

ПРОГРАММА ВСЕОБЩЕЙ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА. 25 ЛЕТ СПУСТЯ

Шипов Г.И.

Введение

В 2013 году исполняется 25 лет с момента, как мной была выдвинута программа Всеобщей относительности и теории Физического Вакуума [1-4]. К этой программе я пришел в результате двадцатилетней работы, развивая идеи У. Клиффорда и А. Эйнштейна по геометризации уравнений физики (рис.1).



Рис. 1 Широкая линия обозначает путь, по которому шло развитие фундаментальной физики от Ньютона до теории Физического Вакуума

Согласно У. Клиффорду «в мире не происходит ничего, кроме изменения кривизны пространства». Имея в качестве инструмента исследования программу Всеобщей относительности и теорию Физического Вакуума, я могу теперь сказать, что в мире не происходит ничего, кроме изменения кривизны и *кручения* пространства. Это следует из предложенных мной спинорных уравнений Физического Вакуума [4]

$$\begin{aligned}
\nabla_{[k} \sigma^{i]} - T_{[k} \sigma^{i]} - \sigma^{[i} T^+_{k]} &= 0, & (A^s) \\
R_{kn} + 2\nabla_{[k} T_{n]} - [T_k, T_n] &= 0, & (B^{s+}) \\
R^+_{kn} + 2\nabla_{[k} T^+_{n]} - [T^+_k, T^+_n] &= 0, & (B^{s-}) \\
i, k, n \dots &= 0, 1, 2, 3,
\end{aligned}$$

которые содержат спинорные матрицы Пенроуза $\sigma^i_{A\dot{B}}$ [5] (спинорные индексы $A = 0, 1, \dot{B} = \dot{0}, \dot{1}$ в уравнениях (A) и (B) опущены), обобщающие матрицы Паули на случай искривленного и закрученного пространства, R_{ACkn} , $R^+_{\dot{B}\dot{D}kn}$ - спинорные матрицы римановой кривизны (знак + означает эрмитово сопряжение), T_{kCE} , $T^+_{k\dot{B}\dot{D}}$ - спинорные матрицы Кармели [6] тензора конторсии пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$ [4,7]. Математически, уравнения (A) и (B) представляют собой первые (уравнения (A)) и вторые (уравнения (B)) структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма $A_4(6)$, заданные на 10 мерном расслоенном многообразии 4 трансляционных координат x, y, z, Ct , образующих базу, и 6 вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$, образующих слой. Итак, уравнения Физического Вакуума содержат риманову кривизну, кручение геометрии $A_4(6)$ и обобщенные спинорные матрицы, играющие роль потенциалов кручения, т.е. ничего, кроме кривизны и кручения.

Первоначально уравнения Физического Вакуума не содержат никаких констант, так же, как и вакуумные уравнения Эйнштейна. Физические константы (или даже функции) появляются в них после того, как найдены конкретные решения уравнений и установлено соответствие между известными уравнениями физики и упрощенными по найденным константам уравнениями Физического Вакуума. Надо отметить, что нет полного соответствия между уравнениями Физического Вакуума и известными уравнениями физики (классической и квантовой), поскольку теория Физического Вакуума качественно отличается от существующих теорий тем, что пространство 10 мерно и обладает кручением. Если устремить в уравнениях (A) и (B) кручение к нулю (а это можно добиться локальными преобразованиями вращательных координат [7]), то они вырождаются в тождества $0 \equiv 0$. Именно это свойство уравнений Физического Вакуума заставило меня ввести Всеобщий принцип относительности, который гласит:

«Уравнения физики должны быть сформулированы так, чтобы все физические поля в них носили относительный характер».

Таким свойством обладает только гравитационное поле в теории Эйнштейна, поскольку его можно обратить в нуль в нормальных координатах (внутри свободно падающего лифта Эйнштейна гравитационное поле локально равно нулю). Остальные физические поля в общепринятых теориях принципу Всеобщей относительности не удовлетворяют, что, с моей точки зрения, говорит об их ограниченном теоретическом описании.

Основные следствия Всеобщего принципа относительности и уравнений Физического Вакуума следующие:

1. В природе нет инерциальных систем отсчета – все реальные системы отсчета движутся ускоренно.
2. 4D произвольно ускоренная система отсчета имеет 10 степеней свободы – 4 поступательных и 6 - вращательных, что требует для ее полного описания 10 мерного многообразия.
3. Все движения сводятся к вращению (парадигма Декарта) и элементарным материальным объектом является *ориентируемая материальная точка*.
4. Поскольку в ускоренных системах отсчета действуют силы и поля инерции, то *проблема инерции* в физике становится определяющей.
5. Последовательная квантовая теория и квантование физических полей является следствием геометрических свойств угловых координат пространства $A_4(6)$.
6. Волновая функция в теории Физического Вакуума оказывается реальным физическим полем – полем инерции, связанным с кручением геометрии $A_4(6)$.
7. Математический аппарат теории Физического Вакуума был разработан Ф. Френе, У. Клиффордом, Г. Риччи, Ф. Клейном, Э. Картаном, Р. Вайценбеком, Р. Пенроузом, М. Кармели и, на последней стадии, Г. Шиповым.

На рис.2 дана классификация физических работ по степени их важности для общества. Наиболее ценными являются *фундаментальные теории уровня I*, которые

Физические теории	Стратегические	Тактические	Оперативные
I. Фундаментальные (Механика, гравитация, электродинамика, теория физического вакуума)	0 Ньютон, Максвелл Эйнштейн, Шипов	1 Кулон, Ампер, Фарадей, Лоренц, Эйнштейн, Шипов...	2 Абрагам, Эйнштейн, Пойнтинг, Лиенар, Губарев, Сидоров...
II. Полуфундаментальные (Квантовая механика, квантовая электродинамика)	3 Шредингер, Дирак	4 Планк, Эйнштейн, Бор, Де Бройль, Паули, Фейнман...	5 Зоммерфельд, Швингер, Лэмб, Фейнман, Мотт...
III. Феноменологические (Сильные, слабые, Форм-факторы, кварковые, сверхпроводимость...)	6 Резерфорд, Ферми, Хофштадтер, Фейнман, Гелл-Манн, Вайнберг, Салам, Глашоу...	7 Юкава, Нишиджима, Редже, Венециано, Мандельштатм, Глэшоу, Гольдберг...	8 Гатто, Лоу, Лондон, Ландау, Купер, Боголюбов...
IV. Единые феноменологические (Электро-слабые, электро-сильные, стандартная модель, космология)	9 Вайнберг, Салам, Глэшоу, Хиггс, Гольдстоун, Пати...	10 Уорд, Вайнберг, Глэшоу, Уиллер Хокинг, Оукс...	11 Хокинг, Дж.Уиллер Иваненко, Зельдович, Гинзбург, Линде...
V. Конструктивные (Калибровочные, суперсимметричные, многомерные)	12 Янг, Миллс, Утияма, Кибл, Калуца, Клейн, Кармели...	13 Лорд, Рубаков, Владимиров, Фролов, Кречет...	14 Большинство теоретиков
VI. Академические (Теория суперструн, теория твисторов)	15 Э. Виттен, М.Грин, Б.Грин, Дж.Шварц... Пенроуз ...	16 Около 1000 имен	17 Несколько тысяч имен

Рис.2. Классификация работ по теоретической физике

абсолютно точно предсказывают результаты экспериментов в области, где эти уравнения справедливы. Они содержательны и не требуют введения подгоночных констант. Фундаментальные теории и их создателей можно пересчитать по пальцам. Эти теории лежат в основе жизненно важных технологий, используемых человечеством. В области их применимости они никогда не могут быть опровергнуты, но могут быть расширены под давлением экспериментов, выходящих за их рамки. За фундаментальные теории не получено ни одной Нобелевской премии. Признания фундаментальных теорий происходит в течение длительного периода времени (сменяется одно или два поколения физиков). По этому поводу Ньютон, получивший признание в преклонном возрасте, высказал следующие печальные слова: «Либо не надо говорить ничего нового, либо всю жизнь придется затратить на защиту своего открытия». Такой является плата за самую ценную и творческую работу. Фундаментальные уравнения требуют нового философского обобщения представления о реальном мире, впервые (как показывает история физики) интегрально осознаются одним человеком и всегда находятся физиком, а не математиком.

Современные квантовые теории вещества относятся к *полуфундаментальным теориям уровня II*, поскольку:

1. В их основе заложены фундаментальные теории, которые затем «квантуются» по определенным рецептам.
2. В них потеряно образное (физическое) мышление, что делает их непонятными для исследователя.
3. Они никак не связаны с развитием принципа относительности.
4. Содержат в своих динамических уравнениях поле (волновую функцию), которое невозможно интерпретировать как обычное физическое поле.

В силу сказанного выше, *квантовая теория не может быть отправной точкой для дальнейшего развития фундаментальной физики уровня I*. Следовательно, *новая фундаментальная теории может появиться только на пути обобщения уже существующих фундаментальных теорий*. К такому выводу я пришел сразу после завершения учебы на физфаке МГУ в 1967 г.

Подобной точки зрения придерживался Альберт Эйнштейн, идеи которого по геометризации уравнений электродинамики и квантовых полей я последовательно развивал в своих работах (см. рис.1). В 1972 была опубликована статья [8], в которой найдено принципиальное решение первой проблемы Эйнштейна [9], а через четыре года [10] принципиальное решение второй проблемы [11].

Когда в экспериментах обнаруживаются явления, выходящие за рамки фундаментальной теории, то появляется феноменологическая теория, носящая временный характер и использующиеся до тех пор, пока не будет построена фундаментальная теория наблюдаемого явления. Примером феноменологической теории может служить теория ядерных сил, которая впервые обнаружила отклонение от закона Кулона при взаимодействии заряженных частиц в сильных электромагнитных полях порядка $E, H \approx 10^{16}$ ед. СГСЕ. Такие теории относятся к *феноменологическому уровню III*. Их предсказательная сила носит ограниченный характер и А. Эйнштейн

считал их бессодержательными, поскольку они постепенно приспособливаются к наблюдаемым данным.

Еще большее недоверие вызывают *единые феноменологические теории уровня IV*, которые представляю собой синтез полуфундаментальной и феноменологической теории. В этих теориях косвенное описание явлений достигает своего максимума. Одновременно растет количество свободных параметров. Это ведет к тому, что такие теории просто невозможно опровергнуть никакими экспериментами. Любой эксперимент, «выходящий за рамки» теории такого типа тут же объясняется добавлением в Лагранжиан теории нового члена с новой подгоночной «константой», которая, как правило, оказывается зависящей от энергии. Такое положение дел, с моей точки зрения, не может продолжаться до бесконечности. Выход может быть только один – нужна новая фундаментальная теория. Интересно отметить, что Нобелевский комитет присуждает Нобелевские премии только разработчикам теорий II, III и IV уровней.

Конструктивные и академические теории, в основном, строятся вообще без оглядки на эксперимент. Обычно это свободный полет мысли людей, хорошо знакомых с математическим аппаратом и мало обеспокоенных проблемами уже существующих фундаментальных теорий. Это наука ради науки и, в большинстве случаев без всякой, претензии на связь теории с экспериментом. Теориями V и VI уровня занимаются математики, которые считают, что они занимаются физикой. Типичным примером такой теории является «Теория Всего» (M-теория, Теория суперструн (см. рис.1)). Эта теория считается вершиной современной теоретической физики, хотя ее выводы могут быть экспериментально проверены через 150-200 лет. На самом деле, теория суперструн мало подходит на звание «топовой» физической теории хотя бы потому, что ее основу составляет современная квантовая теория, физические основы которой остаются под вопросом. Сила теорий V и VI уровней в том, что их невозможно опровергнуть (так же как невозможно доказать их справедливость), чем очень успешно пользуются их создатели. Используя пиар и рекламу, они организовали свою работу так, что большинство ведущих теоретических кафедр в университетах Америки и Европы занимают известные «струнщики». Годовой доход этих ученых доходит до 500 тысяч \$ US, не считая различных грантов. Им есть за что бороться, поэтому на других теоретиков они смотрят свысока, считая их, как пишет известный физик-теоретик Ли Смолин [12], «теоретиками второго сорта». Я думаю, что теория струн – это тупик современной теоретической физики, в который попала наука из-за поверхностного знания проблем фундаментальной физики уровня I.

1. Геометризация полей в теории Физического Вакуума

Получилось так, что путь к уравнениям Физического Вакуума был найден после того, как были геометризированы: а) уравнения электродинамики и б) правая часть (тензор энергии-импульса) в уравнениях Эйнштейна. Но поскольку уравнения Вакуума уже существует, то будет более убедительным показать, как фундаментальные уравнения физики появляются из этих уравнений. Для этого удобно представить уравнения (A) и (B) в виде расширенной системы нелинейных спинорных

уравнений Гейзенберга $(A_{s^+}.1)$, $(A_{s^+}.2)$, полностью геометризованных (включая тензор энергии-импульса) уравнений Эйнштейна $(B_{s^+}.1)$ и полностью геометризованных (включая тензор тока) уравнений Янга-Миллса $(B_{s^+}.2)$ [7]

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} \iota_\alpha &= \nu o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \mu o_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \\ &- \gamma \iota_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha \iota_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \beta \iota_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon \iota_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_{s^+}.1)$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} o_\alpha &= \gamma o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \beta o_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \\ &- \tau \iota_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho \iota_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \sigma \iota_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa \iota_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_{s^+}.2)$$

$$\alpha, \beta, \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma}, \dots = \dot{0}, \dot{1},$$

$$2\Phi_{ABC\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB} \varepsilon_{C\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}, \quad (B_{s^+}.1)$$

$$\begin{aligned} C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}} T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}})_A^F T_{F\dot{B}} + (T^+_{\dot{D}C})_B^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{A\dot{B}})_C^F T_{F\dot{D}} - (T^+_{\dot{B}A})_{\dot{D}}^{\dot{F}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{C}B\dot{D}}, \end{aligned} \quad (B_{s^+}.2)$$

$$A, B, \dots = 0, 1, \quad \dot{B}, \dot{D}, \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

Двухкомпонентные спиноры ι_α, o_α в обобщенных уравнениях Гейзенберга $(A_{s^+}.1)$ и $(A_{s^+}.2)$ образуют 4х компонентный спинор Дирака в обычной квантовой теории. Они преобразуются по $D(1/2, 1/2)$ неприводимому представлению группы $SL(2, C)$. Спинорная запись уравнений Эйнштейна $(B_{s^+}.1)$ содержит в правой части геометризованный тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$, определяемый через тензор конторсии $T_{F\dot{B}}$ геометрии $A_4(6)$. Спинорное представление уравнений Янга-Миллса $(B_{s^+}.2)$ с калибровочной группой $SL(2, C)$ содержит в правой части тензор тока $J_{A\dot{C}B\dot{D}}$, определяется через тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$. Согласно уравнениям $(A_{s^+}.1)$ - $(B_{s^+}.2)$ мы можем рассматривать Физический Вакуум как сплошную среду, обладающую упругими свойствами, любое возмущение которой описывается совокупностью нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса. Это основные поля, динамику которых описывает теория Физического Вакуума, причем, в общем случае, «элементарная частица» описывается сразу всеми этими полями. Если риманова кривизна Физиче-

ского Вакуума равна нулю, то для таких объектов остаются лишь уравнения $(A_{s^+}^+.1)$ и $(A_{s^+}^+.2)$, которые описывают «первичные поля кручения» [7].

2. Соответствие с вакуумными уравнениями Эйнштейна

Вакуумные уравнения Эйнштейна справедливы в области пространства, где тензор энергии-импульса T_{ACBD} равен нулю. При этом условия уравнения Физического Вакуума значительно упрощаются и принимают вид

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} t_\alpha &= \nu o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \mu o_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_\alpha l_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \\ &- \gamma l_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha l_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} + \beta l_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon l_\alpha l_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_{s^+}^+.1)$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} o_\alpha &= \gamma o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \beta o_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_\alpha l_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \\ &- \tau l_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho l_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} + \sigma l_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa l_\alpha l_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_{s^+}^+.2)$$

$$\alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, \dot{1},$$

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB} \varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = 0, \quad (B_{s^+}^+.1)$$

$$\begin{aligned} C_{AB\dot{C}\dot{D}} - \partial_{\dot{C}\dot{D}} T_{AB} + \partial_{AB} T_{\dot{C}\dot{D}} + (T_{\dot{C}\dot{D}})_A^F T_{FB} + (T^+_{\dot{D}\dot{C}})_B^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{AB})_C^F T_{FD} - (T^+_{\dot{B}\dot{A}})_D^{\dot{F}} T_{C\dot{F}} - [T_{AB} T_{\dot{C}\dot{D}}] = 0, \end{aligned} \quad (B_{s^+}^+.2)$$

$$A, B \dots = 0, 1, \quad \dot{B}, \dot{D} \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

Для большей наглядности, запишем эти уравнения в векторном базисе [7]

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} + T^i_{[k j]} e^a_i = 0, \quad (A)$$

$$R_{ik} = 0, \quad (B.1)$$

$$C^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j]m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j]m]} = 0, \quad (B.2)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Отсюда видно, что кроме вакуумных уравнений Эйнштейна (B.1), мы имеем дополнительно вакуумные уравнения Янга-Миллса (B.2) и торсионные уравнения (A). Поэтому полного соответствия между уравнениями Физического Вакуума и вакуумными уравнениями Эйнштейна не существует. Это и понятно, поскольку теория Эйнштейна базируется на геометрии Римана, а теория Физического Вакуума на геометрии абсолютного параллелизма $A_4(6)$. Кроме того, в геометрии Римана 4 координаты, а в геометрии $A_4(6)$ 10.

Статическое сферически-симметричное решение уравнений (A), (B.1), (B.2), мы будем искать с помощью метода Ньюмена-Пенроуза [13]. В обозначениях формализма Ньюмена-Пенроуза, это решение имеет следующий вид [7]:

1. Для компонент обобщенных матриц Паули :

$$\begin{aligned} \sigma_{00}^i &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma_{11}^i = (1, U, 0, 0), \quad \sigma_{0i}^i = \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i^{00} &= (1, 0, 0, 0), \quad \sigma_i^{11} = (-U, 0, 0, 0), \quad \sigma_i^{0i} = -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i), \end{aligned} \quad (1)$$

где $U = -1/2 + \Psi^0/r$, $P = (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4)$, $\zeta = x^2 + ix^3$,

а $\Psi^0 = \text{const}$ – функция источника.

2. Для спинорных компонент торсионного поля $T^i{}_{jk}$:

$$\begin{aligned} \rho &= -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0/2r^2, \\ \mu &= -1/2r + \Psi^0/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4. \end{aligned} \quad (2)$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана (Вейля):

$$C_{0011} \leftrightarrow \Psi_{0011} = \Psi_2 = \Psi = -\Psi^0/r^3. \quad (3)$$

В (квази)сферических трансляционных координатах

$$ct = x^0 - \int dr/2U, \quad r = x^1, \quad \sin\theta = \frac{(\zeta\bar{\zeta})^{1/2}}{(1 + 1/4\zeta\bar{\zeta})}, \quad \text{tg}\varphi = \frac{x^3}{x^4}, \quad (4)$$

трансляционная метрика пространства

$$ds^2 = g_{ik} = \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i^{A\dot{B}} \sigma_k^{C\dot{D}} dx^i dx^k, \quad \varepsilon_{AC} = \varepsilon^{AC} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

с учетом соотношений (1), принимает вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (6)$$

Эта трансляционная метрика описывает бесконечно малый сдвиг в пространстве трансляционных координат x, y, z, ct . Кроме этой метрики в пространстве $A_4(6)$ существует вращательная метрика [7]

$$d\tau^2 = T^{AB}{}_{CD} T^{CD}{}_{ABk} dx^i dx^k, \quad (7)$$

которая описывает бесконечно малый поворот в пространстве угловых переменных $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$. Для решения (1)-(3) вращательная метрика имеет вид [7]

$$d\tau^2 = -\frac{2(\Psi^0)^2}{2r^4} c^2 dt^2 - \frac{2(\Psi^0 - r)}{r} d\vartheta^2 - \frac{2(\Psi^0 - r) \sin^2 \vartheta}{r} d\varphi^2. \quad (8)$$

В отличие от трансляционной метрики (6), вращательная метрика (8) безразмерна, поскольку безразмерны вращательные координаты.

Требую соответствия метрики (6) метрике Шварцшильда, мы находим

$$\Psi^0 = \frac{MG}{c^2} = \frac{r_g}{2}, \quad (9)$$

где $M = const$ - масса центрального тела, G - гравитационная постоянная, c - скорость света, r_g - гравитационный радиус.

3. Обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна. Геометризации тензора энергии-импульса материи (вторая проблема Эйнштейна [11])

В общем случае, уравнения $(A_s^+ .1) - (B_s^+ .2)$, записанные в векторном базисе, принимают вид расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга Миллса [7]

$$\nabla_{[k} e_{j]}^a + T_{[k j]}^i e_i^a = 0, \quad (A)$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \nu T_{ik}, \quad (B.1)$$

$$C^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T_{j|m]}^i + 2T_{s[k}^i T_{j|m]}^s = -\nu J^i{}_{jkm}, \quad (B.2)$$

при этом тензор энергии-импульса T_{jm} в уравнениях (B.1) имеет геометрическую природу и выражается через поле торсионное поле $T^i{}_{jm}$ геометрии $A_4(6)$ следующим образом

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left(\nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{j|m]}^s \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left(\nabla_{[i} T_{p|n]}^i + T_{s[i}^i T_{p|n]}^s \right) \right\}. \quad (10)$$

В уравнениях Янга-Миллса (B.2) тензор тока $J^i{}_{jkm}$ также геометризован и выражается через тензор энергии-импульса (10) (т.е. опять же через поле $T^i{}_{jm}$) как

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i}T_{j)m]} - \frac{1}{3}Tg_{i[m}g_{k]j} . \quad (11)$$

Используя тензор (10), находим выражение для плотности материи

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm}T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left\{ \nabla_{[i}T^i_{j|m]} + T^i_{s[i}T^s_{j|m]} \right\}. \quad (12)$$

Как и подобает вакуумным уравнениям, система вакуумных уравнений (A), (B) не содержит никаких физических констант (в силу (10), множитель $\frac{1}{vc^2}$ в уравнениях (B.1) и (B.2) сокращается). Физические константы (или функции) в этой системе появляются после интегрирования уравнений вакуума и применения к полученным решениям принципа соответствия с уже известными фундаментальными уравнениями физики.

Если есть какое-либо решение уравнений (A),(B), то мы можем рассчитать явный вид геометризованного тензора энергии-импульса (10) и тензора тока (11), создающих это решение. Действительно, пусть мы имеем решение уравнений (A),(B) типа Вайдя-Керра, имеющее следующий вид [7]:

1. Для компонент обобщенных матриц Паули :

$$\sigma_i^{00} = l_i = \delta_i^0 - a \sin^2 x \delta_i^3, \quad \sigma_i^{11} = n_i = \rho \bar{\rho} \left[Y \delta_i^0 + (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^1 - a \sin^2 x Y \delta_i^3 \right],$$

$$\sigma_i^{01} = m_i = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} \left[ia \sin x \delta_i^0 - (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^2 - i \Omega \sin x \delta_i^3 \right],$$

$$\Omega = r^2 + a^2, \quad Y = \frac{r^2 + a^2 - \Psi^0(u)r}{2}.$$

2. Для спинорных компонент торсионного поля T^i_{jk} :

$$\rho = -\frac{1}{r - ia \cos x}, \quad \beta = -ctg x \frac{\bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \pi = ia \sin x \frac{\rho^2}{2\sqrt{2}}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \quad (13)$$

$$\mu = Y \rho^2 \bar{\rho}, \quad \nu = -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \quad \gamma = \mu + \left[r - \frac{\Psi^0}{2} \right] \frac{\rho \bar{\rho}}{2}, \quad \tau = -ia \sin x \frac{\rho \bar{\rho}}{\sqrt{2}}.$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\Phi_{12} = -i \frac{\ddot{\Psi}^0}{2} a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \Phi_{22} = -\frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x \frac{\rho^2 \bar{\rho}^2}{2} - \frac{\dot{\Psi}^0}{2} r^2 \rho^2 \bar{\rho}^2,$$

$$\Psi_2 = \frac{\Psi^0}{2} \rho^3, \quad \Psi_3 = -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}} - i \dot{\Psi}^0 ra \sin x \frac{\rho^3 \bar{\rho}}{\sqrt{2}},$$

$$\Psi_4 = \frac{\ddot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x \frac{\rho^3 \bar{\rho}}{2} + \frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x \rho^4 \bar{\rho}.$$

В этом решении $\Psi^0(u)$ - функция источника, зависящая от времени u и $a = const$ - параметр Керра, описывающий вращение источника. Трансляционная метрика решения (13) имеет вид

$$ds^2 = (1 - \Psi^0(u)r\rho\bar{\rho})du^2 + 2dudr + 2\Psi^0(u)ra \sin^2 x \rho\bar{\rho}dudy - 2a \sin^2 x drdy - (\rho\bar{\rho})^{-1} dx^2 - (\Psi^0(u)ra^2 \sin^2 x \rho\bar{\rho} + r^2 + a^2) \sin^2 x dy^2 . \quad (14)$$

Подставляя величины поля T^i_{jk} из решения (13) и используя метрику (13), находим явный вид тензора энергии-импульса (10)

$$T_{ik} = \frac{1}{\nu} \left(\left[-\frac{\ddot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x (\rho\bar{\rho})^2 - \dot{\Psi}^0 r^2 (\rho\bar{\rho})^2 \right] l_i l_k - \sqrt{2} \dot{\Psi}^0 a \sin x \rho\bar{\rho} \text{Im}(l_{(i} \bar{m}_{k)}) \rho \right). \quad (15)$$

Подставляя сюда переменную функцию источника

$$\Psi^0(u) = \frac{M(u)G}{c^2} = \frac{r_g(u)}{2}, \quad (16)$$

мы получим из (14) метрику Вайдя-Керра и тензор энергии-импульса, создающий гравитационное поле Вайдя-Керра. Таким образом, уравнения (A), (B) решают проблему геометризацию тензора энергии-импульса в уравнениях Эйнштейна и, одновременно, геометризацию тензора тока в уравнениях Янга-Миллса.

4. Точечный источник как стационарный предел протяженного полевого клубка

Тензор энергии-импульса (15) описывает протяженный чисто полевой объект, источник которого образован торсионным полем T^i_{jk} . В первом приближении можно положить параметр Керра в решении (13) равным нулю, тогда тензор энергии-импульса принимает вид

$$T_{jm} = \rho c^2 l_j l_m = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{\nu r^2} l_j l_m, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad (17)$$

где $l^m = \sigma^m_{00}$, $l^m = 0$ - изотропный вектор. Опуская подробности, которые можно найти в работе [7], запишем плотность материи в (17) в пределе $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$.

В случае гравитации, функция источника имеет вид (16), поэтому в пределе получаем

$$\rho_m = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\vec{r}) = M\delta(\vec{r}), \quad (18)$$

где $\delta(\vec{r})$ - 3D функция Дирака и $M = const$. В предельном случае, из (16) и (18) следует, что в этом предельном случае в уравнениях (B.1) константа

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad (19)$$

т.е. совпадает с константой κ в уравнениях Эйнштейна с отличной от нуля правой частью. Таким образом, в предельном случае мы имеем «точечный» 3D солитон, образованный торсионным полем, при этом в описанном предельном случае полевая плотность ρ «сжата в точку» и равна нулю везде, кроме одной точки. Это очень грубое приближение, поэтому в чисто полевой теории, которая описывается уравнениями (A), (B.1) и (B.2), сингулярный источник внешнего поля представляет собой предельный случай, не соответствующий реальности. Тем не менее, во многих теоретических работах «точечная модель» устойчивой частицы используется как единственно возможная. Таким образом, уравнения (B.1) переходят в уравнения Эйнштейна с правой частью при условии, что источник гравитационного поля является точечным с плотностью (19). Метрика (14) в этом случае совпадает с метрикой Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2MG}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2MG}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (20)$$

а уравнения (B.1) запишутся как

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad T_{ik} = \rho c^2 l_i l_k, \quad \rho = M \delta(\vec{r}). \quad (21)$$

5. Движение «материальной точки» в теории Физического Вакуума. Торсионное поле как поле инерции

Для простоты, рассмотрим уравнения геодезических) в векторном базисе e^a_i . Поскольку геометрия $A_4(6)$ обладает кручением, то в ней существует два типа геодезических линий, связанных с трансляционной метрикой

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1), \quad (22)$$

а именно: 1) прямейшие (геодезические 1го рода); 2) кратчайшие (геодезические 2го рода). Уравнения кратчайших легко получить исходя из уравнений параллельного переноса единичного вектора скорости

$$u^i = \frac{dx^i}{ds}, \quad u^i u_i = 1 \quad (23)$$

относительно связности абсолютного параллелизма

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k} = -e^a_j e^i_{a,k}. \quad (24)$$

Здесь

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}) \quad (25)$$

- символы Кристоффеля,

$$T^i_{jk} = -\Omega^{i,jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{smk} + g_{ks} \Omega^{smj}) \quad (26)$$

- коэффициенты вращения Риччи (торсионное поле геометрии $A_4(6)$),

$$T^i_{[jk]} = -\Omega^{i,jk} = -e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}), \quad \cdot_{,k} = \frac{\partial}{\partial x^k} \quad (27)$$

-кручение геометрии $A_4(6)$ (объект неголономности) [7]. Из соотношения (26) следует, что торсионное поле T^i_{jk} имеет антисимметричную (см. формулу (27)) и симметричную по нижним индексам j,k части, при этом симметричная часть оказывается равной

$$T^i_{(jk)} = g^{im} (g_{js} \Omega^{smk} + g_{ks} \Omega^{smj}) = 2\Omega^i_{.jk} . \quad (28)$$

В результате параллельного переноса вектора (23), получаем уравнение кратчайших геометрии $A_4(6)$

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (29)$$

Эти уравнения становятся прямыми геодезическими геометрии $A_4(6)$

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (30)$$

если выполняется условие

$$T^i_{(jk)} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (31)$$

При этом условие торсионное поле отлично от нуля и антисимметрично по всем трем индексам [7]

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk} . \quad (32)$$

Для выяснения физического смысла дополнительного члена в уравнениях (29), порожденного торсионным полем T^i_{jk} , мы используем трансляционную метрику (6) с функцией источника (9). В этом случае метрику (6) можно (приближенно) представить в виде

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (33)$$

где $\varphi_N = -MG/r$ – потенциал Ньютона. В слабых гравитационных полях и при нерелятивистском приближении, можно считать, что в соотношениях (22), (29) и (33) выполняются соотношения

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1, \quad g_{ik} \approx \eta_{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1), \quad ds \approx ds_0 = c dt \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (34)$$

$$R^i{}_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)}{}_0 \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad e^{(1)}{}_1 = e^{(2)}{}_2 = e^{(3)}{}_3 = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (35)$$

В этом случае, умноженные на массу μ «пробной частицы», уравнения движения (29) принимают вид

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -\mu c^2 \Gamma^\alpha{}_{00} - \mu c^2 T^\alpha{}_{00} = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha - \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha = 0. \quad (36)$$

$\alpha, \beta \dots = 1.2.3.$

Легко видеть, что эти уравнения описывают *компенсацию гравитационной силы*

$$F^{\alpha}_g = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha, \quad (37)$$

действующей на пробную частицу в ускоренной системе отсчета (в свободно падающем лифте Эйнштейна) *силой инерции*

$$F^{\alpha}_{iner} = -\frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha, \quad (38)$$

которая равна силе (37), но противоположно ей направлена. Уравнения (36) справедливы также внутри космического корабля, движущегося по стационарной орбите, обеспечивая внутри корабля состояние невесомости для массивных тел. Сравним уравнения (36) с уравнениями движениями классической механики, описывающими движение массы μ в ускоренной системе отсчета под действием гравитационного поля массы M

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = \mu g^\alpha - \mu W^\alpha = 0, \quad (39)$$

находим

$$g^\alpha = -c^2 \Gamma^\alpha{}_{00}, \quad W^\alpha = c^2 T^\alpha{}_{00}. \quad (40)$$

Поскольку уравнения (39) так же описывает состояние невесомости на стационарной орбите, причем в (39) g^α - гравитационное поле, а W^α - поле инерции, то разумно утверждать, что в уравнения (29) символы Кристоффеля Γ^i_{jk} описывают гравитационные поля, а коэффициенты вращения Риччи T^i_{jk} поля инерции.

Известно, что в теории гравитации Эйнштейна в качестве уравнений движения «материальной точки» используются геодезические (30). В слабых полях и при малых скоростях эти уравнения принимают вид уравнений теории гравитации Ньютона

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -\mu c^2 \Gamma^\alpha_{00} = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha = F^a_g. \quad (41)$$

Это уравнение, как известно, записано в (квази)инерциальной системе отсчета, в то время как уравнения (29) и (36) записаны в ускоренной системе отсчета, поскольку содержат поля инерции, и вызываемыми ими силы инерции. Отсюда можно сделать вывод, что теория гравитации Эйнштейна неполна – ее уравнения движения (30), декларируемые как уравнения инвариантные относительно произвольно ускоренных систем отсчета, в действительности не содержат в явном виде силы и поля инерции. Следовательно, они не могут быть общерелятивистски инвариантными.

6. Движение «ориентируемой материальной точки» в теории Физического Вакуума. Доказательство гипотезы Картана

Вращательная метрика (7) в векторном базисе e^a_i запишется как

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = -De^a_i De^i_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (42)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3,$$

где $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$ - дифференциалы шести вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ и D - абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля Γ^i_{jk} . В координатах базы мы запишем эти дифференциалы как

$$d\chi^i_j = T^i_{jk} dx^k = De^i_a e^a_j, \quad (43)$$

Поделив левую и правую часть этого уравнения на трансляционный интервал (22), получим

$$\Omega^i_j = \frac{d\chi^i_j}{ds} = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i_a}{ds} e^a_j, \quad (44)$$

где $\Omega_{ik} = -\Omega_{ki}$ - 4D угловая скорость вращения тетрады e^a_i . Сама тетрада e^a_i является математическим образом 4D произвольно ускоренной системы отсчета. Такой объект имеет 10 степеней свободы, из которых 4 описываются трансляционными координатами x, y, z, ct и 6 вращательными координатами $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$. Отметим,

что в теории гравитации Эйнштейна вращательные координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ и вращательная метрика отсутствуют, поэтому описание ускоренных систем отсчета в ней ограничено. Если мы поместим в начало координат тетрады e^a_i «материальную точку», то, с учетом угловых переменных $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$, получим новый идеальный физический объект-«ориентируемую материальную точку».

Умножая соотношение (24) на e^j_a и используя условия ортогональности

$$e^a_i e^j_a = \delta^j_i, \quad e^a_i e^i_b = \delta^a_b, \quad (45)$$

получим

$$e^i_{a,k} + \Delta^i_{jk} e^j_a = 0.$$

Умножая эти уравнения на dx^k/ds , получаем вращательные уравнения движения тетрады e^j_a

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Delta^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = \frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (46)$$

Эти 6 уравнений (в силу условий (45)) представляют собой 4D уравнения Френе, которые описывают движение четырехгранника вдоль мировой линии пространства $A_4(6)$. Представим уравнения (46) в виде

$$\frac{de^i_0}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (47)$$

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (48)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3.$$

Выбирая вектор $e^0_i = dx_i/ds$ касательным к мировой линии, получим из (47) уравнения движения (29), записанные как

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0, \quad (49)$$

где Ω^i_j - 4D угловая скорость (44). В нерелятивистском приближении с точностью до членов порядка v/c (при выполнении условий (34), (35)) трехмерная часть уравнений (49) в метрике (33) принимает вид

$$\mu \frac{dv^\alpha}{dt} = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha - \mu c^2 \Omega^\alpha_0 - \mu c 2\Omega^\alpha_\beta v^\beta, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3. \quad (50)$$

Сравнивая вторые члены в правых частях уравнений (39) и (50), находим

$$\Omega_{\alpha 0} c^2 = W_{\alpha} = c d\theta_{\alpha}(t)/dt, \quad (51)$$

где $\theta_{\alpha}(t)$ - 3 псевдоевклидовых угла, вращение в которых порождает поле инерции W_{α} , возникающее при поступательном ускорении. С другой стороны

$$\Omega_{\alpha\beta} c = \omega_{\alpha\beta} = -\omega_{\beta\alpha} = d\varphi_{\alpha\beta}(t)/dt, \quad (52)$$

где $\varphi_{\alpha\beta}(t)$ - 3 пространственных угла (например, 3 угла Эйлера) другие типы полей и сил инерции. Действительно, в классической механике движение «пробной частицы» в произвольно ускоренной системе отсчета и в силовом поле с потенциальной энергией U запишется как

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] - 2m[\vec{\omega}\vec{v}] - m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}\right], \quad (53)$$

Если начало ускоренной системы отсчета связано с частицей, то уравнения (53) принимает вид

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \mu\vec{W} - 2\mu[\vec{\omega}\vec{v}]. \quad (54)$$

Сравнивая эти уравнения с уравнениями (50), мы находим компонентны матрицы (44)

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (55)$$

Соотношение (44) связывает торсионное поле $T^i{}_{jk}$ (или кручение пространства $A_4(6)$) с угловой скоростью вращения «ориентируемой материальной точки». Это доказывает справедливость гипотезы Картана, которая утверждает, что вращение материи вызывает кручение пространства [14]. Однако это утверждение справедливо не во все геометриях с кручением, а, как было показано, только в геометрии абсолютного параллелизма $A_4(6)$.

7. Уравнения поля (B.1) в (квази)инерциальной системе отсчета

Напомним, что в теории Физического Вакуума отсутствует понятие инерциальной системы отсчета. Уравнения движения «материальной точки» (29), как было показано, записаны в ускоренной системе отсчета. Когда для этих уравнений выполняется условие (31), которое означает обращение в нуль сил инерции, то мы получаем уравнения

(30), записанные относительно (квази)инерциальной системы отсчета. Оказывается, что в такой системе отсчета силы инерции равны нулю, однако поле инерции T^i_{jk} отлично от нуля и антисимметрично по всем трем индексам (см. форму (32)). Соотношения (32) значительно упрощают выражение для геометризованного тензора энергии-импульса (10). Действительно, из (10) видно, что тензор энергии-импульса можно представить в виде суммы

$$T_{jm} = T_{(jm)} + T_{[jm]}, \quad (56)$$

причем

$$T_{[jm]} = \frac{1}{v} \left(-\nabla_i \Omega^{..i}_{jm} - \nabla_m A_j - A_s \Omega^{..s}_{jm} \right), \quad (57)$$

где $A_j = T^i_{ji} = 0$ при выполнении условия (30). Поскольку левая часть уравнений (B.1) симметрична по индексам j, m , то (57) в уравнениях (B.1) обращается в нуль, откуда следует уравнения для поля кручения геометрии $A_4(6)$.

$$\nabla_i \Omega^{..i}_{jm} = 0. \quad (58)$$

Для симметричной части тензора энергии-импульса (10) в (квази)инерциальной системе отсчета имеем

$$\nabla_i \Omega^{..i}_{jm} = 0. \quad (59)$$

а плотность материи (12) в этом случае запишется как

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \Omega^{..i}_{sm} \Omega^{..s}_{ji} = -\frac{1}{vc^2} T^{ji}_s T_{ji}^s. \quad (60)$$

Таким образом, в (квази)инерциальной системе отсчета плотность материи выражается через квадрат поля инерции (торсионного поля геометрии $A_4(6)$). В общем случае, кручение $\Omega^{..i}_{jm}$ имеет 24 независимых компоненты и разлагается на сумму трех неприводимых частей [7]. В (квази)инерциальной системе отсчета две из них оказываются равными нулю, с оставшейся можно связать с псевдовектором h_j , через который уравнения (58) и тензор (59) выражаются как

$$h_{j,m} - h_{m,j} = 0, \quad (61)$$

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \left(h_j h_m - \frac{1}{2} g_{jm} h^i h_i \right). \quad (62)$$

Выражая псевдовектор h_j через псевдоскаляр ψ как

$$h_m = \psi_{,m} , \quad (63)$$

представим тензор энергии-импульса материи (62) в виде

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \left(\psi_j \psi_m - \frac{1}{2} g_{jm} \psi^i \psi_i \right) , \quad (64)$$

который в квантовой теории представляет собой тензор энергии-импульса безмассового псевдоскалярного поля. В спинорном базисе псевдовектору h_j соответствует 4х компонентный спинор $\mu_{A\dot{C}}$

$$h_m \leftrightarrow \mu_{A\dot{C}} = i/2 \begin{pmatrix} (\rho - \bar{\rho}) - (\varepsilon - \bar{\varepsilon}) & (\tau - \beta) - (\bar{\alpha} - \bar{\pi}) \\ -(\bar{\tau} - \bar{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \bar{\gamma}) - (\mu - \bar{\mu}) \end{pmatrix} , \quad (65)$$

$$A, B \dots = 0, 1 \quad , \quad \dot{C}, \dot{D} \dots = \dot{0}, \dot{1} .$$

Например, для решения (13) этот спинор имеет вид

$$\mu^{(13)}_{A\dot{C}} = i/2 \begin{pmatrix} (\rho - \bar{\rho}) & (\tau - \beta - \bar{\beta}) \\ -(\bar{\tau} - \bar{\beta} - \beta) & (\gamma - \bar{\gamma}) - (\mu - \bar{\mu}) \end{pmatrix} , \quad (66)$$

где явный вид компонент $\rho, \tau, \beta, \gamma, \mu$ торсионного поля представлен в решении (13). В (квази)инерциальной системе отсчета плотность материи (60) запишется как

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} , \quad (67)$$

а тензор энергии-импульса (64) в виде [7]

$$T_{AB\dot{C}\dot{D}} = \frac{1}{v} \left(\mu_{AB} \mu_{\dot{C}\dot{D}} - \frac{1}{2} \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} \right) . \quad (68)$$

Если псевдовектор h_m светоподобен, то его можно записать так

$$h_m = \Phi l_m , \quad l_m l^m = 0 , \quad \Phi = \Phi(x^i) . \quad (69)$$

В этом случае тензор материи (62) принимает вид *тензора энергии-импульса изотропного излучения*

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \Phi^2(x^i) l_j l_m . \quad (70)$$

Для тензора энергии-импульса (17), находим

$$\Phi^2(x^i) = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{r^2}, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad (71)$$

при этом плотность материи оказывается положительной и определяется как

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \Phi^2 > 0. \quad (72)$$

С другой стороны, если вектор h_m времениподобен, то его можно представить в виде

$$h_m = \psi_{,m} = \varphi(x^i) u_m, \quad (73)$$

где $u_m u^m = 1$ и $\varphi(x^i)$ – скалярная функция. Подставляя (73) в (64), получим тензор

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \varphi^2(x^i) \left(u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm} \right), \quad (74)$$

который можно представить в виде

$$T_{jm} = \rho c^2 u_j u_m + p g_{jm}, \quad (75)$$

где

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \varphi^2(x^i) > 0, \quad p = -\frac{1}{2} \rho c^2. \quad (76)$$

По своей структуре тензор (75) напоминает тензор энергии-импульса «идеальной жидкости», однако мы здесь имеем дело с полевым протяженным объектом – сгустком поля инерции.

8. Уравнения движения сгустка поля инерции в (квази)инерциальной системе отсчета

Используя (квази)эйнштейновские уравнения поля (В.1), возьмем ковариантную производную относительно символов Кристоффеля от левой и правой части этих уравнений. В результате получим равенство

$$\nabla_i (R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R) = v \nabla_i T^{ik} = 0. \quad (77)$$

Из (77) следует закон сохранения для тензора энергии-импульса

$$\nabla_i T^{ik} = 0. \quad (78)$$

Подставляя сюда тензор энергии-импульса (75), получаем

$$\nabla_i T^{ik} = \nabla_i \rho c^2 u^i u^k + \nabla_i p g^{ik} = 0 \quad (79)$$

1) В силу условия метричности $\nabla_i g^{ik} = 0$ и условия $\nabla_i \rho = 0$ для несжимаемой «идеальной жидкости», получаем из (79)

$$\nabla_i T^{ik} = \nabla_i \rho c^2 u^i u^k = 0. \quad (80)$$

Легко показать, что уравнения (77) распадаются на:

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_i (\rho u^i) = \partial_i (\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^n_{ij} = 0; \quad (79)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0; \quad (80)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «идеальной жидкости»

$$\nabla_i \rho = \partial_i \rho = 0. \quad (81)$$

Уравнения (79) и (80) описывают движение клубка поля инерции, плотность которого определяется (в общем случае) соотношением (12). В (квази)инерциальной системе отсчета достаточно использовать плотность, удовлетворяющую соотношению (76). Из равенства (80) следует, что в некотором приближении тензор энергии-импульса (79) можно рассматривать в виде

$$T_{jm} = \rho c^2 u_j u_m. \quad (82)$$

Используя решение (13) с равным нулю параметром Керра и рассматривая предел $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$, получим в (квази)инерциальной системе отсчета

$$\rho = \frac{8\pi\Psi^0}{v c^2} \delta(\vec{r}) = \frac{1}{v c^2} \varphi^2(x^i). \quad (83)$$

Если в (квази)эйнштейновских уравнениях (B.1) выбрать множитель в виде (19), то мы получим

$$\rho_m = M \delta(\vec{r}) = \frac{c^2}{8\pi G} \varphi^2(x^i). \quad (84)$$

Теперь массу вакуумного возбуждения можно вычислить через интеграл

$$M = \int \rho_m dV = \frac{c^2}{8\pi G} \int \varphi^2(x^i) dV = M \int \psi^* \psi dV, \quad dV = dx dy dz, \quad (85)$$

где комплексное поле ψ нормировано на единицу

$$\int \psi^* \psi dV = 1, \quad \psi(x^n) = \left(\frac{c^2}{8\pi GM} \right)^{1/2} \varphi \exp(ik_n x^n). \quad (86)$$

Сразу отметим, что физически масса M в (85) не эквивалентна классической массе μ «пробной частицы», стоящей в уравнениях (36). Действительно, масса M в (85) является мерой поля инерции ψ , в то время как масса μ выступает как множитель в уравнениях движения (29) «пробной частицы». Кроме того, согласно уравнениям поля (B.1), масса M создает вокруг себя гравитационное поле, а «пробная масса» μ не обладает никакими полями.

9. Соответствие с квантовой механикой

Одной из важных проблем по геометризации физики А. Эйнштейн считал задачу геометризации квантовых полей. С его точки зрения квантовый тензор материи T_{ik} должен быть образован Единым Полем «пока еще неизвестной природы [15]». Как было установлено выше, явным претендентом на это поле является поле инерции (или торсионное поле (86) геометрии $A_4(6)$). Это поле удобно представить в виде волны де Бройля

$$\psi(\vec{x}, t) = \sqrt{\rho_m(\vec{x}, t)} \exp(iS(\vec{x}, t)/\hbar) = \psi_0 \exp \frac{i}{\hbar} (Et - \vec{p}\vec{x}), \quad (87)$$

где S - геометризованное трансляционное действие

$$S(\vec{x}, t) = -Mc \int ds = Mc \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2}, \quad (88)$$

M – масса частицы, c – скорость света, \hbar - постоянная Планка и

$$\sqrt{\rho_m(\vec{x}, t)} = \left(\frac{c^2}{8\pi GM} \right)^{1/2} \varphi(\vec{x}, t). \quad (89)$$

Понятно, что в (88) ds определяется согласно (22) геометрии $A_4(6)$. Кроме того, для описания частицы M мы должны использовать движение плотности $\rho_m(\vec{x}, t)$, т.е. уравнения (79)-(81). В нерелятивистском приближении слабых полей уравнение непрерывности (79) для плотности $\rho_m(\vec{x}, t)$ представляется в виде

$$\nabla_j(\rho_M u^j) \approx \partial_j(\rho_M u^j) = \partial_j \rho_M + \text{div}(\rho_M \vec{v}) = \frac{\partial \psi^* \psi}{\partial t} + \text{div}(\psi^* \psi \vec{v}) = 0. \quad (90)$$

Это уравнение нелинейно относительно волновых функций ψ^* и ψ . Используя подстановки Э. Маделунга [16,17], можно свести это нелинейное уравнение к двум линейным

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + C \Delta \psi + f \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - C \Delta \psi^* - f \psi^* = 0, \quad (91)$$

где $C = \text{const}$ и $f(\vec{x}, t)$ - некоторая функция. Требуя соответствия уравнений (91) уравнениям квантовой механики, будем полагать

$$C = \hbar / i 2\mu, \quad f = i U_0 / \hbar, \quad (92)$$

где $U_0 = -M M_0 G / r$ - потенциальная энергия взаимодействия массы M с центральной массой M_0 . В этом случае уравнения (91) принимают вид уравнений Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \Delta \psi - U_0 \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta \psi^* + U_0 \psi^* = 0, \quad (93)$$

которые фактически описывают движение плотности $\rho_M(\vec{x}, t)$ в гравитационном поле массы M_0 . Учитывая, что для стабильной частицы M выполняется условие дуальности (84), которое имеет место в квантовой механике, то вычисление классических параметров «пробной частицы» (координату, скорость и т.д.) необходимо проводить с помощью плотности вероятности M . Борна

$$W(\vec{x}, t) = \frac{1}{M} \rho_M(\vec{x}, t).$$

Например, координаты $x^{(\mu)}_i$, которые удовлетворяют уравнениям геодезических (30), вычисляются как

$$x^{(\mu)}_i = \frac{1}{M} \int \rho_M(\vec{x}, t) x_i dV = \frac{1}{M} \int \rho_\mu(\vec{x}, t) x_i dV, \quad \mu = M, \quad dV = dx dy dz.$$

Здесь знак равенства между массами μ и M означает их количественное равенство, оставляя их качественно различными. Именно это обстоятельство привело к отказу от образного (считай физического) мышления и явилось источником многих противоречивых интерпретаций квантовой теории.

Как показано Э. Маделунгом в работе [17], комплексные уравнения (93), содержат в себе не только уравнение непрерывности (90), но и уравнения Эйлера (80), которые в нерелятивистском приближении (учитывая количественное равенство $\mu = M$), мы запишем как

$$\rho_\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho_\mu \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} \right) = -\frac{\rho_\mu}{\mu} \nabla U - \frac{\rho_\mu}{\mu} \nabla Q, \quad (94)$$

в которых содержится специфическая квантовая потенциальная энергия Маделунга

$$Q = -\hbar^2 \Delta \sqrt{\rho_\mu} / 2\mu \sqrt{\rho_\mu} = -\hbar^2 \Delta |\psi| / 2|\psi|. \quad (95)$$

Ниже мы покажем, что *эта энергия имеет вращательную (торсионную) природу.*

10. Геометризация квантовой энергии Маделунга

Проведем вначале геометризацию функции Лагранжа для «пробной частицы», используя геометризованное действие (88)

$$S = -\mu c \int ds = \mu c \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2} = -\mu c \int \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} dt = \int L dt, \quad (96)$$

где L – геометризованная функция Лагранжа. В нерелятивистском приближении слабых полей (при условиях (34),(35)) функцию Лагранжа можно представить как

$$L = -\mu c \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \approx T - U_\mu. \quad (97)$$

Здесь T – кинетическая энергия «пробной частицы» и U_μ – ее потенциальная энергия. На бесконечно большом расстоянии от источника потенциальная энергия в (97) обращается в нуль

$$L_\infty = T - U_\infty = T$$

и пространство событий на бесконечности становится плоским. В результате из (97) мы имеем

$$L_\infty = -\mu c \left(\eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} = T, \quad (98)$$

а потенциальная энергия может быть представлена как

$$U_\mu = L_\infty - L = -\mu c \left[\left(\eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right]. \quad (99)$$

Отсюда следует простая формула для вычисления потенциальной энергии взаимодействия

$$U_{\mu} = \frac{\mu c^2}{2}(g_{00} - 1). \quad (100)$$

Используя трансляционную метрику (14) решения (13), находим потенциальную энергию взаимодействия массы μ с центральной массой M , имеющей собственное вращение, в случае $r_g(t) \rightarrow r_g = const$

$$U_{\mu} = \frac{\mu c^2}{2}(g_{00} - 1) = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{r_g r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \quad r_g = \frac{2MG}{c^2} \quad (101)$$

На расстояниях

$$r \gg a$$

и при совпадении оси вращения источника поля с осью Z , когда $\cos \theta = 1$, потенциальная энергия метрики (102) принимает вид

$$U_{\mu} \approx -\mu c^2 \frac{MG}{c^2 r} + \mu c^2 \frac{2MG}{c^2 r} \frac{a^2}{r^2} = U_N + Q_{\omega}, \quad (102)$$

где

$$U_N = -\frac{\mu MG}{r}, \quad Q_{\omega} = \frac{\mu MG}{r} \frac{a^2}{r^2}. \quad (103)$$

Предположим теперь, что $\mu = M$ (случай одной частицы с самодействием) и движение массы M описывается уравнениями Шредингера (93). В этом случае параметр Керра естественно сопоставить комптоновской длине волны де Бройля (87)

$$a = \lambda = \hbar / \mu c. \quad (104)$$

Тогда, приравнивая Q_{ω} потенциальной энергии Маделунга (95), находим

$$\left(\nabla^2 + \frac{2\mu G}{c^2 r^3} \right) |\psi| = \left(\nabla^2 + \frac{r_g}{r^3} \right) |\psi| = 0, \quad (105)$$

где

$$r_g = \frac{2\mu G}{c^2} \quad (106)$$

- гравитационный радиус квантовой частицы. Геометризованная потенциальная энергия самодействия теперь запишется как

$$Q_{\omega} = \frac{r_g}{r^3} \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2}. \quad (107)$$

Эта энергия имеет квантовую природу и оказываются конечной в силу существования у клубка поля инерции гравитационного радиуса (106).

Таким образом, *движение клубка поля инерции, обладающего спином*, в линейном приближении описывается уравнениями квантовой механики (93), при этом квантовая динамика торсионного поля связана с проявлением его гироскопических (или инерционных) свойств [16].

11. Геометризация электродинамики Максвелла-Лоренца

Эйнштейн считал, что в электромагнитные поля нуждаются в геометризации подобно полям гравитационным [9]. Принципиальное решение этой проблемы была дано в работе [8]. В этом случае мы использовали параметрическое риманово пространства, метрический тензор которого имеет вид

$$g_{ik} = \eta_{ik} + ka_{ik}, \quad (108)$$

где $k = e/\mu$ – удельный заряд «пробной частицы» (здесь e – заряд, μ – масса заряда), a_{ik} – *тензорный потенциал* геометризованной электродинамики [8], η_{ik} – метрический тензор пространства Минковского и

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad (109)$$

- трансляционная метрика пространства. Из формулы (108) видно, что, в отличие от теории гравитации Эйнштейна, в геометризованной электродинамике риманово пространство событий зависит от параметра $k = e/\mu$. Иными словами, мы используем для геометризации электромагнитного поля более общую *параметрическую риманову геометрию*.

Для «пробного заряда» с удельным зарядом $k = e/\mu$ действие (96) теперь пишется как

$$S = -\mu c \int ds = \mu c \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2} = -\mu c \int \left(1 + ka_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0, \quad (110)$$

где

$$ds_0 = (\eta_{ik} dx^i dx^k)^{1/2}, \quad \eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1-1-1-1) \quad (111)$$

- метрика псевдоевклидова (пустого) пространства. Электромагнитное поле, искривляющее пространство, считается слабым, если в (110) выполняется условие

$$\left|ka_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0}\right| \ll 1. \quad (112)$$

11.1 Приближение векторного потенциала

Распишем второй член в скобках в соотношении (1103) в виде

$$\frac{e}{\mu} \left\{ a_{00} \left(\frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2a_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + a_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \right\}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (113)$$

и введем обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (114)$$

В результате соотношение (113) можно записать как

$$\frac{2e}{\mu} \left\{ A_0 \frac{dx^0}{ds_0} + A_\alpha \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\} = \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0}, \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (115)$$

Подставляя (115) в (110), получим интервал риманова пространства в виде

$$ds = \left(1 + \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0, \quad (116)$$

Теперь для слабых геометризованных электромагнитных полей (112) выглядит как

$$\left| \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (117)$$

поэтому в (116) мы можем представить скобку в виде ряда

$$\left(1 + \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} = 1 + \frac{e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} + \dots, \quad (118)$$

Ограничиваясь первыми двумя членами, запишем (116) как

$$ds = \left(1 + \frac{e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (119)$$

Решая вариационную задачу для действия

$$S = -\mu c \int ds = -\mu c \int \left(1 + \frac{e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0, \quad (120)$$

мы получим 4D уравнения движения «пробного заряда»

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{e}{\mu c^2} F^{ik} u_k, \quad (121)$$

подобные уравнения электродинамика Максвелла-Лоренца, но имеющие геометрическую природу. В уравнениях (121)

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -H_z & H_y \\ -E_y & H_z & 0 & -H_x \\ -E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix} = -F_{ki}, \quad (122)$$

- геометризованный тензор электромагнитного поля.

Уравнения (121) обращаются в уравнения движения свободной частицы

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{d^2 x^i}{ds_0^2} = \frac{d}{ds_0} \left(\frac{c}{c\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{v^\alpha}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = 0, \quad (123)$$

если пространство событий становится плоским.

Умножая уравнения (121) на $r_{кл} = e^2 / \mu c^2$ - классический радиус электрона, получим условие слабости электромагнитных полей в виде

$$\left| \frac{e^3}{\mu^2 c^4} F^{ik} \frac{dx_k}{ds_0} \right| \ll 1.$$

В структурном виде это неравенство запишется как

$$\left| \frac{e^3}{\mu^2 c^4} \frac{F}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right| \ll 1. \quad (124)$$

При нерелятивистских скоростях $v^2/c^2 \ll 1$ мы получаем из (124) неравенство

$$E, H \ll \frac{\mu^2 c^4}{e^2} \approx 10^{16} \text{ ед. СИСЭ}. \quad (125)$$

Важно отметить, что условие (124) нарушается и гораздо более слабых электромагнитных полях, если частица движется во внешнем поле с ультрарелятивистскими скоростями, т.е. когда $v^2/c^2 \approx 1$.

Неравенство (124) приводит нас к следующим выводам:

а) нерелятивистские уравнения классической электродинамики не применимы в сильных полях E и H , нарушающих неравенство (124);

б) релятивистские уравнения классической электродинамики не применимы в слабых полях E и H , когда скорости частиц становятся ультрарелятивистскими.

Требую соответствия кулоновского скалярного потенциала φ с компонентой A_0 4D потенциала (114), находим в нерелятивистском приближении

$$\varphi = A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00}, \quad (126)$$

откуда, для случая притяжения между «пробным зарядом» и центральным зарядом $-Ze$,

$$a_{00} = \frac{2\varphi_K}{c^2} = -\frac{Ze}{r}. \quad (127)$$

В «слаборелятивистском» случае из (114) мы имеем

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0} = \frac{\varphi_K}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (128)$$

что соответствует скалярному потенциалу в инерциальной системе отсчета, движущейся со скоростью V [9]. Ниже мы покажем, что в «слаборелятивистском» приближении 3D часть потенциала (114) (векторный потенциал) имеет вид

$$A_\alpha = \frac{c^2}{2} a_{\alpha\alpha} \frac{dx^\alpha}{ds_0} = \varphi_K \frac{v^\alpha}{c\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (129)$$

Используя решение (13) вакуумных уравнений (А) и (В) при $a = 0$, потребуем, чтобы в выполнялся предел

$$\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const.$$

Тогда метрика (14) запишется как

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (130)$$

Учитывая формулы (108) и (127), получим из (130)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (131)$$

где

$$r_e = \frac{2Ze^2}{\mu c^2} = \frac{e}{\mu} \frac{2Ze}{c^2} = const \quad (132)$$

- электромагнитный радиус.

Метрика (131) описывает ситуацию, когда электрон с массой μ и зарядом $-e$ движется (например) в поле ядра с массой $M \gg \mu$ и зарядом $+Ze$, $Z = 1,2,3, \dots$.

12. Уравнения движения «пробного заряда» в сильных электромагнитных полях

В случае сильных электромагнитных полей, когда условие (124) нарушается, мы уже не в праве использовать линейные уравнения движения электродинамики Максвелла-Лоренца (121). Варьируя действие (110), находим уравнения кратчайших параметрической римановой геометрии с метрическим тензором (108) [9]

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (133)$$

где

$$E^i_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) = -\frac{\mu c^2}{e} \Gamma^i_{jk} \quad (134)$$

- напряженность сильных электромагнитных полей и a_{jm} - тензорный потенциал сильного электромагнитного поля [8].

Используя метрику (131) и уравнения движения (133), находим два интеграла движения заряда $-e$ в поле центральных сил заряда Ze :

1) закон сохранения полной энергии движущегося заряда $-e$ (электрона)

$$E = \mu c^2 \left(1 - \frac{2Ze^2}{\mu c^2} \frac{1}{r}\right)^{1/2} \frac{dx^0}{ds} = \mu c^2 \left(1 - \frac{2Ze^2}{\mu c^2} \frac{1}{r}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = const; \quad (135)$$

2) закон сохранения орбитального момента

$$L = \mu r^2 \frac{d\phi}{ds} = const, \quad (136)$$

где ϕ - азимутальный угол. Соотношения (135) и (136) показывают, что в геометризованной электродинамике существует ускоренное движение заряда с сохранением энергии, т.е. без излучения электромагнитных волн. Этот результат можно объяснить тем, что ускоренное движение заряда происходит в соответствии с уравнениями геодезических (133), которые в искривленном параметризованном риманов пространстве являются одновременно кратчайшими и прямейшими. Свободный заряд при равно-

мерном и прямолинейном движении не излучает по той же причине. Его траектория есть геодезическая плоского пространства, в котором кратчайшей является прямая линия (она же прямейшая).

Итак, в общерелятивистской электродинамике кратчайшие геодезические описывают стационарные орбиты при движении зарядов в поле центральных сил. Поэтому в геометризированной электродинамике нет необходимости вводить постулат Бора о стационарных состояниях электронов в атомах. В нашем случае, этот постулат квантовой теории есть следствие геодезического движения в параметрическом римановом пространстве.

Уравнения движения (133) - инвариантные уравнения электродинамики, которые можно использовать в сильных электромагнитных полях и при ультрарелятивистских скоростях. В отличие от уравнений движения линейной электродинамики Максвелла-Лоренца (121), уравнения (133):

а) содержат в качестве компонент электромагнитного поля величину E_{jk}^i , которая не является тензором относительно преобразований трансляционных координат x, y, z, ct ; б) нелинейны по скорости dx^k / ds .

Умножая уравнения (133) на характерный параметр электродинамики $r_{kl} = e^2 / \mu c^2$ - классический радиус электрона, находим условие слабости поля в виде

$$\left| \frac{e^3}{\mu^2 c^4} E_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \right| \ll 1. \quad (137)$$

В нерелятивистском приближении слабых электромагнитных полей это неравенство совпадает с неравенством (124).

Для слабых электромагнитных полей можно записать

$$\Gamma^i_{jk} = \eta^{im} \Gamma_{m,jk} = \pm \Gamma_{i,jk} \begin{pmatrix} i = 1,2,3 \\ i = 0 \end{pmatrix}.$$

Разделяя в уравнениях (133) пространственную и временную части, находим

$$\frac{d^2 x^0}{ds^2} = \Gamma_{0,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = - \frac{e}{\mu c^2} E_{0,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (138a)$$

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} = -\Gamma_{\alpha,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E_{\alpha,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (138b)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3.$$

При условии слабости поля (47) можно в (138) произвести замену ds на ds_0 . Кроме того, в нерелятивистском приближении выполняются приближенные равенства

$$ds_0 \approx c dt, \quad \frac{dx^0}{ds_0} \approx 1, \quad \frac{dx^\alpha}{ds_0} \approx \frac{1}{c} \frac{dx^\alpha}{dt} \quad \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \approx \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (139)$$

Используя формулу для перехода от параметра ds_0 к параметру dx^0

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dx^{02}} = \frac{\frac{d^2 x^\alpha}{ds_0^2} \frac{dx^0}{ds_0} - \frac{d^2 x^0}{ds_0^2} \frac{dx^\alpha}{ds_0}}{\left(\frac{dx^0}{ds_0}\right)^3} \approx \frac{d^2 x^\alpha}{ds_0^2} - \frac{d^2 x^0}{ds_0^2} \frac{dx^\alpha}{ds_0},$$

запишем (138b) в виде

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dx^{02}} = \frac{e}{\mu c^2} \left\{ E_{\alpha,jk} \frac{dx^j}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} + E_{0,jk} \frac{dx^j}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (140)$$

В силу условий (139), сохраним во втором члене справа компоненты с $j = k = 0$, а в первом члене компоненты с $j = k = 0$, $j = 0, \kappa = \beta$, $j = \beta, \kappa = 0$, тогда из (138b) имеем

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dx^{02}} = \frac{e}{\mu c^2} \left\{ E_{\alpha,00} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + 2E_{\alpha,\beta 0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + E_{0,00} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (141)$$

Используя формулу

$$E_{i,jk} = -\frac{c^2}{2} (a_{ij,k} + a_{ik,j} - a_{jk,i}),$$

находим

$$E_{\alpha,00} = c^2 \left(\frac{1}{2} \frac{\partial a_{00}}{\partial x^\alpha} - \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha 0}}{\partial t} \right), \quad 2E_{\alpha,\beta 0} = -c^2 \left(\frac{\partial a_{\alpha 0}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial a_{\beta 0}}{\partial x^\alpha} \right) - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t}, \quad E_{0,00} = -c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t}. \quad (142)$$

Введем обозначения

$$E_{\alpha 00} = -(A_{\alpha,0} - A_{0,\alpha}), \quad 2E_{\alpha\beta 0} = -(A_{\alpha,\beta} - A_{\beta,\alpha}) - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t},$$

где

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00}, \quad A_\alpha = c^2 a_{\alpha 0}. \quad (143)$$

Поскольку в нашем приближении $dx^0/ds_0 \approx 1$, то вместо (143) мы можем записать

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (144)$$

При этих условиях (141) принимает вид

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds_0^2} = -\frac{e}{\mu c^2} \left\{ (A_{\alpha,0} - A_{0,\alpha}) \frac{dx^0}{ds_0} + (A_{\alpha,\beta} - A_{\beta,\alpha}) \frac{dx^\beta}{ds_0} + c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}$$

или

$$\frac{du^\alpha}{ds_0} = \frac{e}{\mu c^2} \left\{ F_{\alpha 0} \frac{dx^0}{ds_0} + F_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0} - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} - c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}, \quad (145)$$

где

$$F_{\alpha k} = A_{k,\alpha} - A_{\alpha,k}, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3. \quad (146)$$

Пренебрегая третьим и четвертым членами в правой части (145), получим

$$\frac{du^\alpha}{ds_0} = \frac{e}{\mu c^2} F^{k\alpha} u_k, \quad (147)$$

Легко заметить, что мы получили пространственную часть уравнений движения (121).

13. Уравнения поля сильных электромагнитных полей

В качестве уравнений поля нелинейной геометризированной электродинамики сильных полей мы предложили использовать уравнения вида [8,9]

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik}, \quad (148)$$

где тензор Риччи определяется через сильное электромагнитное поле (134) как

$$R_{jm} = R^i{}_{jim} = -2 \frac{e}{\mu c^2} \partial_{[i} E^i{}_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{\mu^2 c^4} E^i{}_{s[i} E^s{}_{|j|m]} \quad (149)$$

а тензор энергии-импульса источника поля имеет вид

$$T_{ik} = \rho_e c^2 u_i u_k, \quad \rho_e = Ze \delta(\vec{r}), \quad u^i u_i = 1. \quad (150)$$

13.1 Соответствие уравнениям Максвелла (электродинамике слабых полей)

Свертывая уравнения (148) с метрическим тензором g^{ik} и учитывая соотношение $g^{ik}g_{ik} = 4$, имеем

$$R = -\frac{8\pi}{c^4} \frac{e}{\mu} T, \quad T = T^i{}_i. \quad (151)$$

Подставляя (151) в (149), запишем эти уравнения в виде

$$R_{ik} = \frac{8\pi}{c^4} \frac{e}{\mu} \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right). \quad (152)$$

Следуя А. Фоку [17], мы потребуем для уравнений поля (152) выполнения:

1. Условия слабости поля (137) для тензора (149).
2. Условие гармоничности для единичной скорости u^i

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) u^i = 0. \quad (153)$$

Первое из этих условий означает, что пространство событий мало отличается от плоского

(пустого) пространства, а второе, что источники поля движутся с малыми ускорениями – почти прямолинейно и равномерно.

Применяя условие (137) к уравнениям (152), получим

$$R_{ik} = -\frac{k}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{ik} = \frac{8\pi k}{c^4} \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right). \quad (154)$$

Отсюда для компоненты R_{00} имеем

$$R_{00} = -\frac{k}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{00} = \frac{8\pi k}{c^4} \left(T_{00} - \frac{1}{2} g_{00} T \right). \quad (155)$$

Поскольку для слабого поля

$$T_{00} = \rho_e c^2, \quad g_{00} \approx 1, \quad T = \rho_e c^2, \quad (156)$$

то мы имеем из (155)

$$\frac{1}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{00} = -\frac{4\pi}{c^2} \rho_e . \quad (157)$$

Умножая это соотношение слева на $c^2 u^0 = c^2 dx^0 / ds_0$, получим

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_0 = -\frac{4\pi}{c} j_0 , \quad (158)$$

где

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} u^0 \quad (159)$$

совпадает с компонентой A_0 потенциала (128), а j_0 определяется как

$$j_0 = j^0 = \rho_e c u^0 = \rho_e c = \rho_e \frac{dx^0}{dt} . \quad (160)$$

Здесь ρ_e – плотность источника поля в системе отсчета, где он покоится. Таким образом, потенциал A_0 для слабых электромагнитных полей удовлетворяет уравнению (158).

Статическое сферически-симметричное решение уравнений (148) вне источников (вакуумных уравнений $R_{ik} = 0$) имеет вид (131).

Пусть теперь мы имеем ситуацию, когда метрика (131) описывает движение электрона с массой μ и зарядом $-e$ в поле ядра с массой $m \gg \mu$ и зарядом $+Ze$, $Z = 1, 2, 3, \dots$ (случай притяжения).

Для компонент $a_{\alpha 0}$ из уравнений (154) следует

$$R_{\alpha 0} = -\frac{k}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{\alpha 0} = \frac{8\pi k}{c^4} (T_{\alpha 0} - \frac{1}{2} g_{\alpha 0} T) . \quad (161)$$

Поскольку в метрике (131), полученной из решения уравнений (148), мы имеем

$$a_{00} = \frac{2\varphi_K}{c^2} = -\frac{r_e}{kr} , \quad a_{\alpha 0} = 0 , \quad a_{\alpha\beta} = \frac{2\varphi_K}{c^2} \delta_{\alpha\beta} = -\frac{r_e}{kr} \delta_{\alpha\beta} , \quad (162)$$

то левая часть уравнений (161) обращается в нуль и это уравнение (в приближении слабого поля) теряет смысл, поскольку метрика (131) записана в системе отсчета, где источник поля покоится. Зато, для компоненты $R_{\alpha\beta}$ уравнения (148) записываются как

$$R_{\alpha\beta} = -\frac{k}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{\alpha\beta} = \frac{8\pi k}{c^4} (T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T) . \quad (163)$$

Умножая эти уравнения слева на $c^2 u^\beta$ и учитывая (153), (162), (150) и (156), а также

$$u^\alpha = \frac{v^\alpha}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \approx \frac{v^\alpha}{c},$$

находим

$$\begin{aligned} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi_K u_\alpha &= \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_\alpha = -\frac{8\pi}{c^2} \left(T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T \right) u^\beta = \\ &= -\frac{8\pi}{c^2} T \left(u_\alpha - \frac{1}{2} u_\alpha \right) = -\frac{4\pi}{c} j_\alpha, \end{aligned} \quad (164)$$

где

$$A_\alpha = \varphi_K \frac{v^\alpha}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \approx \varphi_K \frac{v^\alpha}{c}, \quad j_\alpha = \frac{\rho_e v_\alpha}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \approx \rho_e \frac{dx_\alpha}{dt}. \quad (164a)$$

Объединяя уравнения (158) и (164), мы получим 4D запись уравнений геометризированной электродинамики (148) в виде уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_i = -\frac{4\pi}{c} j_i, \quad j^i = (\rho c, \rho v^\alpha), \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (165)$$

Хотя уравнения (165) по внешнему виду подобны уравнениям Максвелла с источниками поля, их физическое содержание отлично от уравнений Максвелла. В самом деле, уравнения Максвелла рассматривают электромагнитные поля на фоне плоского псевдоевклидова пространства, в то время как уравнения (165) описывают электромагнитные поля через кривизну параметрического риманова пространства.

Итак, мы показали, что уравнения движения (133) и уравнения поля (148) геометризированной электродинамики переходят в уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца (121) и (165) в слабых полях и при не ультрарелятивистских скоростях. В этом случае, вместо тензорного потенциала a_{ik} , достаточно использовать векторный потенциал (128), (129).

Читатель наверняка заметил, что для доказательства соответствия уравнений (133) и (148) уравнениям электродинамики Максвелла-Лоренца мы использовали решение (13) уравнений Физического Вакуума. Это было сделано преднамеренно в педагогических целях. В действительности, электродинамика Максвелла-Лоренца для слабых полей следует из уравнений Физического Вакуума в виде предельного случая, когда уравнения сильных электромагнитных полей (133) и (148) представляют собой определенный уровень соответствия.

14. Электродинамика Физического Вакуума

Уравнения поля (148) электродинамики сильных электромагнитных полей были получены для стационарного «точечного» источника с тензором энергии- импульса вида (150) как следствие уравнений Физического Вакуума

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \nu T_{ik}, \quad (B.1)$$

после того, как мы записали их в (квази)инерциальной системе отсчета, в которой торсионные поля удовлетворяют условию (32). С другой стороны, уравнения движения (33) могут быть получены из уравнений движения (46), которые в случае вакуумной электродинамики описывают движение «ориентируемого заряда» (заряда со спином). Как это следует из уравнений (46), уравнения движения «пробного заряда» в произвольно ускоренной системе отсчета принимают вид

$$\mu c \frac{d^2 x^i}{ds^2} = \frac{e}{c} E^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} - \mu T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (166)$$

где

$$F^i{}_{(e)} = -\mu T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \quad (167)$$

- электромагнитные силы инерции. При условии (32) эти силы обращаются в нуль и мы получаем из (166) уравнения движения электродинамики сильных полей (133). Чтобы понять физический смысл уравнений (166), мы рассмотрим движение заряда в поле центральных сил, которое описывается трансляционной метрикой (131).

В нерелятивистском приближении и слабых электромагнитных полях уравнения движения (166), с учетом метрики (131), принимают вид

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = \frac{e}{c} E^\alpha{}_{00} - \mu c^2 T^\alpha{}_{00} = \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha - \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha = 0, \quad (168)$$

$$\alpha, \beta \dots = 1.2.3.$$

Эти уравнения описывают *компенсацию электромагнитной силы Кулона*

$$F^\alpha{}_e = \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha, \quad (169)$$

действующей на «пробную» заряженную частицу в ускоренной системе отсчета, *электромагнитной силой инерции*

$$F^{\alpha}_{iner} = -\frac{Ze^2}{r^3} x^{\alpha}, \quad (170)$$

которая локально равна силе Кулона (169), но противоположно ей направлена. Уравнения (169) справедливы для электрона, движущегося по стационарной орбите в атоме, обеспечивая локально выполнение принципа специальной относительности. Поэтому электрон движется в каждой малой области своей искривленной траектории «по инерции» не излучая электромагнитных волн. *Это объясняет экспериментальный факт существования стационарных орбит электронов в атомах (постулат Бора) на аналитическом уровне [7].* Таким образом, электромагнитные силы инерции играют в квантовой теории стабилизирующую роль, образуя стационарные состояния. В релятивистском случае этот результат подтверждают законы сохранения (135) и (136), которые утверждают сохранение полной энергии и орбитального момента при движении на стационарной орбите.

14.1 Вакуумная электродинамика переменного заряда

В электродинамике Максвелла-Лоренца выполняется закон сохранения заряда

$$e = \int \rho_e dV = const, \quad dV = dx dy dz. \quad (171)$$

Дифференцируя (171) по времени и используя теорему Остроградского-Гаусса, имеем

$$\frac{de}{dt} = \frac{d}{dt} \int \rho_e dV = \int \left(\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + div \vec{j} \right) = 0, \quad (172)$$

откуда следует уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + div \vec{j} = 0. \quad (173)$$

Вакуумная электродинамика позволяет нам исследовать явления, в которых заряд является переменной величиной, т.е. электродинамику, в которой уравнение (173) нарушается. Для этого мы обратимся к решению, полагая в нем

$$\Psi^0(u) \neq const, \quad a = 0. \quad (174)$$

При этих условиях трансляционная метрика решения (13) принимает вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r} \right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r} \right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (175)$$

Эта метрика обобщает метрику (131) на случай переменного заряда источника $Ze(t)$

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e(t)}{r} \right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e(t)}{r} \right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (176)$$

где

$$2\Psi^0(t) = r_e(t) = \frac{2eZe(t)}{\mu c^2} = \frac{e}{\mu} \frac{2Ze(t)}{c^2} \neq const. \quad (177)$$

В этом случае тензор энергии-импульса в уравнениях (B.1) принимает вид

$$T_{jm} = \rho_e c^2 l_{jm} = -\frac{\dot{r}_e(t)}{v r^2} l_{jm}, \quad \dot{r}_e(t) < 0, \quad (178)$$

где $l^m = \sigma^m_{00}$, $l^m = 0$ - изотропный вектор, определяемый решением (13). Записывая плотность материи в (178) в пределе [7]

$$\dot{r}_e(t) \rightarrow r_e = const, \quad (179)$$

получаем

$$\rho_e = \frac{4\pi r}{v c^2} \delta(\vec{r}) = \frac{8\pi Ze^2}{\mu c^4} \delta(\vec{r}) = Ze \delta(\vec{r}). \quad (180)$$

где $\delta(\vec{r})$ - 3D функция Дирака и $Ze = const$. Из (180) следует, что в этом предельном случае в уравнениях (B.1) константа определяется как

$$v = \frac{8\pi e}{\mu c^4}, \quad (181)$$

что совпадает с множителем в уравнениях поля (148) электродинамики сильных полей.

14.2 Геометризация квантовой электродинамики в нерелятивистском приближении

В (квази)инерциальной системе отсчета плотность (180) может быть выражена через поле инерции подобно (83)

$$\rho_e = \frac{8\pi Ze^2}{\mu c^4} \delta(\vec{r}) = Ze \delta(\vec{r}) = \frac{\mu c^2}{8\pi e} \varphi^2(x^i). \quad (182)$$

Введем комплексное поле ψ нормировано на единицу

$$\int \psi^* \psi dV = 1, \quad \psi(x^n) = \left(\frac{\mu c^2}{8\pi Ze^2} \right)^{1/2} \varphi \exp(ik_n x^n), \quad (183)$$

тогда заряд источника вакуумного возбуждения можно вычислить через интеграл

$$Ze = \int \rho_e dV = \frac{\mu c^2}{8\pi e} \int \varphi^2(x^i) dV = Ze \int \psi^* \psi dV, \quad dV = dx dy dz. \quad (184)$$

Используя уравнение (79) и процедуру Маделунга, мы получим уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - U_e \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi^* + U_e \psi^* = 0, \quad (185)$$

где $U_e = -Ze^2/r$ - потенциальная энергия взаимодействия заряда $-e$ с центральным зарядом Ze . Здесь мы опять использовали условие $\mu = M$, где M - масса «квантовой» частицы.

Используя решение (13) с учетом параметра Керра a , описывающее собственное вращение источника Ze , находим потенциальную энергию (100) в пределе $r_e(t) \rightarrow r_e = const$

$$U_e = \frac{\mu c^2}{2} (g_{00} - 1) = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = \quad r_e = \frac{2Ze^2}{\mu c^2} \quad (186)$$

При условиях $r \gg a$, $\cos \theta = 1$ энергия (186) принимает вид

$$U_e \approx -\frac{\mu c^2}{2} \left(\frac{r_e}{r} - \frac{r_e a^2}{r^2} \right) = U_K + Q_\omega, \quad (187)$$

где

$$U_K = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{r_e}{r} = -\frac{Ze^2}{r}, \quad Q_\omega = \frac{\mu c^2}{2} \frac{r_e a^2}{r^2} = \frac{Ze^2 a^2}{r^2}. \quad (188)$$

Сопоставляя параметр Керра a комптоновской длине волны де Бройля

$$a = \lambda = \hbar / \mu c,$$

получим

$$Q_\omega = \frac{Ze^2}{r^3} \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} = Q = -\hbar^2 \Delta \sqrt{\rho_e} / 2\mu \sqrt{\rho_e} = -\hbar^2 \Delta |\psi| / 2|\psi| \quad (189)$$

Эта энергия совпадает с потенциальной энергии Маделунга (95), если

$$\left(\nabla^2 + \frac{2Ze^2}{\mu c^2 r^3} \right) |\psi| = \left(\nabla^2 + \frac{r_e}{r^3} \right) |\psi| = 0. \quad (190)$$

14.3 Скалярное (монопольное) излучение в вакуумной электродинамике

В общем случае, в вакуумной электродинамике уравнение непрерывности (79) и уравнения Эйлера (80) запишутся как

$$\nabla_i(\rho_e u^i) = \partial_i(\rho_e u^i) + \rho_e u^n \Gamma^j_{nj} = 0, \quad (191)$$

$$\rho_e \frac{du^k}{ds} + \rho_e \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0. \quad (192)$$

Используя метрику (176), находим в нерелятивистском приближении

$$\partial_i(\rho_e u^i) = -\rho_e u^n \Gamma^j_{nj} = -(\rho_e u^0 \Gamma^j_{0j} + \rho_e u^\alpha \Gamma^j_{\alpha j}) \approx -\rho_e u^0 \Gamma^j_{0j} \quad (193)$$

или, учитывая (142),

$$\partial_j(\rho_e u^j) = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} u^0 E_{0,00} = -\rho_e \frac{e}{\mu r c} \frac{\partial Ze(t)}{\partial t}. \quad (194)$$

Очевидно, что для случая переменного заряда источника электромагнитного поля уравнение непрерывности (194) нарушается, в результате в вакуумной электродинамике возникает *монопольное скалярное излучение* [18]

$$S = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Ze(t)}{c \partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}, \quad \varphi = -\frac{Ze(t)}{r}, \quad (195)$$

размерность которого совпадет с размерностью магнитного поля. Действительно, уравнения (192) в нерелятивистском приближении расписываются подобно (145) как

$$\rho_e \frac{du^\alpha}{ds_0} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ F_{\alpha k} \frac{dx^k}{ds_0} - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} - c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}, \quad (196)$$

или, с учетом (38), что в виде

$$\rho_e \frac{du^\alpha}{ds_0} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ F_{\alpha k} \frac{dx^k}{ds_0} + A_{0,\alpha} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (197)$$

В (197) мы ввели обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3$$

и

$$F_{\alpha k} = A_{k,\alpha} - A_{\alpha,k}, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Используя метрику (176), находим в уравнениях движения (197) скалярное поле

$$S = A_{0,0} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Ze(t)}{c \partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t},$$

порожденное переменным зарядом $Ze(t)$. Для «пробной частицы» уравнения движения (197) принимают вид

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \{ [\vec{v}\vec{H}] + S\vec{v} \}. \quad (198)$$

Отсюда следует, что скалярное поле имеет магнитную природу, но качественно отличается от векторного магнитного поля \vec{H} . Действительно, «скалярная» магнитная сила

$$\vec{F}_s = \frac{e}{c} S \vec{v}, \quad (199)$$

порожденная скалярным магнитным полем S , действует параллельно скорости движения зарядов, тогда как магнитная сила, порожденная векторным магнитным полем \vec{H} , действует перпендикулярно скорости движения. Поэтому работа «скалярной» магнитной силы (199) отлична от нуля. Кроме того, сила (199) спадает с расстоянием \vec{r} медленнее, чем обычная магнитная сила.

Таким образом, уравнения (194) и (197) дополнительно описывают монополярное излучение источника электромагнитного поля, которое в электродинамике Максвелла-Лоренца отсутствует в силу закона сохранения заряда (171). Свободные векторные электромагнитные поля \vec{E} и \vec{H} представляют собой дипольное излучение и их свойства хорошо изучены во многих технологических приложениях. Впервые скалярное излучение (195) наблюдалось в экспериментах Николой Тесла еще в конце 19 века [18], когда не были построены такие основополагающие теории как специальная и общая теории относительности и квантовая механика. Особенно впечатляют эксперименты Тесла по беспроводной передаче электроэнергии [19], повторенные экспериментально и теоретически описанные автором в Таиланде [20, 21].

Каждая их сил в уравнениях (198) порождает движение заряженных частицы, т.е. токи. Поэтому кроме известных нам в электродинамике токов: – токов проводимости, токов Фуко и токов смещения, должны существовать токи, порожденные силой (199). Фактически этот ток означает излучения зарядов источником. Аналитически это доказывает следующим образом. Из соотношения (179) следует

$$\rho_e(t) = -\frac{\dot{r}(t)}{v c^2 r^2}, \quad \dot{r}_e(t) < 0. \quad (200)$$

Используя (195) и (181) можно записать приближенное равенство

$$\rho_e(t) \approx -\frac{1}{4\pi} S(t) = Ze(t)\psi * \psi, \quad (201)$$

откуда для скалярного поля имеем

$$S \approx -4\pi r Ze(t)\psi * \psi. \quad (202)$$

Отсюда видно, что, например, для сферы Тесла скалярное излучение представляет собой поток зарядов, покидающих сферу, и если при этом наблюдается излучение векторных электромагнитных полей \vec{E} и \vec{H} , то только как вторичное явление.

Излучение электронов сферой Тесла можно наблюдать визуально во время работы магического шара Тесла [21]. Интересно отметить, что излученные электроны группируются в длинные нити вместо того, чтобы отталкиваться. Это явление нам известно из теории сверхпроводимости, когда пары Купера с одной заданной спиральностью (проекцией спина $\hbar/2$ на импульс): принимают значения $+1/2$ или $-1/2$, при этом электроны с одной и той же спиральностью (но с противоположными импульсами) спариваются [22,23]. В нашем случае куперовские пары образуются при комнатной температуре, обеспечивая новый тип сверхпроводимости в веществе и вакууме.

14.4 Вакуумное уравнение Лармора-Блоха (уравнение Подаровской)

Рассмотрим более подробно физические следствия вращательного уравнения (48).

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0, \\ i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3.$$

В вакуумной электродинамике эти уравнения запишутся как

$$\frac{de^i_A}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} - T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}. \quad (203)$$

В (квази)инерциальной системе отсчета второй член в правой части (203) обращается в нуль и мы имеем

$$\frac{de^i_A}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}, \quad (204)$$

где E^i_{jk} и g_{ik} определяются согласно (134) и (108) соответственно. Эти уравнения записываются как

$$\frac{de^0_A}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^0_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}, \quad (205a)$$

$$\frac{de^{\alpha}_A}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}, \quad (205b)$$

Для пространственной триады e^{α}_A уравнения (205b) принимают вид

$$\frac{de^{\alpha}_A}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{\beta k} e^{\beta}_A \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{\beta 0} e^{\beta}_A \frac{dx^0}{ds} + \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{\beta \gamma} e^{\beta}_A \frac{dx^{\gamma}}{ds}. \quad (206)$$

Как было показано выше, в слабых полях и при нерелятивистских скоростях, в уравнениях (206) можно полагать

$$E_{\alpha, \beta 0} = -\frac{1}{2} c^2 \left(\frac{\partial a_{\alpha 0}}{\partial x^{\beta}} - \frac{\partial a_{\beta 0}}{\partial x^{\alpha}} \right) = \frac{1}{2} (A_{\beta, \alpha} - A_{\alpha, \beta}) = \frac{1}{2} F_{\alpha \beta}, \quad ds \approx ds_0 = c dt, \quad \frac{dx^0}{ds_0} \approx 1. \quad (207)$$

Пренебрегая последним членом в (206) и используя условия (207), имеем

$$\frac{de^{\alpha}_A}{dt} = \frac{e}{2\mu c} F^{\alpha \beta} e_{\beta A} \quad (208)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3,$$

где напряжённость электромагнитного поля $F^{\alpha \beta}$ электродинамики слабых полей. Выберем ось e^{α}_3 за ось z и направим по ней спин $s = \hbar/2$. Тогда, после умножения левой и правой части уравнения (208) на $s = \hbar/2$ движение спина будет описываться уравнением Подаровской [16]

$$\frac{ds^{\alpha}}{dt} = \frac{e}{2\mu c} F^{\alpha \beta} s_{\beta} \quad (209)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3.$$

или, в векторной записи,

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{2\mu c} [\vec{s} \vec{H}]. \quad (210)$$

Его можно представить в виде феноменологического уравнения Лармора

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = [\vec{s} \vec{\omega}_L], \quad \vec{\omega}_L = \frac{e}{2\mu c} \vec{H}, \quad (211)$$

где ω_L - частота Лармора. Уравнение (211) подобно феноменологическому уравнению Блоха [24].

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = g[\vec{s} \vec{\omega}_L], \quad (212)$$

которое совпадает с уравнением (209) при $g = 1$. Отличие уравнений (209) от уравнений Лармора (211) и Блоха (212) заключается в том, что магнитное поле \vec{H} в уравнениях (209) имеет геометрическую природу и определяется через метрический тензор (108) вакуумной электродинамики.

Известно, что уравнение Лармора (211) описывает прецессию вектора \vec{s} спина орбитального электрона в атоме вокруг направления внешнего магнитного поля \vec{H} . Поскольку спин перпендикулярен плоскости орбиты, то это означает, что плоскость орбиты (как тонкий диск) прецессирует вокруг направления внешнего магнитного поля. С другой стороны, когда в эксперименте наблюдается собственное вращение электрона – спин, то в уравнении Блоха (212) g -фактор (фактор Ланде) оказывается равным 2.

14.5 Торсионная природа фактора Ланде

Применим теперь уравнение (166) для описания движения электрона в атоме по стационарной орбите (ускоренное движение без излучения) в нерелятивистском приближении слабого поля, но с учетом магнитного поля. В этом случае, вместо (168), мы имеем

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] - \mu W - 2\mu[\vec{\omega}\vec{v}] = 0, \quad (213)$$

где $\vec{\omega}$ - частота прецессии орбиты электрона в атоме. Второй и третий члены в уравнении (213) компенсируют друг друга (см. уравнения (168)), поэтому из (213) следует

$$\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] = -2\mu[\vec{v}\vec{\omega}]. \quad (214)$$

Поскольку ось прецессии совпадает с направлением поля \vec{H} , то (214) можно расписать как

$$\frac{|e|}{c} v H \sin(\vec{v}\vec{H}) = -2\mu v \omega \sin(\vec{v}\vec{\omega}), \quad (215)$$

откуда немедленно следует частота Лармора и орбитальный g - фактор Ланде в уравнениях Подаровской (209)

$$\vec{\omega}_L = -\frac{|e|\hbar}{2\mu c} \vec{H}, \quad g = 1. \quad (216)$$

Модуль $|e|\hbar$ был взят из соображений отрицательного заряда электрона. Таким образом, фактор Ланде надо рассматривать как следствие компенсации электромагнитных сил силами инерции, когда электроны находятся на стационарных орбитах. Поскольку силы инерции порождены полем инерции (торсионным полем (26)), то g -фактор Ланде имеет торсионную природу, связанную квантовым постулатом Бора о существовании в атомах стационарных орбит.

Используем теперь уравнения движения (192) для плотности заряженной материи (182). Ранее мы показали, используя подстановки Маделунга, что в нерелятивистском приближении слабого поля система уравнений (191) и (192) полностью эквивалентна уравнениям Шредингера (185). При этом было показано, что эта эквивалентность является полной, включая квантовую энергию Маделунга (189), если мы используем решение (13) уравнений Физического Вакуума для случая стабильной (квази)точечной частицы, обладающей спином $s = \hbar/2$. Для простоты, будем рассматривать движение центра масс плотности $\rho_e = Ze\psi^*\psi$ как будто интегральный заряд Ze ведет себя как твердое тело (заряженный шар). При таком ограничении уравнения (196) для стационарных состояний в нерелятивистском приближении слабых полей будут выглядеть как

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{H}] - \mu W - \mu[\vec{\omega}\vec{v}] = 0, \quad (217)$$

где $q = Ze$ - полный заряд, μ - его масса заряда. В уравнениях (217) сила Кориолиса в два раза меньше той же силы в уравнениях (214) по той причине, что расстояние между бесконечно малыми элементами $d\rho_e$ не меняется и половина силы Кориолиса (эта сила состоит из суммы двух слагаемых) обращается в нуль. Теперь, вместо (215), мы имеем

$$\frac{|q|}{c} vH \sin(\vec{v}\vec{H}) = -\mu v \omega \sin(\vec{v}\vec{\omega}). \quad (218)$$

Для заряда q равному заряду электрона, мы получаем частоту Лармора и

$$\vec{\omega}_L = -\frac{|e|\hbar}{\mu c} \vec{H}, \quad g = 2. \quad (219)$$

Соответственно, уравнение Подаровской (210) принимает вид уравнения Блоха для собственного вращения электрона

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{\mu c} [\vec{s} \vec{H}]. \quad (220)$$

15. Фундаментальный подход к теории элементарных частиц

Современная теория элементарных частиц носит временных характер, поскольку является феноменологической теорией (см. рис.2). Основная цель теоретической физики состоит в том, чтобы создавать фундаментальные теории наблюдаемых явлений. Именно на это претендует теория Физического Вакуума, основанная на Всеобщем принципе относительности и на уравнениях $(A_{s^+}^+.1)$, $(A_{s^+}^+.2)$, $(B_{s^+}^+.1)$, $(B_{s^+}^+.2)$, представляющих собой расширенную геометризированную систему нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса с калибровочной группой $SL(2,C)$. Даже те немногочисленные результаты, которые удалось получить на сегодняшний момент группе ученых, составляющих ядро института Физики Вакуума <http://shipov-vacuum.com>, говорят о перспективности данного направления в теоретической физике. Ниже мы дадим краткий обзор полученных результатов.

15.1 Новые фундаментальные потенциалы взаимодействий частиц, рожденных из вакуума

Чтобы исследовать новые потенциалы, мы будем основываться на решениях уравнений Физического Вакуума и использовать формулу (100). Используя эту формулу, мы уже получили из решения (13) потенциалы Ньютона (102) и Кулона (188), а так же квантовую потенциальную энергию Маделунга (189), порождаемую спином источника.

Впервые отклонение от закона Кулона было обнаружено в экспериментах Резерфорда в области действия сильных электромагнитных полей, когда нарушается неравенство (124) или эквивалентное ему неравенство (137). Из этих неравенств следует, что отклонение от закона Кулона должно наблюдаться на расстояниях порядка $10^{-12} \div 10^{-13}$ см от центра ядра, как раз там, где Резерфорд обнаружил «ядерные» силы.

Для фундаментального описания этого эффекта, сотрудниками института Физики Вакуума Е.А. Губаревым и А.Н. Сидоровым было предложено использовать решения уравнений Физического Вакуума, которые приводят к короткодействующей добавке к потенциалу Кулона следующего вида [7, 25-29]

$$U_{eN} = \frac{\mu c^2}{2} \frac{r r_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_e = \pm \frac{2Zze^2}{\mu c^2}, \quad r_N = const, \quad (221)$$

где знак + означает притяжение между зарядом ze с массой μ и центральным зарядом Ze , а знак – отталкивание, r_N - новая короткодействующая константа интегрирования. Из (221) видно, что это потенциал зарядовонезависим, что и наблюдается в ядерных взаимодействиях.

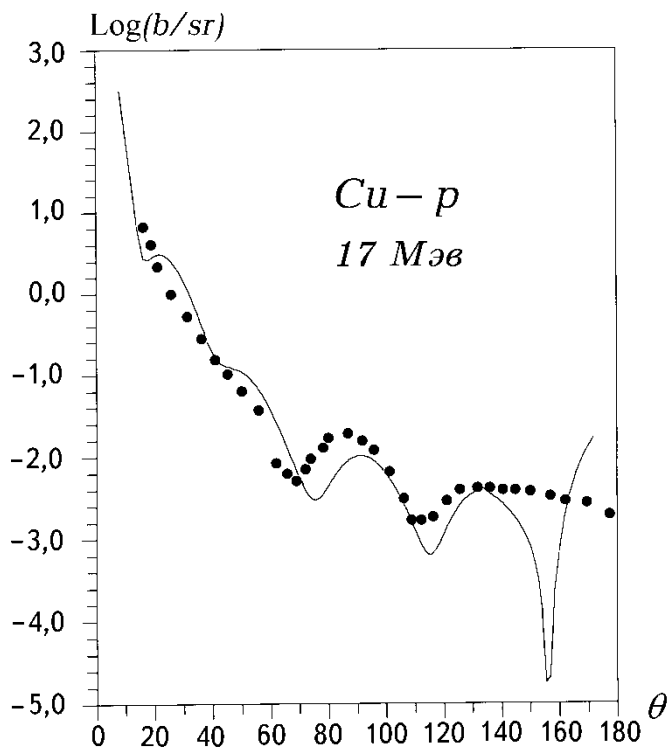


Рис.3. Упругое рассеяние протонов с энергией 17 Мэв на ядрах меди

После обширных вычислительных работ, в которых было проведено сравнение теоретических сечений упругого рассеяния нейтронов и протонов на ядрах ряда элементов, рассчитанных с использованием потенциальной энергии (221), с соответствующими экспериментальными кривыми, было показано [25-29], что потенциальная энергия (221) хорошо описывает ядерные и электро-ядерные взаимодействия. На рис.3 приводится один из графиков сравнений теории и эксперимента. Теоретическая кривая представляет собой дифференциальное сечение рассеяния заряженной частицы – протона с энергией покоя 938,5 Мэв и кинетической энергией 17 Мэв [62]. Экспериментальные точки - дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 Мэв на ядрах меди. Хорошее совпадение теории и эксперимента говорит о том, что ядерные и электро-ядерные взаимодействия (возможно, слабые взаимодействия и электромагнитные формфакторы элементарных частиц и ядер) являются следствием проявления сильных электромагнитных полей, следующих из решений уравнений вакуумной электродинамики (148). В этом случае объединение, например, электромагнитных и ядерных взаимодействий происходит естественным путем без привлечения дополнительных гипотез относительно феноменологических ядерных полей.

В общем случае, когда необходимо учитывать сразу электромагнитные и гравитационные взаимодействия, метрика (175) может быть записана в виде

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g \pm |r_e|}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_g \pm |r_e|}{r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (222)$$

$$r_g = 2MG/c^2, \quad r_e = 2Ze^2/mc^2.$$

Здесь $r_g = 2MG/c^2$ – гравитационный радиус частицы с массой $M \gg m$. Если мы будем рассматривать движение электрона в электромагнитном и гравитационном полях атома водорода, то в этом случае $|r_g| \ll |r_e|$ и мы вполне можем пренебречь гравитационными взаимодействиями, рассматривая искривление пространства событий только за счет электромагнитного взаимодействия электрона и ядра.

Так же как и в случае метрики Шварцшильда в теории гравитации Эйнштейна, в вакуумной электродинамике на расстоянии

$$r = r_e = 2r_{кл} \approx 5.6 \times 10^{-13} \text{ см} \quad (223)$$

от центра ядра мы имеем сингулярную 3D сферу, на которой заканчивается кулоновское поле ядра. Если пренебречь собственным вращением ядра (спином), то, согласно электродинамике Максвелла-Лоренца, электрон, вращаясь вокруг ядра, должен излучать электромагнитные волны и падать на ядро. В конечном итоге электрон должен быть поглощен ядром, уйдя под 3D сферу с радиусом (186) (быть поглощенным электромагнитной «черной дырой»). Этого не происходит, если мы будем учитывать собственное вращение ядра, т.е. использовать решение вакуумных уравнений (148), приводящее к потенциальной энергии (186). На рис. 4 представлена потенциальная энергия взаимодействия между электроном и ядром атома водорода, когда

$$r_s \approx 0.4 \times 10^{-12} \text{ см}. \quad (224)$$

и зависимость от азимутального угла θ фиксирована.

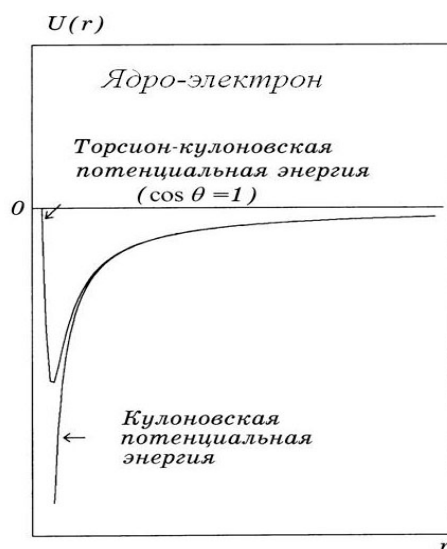


Рис. 4. Вращение ядра приводит к отталкиванию электрона на ядерных расстояниях

Из графика видно, что на «ядерных расстояниях» упругое рассеяние электронов на ядрах будет отличаться от кулоновского из-за влияния спина ядра. Отклонение от кулоновского рассеяния электронов на расстояниях (224) впервые было обнаружено Кинзингером [30] и детально исследовано Хофстадтером [31]. Поскольку на тот момент знания о потенциальной энергии (186) отсутствовали, то решено было объяснять наблюдаемые явления за счет введения феноменологических характеристик ядер, получивших название электромагнитных формфакторов [32]. Однако сейчас мы можем искать объяснение этих явлений, используя точные решения общерелятивистской электродинамики.

Основная проблема современной теоретической физики - это объединение известных нам видов взаимодействий – гравитационных, электромагнитных, сильных и слабых. В настоящее время эта задача не имеет фундаментального решения, а все существующие теории носят предварительный (подгоночный и бессодержательный с точки зрения фундаментальной теории) характер. Фундаментальный подход следует из уравнений вакуумной электродинамики. Действительно, решение вакуумных уравнений (A), (B) приводит к потенциальной энергии вида [7]

$$U = \frac{mc^2}{2} \left(\frac{r^2 - r(|r_e| + r_g) - r_N^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta} \right), \quad (225)$$

$$r_g = const, \quad r_e = const, \quad r_N = const, \quad r_s = const,$$

которая описывает гравитационное (r_g), электромагнитное (r_e), сильное (r_N) и слабое (r_s) взаимодействия. При $r_g = r_N = 0$ эта потенциальная энергия объединяет электромагнитные и, возможно, слабые взаимодействия. Как известно, слабые взаимодействия происходят с участием нейтрино, которое переносит только спин и появляется при распадах элементарных частиц, например, нейтрона



Согласно рис. 4, реакция (226) может быть интерпретирована следующим образом. Тяжелый протон и легкий электрон образуют протоатом – нейтрон размером r_s , при этом электрон вращается вокруг протона в торсионной яме. Эта яма неустойчива, поэтому через 12 минут (в среднем) протон распадается на протон и электрон, а нейтрино появляется как излучение поля спина при выходе электрона из торсионной ямы (см. рис.4). В настоящее время конкретные расчеты этой модели распада нейтрона еще не проведены, но я полагаю, что это дело недалекого будущего.

16. Классификация элементарных частиц по группам изометрий. Геометрическая модель кварков

Таблица 1

p	$E_p(r, s)$	$L_p(r, s)$	Спинорные группы	Важнейшие подгруппы
4	$E_4(3.1)$	$SO(3.1)$	$SL(2.C)$	
4	$E_4(2.2)$	$O(3.1)$	$SU(1.1) \times SU(1.1)$	
5	$E_5(4.1)$	$SO(4.1)$	$SL(4.C)$	$SU(2) \times SU(2)$
5	$E_5(3.2)$	$SO(3.2)$	$SU(1.1.1.1)$	$SU(1.1) \times SU(1.1)$
6	$E_6(5.1)$	$O(5.1)$	$SL(4.C)$	
6	$E_6(4.2)$	$O(4.2)$	$SU(2.2)$	$SU(2) \times SU(2)$
6	$E_6(3.3)$	$O(3.3)$	$SL(4.C)$	$SU(1.1) \times SU(1.1)$
7	$E_7(6.1)$	$SO(6.1)$	$SL(8.C)$	$SU(4)$
7	$E_7(5.2)$	$SO(5.2)$	$SU(2.2.2.2)$	$SU(2.2)$
7	$E_7(4.3)$	$SO(4.3)$	$SL(8.C)$	$SU(2) \times SU(2)$
8	$E_8(7.1)$	$O(7.1)$	$SL(8.C)$	$SU(4)$
8	$E_8(6.2)$	$O(6.2)$	$SU(1.1) \times SU(4.4)$	$SU(4)$
8	$E_8(5.3)$	$O(5.3)$	$SL(16.C)$	$SU(2) \times SU(2)$
8	$E_8(4.4)$	$O(4.4)$	$SU(1.1) \times SU(2.2.2.2)$	$SU(2) \times SU(2)$
9	$E_9(8.1)$	$SO(8.1)$	$SL(16.C)$	$SU(4)$
9	$E_9(7.2)$	$SO(7.2)$	$SU(4.4.4.4)$	$SU(4.4)$
9	$E_9(6.3)$	$SO(6.3)$	$SL(16.C)$	$SU(4)$
9	$E_9(5.4)$	$SO(5.4)$	$SU(2.2.2.2.2.2.2.2)$	$SU(2) \times SU(2)$
10	$E_{10}(9.1)$	$O(9.1)$	$SL(16.C)$	
10	$E_{10}(8.2)$	$O(8.2)$	$SU(8.8)$	$SU(8)$
10	$E_{10}(7.3)$	$O(7.3)$	$SL(16.C)$	
10	$E_{10}(6.4)$	$O(6.4)$	$SU(4.4.4.4)$	$SU(4)$
10	$E_{10}(5.5)$	$O(5.5)$	$SL(16.C)$	

Решения уравнений Физического Вакуума могут быть исследованы с помощью групп изометрий [7] (группы, которые сохраняют трансляционную метрику пространства). Для этого мы использовали метод погружения пространства $A_4(6)$ в плоское пространство $E_p(r+s)$ большего числа измерений ($p > 4$) по трансляционным координатам. Максимальная размерность плоского пространства вложения $E_p(r+s)$ в нашем подходе оказывается равной 10 (число координат в геометрии $A_4(6)$ так же равно 10 - 4 поступательных и 6 вращательных). Поэтому перечисление пространств вложения $E_p(r+s)$, $p = r+s$ по положительным сигнатурам r и отрицательным сигнатурам s дает возможность установить 22 изометрические группы [33].

В таблице 1 приведены возможные изометрические группы Ли пространства $A_4(6)$, а так же их важнейшие спинорные подгруппы. Каждому решению уравнений Физического Вакуума соответствует свое плоское пространство вложения и своя изометрическая группа. Поскольку каждое решение описывает элементарную частицу, то, зная решение, мы можем определить размерность плоского пространства вложения и соответствующую группу симметрий, относительно которой решение (или элементарная ча-

стица) остается инвариантной. Это дает нам возможность найти спектр масс, зарядов, спинов и т.д. совокупности наблюдаемых элементарных частиц.

Приведем два примера, использования предложенной классификации:

1. Решение уравнений Физического Вакуума, приводящее к трансляционной метрике (20) или (131), имеет в качестве минимального пространства погружения плоское пространство $E_6(4.2)$. Из таблицы 1 мы видим, что основная спинорная группа изометрий этого решения – группа $SU(2,2)$, а $SU(2) \times SU(2)$ – ее подгруппа. Решения (20) и (131) описывают массивные и заряженные частицы, а первая наиболее простая группа классификаций элементарных частиц была как раз группа $SU(2)$. Не думаю, что это просто случайное совпадение.
2. Нам известно, что кварки наиболее элементарные частицы, из которых состоят все остальные. Для решения уравнений Физического Вакуума с трансляционной метрикой типа де-Ситтера [7]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Lambda r^2}{3}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{\Lambda r^2}{3}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \Lambda = const. \quad (227)$$

Минимальным плоским пространством вложения для этого решения при $\Lambda > 0$ оказывается пространство $E_5(4.1)$, а при $\Lambda < 0$ пространство $E_5(3.2)$. Из таблицы 1 находим соответственно группы $SO(4,1)$ и $SO(3,2)$.

Используя формулу (100), находим нерелятивистскую потенциальную энергию взаимодействия объекта (227) с пробной частицей массы μ

$$U_\mu = \frac{\mu c^2}{2} (g_{00} - 1) = \mu c^2 \frac{\Lambda r^2}{6}, \quad (228)$$

потенциал которой

$$\Phi = c^2 \frac{\Lambda r^2}{6} \quad (229)$$

для $\Lambda < 0$ имеет вид потенциала взаимодействий между кварками. Нерелятивистский гамильтониан, описывающий движение частицы в потенциале (229) имеет вид

$$H = \frac{\mu \vec{v}^2}{2} + \mu \Phi = \frac{\mu \vec{v}^2}{2} + \frac{\mu \omega^2 \vec{r}^2}{2}, \quad \omega = c \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}. \quad (300)$$

Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (300) приводит к спектру энергий вида

$$E = \hbar \omega \left(N + \frac{3}{2} \right), \quad N = 0, 1, \dots \quad (301)$$

В работах [34-38] показано, что метрика (227), гамильтониан (300) и спектр (300) приводят к модели кварков, которая основана на симметрии $SU(3)$. Эта модель позволяет описать барионные и мезонные октеты [38], давая пример объединения теории

относительности с квантовой теорией. Кроме того, каждый раз, когда мы используем группу симметрий для классификации элементарных частиц, мы используем решение уравнений Физического Вакуума и таблицу 1, а не действуем «методом тыка», как это происходит в настоящее время в ортодоксальном подходе.

17. Спин-торсионные поля в уравнениях Дирака-Такабаяси

Спиновые волны в веществе хорошо теоретически изучены и экспериментально наблюдаются уже много лет [39]. В электродинамике теоретическое описание частиц со спином $S = \hbar/2$ представлено уравнением Дирака. После многолетних дискуссий с большинством теоретиков относительно проблемы бесконечно больших величин (проблемы «расходимостей»), возникающей в электродинамике как следствие точечности частицы, П. Дирак приходит к следующему выводу относительно уравнений квантовой электродинамики [40]:

«Правильный вывод состоит в том, что основные уравнения неверны. Их нужно существенно изменить, с тем, чтобы в теории вообще не возникали бесконечности и чтобы уравнения решались точно, по обычным правилам, без всяких трудностей. Это условие потребует каких-то очень серьезных изменений: небольшие изменения ничего не дадут».

17.1 Геометризация уравнения Дирака

Таким нетривиальным обобщением уравнения Дирака в теории Физического Вакуума является система уравнений $(A_{s^+}^+ .1)$, $(A_{s^+}^+ .2)$. Используя решение (13) уравнений Физического Вакуума, мы получим обобщенное уравнение Дирак в следующем виде

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} \iota_{\alpha} = -\mu o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} - \gamma \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} + \beta \iota_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}\dot{\chi}}, \quad (302)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} o_{\alpha} = \gamma o_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} - \beta o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \tau \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}}, \quad (303)$$

$$\alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, \dot{1},$$

где

$$\begin{aligned}
\sigma_i^{00} &= l_i = \delta_i^0 - a \sin^2 x \delta_i^3, \quad \sigma_i^{11} = n_i = \rho \bar{\rho} \left[Y \delta_i^0 + (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^1 - a \sin^2 x Y \delta_i^3 \right], \\
\sigma_i^{01} &= m_i = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} \left[i a \sin x \delta_i^0 - (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^2 - i \Omega \sin x \delta_i^3 \right], \\
\Omega &= r^2 + a^2, \quad Y = \frac{r^2 + a^2 - \Psi^0 r}{2}, \quad \Psi^0 = \frac{1}{2} (r_g \pm |r_e|) = \frac{1}{2} \left(\frac{2\mu G}{c^2} \pm \left| \frac{2e^2}{\mu c^2} \right| \right), \quad a = \frac{\hbar}{\mu c}, \quad (304) \\
\rho &= -\frac{1}{r - i a \cos x}, \quad \beta = -ctg x \frac{\bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \pi = i a \sin x \frac{\rho^2}{2\sqrt{2}}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \\
\mu &= Y \rho^2 \bar{\rho}, \quad \nu = 0, \quad \gamma = \mu + \left[r - \frac{\Psi^0}{2} \right] \frac{\rho \bar{\rho}}{2}, \quad \tau = -i a \sin x \frac{\rho \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \quad \Psi_2 = \frac{\Psi^0}{2} \rho^3.
\end{aligned}$$

В уравнениях (302) и (303) двухкомпонентные спиноры t_α и o_α являются компонентами спинорной диады ξ_A^α [7]

$$\xi_0^\alpha = o^\alpha, \quad \xi_1^\alpha = t^\alpha, \quad \bar{\xi}_0^{\dot{\alpha}} = \bar{o}^{\dot{\alpha}}, \quad \bar{\xi}_1^{\dot{\alpha}} = \bar{t}^{\dot{\alpha}} \quad \alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, \dot{1}$$

с условиями нормировки

$$-t_\alpha o^\alpha = o_\alpha t^\alpha = 1, \quad t^\alpha t_\alpha = 0, \quad o^\alpha o_\alpha = -o_\alpha o^\alpha = 0.$$

В свою очередь диада ξ_A^α связана с матрицей Пенроуза σ^i_{AB} следующим образом [7]

$$\sigma^i_{AB} = \sigma^i_{\alpha\beta} \xi_A^\alpha \bar{\xi}_B^{\dot{\beta}}, \quad \nabla_n \sigma^i_{\alpha\beta} = 0, \quad \nabla_k \sigma^i_{AB} - \sigma^{i\dot{C}\dot{D}} T_{AB\dot{C}\dot{D}k} = 0, \quad \alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

Подстановка решения (304) в уравнения (302), (303) обращает их в тождество, как это и должно быть, поскольку это решение уравнений Физического Вакуума. В (квази)декартовых координатах и в слабых полях и при условиях $|r_e| \gg r_g$, $r \gg \hbar / \mu c^2$ матрицы Пенроуза σ^i_{AB} в решении (304) переходят в 2x2 спинорные матрицы Паули

$$\sigma_0 = I = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (305)$$

Метрика (5) в этом приближении совпадает с метрикой плоского пространства

$$ds^2 = \eta_{ik} dx^i dx^k = \frac{1}{2} (\gamma_i \gamma_k + \gamma_k \gamma_i) dx^i dx^k, \quad (306)$$

где спинорные матрицы Дирака γ_k имеют следующий вид

$$\gamma_0 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_0 \\ \sigma_0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma_1 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_x \\ \sigma_x & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma_2 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_y \\ -\sigma_y & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma_3 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_z \\ -\sigma_z & 0 \end{bmatrix}. \quad (307)$$

В рассматриваемом нами приближении спинорные уравнения

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB} \varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}, \quad (B_{s^+}^+ .1)$$

переходят, как было показано выше, в полностью геометризованные уравнения Максвелла (165). Вектор тока j_k в этих уравнениях можно выразить через двухкомпо-

$$j_k = \rho_e u_k = e \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma^{\alpha\dot{\beta}k} (o_\alpha \bar{o}_{\dot{\beta}} + \iota_\alpha \bar{\iota}_{\dot{\beta}}) = e \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma^{\alpha\dot{\beta}k} (\varphi_{\dot{\beta}} \varphi_\alpha + \chi_{\dot{\beta}} \chi_\alpha) = -e \Psi^* \Psi \quad (308)$$

нентные спиноры ι_α, o_α следующим образом [7]

где

$$\Psi^* = (\varphi_{\dot{\alpha}} = \bar{\iota}_{\dot{\alpha}}, \chi_{\dot{\alpha}} = \bar{o}_{\dot{\alpha}}), \quad \Psi = \begin{pmatrix} \varphi_\alpha = \iota_\alpha \\ \chi_\alpha = o_\alpha \end{pmatrix} \quad (309)$$

- нормированные на единицу спинорные волновые функции, определяемые через формулы (66), (67). Эти формулы описывают плотность материи решения (304) в (квази)инерциальной системе отсчета и имеют четыре независимых спинорных компоненты.

Используя процедуру Маделунга и уравнение неразрывности для тока (308), можно показать, что в приближении слабых полей оно сводится к линейным геометризованным уравнениям Дирака для свободной заряженной частицы со спином $s = \hbar/2$

$$\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \varphi^\alpha = \frac{\mu c}{\hbar} \chi_{\dot{\beta}}, \quad \nabla^{\alpha\dot{\beta}} \chi_{\dot{\beta}} = -\frac{\mu c}{\hbar} \varphi^\alpha. \quad (310)$$

Опуская выкладки, отметим, что при движении заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле уравнения (310) принимают более общий вид

$$(E - eA_0 - \mu c^2) \varphi_\alpha = c \bar{\sigma} \left(\hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \chi_\alpha, \quad E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \hat{p} \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{x}}, \quad (311)$$

$$(E - eA_0 + \mu c^2) \chi_\alpha = c \bar{\sigma} \left(\hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \varphi_\alpha, \quad \alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, \dot{1} \quad (312)$$

или

$$\left[\gamma^n \left(\hat{p}_n - \frac{e}{c} A_n \right) - i\mu c \right] \Psi = 0, \quad \hat{p}_n = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_n}, \quad (313)$$

где 4D потенциал A_n определяется согласно (128) и (129). В нерелятивистском приближении слабых полей уравнение Дирака (313) переходит в геометризованное уравнение Паули [41]

$$\left\{ \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2\mu} \left(\vec{P} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + eA_0 - \frac{\hbar e}{2\mu c} (\vec{H} \vec{\sigma}) \right\} \Psi = 0, \quad (314)$$

где \vec{H} - внешнее геометризованное магнитное поле и $\vec{\sigma}$ - (псевдо) вектор Паули.

Четырех компонентная комплексная волновая функция Ψ в уравнении (314)

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \Psi(x, y, z, ct, \vec{s}) = \Psi(x(t), y(t), z(t), ct, \phi(t), \theta(t), \chi(t)). \quad (315)$$

зависит от трансляционных координат x, y, z, ct и спина

$$\vec{s} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}, \quad (316)$$

который можно углы Эйлера ϕ, θ, χ .

Через эту функцию определяется плотность вероятности

$$\rho = \Psi^+ \Psi, \quad (317)$$

плотность заряда e и массы μ

$$a) \quad \rho_e = e \Psi^+ \Psi, \quad b) \quad \rho_\mu = \mu \Psi^+ \Psi, \quad (318)$$

а также скорость центра масс плотности (317) [16]

$$\vec{v} = \frac{\vec{j}}{\rho} = \frac{1}{\mu} \left(\vec{P} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) = -\frac{i\hbar}{2\mu\rho} [\Psi^+ (\nabla\Psi) - \Psi (\nabla\Psi^+)] - \frac{e}{\mu c} \vec{A} + \frac{\hbar}{2\mu\rho} \text{rot}(\Psi^+ \vec{\sigma} \Psi), \quad (319)$$

где

$$\vec{j} = -\frac{i\hbar}{2\mu} [\Psi^+ (\nabla\Psi) - \Psi (\nabla\Psi^+)] - \frac{e}{\mu c} \vec{A} (\Psi^+ \Psi) + \frac{\hbar}{2\mu} \text{rot}(\Psi^+ \vec{\sigma} \Psi) \quad (320)$$

- вектор 3D тока.

Процедура Такабаяси-Маделунга [42-46] сводит комплексное уравнение (314) к эквивалентной системе действительных уравнений относительно действительных функций – плотности вероятности ρ (или плотности заряда ρ_e) скорости ее центра масс \vec{v} и спина $\vec{s} = (\hbar/2)\vec{\sigma}$, а именно, к:

а) уравнению непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \vec{j} = 0; \quad (321)$$

б) поступательным уравнениям Эйлера

$$\mu \frac{dv_\alpha}{dt} = \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] \right\}_\alpha + \frac{e}{\mu c} S_\beta \partial_\alpha H_\beta + \frac{1}{2\mu\rho} \partial_\beta (\rho \partial_\alpha S_\gamma \partial_\beta S_\gamma) + \partial_\alpha \left(\frac{\hbar^2}{4\mu} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} \right), \quad (322)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3;$$

в) вращательным уравнениям Эйлера

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{\mu c} [\vec{S}\vec{H}] + \frac{1}{\mu\rho} [\vec{S} \times (\partial_\alpha \rho \partial^\alpha \vec{S})], \quad (323)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3.$$

В этих уравнениях вектор спина \vec{S} определяется как

$$\vec{S} = \frac{\Psi^+ \hat{s} \Psi}{\Psi^+ \Psi} = \frac{\hbar}{2} \frac{\Psi^+ \hat{\sigma} \Psi}{\Psi^+ \Psi}, \quad \vec{S}^2 = \frac{\hbar^2}{4}, \quad (324)$$

причем

$$\vec{s} = \rho \vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}. \quad (325)$$

Из уравнений (321)-(325) видно:

- 1) поступательные уравнения (322) и вращательные уравнения (323) представляют собой уравнения движения заряженного «полевого гироскопа» (полевой аналог уравнений Эйлера для описания движения твердого тела);
- 2) изменение собственного момента вращения – спина и изменение скорости центра масс плотности ρ происходит под действием не только внешнего электромагнитного поля, но и под действием полей, порожденных пространственным изменением спина;
- 3) ускоренное движение нейтральных частиц ($e=0$) происходит под действием внутренних или внешних полей, порожденных пространственным изменением

спина (под действием гироскопических эффектов), а так же при изменении плотности ρ ;

4) гироскопическая сила

$$F_\alpha = \frac{1}{2\mu\rho} \partial_\beta (\rho \partial_\alpha S_\gamma \partial_\beta S_\gamma) \quad (326)$$

в уравнениях (322) и гироскопический момент

$$\vec{L} = \frac{1}{\mu\rho} [\vec{S} \times (\partial_\alpha \rho \partial^\alpha \vec{S})] \quad (327)$$

обеспечивают связь между вращательными и поступательными движениями заряженного «полевого гироскопа». Это обстоятельство выводит нас за рамки законов классической механики Ньютона, поскольку появляется возможность изменять скорость центра масс изолированной от внешних сил механической системы за счет действия управляемых гироскопических сил внутри ее.

17.2 Связь спина с торсионным полем

В 1922 Э. Картан опубликовал работу, в которой выдвинул гипотезу, что вращение материи порождает вне материи кручение пространства [47]. Позже А. Эйнштейн показал, что внутренняя геометрия вращающегося диска (2D пространство) перестает быть эвклидовым за счет релятивистского сокращения длины периферийных участков диска.

Исторически сложилось так, что в начале 20 века в математике и физике появилось несколько различных видов кручения пространства. В статье Э. Картана [47] нет никаких конкретных формул, подтверждающих его гипотезу. Есть только рассуждения, что геометрия с кручением должна быть наделена репером (тетрадой e^a_i или триадой e^A_α в зависимости от размерности пространства) в каждой точке пространства. Геометрия абсолютного параллелизма $A_4(6)$ или $A_3(3)$.

Для доказательства гипотезы Картана, обратимся к решению (304) уравнений Физического Вакуума, которое описывает заряженную частицу, обладающую собственным вращением – спином. Оптические параметры этого решения (скаляры Рйчаудури [48]) имеют вид

$$\omega = -\frac{\hbar}{\mu c} \cos \chi \rho \bar{\rho}, \quad \theta = -r \rho \bar{\rho}, \quad \rho = \left(r - i \frac{\hbar}{\mu c} \cos \theta \right)^{-1}, \quad (328)$$

где ω - параметр 3D вращения, θ - параметр расширения. Из (328) следует, что если собственное 3D вращение частицы отсутствует ($s = \hbar/2 = 0$), то параметр ω обращается в нуль. Это и доказывает гипотезу Картана.

Надо заметить, что кручение пространства $A_4(6)$ вызывает не только 3D вращение материи, но и материя, которая не вращается! Это следует из того, что параметр расширения θ отличен от нуля, при этом отличной от нуля оказывается компонента

$$T_{130} = \rho = \left(r - i \frac{\hbar}{\mu c} \cos \theta \right)^{-1}$$

коэффициентов вращения Риччи. Поэтому, любая масса или заряд вызывают кручение пространства $A_4(6)$ вне зависимости от того, вращаются они или нет. Это и понятно, поскольку коэффициенты вращения Риччи интерпретируются как поля инерции, а поля инерции образуют тензор энергии-импульса (10) для любой материи, как вращающейся, так и без вращения.

Для описания вращательного движения 3D вектора \vec{S} в уравнениях (322) и (323), удобно использовать триаду e^A_α

$$\begin{aligned} e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B, \quad e^A_\alpha e^\beta_A = \delta_\alpha^\beta \\ \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (329)$$

образующую трансляционную метрику пространства абсолютного параллелизма $A_3(3)$

$$\eta_{\alpha\beta} = \eta_{AB} e^A_\alpha e^B_\beta, \quad \eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1, 1, 1). \quad (330)$$

В этих соотношениях индексы $\alpha, \beta, \gamma \dots$ являются координатными индексами векторов триады, а индексы $A, B, C \dots$ нумеруют вектора триады. Эти индексы можно интерпретировать как индексы внутреннего углового (вращательного) пространства, в котором действует (локальная) группа трехмерных вращений $O(3)$. В качестве параметров локальной группы вращений $O(3)$ могут быть выбраны три угла Эйлера $\phi(t), \theta(t), \chi(t)$.

Компоненты вектора \vec{S} можно выразить через вектора триады как

$$\vec{S}_1 = \frac{\hbar}{2} \vec{e}_1, \quad \vec{S}_2 = \frac{\hbar}{2} \vec{e}_2, \quad \vec{S}_3 = \frac{\hbar}{2} \vec{e}_3. \quad (331)$$

В общем случае вращение триады описывается уравнениями Френе [7]

$$\frac{de^A_\alpha}{dt} = \omega^A_B e^B_\alpha = T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} e^B_\alpha, \quad (332)$$

где $T^A_{B\gamma}$ - тензор контрессии (коэффициенты вращения Риччи) в 3D пространстве абсолютного параллелизма [7], а $\omega_{AB} = -\omega_{BA}$ - тензор угловой скорости вращения триады. Умножая уравнения (21) на $\hbar/2$, получим геометризованные 3D уравнения движения спина

$$\frac{d\vec{S}^A}{dt} = \frac{\hbar}{2} \omega^A_B e^B_\alpha = \frac{\hbar}{2} T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} e^B_\alpha = \mathcal{F}^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} e^B_\alpha, \quad (333)$$

где

$$\mathcal{F}^A{}_{B\gamma} = \frac{\hbar}{2} T^A{}_{B\gamma} = \frac{\hbar}{2} e^A{}_\alpha e^{\alpha}{}_{B,\gamma} = e^A{}_\alpha S^{\alpha}{}_{B,\gamma} = e^A{}_\alpha \frac{\partial S^{\alpha}{}_B}{\partial x^\gamma}, \quad S^{\alpha}{}_B = \frac{\hbar}{2} e^{\alpha}{}_B. \quad (334)$$

Пусть вектор спина \vec{S} направлен по касательной к траектории

$$\vec{S}_1 = \frac{\hbar}{2} \vec{e}_1 = \frac{\hbar}{2} \frac{d\vec{x}}{dt} = \frac{\hbar}{2} \vec{v}, \quad \vec{S}_2 = 0, \quad \vec{S}_3 = 0, \quad (335)$$

тогда уравнения движения спина для траектории с нулевой кривизной (собственное вращение частицы) принимают вид

$$\kappa = T^{(1)}{}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} = 0, \quad \frac{d\vec{S}_1}{dt} = 0, \quad \frac{d\vec{S}_2}{dt} = \frac{\hbar}{2} T^{(2)}{}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} \vec{e}_3, \quad \frac{d\vec{S}_3}{dt} = -\frac{\hbar}{2} T^{(3)}{}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} \vec{e}_2$$

или

$$\frac{d\vec{S}_2}{dt} = \mathcal{F}^{(2)}{}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} \vec{e}_3, \quad \frac{d\vec{S}_3}{dt} = -\mathcal{F}^{(3)}{}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{dt} \vec{e}_2, \quad (336)$$

где $\mathcal{F}^A{}_{B\gamma}$ - спин-торсионное поле (334). Так же, как и волновая функция (315), это поле зависит как от трансляционных координат x, y, z, ct , так и от угловых переменных ϕ, θ, χ . Из формулы (334) следует, что вектор спина \vec{S} проявляет себя в качестве *потенциала торсионного поля* $\mathcal{F}^A{}_{B\gamma}$. Если вектор спина \vec{S} направлен по оси z , то мы имеем из (334)

$$\mathcal{F}^A{}_{3\gamma} = \vec{e}^A \vec{S}_{3,\gamma} = \vec{e}^A \frac{\partial \vec{S}_3}{\partial x^\gamma} = \vec{e}^A \frac{\partial \vec{S}}{\partial x^\gamma}, \quad \vec{S}_3 = \vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{e}_3. \quad (334a)$$

18. Качественное объяснения аномальных экспериментов как проявление макроквантовых гироскопических эффектов

Используя (334a), перепишем уравнения (322) и (323) в виде

$$\mu \frac{dv_\alpha}{dt} = \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] \right\}_\alpha + \frac{e}{\mu c} S_\beta \partial_\alpha H_\beta + \frac{1}{\mu\rho} \partial_\beta \left(\rho (\mathcal{F}^A{}_{3\alpha} \mathcal{F}^B{}_{3\beta} \delta_{AB}) \right) + \partial_\alpha \left(\frac{\hbar^2}{4\mu} \frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} \right), \quad (337)$$

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{\mu c} [\vec{S}\vec{H}] + \frac{1}{\mu\rho} [\vec{S} \times (\partial_\alpha \rho \mathcal{F}^A{}_{3\alpha} \vec{e}_A)], \quad (338)$$

где мы использовали условия ортогональности (329).

Последний член в правой части (337) представляет собой «вакуумную силу», порожденную вакуумной потенциальной энергией Маделунга, а гироскопическая сила (326) имеет, в соответствии с (334а), спин-торсионную природу и порождена внутренними или внешними спин-торсионными полями. Уравнения (338) описывают эволюцию спина под действием внешних и внутренних спиновых-торсионных полей. Обращает внимание обратная пропорциональная зависимость спин-торсионных сил в (337) и спин-торсионного момента в правой части (338), а также «вакуумной силы», от массы μ объекта. Это, прежде всего, означает, что для объектов с малой массой эти силы становятся значительными. Аналитическое решение системы уравнений (337) и (338) затруднительно в силу их сложной нелинейности. Однако их можно решать численными методами. Для этого необходимо использовать компьютерную технику и исследовать эксперименты, в которых гироскопические силы (326) и моменты (327) играют определяющую роль. Насколько известно автору, такая работа до сих пор никем не проведена.

При отсутствии внешних электромагнитных полей, уравнения (337), (338) принимают вид

$$\mu \frac{dv_\alpha}{dt} = \frac{1}{\mu\rho} \partial_\beta (\rho F^A_{3\alpha} F^B_{3\beta} \delta_{AB}) + \partial_\alpha \left(\frac{\hbar^2}{4\mu} \frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} \right), \quad (339)$$

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{1}{\mu\rho} [\vec{S} \times (\partial_\alpha \rho F^A_{3\alpha} \vec{e}_A)]. \quad (340)$$

Эти уравнения описывают изменение скорости центра масс и собственного момента вращения за счет сил инерции, порожденных спин-торсионными полями. В уравнениях классической механики эти силы отсутствуют, однако могут проявляться в макроквантовых экспериментах с вращающимися объектами, демонстрируя их аномальное поведение.

Из опубликованных аномальных экспериментов, которые (пока качественно) поддаются объяснению, автору известны эксперименты В.Н. Самохвалова [49]. В одном из экспериментов раскручивается диск 1 в вакууме, создавая коллективное спин-торсионное поле мини гироскопов (элементарных частиц со спином - электронов, протонов, нейтронов и ядер) образующих диск. Через уравнения (340) это поле вызывает вращение второго ведомого диска 2, расположенного соосно на расстоянии 1.5-2.0 мил над ведущим диском. В результате, первоначально неподвижный диск 2 начинает вращаться вокруг своей оси, которая, в свою очередь, начинает прецессировать.

В другом эксперименте ведомый диск 2 имел возможность перемещаться вдоль оси вращения [49], при этом во время вращения ведущего диска 1 на ведомый диск 2 действовала сила отталкивания, заставляя его двигаться. Это движение можно качественно объяснить действием поля кручения, в соответствии с уравнениями (339). Согласно этим уравнениям, спин-торсионное поле ведущего диска 1 порождает силу (326), которая квадратична по спин-торсионному полю (334а). Знак этой силы зависит от знака квадрата спин-торсионного поля (334а) для данного эксперимента. Поскольку эксперимент показывает силу отталкивания, то, при зависимости квадрата поля (334а) от

расстояния как $1/r^2$, квадрат поля (324а) должен иметь положительный знак. Относительно второй силы в правой части уравнений (339) можно сказать, что она всегда способствует отталкиванию и явным образом не связана с вращением объектов. Однако, при более глубоком рассмотрении, она так же порождена вращением [16].

18.1 Спин-торсионные поля и макроквантовые явления в электродинамике

Большинство частиц, из которых состоят материальные тела, имеют заряд, массу и спин $s = \hbar/2$. Поэтому для описания движения центра масс и собственного момента вращения таких объектов, находящихся во внешних электромагнитных полях, вполне допустимо использование уравнений (337), (338). В данном случае, эти уравнения предсказывают существование аномальных явлений в электродинамике, таких как наблюдение «не электромагнитной компоненты», порожденной спин-торсионными полями (334а).

В настоящее время многочисленные проявления «не электромагнитной компоненты» в электродинамике описаны в нерелятивистских экспериментах А.Е. Акимова [50], А.В. Боброва [51-56], В.Т. Шкатова [57-59], С.Кернбаха [60-62] и многих др. В результате огромной исследовательской работы были созданы генераторы и приемники спин-торсионных полей [50-62].

На рис. 5 представлена принципиальная схема спин-торсионного генератора Акимова.

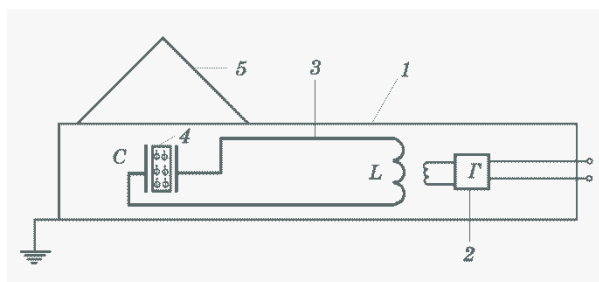


Рис.5. Принципиальная схема генератора Акимова

Металлический корпус 1 генератора имел заземление и, фактически, представлял собой клетку Фарадея, экранирующую внутренние электромагнитные поля. Задающий генератор электромагнитного поля 2 возбуждал колебания в контуре 3, содержащий конденсатор 3, между обкладками которого помещался ферромагнетик 4. Во время работы генератора на частицы ферромагнетика действуют электромагнитные поля \vec{E} и \vec{H} в соответствии с уравнениями (337), (338). В результате внутри корпуса возникают спин-торсионные волны (334а) с частотой задающего генератора 2. Эксперименты показали, что спин-торсионные волны свободно проходят сквозь металлические стенки заземленного генератора, в то время как электромагнитные волны почти полностью экранируются. Поскольку свободные спин-торсионные поля переносят только спин, то ситуация в нашем случае напоминает прохождение нейтрино сквозь различные преграды, когда тоже наблюдается высокая проникающая способность. Соответственно, когда спин-торсионная волна попадает в различные среды, то происходит возбуждение заряженных частиц со спином опять же в соответствии с уравнениями (337), (338). В результате в среде возникает: 1) либо ток (320), который можно измерить и расшифровать по спектру; 2) либо изменение спиновой структуры, которая меняет ее физико-химические свойства. В первом случае возникает возможность осуществить связь по

спин-торсионному каналу, которую трудно экранировать естественными экранами, а во втором появляется возможность создавать различные вещества с одинаковым химическим составом, но с различными физико-химическими свойствами. Именно это наблюдается в экспериментах, которые, в некоторых случаях, позволили создать очень эффективные технологии [63].

18.2 Новые способы передвижения в космическом пространстве

Как было показано ранее (см. ф-лы (36)-(40)), торсионное поле T^i_{jk} геометрии A_4 (6) описывает силы инерции. В классической механике силы инерции играют важную роль, хотя их физическая природа вызывает многочисленные дискуссии. Нам известно, что в ускоренных системах отсчет (а других в природе нет), движущихся в гравитационных и электромагнитных полях, эти силы могут компенсировать (локально) гравитационные и электромагнитные силы, т.е. могут быть значительными. В классической механике силы инерции не удовлетворяют III-му закону Ньютона и могут быть отнесены как к внутренним, так и внешним силам по отношению к «замкнутой» механической системе. Такое свойство выделяет силы инерции среди других известных сил и выводит их за рамки теоремы, утверждающей, что скорость центра масс «изолированной» механической системы не может быть изменена за счет действия внутренних сил. В механике Декарта [64], которая базируется на уравнениях Физического Вакуума, существует возможность передвигать центр масс «изолированной» механической системы (таковой в природе не существует, поскольку Вакуум присутствует везде), используя силы инерции, создаваемые искусственно, например, внутри корпуса космического корабля.

Действительно, записывая коэффициенты вращения Риччи в монадном 1+3 формализме [48,65] в локальных индексах $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$, имеем

$$T^c_{ab} = e^c_i \nabla_a e^i_b = e^c_0 \nabla_a e^0_b = u^c \nabla_a u_b = -A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3} \theta h_{ab} u^c \quad (341)$$

$$a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3,$$

где $u_a = e^0_a = dx_a / ds$, $u_a u^a = -1$ - единичный вектор 4D скорости монады,

$$\theta = \nabla_a u^a, \quad (342)$$

- расширение,

$$\omega_{ab} = \nabla_{[b} u_{a]} + A_{[a} u_{b]}, \quad A_a = \frac{du_a}{ds}, \quad \omega_{ab} u^b = 0 \quad (343)$$

- вращение и

$$\sigma_{ab} = \nabla_{(b} u_{a)} + A_{(a} u_{b)} - \frac{1}{3} h_{ab} \theta, \quad h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b, \quad \sigma_{ab} u^b = 0, \quad h_{ab} u^b = 0, \quad (344)$$

- сдвиг (или деформация) пространства $A_4(6)$. Здесь $A_a = du_a / ds$ - локальное 4D ускорение начала монады, g_{ab} - 4D локальный метрический тензор, $h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b$ - 4D метрический тензор пространственно-подобного 3D сечения, ортогонального u_a .

Используя соотношения (341)-(344), можно записать уравнения Физического Вакуума (A), (B) в виде

$$\nabla_{[b} u_{a]} - A_{[a} u_{b]} + \omega_{[ab]} = 0, \quad (A^{1+3})$$

$$R^d{}_{abc} - 2A_a(\omega_{bc} - A_{[b} u_{c]})u^d - 2\nabla_{[c} A_{|a|} u_{b]} u^d + 2\nabla_{[c} \omega_{|ab]} u^d + 2\nabla_{[c} \sigma_{|ab]} u^d + \frac{2}{3} \Theta_{[c} h_{b]a} u^d - \frac{2\Theta}{3} \left(u_a \omega_{bc} - u_a A_{[b} u_{c]} + \omega_{a[c} u_{b]} + \sigma_{a[c} u_{b]} + \frac{\Theta}{3} h_{a[c} u_{b]} \right) u^d = 0, \quad (B^{1+3})$$

$$a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Свертывая уравнения Физического Вакуума B^{1+3} по индексам d и b , получаем уравнение Райчаудури [48]

$$R_{ab} u^a u^b = \omega_{ab} \omega^{ab} - \sigma_{ab} \sigma^{ab} - \frac{1}{3} \theta^2 - \frac{d\theta}{ds}, \quad (345)$$

из которого следует, локальная риманова кривизна пространства $A_4(6)$ может быть порождена компонентами кручения $T^c{}_{ab}$, а именно: 1) вращением ω_{ab} ; 2) деформацией σ_{ab} и 3) расширением θ .

М. Алькубьерре [66] предложил использовать торсионное поле скаляра θ для искривления пространства вне космического корабля в соответствии с укороченным уравнением Райчаудури

$$R_{ab} u^a u^b = -\frac{1}{3} \theta^2 - \frac{d\theta}{d\tau}. \quad (346)$$

Модель Алькубьерре оказалась трудной для технической реализации, поскольку в уравнении (B.1), образованном с учетом (346) плотность энергии оказалась отрицательной. Гораздо больший интерес в уравнении (345) представляет параметр вращения ω_{ab} , который дает положительную плотность энергии источника и уравнение связи

$$\nabla_a \omega^a = A_a \omega^a = 0 \quad (347)$$

между ускорением центра масс космического корабля A_a и изменением вектора угловой скорости $\omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2$ вращения масс внутри его. Уравнение (347) предсказывает

существование механических систем, в которых изменение угловой скорости внутреннего вращения вызывает ускорение центра масс всей системы. Примером такой системы является 4D гироскоп, в котором поступательные и вращательные степени свободы его элементов связаны между собой [67]. Уравнение Райчаудури (345) для этого случая принимает вид

$$R_{ab}u^a u^b = \omega_{ab}\omega^{ab} \quad (345)$$

и говорит о том, что вращение материи закручивает пространство, создавая параметр кручения ω_{ab} , а кручение, в свою очередь, искривляет пространство, заставляя двигаться ускоренно центр масс 4D гироскопа. Нами была исследована (теоретически и экспериментально) нерелятивистская модель [67], которая демонстрирует справедливость сделанного утверждения.

18.3 Спин-торсионные поля и психофизика

Особый интерес представляет собой интерпретация психофизических экспериментов на основе системы уравнений (339) и (340). В известном явлении, которое носит название «биогравитация», человеческое тело способно притягивать (или отталкивать) предметы различной физико-химической природы. Например, Михаил Васильев [68] способен притягивать своим телом металлы, стекло, камень, дерево, пластмассу и т.д. Сила притяжения, действующая между телом оператора и предметом в этих экспериментах, столь велика, что у Алексея Антипова она составляет величину порядка 1600 Н! А. Антипов притягивает своим телом вес 160 кг, при этом, управляя этим процессом своим сознанием, он передвигает по телу металлическую плиту весом 60 кг [69]. Это явление можно объяснить тем, что наше сознание способно управлять спиновыми состояниями вещества, из которого состоит наше тело, используя уравнения (340), таким образом, что в уравнениях (339) возникает сила притяжения (или отталкивания) между объектом и нашим телом. Спин-торсионная сила в уравнениях (339) столь универсальна и столь значительна, что она может частично или даже полностью компенсировать гравитационную силу, с которой Земля притягивает тело человека. Это явление уже много лет демонстрируют летающие американские йоги [70].

Явление, в котором физические поля человека могут воздействовать на объекты на расстоянии, называется «телекинез». Это явление показывает, что спин-торсионные поля выходят за пределы человеческого тела и действуют энергетически в ближней зоне на расстоянии нескольких сантиметров от оператора (как это делает Нинель Кулагина [71]) до нескольких метров (как это делает Джон Чанг [72]).

Наблюдаемые взаимодействия биополей человека с материальными объектами выводит нас за рамки обычных энергетических взаимодействий, заставляя предположить

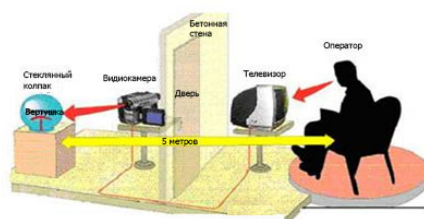


Рис.6. Телекинез по телевизору

существование в природе так называемых информационных взаимодействий, при которых нарушается обычный закон сохранения энергии. Например, Вадим Кузменко [73] демонстрирует телекинез не просто на расстоянии 5 метров (см. рис.6). Он осуществляет воздействие на вертушку из фольги, насаженную на металлическую иглу и накрытую стеклянными колпаком, находящуюся в соседней комнате за бетонной стеной. При этом он воздействует на изображение вертушки на экране телевизора, которое передается на телевизор с видеокамеры, находящейся в соседней комнате и ведущей съемку происходящего. В этом эксперименте информационный канал телевизор-видеокамера-вертушка не может передать энергетическое воздействие оператора на вертушку. Телевизионное изображение вертушки в комнате оператора служит «адресным признаком» объекта, на который он воздействует информационно пока неизвестным науке способом.

Можно высказать следующую гипотезу. Квантовая теория сводит все физические явления к волновым процессам – своеобразным квантовым вибрациям материи, а всякая волна имеет амплитуду, с которой связана энергия, и фазу, которая переносит информацию без переноса энергии. Поэтому мы вправе представлять весь Мир как некоторую динамическую голограмму – динамический фазовый портрет Вселенной, в которой допустимы как энергетические, так и информационные взаимодействия.

Заключение

У меня нет никакого сомнения в том, что идет смена научной парадигмы (см. рис.1). Стара, основанная на парадигме Ньютона, физика постепенно заменяется новой – парадигмой Декарта. Такие базовые понятия парадигмы Ньютона как евклидова геометрия пространства, инерциальная система отсчета и точечная материальная частица заменяются геометрией абсолютного параллелизма, ускоренной системой отсчета и ориентируемой материальной точкой (точкой со спином). На смену существующим теориям: 1) твердого тела; 2) жидкости; 3) газа и 4) элементарных частиц, приходит теория Физического Вакуума, основанная на принципе Всеобщей относительности и уравнениях Физического Вакуума (А) и (В). Эти уравнения описывают не только энергетические материальные процессы, но и безэнергетические информационные, носителем которых оказываются первичные спин-торсионные поля [7]. В наблюдаемых психофизических экспериментах, которые полностью игнорируются апологетами старой парадигмы, первичные спин-торсионные поля, скорее всего, играют определяющую роль. Окончательные выводы относительно их роли в психофизике будут сделаны, я надеюсь, в ближайшем будущем.

30.08.2013

Литература

1. *Шипов Г.И.*// ПРОГРАММА ВСЕОБЩЕЙ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ТЕОРИЯ ВАКУУМА, ВИНТИ, № 6948-В88, Москва, 1988, сс. 131.
2. *Шипов Г.И.*// ПРОГРАММА ВСЕОБЩЕЙ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ГЕОМЕТРИЯ АБСОЛЮТНОГО ПАРАЛЛЕЛИЗМА. Труды 7ой Всесоюзной конференции "Теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации", Изд-во ЕГУ, Ереван, 1988, сс. 233,234.
3. *Шипов Г.И.*// ВСЕОБЩИЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ГРАВИТАЦИИ. В сб. научных трудов «ГРАВИТАЦИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ», Москва, УДН, 1988, с94.

4. Шипов Г.И. // ПОЛЯ ЯНГА-МИЛЛСА В ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВАКУУМА. Труды 6 Всесоюзной конференции по общей теории относительности и гравитации, Москва, Изд-во МГПИ им. Ленина, 1984, с.333. (Впервые предложены уравнения физического вакуума).
5. Пенроуз Р., Риндлер В., // Спиноры и пространство-время, Т.1.М.: Мир, 1987.
6. Carmeli M. // J. Math. Phys. 1970. Vol.2. P.27-28. Lett. nuovo sim. 1970. Vol.4. P.40-46. Phys. Rev. D. 1972. Vol.5. P.5-8.
7. Шипов Г.И.// ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
8. Шипов Г.И. // ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА С ТЕНЗОРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с.98 - 102.
9. Шипов Г.И. // О РЕШЕНИИ ПЕРВОЙ ПРОБЛЕМЫ ЭЙНШТЕЙНА. М.: Кириллица, 2007, с.38.
10. Шипов Г.И. // УРАВНЕНИЯ ПОЛЯ ТЕТРАД В ПРОСТРАНСТВЕ АБСОЛЮТНОГО ПАРАЛЛЕЛИЗМА. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ АБСОЛЮТНОГО ПАРАЛЛЕЛИЗМА. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
11. Шипов Г.И. // О РЕШЕНИИ ВТОРОЙ ПРОБЛЕМЫ ЭЙНШТЕЙНА. М.: Кириллица, 2007, с.308.
12. Смолин Л. - Неприятности с физикой: взлет теории струн, упадок науки и что за этим следует, http://www.zone4iphone.ru/index.php?p_id=7&b_id=22076
13. Newman E., Penrose R. // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566 \--- 587.
14. Cartan E. // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
15. Эйнштейн А. // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1967. Т. 4. С. 286.
16. Шипов Г.И., Подаровская М.И.//Спин-торсионная формулировка квантовой механики и поля инерции. М.: Кириллица, 2012, с. 49
17. Фок В.А. // Теория пространства, времени и тяготения. Изд. 2-е, М., Физматгиз, 1961.
18. Tesla N. // The one-wire transmission system. [U.S. Patent 0,593,138](#), "Electrical Transformer" (1897).
19. Tesla N. "The True Wireless". Electrical Experimenter (May 1919).
20. Шипов Г.И.// Квантовая механика в теории физического вакуума. Винница: ЧП Веда, 2010, с 100.
21. Шипов Г.И. // Физический вакуум, торсионные поля, квантовая механика и эксперименты Н. Тесла, <http://shipov-vacuum.com> в разделе Теория.
22. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R. // Phys. Rev. V.108. № 5, (1957). P.1175-1204.
23. Нгуен Ан Вьет, Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Тоан Тханг, Ха Вин Тан. // К вопросу о спаривании электронов в сверхпроводниках. ТМФ, том 78, № 2, (1989), сс. 314-319.
24. Bloch F.// Physics Review. 1946 **70**, P. 460-473.
25. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. XXXVIII науч. конф. фак. физ-мат. и естественных наук Ун-та дружбы народов. М., 1992, доп. вып. С 3.
26. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. VIII Рос. грав. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации» М.: Рос. гравитац. ассоц. 1993. С.251.

27. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. Шипов Г.И. // Модель сильного взаимодействия на основе решений уравнений теории Вакуума. Труды V семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 16-18 мая, 1992 , с 232.
28. Шипов Г.И. // Фундаментальные взаимодействия в геометрической модели Физического Вакуума. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993 , с 141.
29. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Вакуумная модель сильного взаимодействия. Новые результаты. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993 , с 146.
30. Kinzinger E.// Ztschr. Naturforsch. A. 1949. Bd.4.S.88.
31. Hofstadter R.// Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28. № 3, P. 814.
32. Валантен Л.// Субатомная физика: Ядра и частицы, т.2.,М., Мир, 1986.
33. Maia D// J. Math. Phys. 1973. Vol4 . № 7, P.882-887.
34. Roman P., Haavisto J. // J. Math. Phys. 1976. Vol. 17 . P.1664.
35. Roman P., Haavisto J. // Int. J. Theor. Phys. 1977. Vol. 16 № 12. P. 915.
36. Roman P., Haavisto J. // J. Math. Phys. 1981. Vol. 22 . № 2. P.403.
37. Vacry H., Levi-Leblond J. M. // J. Math. Phys. 1968. Vol. 9 . № 10. P.1605.
38. Губарев Е.А. // Теория реальной относительности. Изд-во. «Новый Центр», М., 2009, 215 с.
39. Ахиезер А.Е., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. // Спиновые волны. М.: Наука, 1965.
40. Дирак П.// Пути физики. М.: Энергатоиздат, 1983.
41. Давыдов А.С. // Квантовая механика. М.: ГИФМЛ, 1963.
42. Madelung E.// Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 - 336.
43. Takabayasi T. // Progr. Theor. Phys. 1955. Vol. 14. № 4. P.283.
44. Takabayasi T.,Vigier J.P. // Progr. Theor. Phys. 1957. Vol. 18. № 6. P.573.
45. Takabayasi T. // Progr. Theor. Phys. 1983. Vol. 69. № 5. P.1323.
46. Takabayasi T. // Progr. Theor. Phys. 1983. Vol. 70. № 1. P.1.
47. Cartan E. // Compt. Rend.1922. Vol. 174, P. 437.
48. Raychaudhuri A.// Relativistic cosmology I, Phys.Rev.1955 Vol.98. P.1123.
49. Самохвалов В.Н. // Неэлектромагнитное силовое взаимодействие при вращении масс в вакууме. <http://www.unconv-science.org/n1/samokhvalov/>
50. Акимов А.Е. Эвристическое обсуждение проблемы поиска новых дальнодействий. EGS-концепции. МНТЦ ВЕНТ, препринт №7А, М., 1992
51. Бобров А.В. Полевые информационные взаимодействия. ОрелГТУ, Орел, 2003, 566 с.
52. Бобров А.В. Взаимодействие спиновых полей материальных объектов. Сознание и физическая реальность (окончание). Фолиум, М., 2010, Т.15 № 8, с. 99-108,
53. Бобров А.В. Физическая природа механизмов явления Индукции. Сознание и физическая реальность. Фолиум, М., Том 16 № 8, 2011, с.40-63.
54. Бобров А.В. Взаимодействие спиновых полей материальных объектов. Сознание и физическая реальность. Фолиум, М., 2010, Т.15 № 7, с. 14-27.
55. Бобров А.В. Полевая концепция механизмов памяти. Сознание и физическая реальность. Фолиум. Т.3, №7. 2008, 15 с.
57. Шкатов В.Т., Замша В.// Эксперименты по межконтинентальной тонкополевой связи (ТПС) и управлению между городами Перт (Австралия) и Томск (Россия). В сб.

- трудов III-ей Международной научно-практической конфер. «Торсионные поля и информационные взаимодействия», М.: 2012, с. 115.
58. Шкатов В.Т.// Исследование возможности приборной установки силового фантома на подвижную плавающую платформу. В сб. трудов III-ей Международной научно-практической конфер. «Торсионные поля и информационные взаимодействия», М.: 2012, с. 126.
59. Шкатов В.Т.// О вероятностном обнаружении осевых и радиальных тонополевых пространственных доменов при вращении источника излучения. В сб. трудов III-ей Международной научно-практической конфер. «Торсионные поля и информационные взаимодействия», М.: 2012, с. 132.
60. Кернбах С., Замша В., Кравченко Ю. Дальние и сверхдальние приборные взаимодействия. ЖФНН, вып 1, том №1, 2013.
61. Кернбах С. Исследование проникающей способности светодиодного и лазерного излучения, Ноно и микросистемная техника. Ч.1 №6 (155), сс.38-46, 2013.
62. Кернбах С. Исследование проникающей способности светодиодного и лазерного излучения, Ноно и микросистемная техника. Ч.2 №7 (156), с.28, 2013.
63. Шипов Г.И. // Торсионные поля и торсионные технологии.1. Спин-торсионные поля и технологии.2. <http://shipov.com> , <http://shipov-vacuum.com>
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/005a/02311017.htm> ,
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/005a/02311018.htm>
64. Shipov G. // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ HEC - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178
65. Hawking S.W., Ellis G.F.R.// The Large Scale Structure of Space-time, Cambridge University Press, 1973.
66. Alcubierre, M. "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11. L73–L77. (1994).
67. Шипов Г.И.// 4D ГИРОСКОП В МЕХАНИКЕ ДЕКАРТА. Кирилица, 2006, с. 74
http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/004a/02311026.htm>
68. Михаил Васильев // http://www.youtube.com/watch?v=_T8x9XWeOws
69. Алексей Антипов (160кг) // <http://www.youtube.com/watch?v=qq4KSWChUmk>
70. Американские летающие йоги // http://www.youtube.com/watch?v=ZO8HI884_zI
71. Нинель Кулагина // <http://www.youtube.com/watch?v=w8YgC77XzDs>
72. Джон Чанг // <http://www.youtube.com/watch?v=gAJpKKCAib4>
73. Вадим Кузменко // <http://www.youtube.com/watch?v=RfRSLEjrkOo>