними значениями квадратов напряженности электрического и магнитного полей. Это означает, что на систему сконцентрированных зарядов и локальных токов любого материального тела со стороны ЕМ-вакуума действует шумовая электродинамическая составляющая, спектр мощности которой, как следует полагать, соответствует “белому шуму”. Такие стохастические воздействия, как известно (см., например, [19], с. 394), инициируют “размазанность” точечных электронов, что приводит к по-

явлению естественной ширины возбужденных уровней атомов, определяет лэмбовский сдвиг и ряд других явлений.

Очевидно, что при взаимодействии ЕМ-вакуума с системой зарядов и локальных токов каждого материального тела на межфазной границе поверхности этого тела с ЕМ-вакуумом формируются определенные граничные условия для тангенциальной и нормальной составляющих напряженности электрического поля, от которых и зависят соответствующие воздействия ЕМ-вакуума на эти тела. В частности, в вакуумном зазоре шириной d между идеально гладкими металлическими пластинами (полагается, что тангенциальная составляющая вектора напряженности электрического поля E_{τ} , создаваемого нулевыми колебаниями ЕМ-вакуума на поверхности пластин, равна нулю) возникает сила притяжения (“сила Казимира”). Величина этой силы определяется усилением в зазоре d одной, “резонансной” частоты ЕМ-вакуума, равной c/d , где c – скорость света в ЕМ-вакууме, и подавлением широкого спектра остальных частот. Эта сила на единицу площади пластин (давление) равна [20–23]:

$$F_C(d) = -\frac{\pi^2 \hbar c}{240 d^4}. \quad (2)$$

Справедливость соотношения (2) установлена экспериментально при вариации ширины зазора d от 50 до 500 нм [21]. Естественно, что общая энергия рассматриваемой системы, помимо энергии взаимодействия, определяющей силу Казимира, зависящую от относительного расположения пластин, включает и собственную энергию каждой из подсистем (пластин).

Ориентируясь на зависимость (2), Казимир высказал идею (см. [20]) о том, что соответствующие силы должны стабилизировать и элементарные частицы, в частности, электрон, удерживая в нем отрицательный заряд. В ряде последующих модельных расчетов таких сил Казимира [23–26] частица массой m_0 представлялась сферой радиуса a с металлической проводимостью, так что тангенциальная составляющая E_{τ} вектора напряженности электрического поля, создаваемого нулевыми колебаниями ЕМ-вакуума на поверхности частицы, полагалась равной нулю, $E_{\tau} = 0$ (граничное условие 2-го рода). При этом граничное условие для нормальной компоненты E_n напряженности электрического поля имело вид $d/dr [r^2 E_n(r)]_{r=a} = 0$.

Однако соответствующие расчеты, выполненные с использованием разных методов перенормировки, показали [23–26], что вакуумная энергия U_a такой сферы радиуса a , определяемая с точностью до некоторой константы (\bar{E}_0), фор-

мально бесконечной и не зависящей от радиуса сферы, положительна и равна $U_a = 0.04618\hbar c/a$. Положительное значение рассчитанной энергии означает, что внутри такой сферы действуют силы отталкивания, сфера стремится к расширению. Поэтому от идеи Казимира применительно к решению общей проблемы устойчивости элементарных частиц отказались.

В связи с этими результатами следует выделить работу [22], в которой было показано, что расчет сил Казимира можно проводить без непосредственного отнесения расчета к ЕМ-вакууму и без использования по этой причине процедур регуляризации. В соответствии с [22], собственно-энергетические фейнмановские диаграммы с внутренними линиями не дают вклада в расчет сил Казимира. Силы Казимира определяются лишь диаграммами, включающими внешние линии, связанные с внешней и внутренней областями границы материального объекта с ЕМ-вакуумом. Фактически, эффект Казимира есть проявление отклика системы зарядов и локальных токов материального объекта на стороннее воздействие (в рассматриваемом случае, электромагнитного поля ЕМ-вакуума), вследствие чего на границе материального объекта формируется специфическая для каждого объекта область поляризации ЕМ-вакуума, которая может быть охарактеризована своими граничными условиями. Здесь можно заметить, что именно проблема учета роли “электромагнитного поля сконцентрированных зарядов” вещества вынудила Эйнштейна при введении им в ОТО тензора энергии “оставить истинную форму этого тензора пока неопределенной” (см. раздел I и [6]). Автор полагает, что результат работы Яффе [22] открывает пути для адекватного учета таких эффектов.

Если вернуться к идее Казимира о причине возможной устойчивости электрона и других сферических объектов вследствие сил, формируемых в ЕМ вакууме, то эта идея получает новое развитие, если полагать, что базовые “кирпичики” Вселенной – электроны и атомные ядра – являются системами, открытыми для ЕМ-вакуума. Последнее означает, что граничные условия на поверхности электронов и атомных ядер следует представлять в более общем виде, используя, в частности, граничные условия 3-го рода.

Последующие модельные расчеты, действительно, показали [21], что устойчивость различных сферических объектов, определяемая давлением Казимира, зависит как от материала объекта, так и от граничных условий. В частности, для сферы из диэлектрического материала, когда вводятся силы Ван-дер-Ваальса, можно ожидать получения отрицательных энергий и устойчивости таких объектов. Представления о стабилизации частиц благодаря рассматриваемой поляризации

ЕМ-вакуума – “казимировской поляризации” в приповерхностной области этих частиц при использовании соответствующих граничных условий – были использованы при моделировании конфайнмента (удержания) кварков и глюонов в адронах [21]. Согласно соответствующей “модели мешков”, адроны представляют собой пузырьки в вакууме квантовой хромодинамики, охватывающие кварки и глюоны, чьи токи через стенки пузырька равны нулю.

Очевидно, что все обсуждаемые модельные расчеты могут претендовать только на выяснение принципиальных возможностей реализации устойчивости реальных сферических объектов (для определенности будем иметь в виду – атомные ядра) за счет казимировского давления ЕМ-вакуума (случай $U_a < 0$), а также на указание возможности нарушения устойчивости ядер (при $U_a \geq 0$) при изменении граничных условий для компонентов E_τ и E_n вектора напряженности ЕМ-вакуума на поверхности этих объектов. Возможное граничное условие при расчете величины U_a , можно представить в виде:

$$d/dr [r^2 E_n(r)]_{r=a} = \chi E_n(a), \quad (3)$$

где χ – феноменологический параметр, определяющий стационарное состояние атомного ядра при динамическом единстве системы ядерная материя – электронная подсистема атома [9]. Поскольку при $\chi = 0$, в соответствии с указанными выше результатами, значение вакуумной энергии $U_a > 0$, то естественно предположить, что при некотором значении параметра $\chi_0 > 0$ при модельных расчетах должно достигаться $U_a = 0$, так что при $\chi \leq \chi_0$ величина $U_a > 0$, и атомное ядро неустойчиво. Тогда при $\chi > \chi_0$ расчетная энергия U_a такого сферического объекта должна быть отрицательна, $U_a < 0$, а сам объект устойчив. В рамках модельных представлений такого типа вариации параметра χ , а следовательно, и сама возможность изменения зависимости устойчивости атомного ядра могут быть связаны со сторонним изменением состояния ядерной материи [27–29].

Здесь еще раз следует подчеркнуть, что величина U_a соответствует только части полной энергии сферической частицы в ЕМ-вакууме, зависящей от размера a этой частицы и определяющей поэтому казимировское давление. Полная энергия сферического объекта в ЕМ-вакууме содержит еще некую, не зависящую от размера a константу, формально большую по величине, которой обычной не интересуются и величина которой зависит от выбора системы отсчета. Подчеркиваем последнее обстоятельство, поскольку в рамках развиваемого феноменологического подхода, базирующегося на представлениях об ЕМ-вакууме как базовой среде для каждого объ-

екта Вселенной, соответствующая константа имеет свое вполне определенное значение.

Введение представлений об EM-вакууме как базовой системе и о казимировской поляризации EM-вакуума в окрестности атомного ядра дают основания полагать, что в случаях, когда атомное ядро устойчиво ($U_a < 0$), оно как единое целое (с системой входящих в его состав нуклонов) оказывается связанной с EM-вакуумом системой, т.е. характеризуется отрицательной энергией. Фактически, атомное ядро рассматривается как “EM-вакуумный полярон”.

Следует сразу указать, что введение представлений не только об атомных ядрах, но и об электронах как EM-поляронах позволяет качественно понять возникновение априорного ограничения скорости движущихся материальных объектов с ненулевой массой покоя скоростью света c в EM-вакууме, равной $c = 3 \times 10^{10}$ см/с. Этот вывод обусловлен ограничением скорости перестройки EM-вакуума, прилегающего ко всем атомным ядрам и электронам движущегося объекта. Ясно, что скорость такой реорганизации областей EM-вакуума, примыкающих к границам атомных ядер и электронов, ограничена скоростью света c , что делает невозможным движение материальных тел с такими скоростями в EM-вакууме, который, фактически, действует на тело как материальная среда (см. раздел 2.4). Более того, оказывается, что фактически все приводимые ниже пояснения, относящиеся к физической сущности используемых в квантовой механике представлений, базируются именно на образе “EM-вакуумного полярона”, формирующегося на основе “затравочного” электрона.

2.2. Масса. Физическая сущность

Полагаем, что потенциальная энергия частицы (атомного ядра или электрона) с массой m_i в EM-вакууме имеет казимировский вид [9, 25]:

$$U(\vec{r}) = -\alpha_C \frac{\hbar c}{r}. \quad (4)$$

Здесь \vec{r} – радиус-вектор (мы связываем систему координат с EM-вакуумом и полагаем, что покоящаяся частица локализована в начале координат); α_C – безразмерный параметр, характеризующий интенсивность введенного казимировского взаимодействия. Последний параметр будем формально связывать с величиной заряда q_C , квадрат которого, в соответствии с соотношением $q_C^2 = \alpha_C \hbar c$, определяет воздействие заряженных фрагментов и локальных токов, инициируемых в частице со стороны флуктуирующих \vec{E} и \vec{H} – векторов напряженности электрического и магнитного полей EM-вакуума, соответственно,

на возникающую при этом поляризацию EM-вакуума в окрестности частицы, определяемую как “казимировская” поляризация. Следует указать, что именно введение казимировского потенциального поля (4) позволило предложить решение проблемы, которую, как указано выше, обозначил Эйнштейн ([6], с. 68) при обсуждении физического содержания гравитационной постоянной G .

Решение уравнения Шредингера в центрально-симметричном поле с потенциальной энергией в виде (4) хорошо известно [30]. Выражение для уровней энергии $\bar{E}(n_r)$ дискретного спектра, отражающих степень взаимосвязи частицы массы m_i с EM-вакуумом при его поляризации под воздействием этой частицы, а также соответствующее выражение a_{vin} для размера домена EM казимировской поляризации вакуума в окрестности частицы i , имеют вид:

$$\bar{E}(n_r) = -\alpha_C^2 \frac{m_i c^2}{2n_r^2}, \quad (5)$$

$$a_{vin} = \frac{2\hbar n_r^2}{\alpha_C m_i c}. \quad (6)$$

Здесь n_r – главное квантовое число. Положение нижнего энергетического уровня ($n_r = 1$), характеризующего энергию связи рассматриваемой частицы с EM-вакуумом, по абсолютной величине соответствует “энергии покоя рассматриваемой частицы”. В этом случае

$$\bar{E}_0 = -\alpha_C^2 \frac{m_i c^2}{2}, \quad (5a)$$

$$a_{vi1} \equiv a_{vi} = \frac{\alpha_C \hbar}{m_i c} = \frac{2^{1/2} \hbar}{m_i c}. \quad (6a)$$

В рамках развиваемых феноменологических представлений величина \bar{E}_0 определяется как “энергия связи частицы с EM-вакуумом”, так что дефект массы в ядерных процессах просто характеризует энергию, выделяемую благодаря разницу энергий связи исходного и конечного продуктов с EM-вакуумом. Тогда полная энергия E_{tot} стабильной частицы равна

$$E_{tot} = -\alpha_C^2 \frac{m_i c^2}{2} + U_a = -\alpha_C^2 \frac{m_i c^2}{2} - |U_a|. \quad (7)$$

Принимая a_{vi} за величину области казимировской поляризации рассматриваемого материального объекта (электрона, ядра) с EM-вакуумом, мы фактически вводим представления о “внешней” и “внутренней” областях границы введенного вакуумного полярона. Поскольку казимировскую потенциальную энергию (4) мы вводим для частиц “нулевого” размера, то как для электрона, так и для атомного ядра вся область поля-

ризации фактически оказывается “внешней”. Правда, в случае атомного ядра ситуация оказывается более сложной, когда возникает необходимость вводить в рассмотрение кварковый состав нуклонов и учитывать возможность казимировской поляризацию кварков в ядерной материи при введении фактора проницаемости $\eta_{\nu N}$ базовой ядерной материи для ЭМ-вакуума. Модельное рассмотрение внутренней и внешней границ казимировского полярона будет представлено ниже. ЭМ-кванты на уровнях, локализованных во “внешней” области полярона, следует связывать с виртуальными квантами, для которых волновой вектор \vec{k} и частота ω являются независимыми переменными, не связанными дисперсионным соотношением $\omega = kc = 2\pi c/\lambda$, справедливым для реального фотона.

Введем в рассмотрение величину характерного размера простейшего атома водорода – его “боровского размера” a_B , определяемого как значение расстояния электрона от ядра атома водорода (протона), при котором потенциальная энергия электрона $U_e(a_B)$ в поле ядра равна энергии первого уровня дискретного спектра: $U_e(a_B) = -e^2/a_B = -m_e c^4/2\hbar^2$ [30], так что $a_B = 2\hbar^2/m_e e^2 = 1.04 \times 10^{-8}$ см. Очевидно, что отношение $a_{\nu e}/a_B$ можно рассматривать, как показатель степени перекрытия (взаимодействия) области казимировской поляризации электрона в основном состоянии атома водорода с областью казимировской поляризации ядра атома водорода – протона. Легко убедиться, что на основе (6а) и введенного значения a_B для постоянной тонкой структуры α_e может быть получено соотношение, связывающее этот параметр с безразмерной константой казимировского взаимодействия:

$$\alpha_e = \frac{a_{\nu e}}{a_B} \alpha_C = \frac{1}{137}. \quad (8)$$

Рассматривая это соотношение совместно с выражением (5а) для энергии основного состояния рассматриваемой частицы, мы видим, что выбор параметра α_C касается одновременно обеих указанных величин, подчеркивая их взаимозависимость. Мы будем полагать $\alpha_C = \sqrt{2}$, что отвечает выбору положения нижнего энергетического уровня, по абсолютной величине соответствующему “энергии покоя рассматриваемой частицы”

$$\bar{E}_0 = U(\vec{r})|_{r=a_{\nu e}} = -m_e c^2 \quad (5б)$$

в форме, предложенной Эйнштейном. Адекватность такого выбора с очевидностью следует из анализа величин энерговыделения ΔE при радиоактивных распадах, однозначно показывающих связь $\Delta E = \Delta m c^2$ с изменением Δm исходной мас-

сы радиоактивного вещества. Легко убедиться, что радиус области казимировской поляризации ЭМ-вакуума в окрестности электрона при указанном выборе α_C равен $a_{\nu e} = 2^{1/2} \hbar/m_e c = 5.2 \times 10^{-11}$ см. Данная величина может быть принята за “казимировский размер электрона”. Реализующееся при этом соотношение (8) является тождеством. Информативность второй части этого соотношения состоит в фиксации степени “перекрытия” казимировских оболочек электрона и атомного ядра в атоме водорода, которая оказывается достаточной для стабильного существования атома водорода как основного элемента нашей Вселенной:

$$a_{\nu e}/a_B = (\sqrt{2} \times 137)^{-1} \approx 5.18 \times 10^{-3}. \quad (8а)$$

Согласно (6а), при $\alpha_C = \sqrt{2}$ величина области казимировской поляризации в окрестности протона оказывается равной $a_{\nu p} = 2.82 \times 10^{-14}$ см, т.е. соответствует масштабу действия ядерных сил. Если частица обладает структурой (адрон), то зависимость (4) внутри такой частицы можно рассматривать как “затравочную” для ядерных сил, которые характеризуются “зарядом” q_C . Очевидно, что в результате динамической подвижности ядерной материи “внутри” такой частицы затравочный потенциал ядерных сил экранируется, а эффективные потенциалы формируются из “короткодействующих” ядерных сил (потенциал Юкава), экспоненциально уменьшающихся с ростом расстояния:

$$U(\vec{r}) = -\frac{q_C^2}{r} \exp(-\kappa_\pi r), \quad (4а)$$

где $\kappa_\pi = m_\pi c/\hbar$ – экранирующий фактор и m_π – масса π -мезона. Это соответствует общепринятому представлению о динамической природе ядерных сил, которые обычно связываются с обменом π -мезонами между нуклонами и характеризуются радиусом действия $\kappa_\pi^{-1} \approx 1.5 \times 10^{-13}$ см.

Ниже будут приведены дополнительные аргументы в пользу феноменологического представления о казимировском потенциале как источнике ядерных сил, продуцируемых взаимодействием ЭМ-вакуума с распределенными зарядами и локальными токами ядерной материи, приводящим к формированию области поляризации ЭМ-вакуума в окрестности нуклонов и кварков.

2.3. Инерция. Физическая сущность

Введение представлений о поляризации ЭМ-вакуума в окрестности атомного ядра или электрона как “ЭМ-вакуумных поляронов” позволяет понять, как указывалось выше, динамический смысл ограничения скорости перемещения мате-

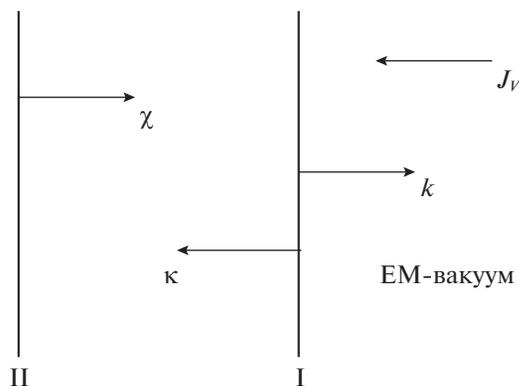


Рис. 1. Схема переходов виртуальных фотонов между состояниями EM-вакуума и областью казимировской поляризации EM-вакуума в окрестности атомного ядра (обозначения см. в тексте).

риальных объектов величиной скорости c света в EM-вакууме как базовой системе отсчета Маха. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Пусть частица свободно движется со скоростью u относительно введенной базовой системы отсчета и обладает массой m_0 при $u = 0$. Выясним (см. также [9]), с какими изменениями в области поляризации EM-вакуума в окрестности этой материальной частицы может быть связано появление фактора Хевисайда η_u в выражении для полной энергии E_u заряженной сферической частицы радиуса a и массы m_0 [5]:

$$E_u = \eta_u m_0 c^2, \quad \eta_u = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (9)$$

Будем полагать, что при перемещениях частицы, для определенности – атомного ядра, относительно базовой системы отсчета со скоростью u реализуется обмен виртуальными фотонами, локализованными в области поляризации EM-вакуума в окрестности ядра, и виртуальными фотонами EM-вакуума как базовой среды. Область поляризации при этом характеризуется некоторым уровнем “сольватации” – конденсации виртуальных фотонов в области казимировской поляризации атомного ядра. Реализующийся на границе “атомное ядро – EM-вакуум” обмен виртуальными фотонами может нарушаться при перемещениях атомного ядра относительно базовой среды.

Для характеристики рассматриваемого обмена виртуальными фотонами при перемещении частицы со скоростью u относительно EM-вакуума рассмотрим, в соответствии с [31, 32], граничное условие третьего рода с введением граничного “адсостояния”, или состояния I, с которого с константой скорости k происходят переходы ло-

кализированных виртуальных фотонов в состояния EM-вакуума в окрестности ядра (рис. 1).

При этом полагаем, что со стороны EM-вакуума на все частицы постоянно воздействует изотропный поток виртуальных фотонов, равный J_V в базовой системе координат. Введем также граничное состояние II, определяющее примыкающую непосредственно к границе атомного ядра область казимировской поляризации EM-вакуума атомным ядром. Виртуальные фотоны локализованы в области казимировской поляризации атомного ядра “между” состояниями II и I. Будем их характеризовать локальной объемной концентрацией C и предельным ее значением C_0 для рассматриваемого ядра, а также введем константы скорости χ перехода этих виртуальных фотонов в состояние I. Будем полагать также, что в стационарном состоянии атомного ядра значение C постоянно во всей области казимировской поляризации. В то же время состояние I будем характеризовать относительной поверхностной концентрацией виртуальных фотонов или степенью ξ “заселенности” этого состояния, а также полагать, что помимо переходов в состояния EM-вакуума эти виртуальные фотоны могут переходить в состояния “объемных” виртуальных фотонов (вводятся константы скорости κ перехода их перехода в состояние II). Задача наша состоит в том, чтобы понять, как при движении частицы со скоростью u относительно EM-вакуума изменяются концентрации $\xi = \xi(u)$ и $C = C(u)$.

Учитывая введенные определения и вводя нормировочный множитель α_V для характеристики воздействия потока виртуальных фотонов J_V на ядро, уравнение баланса для переменных $\xi(u)$ и $C(u)$ в стационарном случае при перемещении частицы в EM-вакууме со скоростью u может быть представлено следующим образом:

$$\frac{d\xi}{dt} = -(k + \chi)\xi + \alpha_V J_V (1 - \xi) + \chi C(u)(1 - \xi) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{dC(u)}{dt} = -\chi C(1 - \xi) + \kappa \xi \left(1 - \frac{C}{C_0}\right) = 0. \quad (11)$$

Решения этой системы:

$$\xi = \frac{\chi C}{\chi C + \kappa(1 - C/C_0)}, \quad (12)$$

где

$$C = \frac{1}{2} C_0 \left[\sqrt{\left(\frac{k + \alpha_V J_V}{\kappa + \chi C_0}\right)^2 + 4 \frac{\alpha_V J_V}{\chi C_0}} - \left(\frac{k + \alpha_V J_V}{\kappa + \chi C_0}\right) \right]. \quad (13)$$

Так, в частных случаях получаем:

1) $k/\kappa \gg \alpha_V J_V / (\chi C_0)$ и $k/\kappa \sim 1$ (случай малых потоков виртуальных фотонов),

$$C \approx \frac{\alpha_V J_V \kappa}{\chi k} \left[1 - \frac{\alpha_V J_V \chi}{\chi k C_0} \left(1 + \frac{\kappa}{k} \right) \right]; \quad (13a)$$

2) $k/\kappa \ll \alpha_V J_V / (\chi C_0)$ и $k/\kappa \sim 1$ (случай больших потоков виртуальных фотонов),

$$C \approx C_0 \left[1 - \frac{k \chi C_0}{\alpha_V J_V \kappa} \left(1 + \frac{\kappa}{k} \right) \right]. \quad (13b)$$

Будем полагать, что для перемещения частицы в среде ЕМ-вакуума необходим обмен виртуальными фотонами, локализованными в области казимировской поляризации движущейся частицы, с виртуальными фотонами ЕМ-вакуума. Фактически это означает, что виртуальные фотоны области казимировской поляризации играют роль, своего рода, “смазки”, необходимой для перемещения частиц в ЕМ-вакууме как среде, формируемой виртуальными фотонами.

При заданной длине λ волны локализованного виртуального фотона его частота $\omega_{\text{эф}} = 2\pi u_{\text{эф}} / \lambda$ определяется эффективной скоростью света $u_{\text{эф}}$ в области казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности электрона, так что виртуальному фотону с волновым числом $k = 2\pi / \lambda$ и частотой $\omega_{\text{эф}}$, характеризующемуся энергией $\hbar\omega/2$, следует ставить в соответствие массу $\Delta m_\lambda = \hbar(2\pi c\lambda^{-1} - \omega_{\text{эф}}) / 2c^2$. Тогда при полной локализации виртуального фотона, когда $u_{\text{эф}} \rightarrow 0$, так что $\omega_{\text{эф}} \rightarrow 0$, имеем: $\Delta m_\lambda = \hbar\omega / 2c^2$.

Будем полагать, что при возрастании величины u до релятивистских значений локализованные виртуальные фотоны будут “выдваться” из области казимировской поляризации, фронтальной относительно перемещения частицы в ЕМ-вакууме, и “испаряться” в образующуюся “пустоту” в ЕМ-вакууме с противоположной стороны частицы. Такой унос виртуальных фотонов можно естественно связать с возрастанием константы скорости $k = k(u)$ при $u \rightarrow c$. При этом величина уровня “смазки”, за который можно принять величину $C(u)$, должна уменьшаться (частица частично “оголяется”), и при $C(u) \rightarrow 0$, когда виртуальные фотоны во фронтальной области поляризации частицы и с ее противоположной стороны практически отсутствуют, частица в ЕМ-вакууме перемещаться не может. Фактически, ЕМ-вакуум воздействует как “возжи” на частицу, стремящуюся вырваться из поляризующей ее оболочки, так что по мере роста скорости u возрастает потенциальная энергия такой системы.

Будем полагать, что фронтальная и противоположная области поляризации ЕМ-вакуума в окрестности перемещающейся со скоростью u частицы при $u \rightarrow c$ трансформируется из сферической в сфероидную – в поверхность эллипсоида вращения, малая полуось b которого ориентирована по направлению скорости частицы, тогда как большая полуось такого эллипса остается равной радиусу a сферической области поляризации в случае частицы, покоящейся или перемещающейся при нерелятивистских скоростях. Происходящую при $u \rightarrow c$ деформацию области поляризации ЕМ-вакуума естественно характеризовать отношением сокращающейся в размере малой полуоси b к большой полуоси a , равным $b/a = \sqrt{1 - e^2}$, где e – эксцентриситет эллипса e , определяемый как отношение расстояния от его центра до каждого из фокусов к половине большой оси. Именно зависимость $e = e(u)$ от величины скорости u можно рассматривать как показатель возрастания степени “оголенности” частицы и исчезновения “смазки” вследствие “потери” локализованных фотонов в области ЕМ-поляризации при $u \rightarrow c$. Очевидно, что $e \rightarrow 1$, когда $b \rightarrow 0$, и “оголенность” частицы возрастает до максимума. При этом величину

$$\eta = 1/(b/a) = (1 - e^2)^{-1/2} \quad (9a)$$

можно рассматривать как фактор, характеризующий константу скорости потери областью ЕМ-поляризации локализованных фотонов, обеспечивающих “смазку” для перемещения частицы в ЕМ-вакууме.

При введении феноменологического соотношения $e(u) = u/c$ для эксцентриситета эллипсоида вращения, форму которого принимает область поляризации ЕМ-вакуума в окрестности частицы, перемещающейся с релятивистской скоростью u относительно базовой системы отсчета, из сопоставления (9) и (9a) следует: $\eta = \eta_u$. Если ориентироваться на соотношения СТО и результаты соответствующих экспериментальных исследований, то следует принять $k = k_0 \eta_u$, где $k_0 \equiv k(0)$ и η_u – фактор Хевисайда (9). При этом величина потока J_V , а также параметры χ и κ не должны зависеть от u . Тогда выражения (13) могут быть переписаны в виде:

$$C(u) = \frac{\alpha_V J_V \kappa}{\chi k_0} \sqrt{1 - u^2/c^2}, \quad (13b)$$

$$\xi(u) = \frac{\alpha_V J_V \eta_u^{-1}}{k_0 + \alpha_V J_V \eta_u^{-1}} = \frac{\alpha_V J_V \sqrt{1 - u^2/c^2}}{k_0 + \alpha_V J_V \sqrt{1 - u^2/c^2}}.$$

Именно с уменьшением величины η_u^{-1} по мере роста скорости частицы и возрастанием потенци-

альной энергии системы при исчезновении “смазки”, необходимой для перемещения тела в базовой среде, естественно связывать природу релятивистского возрастания инерционной массы и невозможность перемещения объекта в среде со световой скоростью, в соответствии с пониманием соотношения (9) Фейнманом [5]. Это означает, что в любой системе отсчета, движущейся с ненулевой скоростью относительно выбранной базовой системы отсчета, из-за деформации области казимировской поляризации в окрестности каждого атомного ядра, возрастает инерционная масса этого ядра. По этой причине космологические объекты, движущиеся относительно базовой системы с релятивистской скоростью, наблюдатель в базовой системе воспринимает как системы с возросшей массой [9].

Необходимо отметить, что до тех пор, пока движение частицы сопровождается обменом лишь виртуальными фотонами, т.е. происходит без диссипации, базовую (“равновесную”) концентрацию $C(u)$ виртуальных фотонов, локализованных в области казимировской поляризации атомных ядер (и электронов), просто невозможно изменить. В этом и состоит “закон инерции”. Однако если при релятивистском движении реализуется динамический эффект Казимира [33–35] с непосредственным превращением виртуальных фотонов в реальные фотоны в области границ объектов, для поддержания движения частицы с неизменной скоростью при возрастании частоты $\omega_{\text{эф}} \rightarrow \omega$ и изменения “качества” (потери массы) виртуальным фотоном требуется “подкачка” дополнительной энергии, т.е. такой процесс оказывается диссипативным.

В определенной степени такая энергия может поступать в область казимировской поляризации частицы при возрастании потока виртуальных фотонов со стороны ЕМ-вакуума [9], и феномен инерции может сохраняться до определенных скоростей перемещения релятивистской частицы.

2.4. Гравитация. Физическая сущность

Введение представлений о базовой системе координат, связанной с ЕМ-вакуумом расширяющейся Вселенной, и казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности атомных ядер позволило продвинуться в понимании гравитации. В рамках развиваемой методологии [9], гравитационное притяжение двух материальных объектов определяется взаимным притяжением атомных ядер этих объектов. Казимировская зависимость (4) потенциальной энергии поляризации ЕМ-вакуума каждым атомным ядром вследствие бесконечного диапазона действия приводит к перекрыванию потенциальных полей каждой пары ядер и, как следствие, обуславливает формирова-

ние полей притяжения частиц – гравитационных полей. Рассмотрим для примера соответствующую казимировскую потенциальную энергию $U(\vec{\xi}; \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ двух притягивающихся частиц (атомных ядер) в точке с радиус-вектором $\vec{\xi}$. Пусть частицы характеризуются массами m_1 и m_2 и локализованы в точках с радиус-векторами \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , соответственно. Будем полагать, что рассматриваемые частицы (атомные ядра) принадлежат разным макроскопическим объектам, массы атомных ядер которых равны, соответственно, m_1 и m_2 , а размеры которых много меньше расстояния $\rho = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ между выделенными частицами, так что макроскопические объекты фактически рассматриваются как точечные. Как и прежде, мы связываем систему координат с ЕМ-вакуумом. Тогда мы имеем:

$$U(\vec{\xi}; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\vec{\xi} - \vec{r}_1|} - \frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\vec{\xi} - \vec{r}_2|}. \quad (14)$$

Введем радиус-вектор \vec{R} центра масс частиц m_1 и m_2 , а также радиус-вектор $\vec{\rho}$ разности радиусов-векторов \vec{r}_1 и \vec{r}_2 соответствующих частиц:

$$\vec{R} = m_{12} \left(\frac{\vec{r}_1}{m_2} + \frac{\vec{r}_2}{m_1} \right), \quad \vec{\rho} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \\ m_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

Тогда

$$U(\vec{\xi}; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\sqrt{2} \frac{\hbar c}{m_{12}} \times \\ \times \left[m_1 \left| \vec{\rho} + \frac{m_1}{m_{12}} (\vec{R} - \vec{\xi}) \right|^{-1} + m_2 \left| \vec{\rho} - \frac{m_2}{m_{12}} (\vec{R} - \vec{\xi}) \right|^{-1} \right]. \quad (14a)$$

Если нас интересует только потенциальная энергия притяжения двух частиц, то для исключения из рассмотрения динамики системы в целом выберем $\vec{\xi} = \vec{R}$. Получаем в этом случае:

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|_{\vec{R}=0} \equiv U(\rho) = -\frac{\sqrt{2} m_1 m_2 \hbar c}{m_{12}^2 \rho}. \quad (14б)$$

В соответствии с основной идеей Маха [7], каждая из масс m_1 и m_2 притягивается другими массами Вселенной, в том числе, и массами всех остальных атомных ядер, входящих в состав рассматриваемых макроскопических тел. Чтобы получить выражение Ньютона для потенциальной энергии притяжения масс m_1 и m_2 , необходимо сохранить произведение масс m_1 и m_2 в уравнении (14б) и принять во внимание эффект “препятствия сближению” (“оттаскивания”) масс m_1 и m_2 из-за притяжения каждой из них всеми другими массами Вселенной, что, естественно, уменьшает

силу притяжения масс m_1 и m_2 к их центру масс. Полагаем, что последний эффект можно учесть, выполнив процедуру усреднения множителя $1/m_{12}^2$ в формуле (14б) с некоторой функцией распределения $f(m_{12})$ для получения интегрального эффекта “растаскивающего” воздействия всех масс Вселенной на массы m_1 и m_2 . Поскольку эта функция неизвестна, мы с учетом того, что распределение масс во Вселенной изотропно, просто вводим определение $\langle 1/m_{12}^2 \rangle \equiv 1/m_M^2$, где m_M – “масса Маха” [9]. Тогда, проводя такое усреднение в соотношении (14б), получаем для потенциальной энергии $U_g(\rho)$ гравитационного притяжения двух масс m_1 и m_2 , находящихся на расстоянии ρ друг от друга в степенюга:

$$U_g(\rho) = -\frac{\sqrt{2}\hbar c}{m_M^2} \frac{m_1 m_2}{\rho}. \quad (14в)$$

Сопоставляя (14в) с соответствующей формулой Ньютона :

$$U_g(\rho) = -G \frac{m_1 m_2}{\rho}, \quad G = \frac{\sqrt{2}\hbar c}{m_M^2}, \quad (14г)$$

а также учитывая выражение (1) для массы Планка m_{Pl} , получаем:

$$m_M = \sqrt{2} m_{Pl} \approx 2.53 \times 10^{-5} \text{ г}. \quad (14д)$$

Выражение (14д) объясняет физическую сущность константы G и ее относительно небольшое значение вследствие макроскопического характера величины массы Маха, на много порядков превышающей массы атомных ядер, эффективно отражающей воздействие всех масс Вселенной на притяжение двух атомных ядер, отстоящих друг от друга на макроскопических расстояниях. Очевидно, что такое же выражение справедливо для потенциальной энергии притяжения каждого из остальных атомных ядер массой m_1 первого макроскопического тела к массе m_2 атомного ядра второго тела, как и для потенциальной энергии притяжения каждого из атомных ядер массой m_1 второго макроскопического тела к макроскопической массе всех атомных ядер первого тела. Поэтому в дальнейшем в качестве масс m_1 и m_2 можно рассматривать произвольные, в том числе, макроскопические массы.

Как следует из (14г) и (14а), обобщенный закон тяготения, учитывающий произвольное по-

ложение радиус-вектора \vec{R} центра масс притягивающих масс m_1 и m_2 , будет иметь вид [9]:

$$U_g(\vec{\xi}; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = -G m_{12} \times \left[\frac{m_1}{\left| \vec{\rho} + \frac{m_1}{m_{12}} (\vec{R} - \vec{\xi}) \right|} + \frac{m_2}{\left| \vec{\rho} - \frac{m_2}{m_{12}} (\vec{R} - \vec{\xi}) \right|} \right]; \quad (14е)$$

$$G = \frac{\sqrt{2}\hbar c}{m_M^2}.$$

Отличие этого выражения от обычно используемого закона гравитации (случай $\vec{\xi} = \vec{R}$) может быть очень значительным в задачах небесной механики. С этой точки зрения, интерес представляют расчеты прецессии перигелия орбиты для каждой планеты Солнечной системы с использованием наиболее общего выражения (14е) для потенциальной энергии парного взаимодействия всех основных масс Солнечной системы. Это обстоятельство должно проявиться в наибольшей степени для Меркурия как ближайшей планеты к Солнцу, поскольку отклонение центра масс Солнца от барицентра (центра масс Солнечной системы) может составлять до 2% расстояния от Солнца до Меркурия в перигелии. Окончательный вывод можно сделать после соответствующих расчетов с использованием общего выражения (14е) для Обобщенного закона гравитации в системе отсчета, связанной с центром масс Солнечной системы. В этом случае, $\vec{\xi} = \vec{R}_b$, где \vec{R}_b – радиус-вектор барицентра. И следует иметь в виду, что из-за особенностей движения центра масс Солнца относительно барицентра Солнечной системы [36, 37] значение рассчитанной прецессии перигелия орбиты Меркурия должно меняться от века к веку.

Можно предположить, что представления об изотропном распределении массы во Вселенной, используемые при введении массы m_M и определении гравитационной постоянной G , определяемой этой массой, должны нарушаться для объектов вне орбит планет Солнечной системы, в частности, в Гелиопаузе, где солнечный ветер полностью подавлен галактическим ветром и другими компонентами межзвездной среды. При рассмотрении гравитационного взаимодействия таких объектов с Солнцем проявляется очевидная асимметрия: действующие на эти объекты, помимо Солнца, тела “внутренних областей” Солнечной системы оказывают заведомо большее гравитационное воздействие на такие объекты, нежели тела остающихся “внешних областей”. Это означает, что гравитационная постоянная G^* , определяющая взаимодействие объекта в удаленных областях солнечной системы с Солнцем,

должна быть немного больше ожидаемого значения G^* , а соответствующая масса Маха m_M^* меньше массы m_M .

По-видимому, в таких представлениях можно понять аномалии “Пионеров” — наблюдаемое отклонение траектории космических аппаратов “Пионер-10” и “Пионер-11” от расчетной траектории, рассчитываемой с использованием стандартной модели для космических тел. Эти космические аппараты были запущены в 1972 г. и 1973 г., соответственно, и их траектории регистрировались до февраля 1998 г.. В течение многих лет ученые фиксировали, что траектории движения “Пионеров” отличались от расчетных. Каждый год эти космические аппараты пролетали расстояния на ~ 5000 км, меньше ожидаемых. Был обнаружен дополнительный, линейно растущий со временем, “фиолетовый сдвиг” принимаемого сигнала, который интерпретировался как проявление очень слабой силы, не учитываемой в расчете, определяющей дополнительную постоянную составляющую ускорения аппаратов к Солнцу, достигающую $(8.74 \pm 1.33) \times 10^{-10}$ м/с² [38].

В настоящее время наиболее вероятной причиной такой аномалии считается технический вариант, согласно которому, зафиксированный эффект имеет тепловую природу и объясняется анизотропией интенсивности теплового излучения энергетических элементов аппарата [39]. Несмотря на аргументы, приведенные в пользу такого объяснения этой аномалии, остаются сомнения, поэтому вопросы о природе, временных и пространственных вариациях аномалии Пионеров остаются открытыми [40].

В то же время у запущенных позднее (в 1977 г.) космических аппаратов “Вояджер-1” и “Вояджер-2”, траектории полета которых аналогичны траектории полета “Пионеров” и с которыми связь все еще поддерживается, таких отклонений траектории от рассчитанной нет. Это объясняется тем, что “Пионеры” двигались по баллистической траектории, т.е. находились в “свободном” полете, и их ориентация в пространстве стабилизировалась соответствующим вращением специальных устройств. Для “Вояджеров” желаемая ориентация обеспечивается включениями специальных двигателей, что корректирует траекторию этих аппаратов.

Если будущие экспериментальные исследования подтвердят сделанное выше заключение, было бы естественным полагать, что определяющий вклад в величину гравитационной постоянной G в произвольной звездной системе, имеющей планеты, обеспечивает распределение массы во “внутренней области” этой системы, так что каждая звездно-планетная системы может характеризоваться своей массой Маха m_M и иметь свое кон-

кретное значение G . Это фактически означает, что гравитационная постоянная не может рассматриваться как фундаментальная константа для всей Вселенной. Здесь следует указать, что такое заключение не противоречит упомянутым выше (см. [6], с. 68) аргументам самого Эйнштейна, который полагал, что введение гравитационной постоянной G в качестве количественного параметра тензора энергии следует рассматривать как простейший и вынужденный вариант.

Для более наглядного представления полученного результата приведем еще одно общее феноменологическое соотношение. Ранее С. Вайнберг [41] обратил внимание на приближенное равенство:

$$\hbar \approx \frac{1}{2\pi} G^{1/2} m_\pi^{3/2} R_H^{1/2}, \quad (15)$$

где R_H — характерный (“хаббловский”) радиус Вселенной [42]; m_π — масса π -мезона. Представим это соотношение для \hbar в виде точного равенства [9]:

$$\hbar = \frac{1}{2\pi} G^{1/2} m_Q^{3/2} R_H^{1/2}, \quad (16)$$

где введен новый энергетический параметр $E_Q = m_Q c^2 \approx 209.5$ МэВ, величина которого несколько отличается от соответствующего параметра для π -мезона: $m_\pi c^2 \approx 140$ МэВ. Тогда введенный параметр E_Q можно рассматривать как удельную энергию реорганизации ЕМ-вакуума, соответствующую элементарному кванту действия. Следует указать, что найденная величина E_Q оказывается соответствующей энергетическому масштабу λ_{QCD} , рассматриваемому в квантовой хромодинамике [42, 43]. Именно внутриядерные температуры, соответствующие энергии $E_{QCD} \sim 200$ МэВ, являются критическими для фазового перехода: внутри ядра кварки более не связаны в нуклонах, и формируется кварк-глюонная плазма.

Выражение (16) удобно также представлять в виде:

$$G = 4\pi^2 \frac{\hbar^2 H}{m_Q^3 c} = \frac{8\pi^2 c H}{m_Q} a_Q^2 = \frac{8\pi^2 c^2 a_Q^2}{m_Q R_H}. \quad (16a)$$

Здесь $a_Q = 2^{1/2} \hbar / m_Q c \approx 1.3 \times 10^{-13}$ см = 1.3 Ферми — характерный размер, связанный с массой m_Q [9]. Найденной величине $m_Q = E_Q / c^2 \approx 3.72 \times 10^{-25}$ г придадим смысл стандартной или “элементарной массы ядерной материи”, рассматривая эту массу, как и радиус Хаббла R_H Вселенной, универсальными параметрами совместно с \hbar и c . Мы полагаем, что введения четырех основных фундаментальных параметров \hbar , c , и R_H достаточно для

представления всех основных взаимодействий во Вселенной на феноменологическом уровне.

Здесь следует напомнить, что еще 40 лет назад Вайскопф [44] указывал, что “для описания природы явлений нам необходимо задать систему единиц, в которую входят три фундаментальные константы, величины которых не нуждаются в пояснении. Такими единицами вполне могут быть постоянная Планка, скорость света в вакууме и одна из масс”. Вайскопф предлагал вводить в качестве фундаментальной константы массу, по-видимому, понимая, что гравитационная константа G не может рассматриваться как фундаментальная константа (именно на это, фактически, указывал и Эйнштейн [6] в работе 1921 г.). Представляемые соотношения (16) и (16а), рассматриваемые совместно с планковскими константами (1), и проводимый на их основе общий феноменологический анализ разнообразных явлений во Вселенной на всех диапазонах пространственных и временных масштабов дают автору не только основания полагать, что в качестве таковой массы следует вводить массу, но вводить помимо этого хаббловский радиус R_H Вселенной для характеристики динамики Вселенной в разные периоды ее эволюции [9].

Использование представленной совокупности основных универсальных констант \hbar , c , m_Q and R_H позволяет более “компактно” представить как величину $q_g^2 \equiv Gm_Q^2$, которую будем рассматривать как квадрат “элементарного гравитационного заряда”, так и безразмерную постоянную α_g гравитационного взаимодействия, определяемую согласно:

$$\alpha_g = \frac{Gm_Q^2}{\hbar c} = \frac{m_Q^2}{\sqrt{2}m_{Pl}^2} = (2\pi)^2 \frac{\hbar H}{m_Q c^2} = 2^{3/2} \pi^2 \frac{a_Q}{R_H} \approx 2.88 \times 10^{-40}. \quad (17)$$

В этом случае потенциальную энергию взаимодействия между двумя расположенными на расстоянии ρ друг от друга массами m_1 и m_2 удобно представить в виде:

$$U_g(\rho) = -G \frac{m_1 m_2}{\rho} = -\frac{q_g^2}{\rho} \mu_1 \mu_2 = -\frac{q_g^2}{\eta_g \rho} \mu_1 \mu_2, \quad (18)$$

$$\mu_i \equiv \frac{m_i}{m_Q}, \quad q_g^2 \equiv \frac{\sqrt{2}\hbar c}{\eta_g} = \frac{q_c^2}{\eta_g};$$

$$\eta_g = \frac{m_M^2}{m_Q^2} = \frac{2m_{Pl}^2}{m_Q^2} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{R_H}{a_Q} \approx 0.46 \times 10^{40}. \quad (18a)$$

Поскольку гравитация как притягивающее взаимодействие возникает в результате перекрытия областей казимировской поляризации ЕМ-

вакуума каждых двух атомных ядер материальных объектов, находящихся на макроскопических расстояниях, ее можно рассматривать как проявление вне атомных ядер казимировского взаимодействия ($q_c^2 = \sqrt{2}\hbar c$), определяющего внутриядерные процессы. Величина η_g может быть определена как “гравитационная проницаемость” электромагнитного вакуума. Вселенная – это Единая Система. Аномально большое значение введенного параметра η_g может означать, что в соответствии с идеей Маха массы Вселенной, находящиеся на “космологическом расстоянии”, вносят заметный вклад в “гравитационное взаимодействие” любых двух рассматриваемых масс.

Выражения (17) и (18) позволяют лучше понять природу уникальной малости гравитационного взаимодействия – величины безразмерной константы α_g , которая на 38 порядков меньше постоянной α_e тонкой структуры. Из выражения (17) становится понятно, что формальная причина такого различия состоит в малости отношения характерного размера области казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности частицы с “элементарной массой”, своего рода “заправки” гравитационного взаимодействия, к характерному размеру Вселенной. Тем самым на концептуальном уровне “оправдывается” название “Закон всемирного тяготения” для зависимости, описывающей гравитационное взаимодействие двух произвольных масс.

Следует указать, что использование введенных характерных значений a_Q и m_Q позволяет более “компактно” представить не только безразмерную константу гравитационного взаимодействия, но и планковские числа (1) и (1а):

$$a_{Pl} = 2\pi a_Q \left(\frac{a_Q}{R_H} \right)^{1/2}, \quad t_{Pl} = 2\pi \tau_Q \left(\frac{a_Q}{R_H} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

$$m_{Pl} = \frac{1}{2\pi} m_Q \left(\frac{R_H}{a_Q} \right)^{1/2}, \quad w_{Pl} = \frac{m_Q c^2}{4\pi^2 \tau_Q a_Q} \frac{R_H}{a_Q}.$$

Соотношения (16) проясняют космологическую сущность “малости” планковских параметров a_{Pl} , t_{Pl} , равно как и космологический масштаб величин m_{Pl} и w_{Pl} , тем самым демонстрируя эвристическую обоснованность представления (16) для постоянной Планка. Более того, согласно (14д), планковская масса, первоначально введенная как чисто нумерологическое соотношение, приобретает вполне определенный физический смысл, количественно характеризуя роль всех масс Вселенной в наблюдаемых явлениях.

В заключение этого раздела приведем значения для безразмерных констант слабого и сильного ядерного взаимодействия, что позволит бо-

лее полно представить генезис и диапазон интенсивности взаимодействий, реализуемых во Вселенной одним и тем же фактором – воздействием ЕМ-вакуума на кирпичики мироздания – атомные ядра и электроны. Слабое ядерное взаимодействие обычно характеризуется константой Ферми G_F четырехфермионного взаимодействия, равной $G_F = 1.23 \times 10^{-49}$ эрг см³ [43]. Величину квадрата элементарного заряда слабого взаимодействия (“слабого заряда” [43]) будем представлять в виде: $q_F^2 \equiv G_F/a_Z^2$, где $a_Z = 2^{1/2}\hbar/m_Zc \approx 2.91 \times 10^{-16}$ см – характерный размер, связанный с массой промежуточного Z^0 векторного бозона, $m_Z = 91.2$ ГэВ/ $c^2 = 1.62 \times 10^{-22}$ г. Тогда величина соответствующей безразмерной константы равна:

$$\alpha_F = \frac{q_F^2}{\hbar c} = \frac{a_F^2}{a_Z^2} \approx 4.84 \times 10^{-2}, \quad (19)$$

где $a_F = (G_F/\hbar c)^{1/2} \approx 0.64 \times 10^{-16}$ см, так что соотношение констант слабого ядерного и электромагнитного взаимодействий составляет $\alpha_F/\alpha_e \approx 6.6$. Здесь необходимо заметить, что при введении квадрата элементарного заряда q_F^2 слабого взаимодействия мы использовали для нормировки величину массы векторного бозона, как это принято в квантовой хромодинамике [43]. Использование в некоторых работах для этой цели массы протона с введением безразмерной константы α_F слабого ядерного взаимодействия, на ~4 порядка меньшей по величине, нежели введенная выше, представляется неадекватным. По этой причине значение постоянной α_F недооценивается на ~4 порядка (впервые, насколько известно автору, на это обстоятельство было обращено в работе [45]).

Еще один комментарий. Поскольку постоянная Ферми G_F , характеризует четырех-фермионное взаимодействие с участием внешних (по отношению к ядру) частиц – лептонов (электрона и нейтрино), вносящих определенную “слабость” в реализующиеся ядерные процессы, имеет смысл это обстоятельство учитывать явно, понимая, что постоянная тонкой структуры $\alpha_e = 1/137 \approx 0.73 \times 10^{-2}$ близка по величине, согласно (8а), степени перекрытия между казимировскими полями поляризации электрона на внутренней оболочке атома и собственно атомного ядра. Поэтому безразмерную постоянную Ферми α_F имеет смысл представлять в виде:

$$\alpha_F = \alpha_e \alpha_S = \sqrt{2} \frac{a_{Ve}}{a_B} \alpha_S, \quad (20)$$

где $\alpha_S \approx 7.8$ – истинный параметр, характеризующий непосредственные, реализующиеся внутри ядерной материи взаимодействия кварков u и d с

векторными бозонами W^\pm и Z^0 , пионов с нуклонами. Поэтому параметр α_S имеет смысл рассматривать как “константу сильного *внутриядерного* взаимодействия”. Это значение близко значению безразмерной постоянной α_{QCD} ядерного взаимодействия, вводимой в квантовой хромодинамике при низких энергиях ([43], с. 223). Что же касается параметра α_g , то его, как было пояснено выше, можно определять как “константу *внешнеядерного гравитационного* взаимодействия”.

III. КАЗИМИРОВСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА И КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Введение ЕМ-вакуума как базовой среды Вселенной и казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности ядер и электронов, а также представления о “казимировском поляроне” позволяют преодолеть некоторые из известных проблем в понимании квантовой механики.

3.1. О причинах введения в математический аппарат квантовой механики операторов наблюдаемых величин вместо самих этих величин. Физический смысл операторов в уравнении Дирака

Обсуждая проблемы физической сущности понятий и образов ортодокальной квантовой механики, мы изначально принимаем, что любая частица в каждый момент времени обладает вполне определенными физическими характеристиками (положением в пространстве, импульсом, механическим моментом, потенциальной энергией и т.п.) вне зависимости от присутствия соответствующих измерительных устройств. Конечно, некоторые величины нельзя измерить одновременно, хотя бы потому, что в одну точку пространства нельзя поместить два прибора. В связи с обсуждением в данном разделе проблем, относящихся к уравнению Дирака, следует сразу указать, что вопросы, связанные с физическими причинами существования предела скорости материальных объектов, равного скорости света в вакууме, равно как и возрастания инерционной массы частиц при релятивистских скоростях, которые обычно не обсуждаются в специальной теории относительности (СТО), поясняются в разделе 2.3.

Причина введения в аппарат квантовой механики операторов состоит исключительно в том, что частицы реально не являются точками из-за казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности этих частиц. Естественно, что к таким объектам нельзя применять непосредственно обычный математический аппарат, включающий, в частности, процедуры дифференцирования. Именно поэтому квантовая механика как адекватная наука о микромире приобрела мате-

математический аппарат с введением операторов, соответствующих наблюдаемым характеристикам, способным принимать разнообразные значения и направления в пространстве, и волновых функций $\psi(\vec{r}, t)$, на которые вводимые операторы должны действовать. И именно в этом состоит принцип соответствия в квантовой механике. Согласно этому принципу, каждой физической характеристике обязан соответствовать оператор, и наоборот: каждому оператору в квантовой механике должна соответствовать физическая характеристика, и формула преобразования оператора этой характеристики должна быть идентична формуле преобразования самой характеристики.

На важность последнего обстоятельства указывается в работе Вильфа [4] в связи с существующей проблемой квантовой электродинамики, которая практически не обсуждается в литературе. Речь идет об отсутствии квантово-механической обоснованности уравнения Дирака для свободной частицы, которое, как известно, было постулировано Дираком в 1928 г. В шредингеровском представлении оно имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = c \left[\sum_{j=1}^3 \hat{\alpha}_j \hat{p}_j + m_0 c \hat{\alpha}_0 \right] \psi(\vec{x}, t). \quad (21)$$

Здесь m_0 – масса покоя электрона; $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ и t – пространственные координаты и время соответственно; $\hat{p}_j = -i\hbar \partial / \partial x_j$ – три оператора компонент импульса (по x_1, x_2, x_3); $\psi(\vec{x}, t)$ – четырёхкомпонентная комплексная волновая функция (биспинор); $\hat{\alpha}_0, \hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_2, \hat{\alpha}_3$ – линейные операторы над пространством биспиноров, которые действуют на волновую функцию. Эти операторы подобраны так, что каждая пара таких операторов антикоммутирует, а квадрат каждого равен единице:

$\hat{\alpha}_i \hat{\alpha}_j = -\hat{\alpha}_j \hat{\alpha}_i$, где $i \neq j$, и индексы i и j меняются от 0 до 3;

$$\hat{\alpha}_i^2 = 1 \text{ для } i \text{ от } 0 \text{ до } 3.$$

В обсуждаемом представлении эти операторы выражаются матрицами размера 4×4 , называемыми альфа-матрицами Дирака. Необходимо подчеркнуть, что указанные операторы были введены как чисто математические образы, безотносительно к принципу соответствия:

$$\alpha_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \hat{\sigma} \\ \hat{\sigma} & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Здесь 0 и $I - 2 \times 2$ нулевая и единичная матрицы, соответственно; σ_j ($j = x, y, z$) – матрицы Паули.

Матрицы $\hat{\sigma}$ использовались Паули при введении

векторного оператора спина $\hat{s} = (1/2)\hbar\hat{\sigma}$ при выводе уравнения для двухкомпонентной волновой функции (спинора) $\varphi(\vec{x}, t)$ нерелятивистской частицы со спином $1/2$ во внешнем электромагнитном поле:

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{(\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A})^2}{2m_0} \varphi - \frac{e\hbar}{2m_0 c} \vec{\sigma} \vec{H} \varphi + e\Phi \varphi. \quad (21a)$$

Здесь $\Phi(\vec{x}, t)$ и $\vec{A}(\vec{x}, t)$ – соответственно, скалярный и векторный потенциал электромагнитного поля, $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$ – напряженность магнитного поля. Для разрешения проблемы введения для альфа-операторов соответствующих им физических характеристик Φ . Вильфом в работе [4] было введено вместо $\hat{\alpha}_0$ и $\hat{\alpha}$ два размерных оператора:

$$\hat{\tau}_0 = \frac{2^{1/2}\hbar}{m_0 c^2} \hat{\alpha}_0 \equiv \tau_0 \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad (22)$$

и $\hat{R}_j = \frac{2^{1/2}\hbar}{m_0 c} \hat{\alpha}_0 \hat{\alpha}_j \equiv R_0 \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix},$

которым были поставлены в соответствие некий временной интервал τ_0 (период) и некий радиус-вектор \vec{R} точки сферы на некоторой сфере, ее центр соответствовал центру инерции “точечного” электрона, перемещение которого характеризовалось импульсом $\vec{p} = m_0 \vec{u}$, где m_0 и \vec{u} – соответственно, масса и вектор скорости электрона в базовой системе отсчета, связанной с ЕМ-вакуумом. С использованием этих операторов уравнение Дирака приобретало вид:

$$\left(i\hbar \hat{\tau}_0 \frac{\partial}{\partial t} - \sum_{j=1}^3 \hat{R}_j \hat{p}_j \right) \psi(\vec{x}, t) = \hbar \psi(\vec{x}, t). \quad (21b)$$

Для стационарного состояния с энергией ϵ получаем уравнение:

$$\left[\epsilon \hat{\tau}_0 - \hat{R} \hat{p} \right] \psi(\vec{x}, t) = \hbar \psi(\vec{x}, t). \quad (23)$$

Поскольку для состояний с определенным значением импульса оператор импульса совпадает с вектором импульса, то представляя четырехкомпонентного биспинор ψ через двухкомпонентные спиноры φ и χ , следуя А.С. Давыдову [46], получаем систему уравнений:

$$\epsilon \tau_0 \hat{I} \varphi - R_0 \hat{\sigma} \vec{p} \chi = 0, \quad (23a)$$

$$-\epsilon \tau_0 \hat{I} \chi + R_0 \hat{\sigma} \vec{p} \varphi = 0. \quad (23b)$$

Для разрешения системы уравнений (23a)–(23b) необходимо, чтобы ее определитель равнялся нулю. После ряда преобразований, учитывая операторное тождество:

$$(\vec{\sigma} \vec{A})(\vec{\sigma} \vec{B}) = \vec{A} \vec{B} + i\vec{\sigma} [\vec{A} \vec{B}],$$

для произвольных векторов \vec{A} и \vec{B} , коммутирующих с $\hat{\sigma}$, получаем:

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{\tau_0^2} (2\hbar^2 + R_0^2 p^2) = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \equiv m^2 c^4. \quad (24)$$

Введение представлений об электроны как о “казимировском поляроне” позволяет поставить в соответствие введенным в работе [4] операторам $\hat{\tau}_0$ и \hat{R} более физически понятные характеристики электрона. Векторный оператор \hat{R} естественно связывается с представлениями об электроны не как о точечной элементарной частице, а как о “казимировском поляроне” с характерным размером $R_0 = 2^{1/2} \hbar / m_0 c$ области поляризации ЕМ-вакуума при $\vec{u} = 0$. Скалярному оператору $\hat{\tau}_0$ можно поставить в соответствие характерное время перестройки области казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности электрона при его движении в ЕМ-вакууме, происходящей за счет обмена виртуальными фотонами и играющего роль своего рода “смазки” при движении частицы в ЕМ-вакууме (см. раздел 2.3). При релятивистских скоростях электрона казимировская поляризация ЕМ-вакуума в направлении движения падает. В ультрарелятивистском случае ($u \rightarrow c$), когда практически вся энергия связывается с движущейся массой и можно полагать $m = m_0 \eta_u \equiv m_0 (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$, величина характерного размера релятивистского полярона $R_u = R_0 (1 - u^2/c^2)^{1/2}$ в направлении его движения из-за потери доли “смазки” резко падает, возрастает сопротивление движению, вследствие чего возрастает инерционная масса (потенциальная энергия) электрона. Скалярному оператору $\hat{\tau}_0$ в этом случае ставится в соответствие уменьшающееся время $\tau_{0u} = \tau_0 (1 - u^2/c^2)^{1/2}$ перестройки области казимировской поляризации ЕМ-вакуума, необходимой для движения электрона. Поэтому уравнение Дирака фактически следует рассматривать как уравнение для казимировского ЕМ-полярона, который можно определить как полярон Дирака–Вильфа, а не точечного электрона.

3.2. Физическая сущность образа волна-частица

Представление о волне де Бройля, как известно, не вписывается в уравнения квантовой механики и выражает лишь саму идею совмещения в одном объекте волновых и корпускулярных свойств. Вводимые в ортодоксальной квантовой механике волны-частицы де Бройля просто постулируются, и им вынужденно приписывается временная дисперсия. В силу последнего обстоя-

тельства волна де Бройля должна распадаться на микроскопических расстояниях. “Именно это не позволило основоположникам квантовой механики связать волну де Бройля с каким-либо реальным свойством стабильного электрона. Но любой серийный электронный микроскоп просвечивающего типа работает вопреки ортодоксальной трактовке физики микромира. В практике электронной микроскопии приходится считать, что внутри микроскопа волна де Бройля фактически сопровождает электрон и без распада проходит значительное расстояние от катода до детектора. Электроны в пучке микроскопа демонстрируют корпускулярные и волновые свойства ОДНОВРЕМЕННО, а не “либо-либо”, как принято утверждать” [47].

При введении ЕМ-вакуума как базовой среды и представлений о казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности элементарных частиц и атомных ядер возникает возможность рассмотрения образа волна-частица в рамках квантовой механики. Действительно, перемещение каждого такого ЕМ-полярона с массой m и характерным размером $a_v = 2^{1/2} \hbar / mc$ в ЕМ-вакууме со скоростью u фактически означает перемещение фиксируемой по размеру локальной гетерогенности ЕМ-вакуума с импульсом $p = mu$ и энергией $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = mc^2$, где m_0 – масса частицы при $u = 0$.

Полагаем, что именно с этой перемещающейся областью локальной гетерогенности ЕМ-вакуума как уединенной волны следует связывать вводимый в квантовой механике образ волны-частицы. Выполнение требования соответствия всех операторов, вводимых в уравнение Дирака для электрона, наблюдаемым характеристикам таких частиц, как это предлагает Вильф [4] при замене, согласно (22), части операторов в уравнение Дирака размерными операторами $\hat{\tau}_0$ и \hat{R}_j , фактически превращает, как отмечено выше, релятивистское уравнение Дирака в уравнение для ЕМ-полярона как волны-частицы “Дирака–Вильфа”.

Как следует из анализа уравнения Дирака для электрона, длину вводимой волны λ_{DW} естественно связывать с характерным размером R_u казимировского полярона, т.е. полагать $\lambda_{DW} = 2^{1/2} \hbar / mc$, а циклическую частоту ω_{0u} релаксационной перестройки области казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности переносимой частицы при ее смещении естественно связывать с вводимым в уравнении Дирака параметром τ_{0u} , так что $\omega_{0u} = 2\pi / \tau_{0u}$. Если характеризовать перемещение рассматриваемого возмущения ЕМ вакуума волновым числом $k_{DW} = 2\pi / \lambda_{DW}$, то для фазовой скорости u_{ph} возникающей в ЕМ- вакууме волны, продуцируемой

при перемещении EM-полярона, получаем выражение: $u_{ph} = \omega_{0u}/k_{DW} = \lambda_{DW}/\tau_{0u} = R_0/\tau_0$. При этом для групповой скорости u_g “волны Дирака–Вильфа” как общей уединенной волны (переносимого EM-полярона и сопровождающего этот перенос возмущения EM-вакуума) получаем: $u_g = dE/dp = u$.

Поскольку в данном случае подстройка фазы общей уединенной волны не зависит от частоты и определяется постоянной величиной (отношением R_0/τ_0), то временная дисперсия отсутствует, и размывания волны-частицы Дирака–Вильфа электрона, других стабильных элементарных частиц и стабильных атомных ядер по мере их распространения не будет происходить.

Это полностью соответствует результатам работы Л. Бибермана, Н. Сушкина и В. Фабриканта [48], в которой было экспериментально подтверждено, что волновые свойства присущи не только потоку электронов, но и каждому электрону в отдельности. Было показано, что даже в случае неинтенсивного электронного пучка, когда каждый электрон проходит через прибор независимо от других, возникающая при длительной экспозиции дифракционная картина не отличается от дифракционных картин, получаемых при короткой экспозиции для потоков электронов, в миллионы раз более интенсивных. Электрон (его кинетическая энергия составляла $E_e = 72\text{кэВ}$) проходил прибор за 8.5×10^{-9} с, затем в течение в 30000 раз (!) большего интервала времени (в среднем) прибор оставался пуст, и лишь после этого через него проходил новый электрон. Очевидно, что при таком огромном интервале времени между последовательными прохождениями вероятность одновременного прохождения хотя бы двух электронов ничтожна. Введенные представления об электроны как казимировском поляроне позволяют понять результаты этой классической, но мало цитируемой работы В.А. Фабриканта и его учеников, а также обосновать базовую гипотезу ортодоксальной квантовой механики об адекватности образа волна-частица Дирака–Вильфа применительно к элементарным частицам и атомным ядрам.

3.3. Физическая сущность квантово-механического туннелирования

Возникает вопрос, как в рамках развиваемых представлений о казимировской поляризации электрона и формировании казимировского EM-полярона можно установить физическую сущность “квантово-механического туннелирования”. Более конкретно, речь идет о понимании физических причин экспоненциальной зависимости коэффициента прозрачности P туннельно-

го барьера электрона как EM-полярона от параметров барьера – величины потенциальной энергии и толщины барьера, а также независимости P от температуры. В качестве “потенциального барьера” будем рассматривать тонкий диэлектрический слой, а EM-полярон диффузионным образом переносится через этот слой. Полагаем, что казимировская поляризация электронов обуславливает возможность их вхождения в объем любого макроскопического объекта, с неизбежностью пронизанного EM-вакуумом, в данном случае, барьерного диэлектрического слоя. При этом исходная казимировская поляризация электрона при внедрении его в другую среду (диэлектрический слой) может измениться. Будем связывать барьерные свойства диэлектрического слоя, препятствующие движению в нем казимировского EM-полярона, с существованием отталкивающего потенциального поля, которое создается распределенными по диэлектрическому слою центрами.

Ниже покажем, как соответствующее модельное рассмотрение [49] позволяет получить требуемое выражение для коэффициента прозрачности P потенциального барьера. При этом величину P будем определять как отношение плотности потока прошедших сквозь барьер EM-поляронов к плотности потока EM-поляронов, падающих на барьер. Следуя [49, 50], рассмотрим диффузионный перенос частиц, в рассматриваемом случае – казимировских EM-поляронов, находящихся в некоторой базовой среде, через барьерный диэлектрический слой толщины d ($0 \leq x \leq d$), где x – координата, перпендикулярная к поверхности слоя. Ограничим себя рассмотрением модели хаотически распределенных в объеме слоя примесных центров с короткодействующим отталкивательным для переносимых частиц потенциалом $U(\vec{r})$, где $\vec{r}(x, \vec{\rho})$ – радиус-вектор диффундирующей частицы и $\vec{\rho}$ – двумерный радиус-вектор в плоскости (y, z) . В этом случае эффективный отталкивательный потенциал, действующий на диффундирующую частицу, определяется пространственной конфигурацией примесных центров:

$$U(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N U_0(\vec{r} - \vec{R}_j). \quad (25)$$

Здесь \vec{R}_j – радиус-вектор j -го примесного центра ($j = 1, 2, \dots, N$) и N – общее число примесных центров в барьерном слое. Слагаемое $U_0(\vec{r} - \vec{R}_j)$ в выражении (25) определяется видом отталкивательного парного короткодействующего потенциала переносимой частицы с отталкивательным центром:

$$U_0(\vec{r} - \vec{R}_j) = u_0 \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{R}_j|}{a_S}\right), \quad (26)$$

где a_S – параметр короткодействующего потенциала ($a_S \ll d$). При этом полагаем, что плотность отталкивающих центров достаточно велика, чтобы исключить возможность проницаемости (реализации “порога протекания”) частиц через достаточно “толстый” слой.

Ограничимся рассмотрением стационарного потока диффундирующих частиц через диэлектрический слой, и соответствующее уравнение переноса для частиц, характеризующихся локальной концентрацией $c(x, \vec{\rho})$, будем представлять в виде:

$$\operatorname{div}[D \operatorname{grad} + \mu \operatorname{grad} U(x, \vec{\rho})] c(x, \vec{\rho}) = 0. \quad (27)$$

Здесь D – коэффициент диффузии частиц в “однородной”, не содержащей отталкивательных центров матрице; μ – подвижность частиц в локальных силовых полях. В дальнейшем полагаем, $D/\mu = k_B T \equiv \beta^{-1}$, где T – абсолютная температура, k_B – постоянная Больцмана.

В соответствии с [31] (см. также раздел 2), будем рассматривать состояния переносимых частиц на межфазной границе с барьерным слоем как суперпозицию двух состояний: собственно состояния на межфазной границе – состояния I (характеризуется “поверхностными” концентрациями n_0 и n_d , соответственно, на межфазных границах $x = 0$ и $x = d$) и “смежного” состояния II (характеризуется “объемной” концентрацией c), с которого и “начинается” хаотическое блуждание – диффузионный перенос. Граничные условия в этом случае представляют собой уравнения материального баланса переносимых частиц между этими состояниями и диффузионной областью. Полагая, что прошедшие через барьерный слой частицы необратимо связываются, при стационарном режиме переноса, мы имеем [49]:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad \lambda_0 n_0 + v_0 n_0 &= J_0 + \chi_0 c, \\ \lambda_0 n_0 &= \chi_0 c + J_M; \end{aligned} \quad (28)$$

$$x = d: \quad \lambda_d n_d + v_d n_d = \chi_d c, \quad -\lambda_d n_d + \chi_d c = J_M; \quad (29)$$

где J_M – поток частиц через барьерный слой; J_0 – поток частиц из базовой среды на поверхность ($x = 0$) барьерного слоя; $\lambda_{0(d)}$, $\chi_{0(d)}$ и $v_{0(d)}$ – константы скорости соответствующих переходов из состояний I в состояния II, из состояний II в состояния I, из состояний I в базовую среду.

Разрешая (28) и (29) относительно граничных значений концентраций $c(0, \vec{\rho})$ и $c(d, \vec{\rho})$, а также учитывая

$$-D \frac{dc}{dx} \Big|_{x=0} = -D \frac{dc}{dx} \Big|_{x=d} = J_M,$$

определяем граничные условия для частиц, диффундирующих через барьерный слой [53]:

$$x = 0: \quad (1 + \alpha_0) D \frac{dc}{dx} + J_0 = \kappa_0 c, \quad (30)$$

$$x = d: \quad -(1 + \alpha_d) D \frac{dc}{dx} = \kappa_d c, \quad (31)$$

где

$$\kappa_{0(d)} = \alpha_{0(d)} \chi_{0(d)}, \quad \alpha_{0(d)} = \frac{v_{0(d)}}{\lambda_{0(d)}}. \quad (32)$$

Решение уравнения (27) имеет вид:

$$\begin{aligned} c(x, \vec{\rho}) = \exp[\beta U(0, \vec{\rho})] \left\{ \exp[-\beta U(x, \vec{\rho})] c(0, \vec{\rho}) - \right. \\ \left. - \frac{J_M}{D} \int_0^x \exp[-\beta(U(x, \vec{\rho}) - U(\xi, \vec{\rho}))] d\xi \right\}. \end{aligned} \quad (33)$$

Будем полагать, что действующий на диффундирующие частицы хаотический потенциал $U(x, \vec{\rho})$ зависит только от двумерного радиуса-вектора $\vec{\rho}$ в плоскости (y, z), т.е. одинаков в каждом поперечном сечении x :

$$U(x, \vec{\rho}) = \varphi(\vec{\rho}). \quad (34)$$

В этом случае выражение для стационарного потока $J_M [J_M = (\vec{J})_x - x$ -я компонента вектора потока \vec{J} ; $(\vec{J})_y = (\vec{J})_z = 0]$ через диэлектрический слой с учетом условий (28)–(32) имеет вид:

$$J_M = \frac{D}{d} \exp[-\beta \varphi(\vec{\rho})] [c(0, \vec{\rho}) - c(d, \vec{\rho})], \quad (35)$$

$$c(0, \vec{\rho}) = \frac{1}{\kappa_0} [J_0 - (1 + \alpha_0) J_M], \quad (30a)$$

$$c(d, \vec{\rho}) = \frac{1}{\kappa_d} (1 + \alpha_d) J_M. \quad (31a)$$

Выражение (35), полученное на основе предположения (34), фактически означает, что наибольший вклад в перенос частиц через барьерный слой будут формировать области, в которых чисто флуктуационно понижена концентрация отталкивательных центров, препятствующих проникновению диффундирующих частиц в этот слой. Тогда общее выражение для потока \vec{J}_M через барьерный слой, полученное на основе (35) и (30a) и (31a), после усреднения по всем положениям примесных рассеивающих центров, можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \vec{J}_M = \frac{D}{d} \langle \exp[-\beta \varphi(\vec{\rho})] \rangle \times \\ \times \left\{ \frac{J_0}{\kappa_0} - \left[\frac{1 + \alpha_0}{\kappa_0} + \frac{1 + \alpha_d}{\kappa_d} \right] \vec{J}_M \right\}, \end{aligned} \quad (36)$$

где угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по положениям хаотически распределенных рассеи-

вающих центров в барьерном слое. Наиболее просто процедура усреднения реализуется при пуассоновском распределении центров.

Для короткодействующего отталкивательного потенциала (26) [при условии $u_0\beta \exp(-d/a_S) \gg 1$] получаем [49, 50]:

$$\langle \exp[-\beta\varphi(\bar{\rho})] \rangle = \exp\left[-\pi\left(1 + \frac{2\gamma_E}{\ln(u_0\beta)}\right)Ca_S^2 \ln^2(u_0\beta)d\right] \equiv f_S, \quad (37)$$

где $C = N/Sd$ – объемная концентрация рассеивающих центров, γ_E – постоянная Эйлера. Окончательное выражение для потока \bar{J}_M (полагаем, что $\kappa_{0(d)}$ и $\alpha_{0(d)}$ не зависят от J_M) имеет вид:

$$\bar{J}_M = J_0 \left(1 + \alpha_0 + \frac{(1 + \alpha_d)\kappa_0}{\kappa_d} + \frac{\kappa_0 d}{Df_S}\right)^{-1}. \quad (38)$$

В простейшем случае, когда

$$\kappa_0 = \kappa_d \equiv \kappa, \quad \alpha_0 = \alpha_d \equiv \alpha,$$

для коэффициента прозрачности получаем:

$$P_S = \frac{\bar{J}_M}{J_0} = \left[2(1 + \alpha) + \frac{\kappa d}{Df_S}\right]^{-1}. \quad (39)$$

При $2(1 + \alpha) \gg \kappa d(Df_S)^{-1}$ величина P_S не зависит от выбора потенциала и определяется исключительно состоянием поверхности барьерного слоя:

$$P_S \approx [2(1 + \alpha)]^{-1}, \quad (40)$$

и проходящий через барьерный слой поток не зависит от толщины d этого слоя.

При $2(1 + \alpha) \ll \kappa d(Df_S)^{-1}$ из (39) и (37) следует выражение для коэффициента прозрачности барьерного слоя при рассматриваемом типе отталкивательного потенциала:

$$P_S = \frac{D}{\kappa d} \exp\left[-\pi\left(1 + \frac{2\gamma_E}{\ln(u_0\beta)}\right)\left(Ca_S^2 \ln^2(u_0\beta)\right)d\right]. \quad (41)$$

Таким образом, коэффициент прозрачности барьерного слоя представляется в виде экспоненциальной зависимости от параметров потенциалов отталкивания и от толщины слоя, в соответствии с общим характером таких зависимостей в квантовой механике. Смысл полученных расчетных зависимостей $P_S = P_S(d)$ состоит в том, что частица может эффективно проходить через достаточно тонкий барьерный слой только в тех областях барьера, в которых отталкивательные силы ослаблены вследствие неизбежно реализующегося при случайном распределении отталкивательных центров флуктуационного понижения их концентрации.

Качественно результат должен измениться лишь при сильной коррелированности в располо-

жении отталкивательных центров, в частности, при их равновесном распределении по объему барьерного слоя. Действительно, именно с сильной структурной неравновесностью пуассоновского распределения отталкивательных центров в барьерном слое может быть связана нетривиальная температурная зависимость фактора f_S , определяющего общее выражение (38) для потока частиц через барьерный слой (см. также [55]), в том числе, практически отсутствие (логарифмический характер) температурной зависимости при короткодействующем характере потенциала отталкивания, что считается свойственным процессам туннелирования в квантовой механике. Так что именно воздействия на переносимый ЕМ-полярон со стороны короткодействующих потенциалов отталкивания в барьерных слоях наиболее адекватно отражают сущность феномена, рассматриваемого в квантовой механике как туннелирование.

Несмотря на приводимое чисто классическое рассмотрение задачи проникновения (“растворение” в приповерхностном слое и последующая диффузия) чисто квантового объекта – казимировского ЕМ-полярона – через барьерный слой, полученное выражение для коэффициента P_S прозрачности барьерного слоя по существу близко соответствующему коэффициенту в квантовой механике. Действительно, оба выражения зависят от характеристик общего потенциального поля внутри барьерного слоя, эффективно не зависят от температуры и экспоненциально уменьшаются с увеличением его толщины. Автор полагает, что именно в силу указанных обстоятельств квантовая механика, физическая сущность которой, на что указывал Р. Фейнман, остается неясной, позволила создать базовые основы микро- и нанoeлектроники, реализовать разработки многих технических устройств и установок. Очевидны успехи в приложениях квантовой механики и квантовой химии к расчетам атомных спектров и определению параметров электронной структуры сложных молекулярных систем.

В заключение этого раздела следует подчеркнуть, что предпринятая попытка выяснить физическую сущность квантовой механики преследует только одну цель – лучше понимать содержание результатов и степень адекватности устанавливаемых параметров, получаемых не только в рамках квантовой механики, но и в смежных областях – квантовой химии, ядерной физике, космологии, физике полупроводников, физике низких температур.

3.4. Запутанные (“повязанные”) состояния частиц в квантовой механике

Как известно, одним из центральных понятий в квантовой механике, если иметь в виду ее информационные аспекты и проблему квантовых компьютеров [51], является введенное Шредингером понятие “entangled states”, т.е. “запутанные состояния”, как обычно представляется в русском переводе, для которых волновая функция системы частиц не распадается на произведение индивидуальных волновых функций каждой из частиц. Более адекватным термином при переводе этого понятия на русский язык, как считал Б.Б. Кадомцев [51], и автор солидарен с ним, следует считать “повязанные” состояния. Соответствующие аргументы будут приведены ниже.

Введение образа “повязанные состояния” было вызвано публикацией статьи Эйнштейна, Подольского и Розена [52], известной под аббревиатурой ЭПР и рассматриваемой сегодня как парадокс ЭПР, в которой было указано на неполноту квантовой механики из-за ее несовместимости с понятием “объективной реальности” на основе мысленного эксперимента, заключающегося в измерении параметров микрообъекта косвенным образом, не оказывая на этот объект непосредственного воздействия. Известно, что квантовая механика предсказывает сильную корреляцию между измерениями состояния частиц, первоначально находящихся в “повязанном” состоянии, для которого волновая функция не распадается на произведение волновых функций каждой из частиц. Это могут быть измерения линейной или эллиптической поляризации двух “повязанных” (по состоянию поляризации) фотонов, измерения проекции спина частиц со спином $\frac{1}{2}$, образующихся при распаде частицы с нулевым спином, на одно из пространственных направлений. В рамках квантовой механики должна реализовываться сильная внутренняя корреляция: измерение, проводимое с фиксацией состояния одной частицы, должно приводить к изменению волновой функции второй частицы, даже если она находится достаточно далеко от первой частицы. Согласно [52], такой корреляции быть не должно: процесс измерения состояния первой частицы никоим образом не должен влиять на вторую систему в силу отсутствия какой-либо причинной обусловленности, и “никакое разумное определение реальности не должно допускать этого”. Такая концепция, получившая название “локального реализма” вызвала резкое неприятие ряда физиков.

Как показали результаты последующих экспериментальных исследований [53–55], в частности, работы Аспекта с коллегами (изучавших корреляции поляризации пар фотонов при использовании анализаторов, которые переключались с темпом быстрее c/L , где c – скорость света, L –

расстояние между детекторами), обсуждаемые корреляции существуют в любой момент времени и информация о проводимых измерениях не переносится никаким сигналом (см. [51], с.123). Естественно, вопросы при этом остаются. Прежде всего, остается неясным: какова физическая сущность, генезис описываемых корреляций частиц, первоначально находящихся в “запутанном” состоянии? А также: указывают ли полученные результаты на нарушение принципа причинности, с чем никак не мог смириться Эйнштейн?

Как полагает автор, введение представлений о ЕМ-вакууме как базовой среде и о казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности атомных ядер и электронов позволяет снять все возникающие вопросы, если принять, что состояние с существенным перекрытием областей казимировской поляризации двух или более частиц адекватно введенному Шредингером понятию “повязанного состояния” квантовых частиц. В таком случае более естественным представляется использование именно образа “квантовой повязанности”, поскольку термин “запутанности” не несет никакого смыслового содержания применительно к “привязанным друг к другу” системам. При этом очевидна и нелокальность любых процессов с участием квантовых частиц, рассматриваемых как неточечные объекты, ЕМ-поляроны (или “казимировские поляроны”), с которыми связывается область казимировской поляризации ЕМ-вакуума. Для электронов характерный размер этой области составляет $a_{\nu_e} = 5.2 \times 10^{-11}$ см, а для протонов – $a_{\nu_p} = 2.82 \times 10^{-14}$ см.

В то же время фиксируемая сильная корреляция между измерениями состояния частиц, первоначально находящихся в “повязанном” состоянии, при котором измерение, проводимое с фиксацией состояния одной частицы, приводит к изменению волновой функции второй частицы, обуславливается сохранением перекрытия областей казимировской поляризации разлетающихся частиц и при увеличении расстояния между частицами из-за дальнедействующего характера казимировского взаимодействия. Именно на этой основе можно понимать указанные выше экспериментальные данные [53–55], которые никоим образом не нарушают принцип причинности. Естественно, что рассматриваемая корреляция должна нарушаться, когда вторая частица окажется в области более сильного “казимировского” воздействия со стороны какой-либо третьей частицы. Что же касается возможной протяженности взаимосвязанности казимировских областей множества частиц, то расстояния, на которых такие взаимосвязи проявляются, как демонстрируют феномены, могут достигать космологических масштабов.

Для понимания характера возникающей связи, меры (степени) “квантовой повязанности” или просто повязанности состояния двух частиц рассмотрим пример формирования единой системы из двух электронов, на которые не действуют какие-либо иные частицы или сторонние поля. В этом случае казимировская потенциальная энергия $U_e(\xi; \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ двух электронов, локализованных в точках с радиус-векторами \vec{r}_1 и \vec{r}_2 и имеющих массы m , в точке с радиус-вектором ξ в ЕМ-вакууме имеет вид (ср. (14)):

$$U_e(\xi; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\xi - \vec{r}_1|} - \frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\xi - \vec{r}_2|} + \frac{e^2}{|\xi - |\vec{r}_1 - \vec{r}_2||}. \quad (42)$$

Введем радиус-вектор \vec{R} центра масс рассматриваемых частиц, а также радиус-вектор $\vec{\rho}$ разности радиусов-векторов \vec{r}_1 и \vec{r}_2 соответствующих частиц:

$$\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad \vec{\rho} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2.$$

Тогда

$$U_e(\xi; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = -2^{3/2}\hbar c \times \left[\frac{1}{|2\xi - 2\vec{R} - \vec{\rho}|} + \frac{1}{|2\xi - 2\vec{R} + \vec{\rho}|} \right] + \frac{e^2}{|\xi - \vec{\rho}|}. \quad (42a)$$

Поскольку нас интересует только потенциальная энергия электронов, то для исключения из рассмотрения динамики системы в целом выберем $\xi = \vec{R}$. Получаем в этом случае:

$$U_e(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|_{\xi=\vec{R}} \equiv U_e(\rho) = -2^{5/2} \frac{\hbar c}{\rho} + \frac{e^2}{\rho} = -2^{5/2} \frac{\hbar c}{\rho} \left(1 - \frac{e^2}{\hbar c} \right) \approx -2^{5/2} \frac{\hbar c}{\rho}. \quad (42b)$$

Полученный результат означает, что в электронных подсистемах кулоновское отталкивание практически не должно препятствовать формированию устойчивых объединенных систем не только двух, но и большего числа “повязанных” электронов. Так, для случая трех электронов соответствующая потенциальная энергия электронов, локализованных в точках с радиус-векторами \vec{r}_1 , \vec{r}_2 и \vec{r}_3 , в точке с радиус-вектором ξ в ЕМ-вакууме имеет вид:

$$U_e(\xi; \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = -\frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\xi - \vec{r}_1|} - \frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\xi - \vec{r}_2|} - \frac{\sqrt{2}\hbar c}{|\xi - \vec{r}_3|} + \frac{e^2}{|\xi - |\vec{r}_1 - \vec{r}_2||} + \frac{e^2}{|\xi - |\vec{r}_1 - \vec{r}_3||} + \frac{e^2}{|\xi - |\vec{r}_2 - \vec{r}_3||}. \quad (43)$$

Введем радиус-вектор \vec{R} центра масс рассматриваемых частиц, а также относительные радиус-вектора $\vec{\rho}$ и $\vec{\rho}_1$ согласно:

$$\vec{R} = \frac{1}{3}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3), \quad \vec{\rho} = \vec{r}_2 - \vec{r}_3, \\ \vec{\rho}_1 = \vec{r}_1 - \frac{1}{2}(\vec{r}_2 - \vec{r}_3).$$

Приведем выражение для потенциальной энергии рассматриваемой системы из трех частиц в точке $\xi = \vec{R}$, выбирая $\vec{R} = 0$. Тогда:

$$U_e|_{\xi=\vec{R}=0} = -3\sqrt{2}\hbar c \left\{ \frac{1}{2\rho_1} + \frac{2}{|3\vec{\rho} + 2\vec{\rho}_1|} + \frac{2}{|3\vec{\rho} - 2\vec{\rho}_1|} - \frac{e^2}{3\sqrt{2}\hbar c} \left[\frac{1}{|\rho} + \frac{2}{|\vec{\rho} + 2\vec{\rho}_1|} + \frac{2}{|\vec{\rho} - 2\vec{\rho}_1|} \right] \right\}. \quad (43a)$$

Поскольку “казимировский размер электрона” является вполне определенной величиной, то слагаемые в квадратных скобках и первые три слагаемых в фигурных скобках должны иметь один порядок величины, так что вполне вероятно существование устойчивых систем трех “повязанных” электронов.

Очевидно, что по мере возрастания числа Z “повязанных” электронов в объединенных электронных системах, в частности, в электронных подсистемах атома, устойчивость таких образований должна уменьшаться вследствие возрастания эффектов кулоновского отталкивания: число электронных пар возрастает как $Z(Z - 1)$, тогда как энергия казимировского связывания электронной системы с ЕМ-вакуумом возрастает пропорционально Z . Основанные на таких заключениях оценки дают для максимального числа N_Z электронов в ассоциатах: $N_Z \approx e^2/\sqrt{2}\hbar c \sim 190$. Поэтому можно полагать, что именно казимировская поляризация электронных подсистем атомов всех элементов, составляющих Периодическую систему элементов Д.И. Менделеева, определяет их устойчивость, несмотря на кулоновское расталкивание электронов при высокой степени компактности электронных подсистем многоэлектронных атомов. На последнее указывает относительно небольшое возрастание размеров атомов – от атома водорода (~ 0.05 нм) до атомов, количество электронов у которых превышает сотню (~ 0.15 нм).

При квантово-механических расчетах энергетических состояний многоэлектронных систем, как известно, требуется антисимметризация соответствующих волновых функций. Естественно полагать, что указанное требование отражает феномен формирования единых электронных подсистем для каждого атома, связь в которых реализуется вследствие перекрытия областей казимиров-

ской поляризации электронов с определенным упорядочением по спинам (согласно [56], спин частицы можно рассматривать как момент, возникающий в результате циркуляции энергии или потока импульса в поле, ассоциированном с самой частицей), и при этом феномен квантовой повязанности обеспечивает устойчивость атомов, определяя необходимый перепад давления ЕМ-вакуума вне и внутри и электронных подсистем.

На последнее обстоятельство – устойчивость многоэлектронных систем – ранее обращалось внимание [57] в связи с феноменом образования заряженных электронных кластеров с высокой плотностью заряда в квантовых точках [58], а также с формированием высокоплотных по электронам токовых нитей в силовых приборах микроэлектроники при инициировании микродуговых разрядных процессов [59]. Полагаем, что именно давление Казимира определяло в этих системах с высокой электронной плотностью сцепление (“когезию”) электронов, преодолевающее их кулоновское расталкивание. Не исключено, что казимировские эффекты проявляют себя и при образовании σ - и π -связей в химических соединениях, куперовских электронных пар, при туннелировании в ядерных процессах куперовских пар повязанных нуклонов [60].

В заключение этого раздела рассмотрим еще один вопрос, который после создания квантовой механики в литературе не обсуждается – вопрос о природе устойчивости атома. Прежде всего, полагаем, что в микромире каких-то специальных физических законов не существует, и электроны при круговом движении относительно ядра должны продуцировать тормозное излучение, как и электроны при своем движении в кулоновском поле ионов [61].

Естественно, устойчивость атома должна зависеть и от параметра, характеризующего вероятность перекрытия (взаимодействия) областей казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности электрона и ядра. При исходной малости этого параметра, равного, согласно (8а), величине $a_{ve}/a_B \approx 5.18 \times 10^{-3}$, необходимо также полагать, что при непосредственном “соприкосновении” областей казимировской поляризации ЕМ-вакуума в окрестности электрона и ядра для устойчивости атома с необходимостью должно реализоваться “проскальзывание” по Навье [62], при котором справедлива линейная связь тангенциальной компоненты скорости перемещения областей казимировской поляризации электрона относительно области поляризации ядра и касательных напряжений вдоль поверхности соприкосновения. Именно такие условия “проскальзывания” следует рассматривать как необходимые для устойчивости атома при сложной

внутриатомной динамике электронной подсистемы, особенно при иницируемых возбуждениях.

Что касается потери энергии электронами на излучение вследствие их движения вокруг атомного ядра, эти потери компенсируются при неэквивалентном обмене виртуальными фотонами между областью казимировской поляризации электронов и ЕМ-вакуумом [9]. Необходимо указать, что, согласно развиваемым автором представлениям (см. [9, 63, 64]), Вселенная является открытой системой, динамика которой поддерживается сторонними источниками энергии планковской мощности. В этом случае нет необходимости вводить нефизические представления о “темной энергии” и “темной материи”, разрешается остро стоящая проблема [65, 66] космологической постоянной (“проблема 120 порядков”) [9, 64].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основная задача, которую ставил перед собой автор – понять, насколько выяснение физической сущности квантовой механики и природы гравитации в рамках наиболее общего феноменологического подхода может оказаться востребованным современной физической наукой. Здесь, прежде всего, имеются в виду пока непонятые проблемы “квантовой гравитации”, поднимаемые М. Бронштейном более 80 лет назад, а также проблемы физической сущности “запутанных” (“повязанных”) квантовых состояний. При этом феномен “запутанного” состояния исследован экспериментально вдоль и поперек, только физическая природа этого явления не ясна, хотя терминологически образ запутанного состояния восходит еще к Шредингеру. Поскольку сегодня является проблема реализации квантовых вычислений, использующих именно “запутанные” состояния, для чего в твердотельных матрицах конструируются специальные примесные центры, понимание феномена запутанности крайне актуально.

Как следует из проведенного анализа, решение обеих указанных проблем оказалось возможным лишь после получения ответа на базовый для понимания физической сущности квантовой механики вопрос, поднимаемый фактически еще Р. Фейнманом и Абдус Саламом – что такое “волна-частица”. Тем более, что электронная микроскопия по мере проникновения в глубь природы, демонстрирует удивительный и более явный образ “волны-частицы”, именно той “волны-частицы”, существование которой еще в 40-е годы было блестяще продемонстрировано В.А. Фабрикантом с сотрудниками. Только вот понимания физической сущности образа “волна-частица” и

путей введения такого образа в квантовую механику пока не было.

В рамках развиваемых феноменологических представлений такими волнами-частицами оказываются электроны, и атомные ядра, поляризующие ЕМ-вакуум в своей окрестности и формирующие при этом ЕМ-вакуумные казимировские поляроны. При этом электрон как казимировский полярон при учете по Вильфу требуемых правил соответствия для вводимых операторов оказывается тем объектом, для которого было фактически “построено” уравнение Дирака. Именно на основе введения представлений о волне-частице как о казимировском поляроне были поняты и оба обсуждаемых выше феномена – эффект запутанности (более адекватно – повязанности) квантовых состояний и природа гравитации.

Важно подчеркнуть, что феномен гравитации, определяемый перекрыванием областей казимировской поляризации атомных ядер двух макроскопических объектов, отстоящих друг от друга на макроскопических расстояниях, вплоть до межгалактических, допускает даже возможность своего рода экспериментальной проверки. Конечно, речь идет о гипотетической возможности – о переводе космического аппарата “Вояджер-2”, который был запущен в межзвездное пространство еще в конце 70-х годов прошлого столетия и траектория которого пока контролируется, в баллистический режим полета. В этом случае у аппарата должна появиться, как это фиксировалось у несколько ранее запущенных аппаратов “Пионер-10” и “Пионер-11”, связь с которыми потеряна, дополнительная составляющая ускорения по направлению к Солнцу.

Что касается практического “выхода” открывающегося знания о гравитации, то наиболее интересными представляются упомянутые в тексте возможные приложения в области небесной механики (особенности динамики Луны, нерегулярность дрейфа перигелия планет в зависимости от траектории центра масс Солнца относительно барицентра Солнечной системы), а также в космологии. Среди недавно появившихся в литературе загадочных результатов, для разрешения которых можно использовать развитые в данной работе представления, можно иметь в виду феномен необычайно высокой синхронизации в динамике звездных объектов, разделенных миллионами и миллиардами световых лет (согласованность, фактически синхронизация вращательной динамики галактик, разделенных огромными расстояниями – до шести мегапарсек [67]; параллельность осей вращения группы квазаров, разделенных несколькими млрд световых лет [68]). Возможно, указанную необычайно высокую синхронизацию в динамике звездных объектов, раз-

деленных миллионами и миллиардами световых лет, можно будет понять на основе локальных представлений о взаимодействии двух огромных масс, взаимодействие атомных ядер которых с объектами, расположенными в задних полусферах каждой из этих масс, проявится не столь сильно как в Солнечной системе.

По-видимому, самый неожиданный результат развиваемой феноменологии состоит в установлении физического единства собственно электромагнитных взаимодействий с гравитационными взаимодействиями, продуцируемыми взаимодействием ЕМ-вакуума с распределенными зарядами и локальными токами в ядерной материи, а также с ядерными взаимодействиями (сильными и слабыми). Именно последнее обстоятельство позволило установить генезис неожиданного феномена, привлекающего внимание исследователей последние 30 лет – реализации в природе ядерно-химических процессов (см. подробнее в [69, 70]), обычно определяемых как низкоэнергетические ядерные реакции (LENR). Процессы эти, инициируемые при энергиях на 5–6 порядков меньших, нежели реакции, традиционно рассматриваемые в ядерной физике, реализуются через слабые ядерные взаимодействия, вследствие чего связанные с ними энергетические потери определяются испусканием не гамма-квантов, а безопасных для окружения $\nu\bar{\nu}$ пар (URCA процесс Гамова–Шонберга).

Как было показано ранее [9], области казимировской ЕМ-поляризации электронов и ядер оказываются теми “воротами”, через которые открывается возможность инициирования ядерно-химических процессов при взаимодействии высокоэнергетичных (по химическим масштабам) электронов с кинетической энергией $E_e \sim 3\text{--}5$ эВ с ядрами (рассматриваются ядра, исходно не К-захватные). После испускания нейтрино и взаимодействия векторного W^- -бозона с одним из протонов ядра, при котором u -кварк этого протона превращается в d -кварк, ядерная материя этого ядра оказывается в возбужденном метастабильном состоянии из-за невозможности образования нейтрона из оставшегося u -кварка протона и двух d -кварков, и степень неустойчивости этого ядра (время жизни, характер релаксационной динамики), определяемая изменением казимировского давления ЕМ-вакуума, специфична для каждого из ядер. Очевидно, что при повышении энергии электронов до 10 эВ и более начинают преобладать ионизационные потери энергии, и указанная возможность инициирования ядерных процессов исключается. Следует отметить, что именно на основе представлений об инициировании метастабильных ненуклонных возбуждений ядерной материи при взаимодействии электронов указанных энергий с ядрами оказалось воз-

можным понять феномен иницирования искусственной радиоактивности ряды примесных элементов в Pd- и Ni-катадах в условиях дейтеро- и протийсодержащей неравновесной низкотемпературной плазмы тлеющего разряда [69]. При этом реализующиеся процессы, в частности, цепочки процессов типа $^{208}_{82}\text{Pb} \rightarrow ^{198}_{78}\text{Pt} \rightarrow ^{186}_{74}\text{W}$, понять в обычно используемых в ядерной физике представлениях было невозможно. Здесь важно подчеркнуть, что речь идет не об “использовании” энергии ЕМ-вакуума, как иногда полагают, а об иницировании электронами в указанном узком диапазоне энергий перестроенных ЕМ-вакуума в окрестности определенных атомных ядер, вследствие чего устойчивость таких ядер нарушается, и освобождается довольно значительная (~ 10 МэВ) энергия, запасенная в реагирующих атомных ядрах, причем примерно половина энергии уносится потоками $\nu\bar{\nu}$ пар.

Автор понимает всю дискуссионность представленного феноменологического взгляда на некоторые из открытых проблем современной фундаментальной науки, продвинуться в понимании которых удалось на основе выявления нового феномена — казимировской поляризации электронов и атомных ядер. Поскольку с этим феноменом оказался связанным ряд явлений и эффектов (формирование “повязанных” состояний, ядерно-химические процессы и др.), возникает необходимость широкого обсуждения этого образа, в том числе, в рамках возможных теоретических построений. В связи с этим уместно привести высказывание А.И. Герцена, относящееся к 1845 году: “Развитие науки, ее современное состояние обязывает нас к принятию кой-каких истин, независимо от того, хотим мы или нет; что однажды узнанные, они перестают быть историческими загадками, а делаются просто неопровержимыми фактами, как Эвклидовы теоремы, как Кеплеровы законы” ([71], 210 с).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rutherford E.* // Phil. Magazine and J. of Sci. 1911. V. 21. № 125. P. 669.
2. *Салам А.* // Успехи физ. наук. 1969. Т. 99. № 4. С. 571.
3. *Фейнман Р.* Характер физических законов. Изд. второе. Пер. с англ. М.: Наука, 1987. 160 с.
4. *Вильф Ф.* Опусы теоретической физики. М.: Когито-Центр, 2004. 222 с.
5. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Вып. 1–2. М.: Книжный дом, 2009. Гл. 15, § 9. 440 с.
6. *Эйнштейн А.* Сущность теории относительности / Собрание научных трудов. II. Работы по теории относительности. М.: Наука, 1966, 881 с.
7. *Мах Э.* Механика. Историко-критический очерк ее развития. Ижевск: Ижевская республиканская типография, 2000. 456 с.
8. *Томилин К.А.* Фундаментальные физические константы в историческом и методологическом аспектах. М.: Физматлит, 2006. 368 с.
9. *Timashev Serge F.* Physical Vacuum as a System Manifesting Itself on Various Scales – from Nuclear Physics to Cosmology / arXiv:1107.1799v8 [physics.gen-ph].
10. *Горелик Г.Е.* // Успехи физ. наук. 2005. Т. 175. № 10. С. 1093.
11. *Тимашев С.Ф.* // Электрохимия. 1979. Т. 15. №. 5. С. 730.
12. *Englert B.-G., Schwinger J.* // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N. 5. P. 2339.
13. *Тимашев С.Ф.* // Физика тв. тела. 1972. Т. 14. С. 171.
14. *Тимашев С.Ф.* // Там же. 1972. Т. 14. С. 2621.
15. *Хайдеггер М.* Прологомены к истории понятия времени / Пер. с нем. Е.В. Борисова. Томск: “Водолей”, 1998, 384 с.
16. *Гуссерль Э.* Идея феноменологии / СПб: ИС “Гуманитарная Академия”. 2006, 224 с.
17. *Тимашев С.Ф.* Фликкер-шумовая спектроскопия: информация в хаотических сигналах. М.: Физматлит, 2007. 248 с.
18. *Мигдал А.Б., Крайнов В.П.* Приближенные методы в квантовой механике. М.: Наука, 1966. 152 с.
19. *Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М.* Квантовая механика. М.: Просвещение, 1965. 638 с.
20. *Casimir H.* // Proc. K. Ned. Akad. Wet. 1948. V. 51. P. 793.
21. *Klimchitskaya G.L., Mohideen U., Mostepanenko V.M.* // Rev Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 1827.
22. *Jaffe R.L.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 021301 (R).
23. *Boyer T.H.* // Phys. Rev. 1968. V. 174. P. 1764.
24. *Davies B.* // J. Math. Phys. 1972. V. 13. № 9. P. 1324.
25. *Milton K.A., DeRaad L.L., Jr, Schwinger J.* // Annals of Physics. 1978. V. 115. P. 388.
26. *Balian R., Duplantier B.* // Ibid. 1978. V. 112. P. 165.
27. *Тимашев С.Ф.* // РЭНСИТ. 2017. Т. 9. № 1. С. 37; [http://rensit.ru/vypuski/article/200/9\(1\)37-51.pdf](http://rensit.ru/vypuski/article/200/9(1)37-51.pdf)
28. *Тимашев С.Ф.* // Журн. физ. химии. 2015. Т.89. № 11. С. 1810.
29. *Timashev Serge.* // Physical Science International Journal. 2017. V. 15 (2). P. 1; Article no.PSIJ.34889 ISSN: 2348-0130: <http://www.sciencedomain.org/issue/2727>
30. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Госиздат. Физматлит, 1963. 792 с.
31. *Тимашев С.Ф.* Физикохимия мембранных процессов. М.: Химия, 1988. 238 с.
32. *Timashev S.F., Polyakov Yu.S., Misurkin P.I., Lakeev S.G.* // Phys. Rev. E. 2010. V. 81. № 4. P. 041128–1–17; <http://arxiv.org/abs/1004.0235>.
33. *Dalvit D.A.R., Neto P.A.M., Mazzitelli F.D.* Fluctuations, dissipation and the dynamical Casimir effect. <http://arxiv.org/abs/1006.4790v2>.
34. *Wilson C.M., Johansson G., Pourkabirian A. et al.* // Nature. 2011. V. 479. P. 376. <http://arxiv.org/pdf/1105.4714v1>

35. *Dodonov V.V., Klimov A.B. Man'ko V.I.* // Phys. Lett. A. 1989. V. 142. Issues 8–9. P. 511.
36. *Joze P.D.* // Astron. J. 1965. V.70. № 3. P. 193.
37. *Хлыстов А.И., Долгачев В.П., Доможилова Л.М.* // Биофизика. 1992. Т. 37. № 3. С. 455.
38. *Anderson J.D., Laing P.A., Lau E.L. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65 (8). P. 082004.
39. *Turyshev S.G., Toth V.T., Kinsella G. et al.* // Phys Rev Lett. 2012. V. 108. P. 241101; arXiv 1204.2507 v1.
40. *Paul G. ten Boom.* // ArXiv:1205.3312v3 [physics.gen-ph].
41. *Weinberg S.* Cosmology. Oxford: University Press, 2008. 593 p.
42. *Кландор-Клайнротхаус Г.В., Цюбер К.* Астрофизика элементарных частиц. М.: Ред. УФН. 2000, 496 с.
43. *Bettini A.* Introduction to Elementary Particle Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 2008. 431 p.
44. *Weisskopf V.F.* // Physics Today. 1981. V. 34. № 11, P. 69.
45. *Ахиезер А.И., Рекало М.П.* Элементарные частицы. М.: Наука, 1980. 256 с.
46. *Давыдов А.С.* Теория атомного ядра, М.: Госфизматлитиздат, 1958. 612 с.
47. *Голубев С.Н.* / <http://xn--7sbah6argjdeq8gqeg.xn--c1avg/video-dokladov/100-elektronnaya-i-tunnelnaya-mikroskopiya-instrumenty-zdravogo-smysla-v-mire-kvantovyh-paradoksov-sn-golubev.html>
48. *Биберман Л., Сушкин Н., Фабрикант В.* // Докл. АН СССР. 1949. Т. 66. С. 185.
49. *Тимашев С.Ф.* // Журн. физ. химии. 2008. Т. 82. № 10. С. 1880.
50. *Бурлацкий С.Ф., Ошанин Г.С., Тимашев С.Ф.* // Хим. физика. 1990. Т. 9. № 9. С. 1283.
51. *Кадомцев Б.Б.* Динамика и информация. М.: Ред. ж-ла “Успехи физических наук”, 1997. 400 с. ISBN 5-85504-008-9
52. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* // Phys. Rev. 1935. V. 47. P. 777.
53. *Aspect A., Grangier P., Roger J.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 460.
54. *Aspect A.* // Nature. 2007. V. 446. P. 866.
55. *Gröblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. et al.* // Nature. 2007. V. 446. P. 871.
56. *Ohanian H.C.* // Amer. J. Phys. 1986. V. 54. № 6. P. 500.
57. *Puthoff H.E., Piestrup M.A.* Charge confinement by Casimir forces // arXiv:physics/0408114, 2004].
58. *Zhitenev N.B., Brodsky M., Ashoori R.C., et al.* // Sci. 1999. V. 285. Issue 5428. P. 715.
59. *Mesayets G.A., Proskurovsky D.I.* Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Springer-Verlag, New York, 1989.
60. *Potel G., Barranco F., Vigezzi E., Broglia R.A.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103, L021601.
61. *Петров Е.Ю.* Излучение электромагнитных волн движущимися заряженными частицами. Учебное пособие. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородск. гос. ун-та, 2019. 88с.
62. *Товбин Ю.К.* Молекулярная теория адсорбции в пористых телах. М.: Физматлит, 2012. 624 с.
63. *Timashev Serge.* // Int. Journal of Astrophysics and Space Science, 2014. V. 2. № 3. P. 33. <http://www.sciencepublishinggroup.com/journal/paperinfo.aspx?journalid=302&doi=10.11648/j.ijass.20140203.11>
64. *Timashev Serge.* // Intern. J. Astrophysics and Space Sci. 2015. V. 3. № 4. P. 60. <http://www.sciencepublishinggroup.com/journal/paperinfo.aspx?journalid=302&doi=10.11648/j.ijass.20150304.12>
65. *Чернин А.Д.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 3. С. 267.
66. *Блинников С.И., Долгов А.Д.* // Там же. 2019. Т. 189. № 6. С. 561.
67. *Lee J.H., Pak M., Song H. et al.* // The Astrophysical Journal, 2019. V.884. N 2; arXiv:1908.10972v1
68. *Hutsemékers D., Braibant L., Pelgrims V., Sluse D.* // Astronomy and Astrophysics. 2014. V. 572. P.A18.
69. *Тимашев С.Ф., Савватимова И.Б., Потешин С.С. и др.* // Письма в Журнал ЭЧАЯ. 2022. Т. 53. № 1. С. 59.
70. *Timashev Serge.* // Int. J. Phys. Sci.1 2017. V. 5. N 2. P. 1. <http://www.sciencedomain.org/issue/2727>.
71. *Герцен А.И.* Сочинения. Том пятый. Былое и думы. Части 4–5. М.: Госхудлитиздат. 1956, 772 с.