

ИСКРИВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВА ДВИГАТЕЛЕМ БРАУНА

Шипов Г.И

Введение

Природа любит пошутить над ученым миром, преподнося ему, время от времени, неожиданные открытия, сделанные людьми, далекими от науки. Вот и Томас Браун, будучи подростком (ему было тогда 15 лет), в 1920 г. *случайно* обнаружил движение подвешенной на нитях рентгеновской трубки Кулиджа (см. рис. 1). При подаче на трубку высоковольтного постоянного напряжения порядка 30 Кв, она начинала двигаться. Трубка Кулиджа представляет собой стеклянный сосуд, заполненный техническим вакуумом, внутри которого расположен катод и анод.

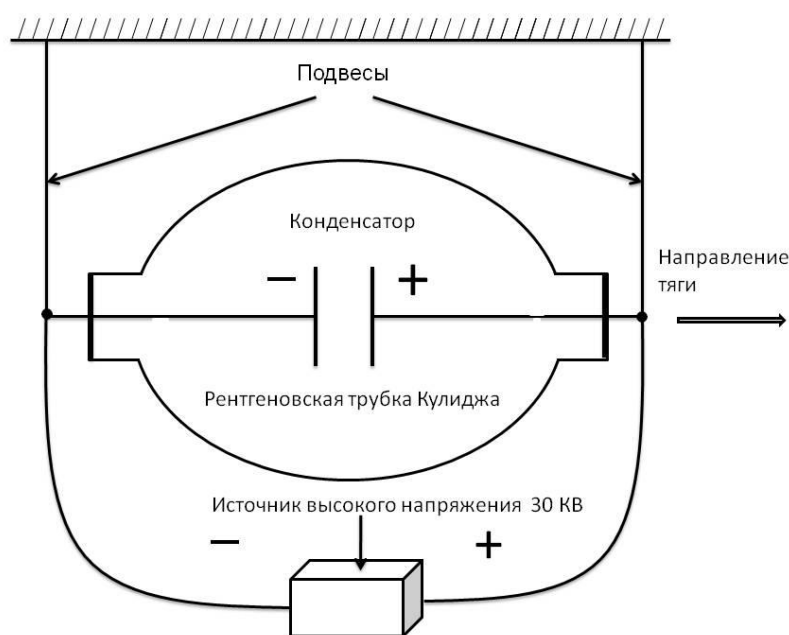


Рис.1. Первый эксперимент Брауна с рентгеновской трубкой Кулиджа

Катод подогревался вольфрамовой нитью (на рис. 1 она, для простоты, опущена) и служил источником свободных электронов, которые ускорялись в направлении анода и, при попадании в него, тормозились, вызывая рентгеновское излучение. Каждый раз, когда к трубке подключалось высоковольтное напряжение, трубка начинала двигаться в сторону положительно заряженного электрода и отклонялась от вертикального положения, преодолевая силу гравитационного притяжения. Поэтому, Т. Браун назвал позже этот эффект электрогравитационным [1].

В 1923 году Т. Браун стал студентом Деннисовского университета в Гринвилле в штате Огайо, где он и познакомился со своим учителем, а впоследствии соавтором П.А. Бифельдом (иногда открытое Т. Брауном явление называют эффектом Бифельда-Брауна).

В совместных экспериментах с П.А.Бифельдом, Т.Брауном было обнаружено подобное явление у плоских асимметричных, дискообразных конденсаторов. Из большой серии опытов с конденсаторами было экспериментально доказано, что электрическая энергия может напрямую преобразовываться в механическую (эффект Бифельда-Брауна), при этом заряженные асимметричные дискообразные электрические конденсаторы стремятся к механическому движению в направлении своей положительно заряженной обкладке. С 1926 по 1952 год Браун занимается усовершенствованием своего двигателя. Т.Браун начинает утверждать, что открыл нечто новое в физике - «электрогравитацию». Некий стыковочный эффект между гравитацией и электричеством. К этому времени в теоретической физике были опубликованы теоретические работы Г.Веля, Т.Калуца, А.Эйнштейна, Г.Райнича и других выдающихся ученых, которые пытались объединить теорию гравитации Эйнштейна с электродинамикой Максвелла-Лоренца. Однако эти работы никак не были связаны с экспериментами Брауна. Интересно отметить, что П.А.Биффельд был одноклассником А.Эйнштейна и А.Эйнштейн, скорее всего, знал об экспериментах Т.Брауна, но никак не отреагировал.



Рис.2 Томас Браун

Усовершенствования своего двигателя Т.Браун сводит к уменьшению веса аппарата и увеличению напряжения постоянного тока подаваемого к обкладкам "гравитора". В итоге его двигатель смог летать и поднимать вес значительно превышающий собственный. В 1953 году Браун продемонстрировал в своей лаборатории полет двигателя дискообразной формы по круговому маршруту диаметром 6 метров. Двигатель развивал скорость 180км/час и был ничем иным как очень легким конденсатором, в котором за счет особой конструкции сила тяги перенаправлялась в двух плоскостях вверх и в бок. Аппарат поднимался в воздух и летал вокруг мачты. К нему по проводу от центральной мачты подавался постоянный ток напряжением 50 Кв. Подобная установка изображена на рис.3.

В настоящее время преобладают три точки зрения, «объясняющие» существование наблюдаемого эффекта.

- 1) Эффект возникает благодаря неустановленному теоретиками связи между гравитацией и электромагнетизмом (Т.Т. Браун).
- 2) Трубка Кулиджа движется за счет возникновения так называемого "электронного ветра", но не непонятно, почему стремление к движению возникает у дискообразных конденсаторов.
- 3) Все электроны «электронного ветра» разгоняются в поле дискообразного конденсатора и вынуждены двигаться в пространстве в одну сторону приблизительно с

одинаковой скоростью. Попадая на анод они передают ему импульс, вынуждая двигаться весь конденсатор.



Рис.3. Два двигателя Брауна в виде асимметричных конденсаторов подвешены на вращающемся коромысле

В последнем случае, очевидно, не выполняется третий закон механики Ньютона, поскольку при разгоне электронов конденсатор должен двигаться в обратную сторону. Это должно нас насторожить и обратить наше внимание на то, что единственными силами, которые не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона, являются силы инерции.



Рис.4. Простая модель двигателя Брауна в виде асимметричного конденсатор

Поэтому не исключено, что электромагнитные силы инерции как раз и оказываются источником механического движения двигателя Брауна. На рис. 4 представлена простейшая модель двигателя Брауна, фильм о работе которой можно увидеть на сайте

<http://www.youtube.com/watch?v=71v5sFu7LT8&feature=related> В настоящее время работы по развитию двигателя Брауна ведутся во многих странах мира, включая Россию. Об этих работах можно увидеть видеофильмы и узнать на сайте <http://yandex.ru/yandsearch?text=efftct%20Bifelda-Braunf&lr=213>

В нашей статье сделается попытка развить идею Томаса Брауна, согласно которой его двигатель передвигается в пространстве за счет искривления пространства сильным электромагнитным полем.

1. Геометризация электромагнитных полей и сил

Примерно в тоже время, когда Томас Браун открыл новое явление в электродинамике (1920 г.), ведущий теоретик того времени А.Эйнштейн выдвинул программу по геометризации физики. Эта программа предполагала геометризацию всех видов физических взаимодействий, включая электромагнетизм, и получила название Единой Теории Поля. В современном представлении идея геометризации физических взаимодействий связана с представлением интеграла действия S в виде

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

где m масса пробной частицы, c – скорость света, L – функция Лагранжа, g_{ik} – метрический тензор пространства событий. Лагранжиан системы можно представить в виде

$$L = -mc \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} = T - U. \quad (1)$$

Здесь T – кинетическая энергия частицы и U – потенциальная энергия.

Пусть мы имеем частицу массы m с зарядом $-e$, которая движется в кулоновском поле заряда $+Ze$ с массой $M \gg m$. Нерелятивистский лагранжиан для этого события, описывающий только электромагнитные взаимодействия, представляется как

$$L = \frac{mv^2}{2} + \frac{Ze^2}{r}, \quad (2)$$

где $\vec{v} = d\vec{x}/dt$ – 3D скорость пробной частицы, $U = -Ze^2/r$ – потенциальная энергия системы двух зарядов.

Из соотношения (2) видно, что на большом расстоянии от заряда потенциальная энергия пространства событий U обращается в нуль (поле отсутствует)

$$L_{\infty} = T - U_{\infty} = T.$$

В результате из (1) мы имеем

$$L_{\infty} = -mc \left(\eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} = T, \quad (3)$$

где η_{ik} – метрический тензор пространства Минковского. Теперь можно геометризовать потенциальную энергию электромагнитного взаимодействия, используя формулу

$$U = L_{\infty} - L = -mc \left[\left(\eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right]. \quad (4)$$

В нерелятивистском приближении эта формула принимает вид

$$U = \frac{mc^2}{2} (g_{00} - 1) \quad (5)$$

или

$$g_{00} = 1 + \frac{2U}{mc^2} = 1 - \frac{2Ze^2}{mc^2 r} = 1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi}{c^2}, \quad (6)$$

где φ – кулоновский потенциал. Из формулы (6) видно, что при обращении кулоновского потенциала в нуль $g_{00} = \eta_{00} = 1$, т.е. пространство событий становится плоским пространством Минковского.

В общем случае геометризованной электродинамики мы должны представить метрический тензор пространства событий в виде [3]

$$g_{ik} = \eta_{ik} + ka_{ik}, \quad (7)$$

где $k = e/m$ – удельный заряд пробной частицы, a_{ik} – тензорный потенциал [3,4] геометризованной электродинамики. Их формулы (7) видно, что, в отличие от теории гравитации Эйнштейна, в геометризованной электродинамике пространство событий зависит от параметра $k = e/m$. В данном случае мы используем более общую параметрическую риманову геометрию.

Подставляя (7) в интеграл действия (*) и производя вариационную процедуру, получим уравнения движения пробного заряда в виде уравнений геодезических

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (8)$$

где

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{k}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) = -\frac{e}{mc^2} E^i_{jk} \quad (9)$$

- символы Кристоффеля и

$$E^i_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) \quad (10)$$

- напряженность электромагнитного поля геометризованной электродинамики. В случае, когда электромагнитное поле оказывается слабым, то в соотношении (6)

$$1 \gg \left| \frac{e}{m} \frac{2\varphi}{c^2} \right| \quad (11)$$

и мы можем рассматривать искривленное пространство почти плоским. Электромагнитные поля, удовлетворяющие условию (11) определяются неравенством [4]

$$E, H \ll 10^{16} \text{ ед. СГСЭ} . \quad (12)$$

Уравнения геометризованного электромагнитного поля вне источников (вакуумные уравнения) имеют вид, подобный вакуумным уравнениям Эйнштейна

$$R_{ik} = 0, \quad (13)$$

но, в отличие от уравнений Эйнштейна, тензор Риччи в уравнениях (13) определяются через метрический тензор (7). Сферически-симметричное решение уравнений (13), удовлетворяющее соответствию с компонентой (6) метрического тензора (7), в квазидекартовых координатах имеет вид

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2\varphi}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (14)$$

Из уравнений движения (8) для метрики (14) следуют два интеграла движения:

- 1) закон сохранения полной энергии

$$E = mc^2 \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi}{c^2}\right)^{1/2} \frac{dx^0}{ds} = mc^2 \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi}{c^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = const; \quad (15)$$

- 2) закон сохранения орбитального момента

$$L = mr^2 \frac{d\phi}{ds} = const, \quad (16)$$

где ϕ – азимутальный угол.

2. Приближение векторного потенциала

Уравнения (8) и (13) содержат тензорный потенциал a_{ik} сильного электромагнитного поля. Однако, когда геометризованные электромагнитные поля удовлетворяют условию

$$\left| \frac{e}{m} \right| \|a_{ik}\| \ll 1 \quad (17)$$

мы вполне можем описывать поле векторным потенциалом A_i с компонентами, определяемыми как [4]

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (18)$$

Действительно, линейный элемент риманова пространства в интеграле (*) мы представим как

$$ds = \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} dt = \left(\eta_{ik} dx^i dx^k + k a_{ik} dx^i dx^k \right)^{1/2} = \left(1 + \frac{e}{m} a_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0, \quad (19)$$

где $ds_0 = \eta_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$ – линейный элемент пространства Минковского.

Далее, распишем второй член в скобках в соотношении (19) в виде

$$\frac{e}{m} \left\{ a_{00} \left(\frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2a_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + a_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \right\}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (20)$$

или, учетом (18), как

$$\frac{2e}{mc^2} \left\{ A_0 \frac{dx^0}{ds_0} + A_\alpha \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\} = \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0}. \quad (21)$$

Теперь соотношение (19) запишется как

$$ds = \left(1 + \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0. \quad (22)$$

Линейный элемент (22) мало отличается от линейного элемента пространства Минковского при условии

$$\left| \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (23)$$

При условии (23) квадратный корень в (22) с большой точностью можно представить как

$$ds \cong \left(1 + \frac{e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (24)$$

Подставляя (24) в интеграл действия (*), получим

$$S = -mc \int ds = \int \left(-mc ds_0 - \frac{e}{c} A_i dx^i \right). \quad (25)$$

Применяя к (25) стандартную вариационную процедуру и приравнивая δS к нулю, получим 4D уравнения движения электродинамика Максвелла-Лоренца [5]

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} F^{ik} u_k, \quad i, k = 0, 1, 2, 3, \quad (26)$$

где

$$F_{ik} = A_{k,i} - A_{i,k} \quad (27)$$

- тензор электромагнитного поля и $u_k = dx_k / ds_0$ - 4D скорость.

Таким образом, мы показали, что уравнения движения (8) геометризированной электродинамики переходят в уравнения (26) классической электродинамики (т.е. удовлетворяют принципу соответствия) при условии слабости поля (23) и при использовании векторного потенциала (18).

Тоже можно сказать и об уравнениях поля (13). Когда поля являются слабыми, их можно представить как

$$R_{ik} = \frac{e}{2m} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{ik} = 0 \quad (28)$$

или, записывая (28) покомпонентно,

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{00} = 0, \quad \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{\alpha 0} = 0, \quad \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{\alpha\beta} = 0. \quad (29)$$

При малом ускорении источников поля, мы имеем условие гармоничности [6]

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

поэтому можно написать

$$\begin{aligned} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_0 &= \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \frac{c^2}{2} a_{00} u^0 = 0, \\ \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_\alpha &= \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left(a_{\alpha 0} c^2 u^0 + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} u^\beta \right) = 0. \end{aligned}$$

Следовательно, вакуумные уравнения (28) для слабых полей запишутся как

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_i = 0. \quad (30)$$

Хотелось бы еще раз обратить внимание читателей, что:

- 1) уравнения движения (26) и вакуумные уравнения (30) являются уравнениями геометризированной электродинамики, в которой пространство-время искривлено;
- 2) они ограничены условиями (23) и приближенно справедливы только: а) для слабых полей; б) малых ускорений и в) слаборелятивистских скоростях пробных частиц [4].

3. Некоторые следствия геометризированной электродинамики

Среди ведущих теоретиков современности преобладает мнение, что уравнения классической электродинамики Максвелла-Лоренца (26), (30) и их квантовая формулировка -

электродинамика Максвелла-Дирака инвариантны относительно преобразований Лоренца для любых скоростей $v \leq c$, любых полей и ускорений. Многие уже забыли мнение классиков науки, утверждавших, что это не так. Уже в своей основной работе [7] А.Эйнштейн приводит доказательство инвариантности уравнений Максвелла-Лоренца при малых ускорениях зарядов. Ему вторит В.Паули, утверждающий, что уравнения классической электродинамики «строго справедливы только для равномерно движущихся тел и степень их точности, вообще говоря, тем больше, чем меньше ускорение материи [8].»

Все это не имеет никакого отношения к квантованию, поэтому создатель квантовой электродинамики П.Дирак замечает: «Существующая квантовая теория хороша до тех пор, пока мы не пытаемся распространить ее слишком далеко, а именно когда мы не пытаемся применить ее к частицам высоких энергий, а также в области малых расстояний [9].»

3.1 Новые типы взаимодействий в геометризированной электродинамике

Из соотношения (11) малые расстояния соответствуют величине

$$r \cong \frac{2Ze^2}{mc^2} . \quad (31)$$

Для взаимодействия электрона с ядром атома водорода мы имеем из (31)

$$r = \frac{2e^2}{mc^2} = 2r_{кл} \approx 5.6 \times 10^{-13} \text{ см} . \quad (32)$$

Эти расстояния как раз соответствуют тем, на которых начинают проявлять себя ядерные и слабые взаимодействия, а также электромагнитные формфакторы элементарных частиц и ядер. Само собой, напрашивается идея использовать в сильных электромагнитных полях не уравнения поля Максвелла (30), решение которых приводит (в нерелятивистском, статическом случае) к потенциалу Кулона (см. ф-лы (5),(6)), а уравнения геометризированной электродинамики (13). В работе автора [10] следующие нерелятивистские потенциальные энергии, следующие из решений уравнений (13):

- 1) кулоновская потенциальная энергия

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{r_e}{r} , \quad (33)$$

где $r_e = 2Ze^2 / mc^2$ – электромагнитный радиус [3];

- 2) короткодействующая, независимая от заряда («ядерная») потенциальная энергия

$$U = -mc^2 \frac{r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_N = const, \quad (34)$$

где r_N – ядерный радиус;

3) электро-ядерная потенциальная энергия

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{rr_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_N = const, r_e = const; \quad (35)$$

4) потенциальная энергия взаимодействия заряда $-e$ с зарядом $+Ze$, обладающим собственным вращением (спином)

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{rr_e}{r^2 + r_s^2 \cos \theta}, \quad r_s = const, r_e = const, \quad (36)$$

где r_s – спиновый радиус и θ – полярный угол. После обширных вычислительных работ, в которых было проведено сравнение теоретических сечений упругого рассеяния нейтронов и протонов на ядрах ряда элементов, рассчитанных с использованием потенциальных энергий (34),(35), с соответствующими экспериментальными кривыми, было показано [11-17], что потенциальные энергии (34) и (35) хорошо описывают ядерные и электро-ядерные взаимодействия. На рис.5 приводится одно из сравнений теории и эксперимента.

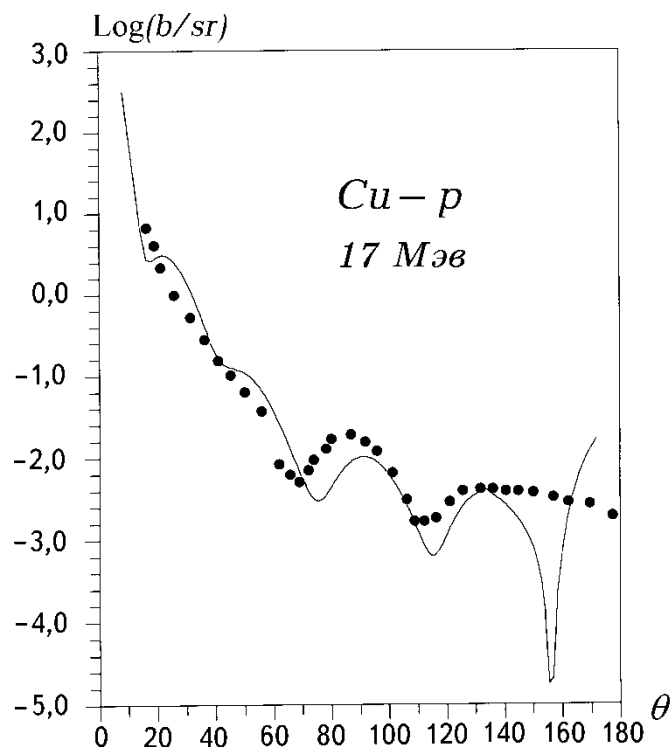


Рис.5. Упругое рассеяние протонов с энергией 17 Мэв на ядрах меди

Теоретическая кривая представляет собой дифференциальное сечение рассеяния заряженной частицы – протона с энергией покоя 938,5 Мэв и кинетической энергией 17

Мэв [14]. Экспериментальные точки - дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 Мэв на ядрах меди [18].

Это 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 геометризированной электродинамики (13). В этом случае объединение, например, электромагнитных и ядерных взаимодействий происходит естественным путем без привлечения дополнительных гипотез относительно феноменологических ядерных полей.

3.2 «Черная дыра» и стационарные орбиты в геометризированной электродинамике

В общем случае, когда необходимо учитывать электромагнитные и гравитационные взаимодействия, метрика (14) может быть записана в виде

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g + r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_g + r_e}{r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad r_g = 2MG/c^2, \quad r_e = 2Ze^2/mc^2. \quad (37)$$

Здесь $r_g = 2MG/c^2$ – гравитационный радиус частицы с массой $M \gg m$. Если мы

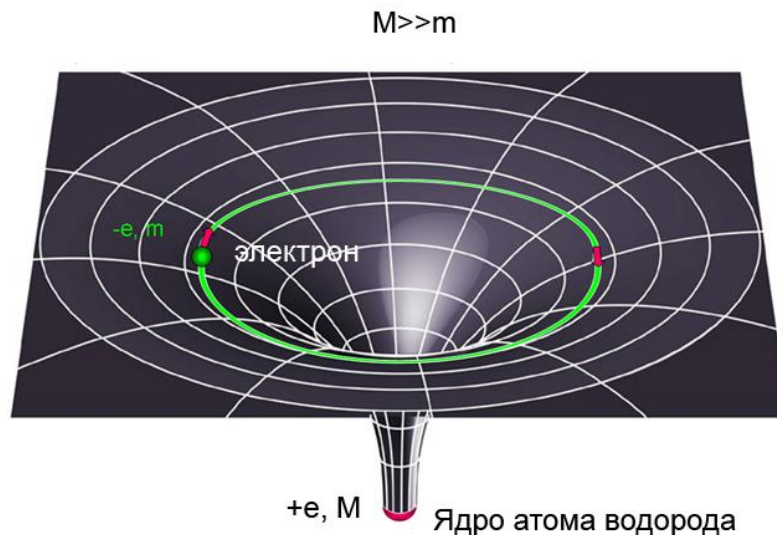


Рис.6. Искривление пространства событий в геометризированной электродинамике

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 (см. рис. 6). Так же как и в случае метрики Шварцшильда в теории гравитации Эйнштейна [19], на расстоянии

$$r = r_e = 2r_{кл} \approx 5.6 \times 10^{-13} \text{ см} \quad (38)$$

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 (38) (быть поглощенным электромагнитной «черной дырой»). Этого не происходит, если мы будем учитывать собственное вращение ядра, т.е. использовать решение вакуумных уравнений

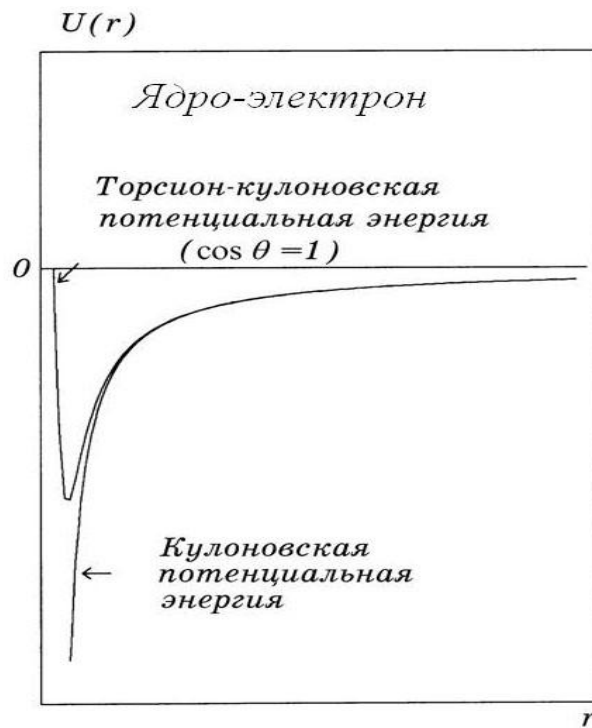


Рис. 7. Вращение ядра приводит к отталкиванию электрона на ядерных расстояниях

(13), которое приводит к потенциальной энергии взаимодействия (36). На рис. 7 представлена потенциальная энергия взаимодействия (36) между электроном и ядром атома водорода, когда

$$r_s \approx 0.4 \times 10^{-12} \text{ см.} \quad (39)$$

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 (39) впервые было обнаружено Кинзингером [19] и детально исследовано Хофстадтером [20,21]. Поскольку на тот момент знания о потенциальной энергии (36) отсутствовали, то решено было объяснять наблюдаемые явления за счет введения феноменологических характеристик ядер, получивших название электромагнитных формфакторов [22].

Из квантовой теории атома на известно, что электрон в атоме водорода движется по стационарным орбитам ускоренно, но без излучения электромагнитных волн. Этот экспериментальный факт вынудил Н.Бора ввести принцип стационарности электронных орбит,

действующий в квантовых системах. В геометризированной электродинамике в этом нет необходимости, поскольку в ней движение пробных частиц происходит в соответствии с уравнениями геодезических (8), а всякое геодезическое движение оказывается «движением по инерции». Действительно, если в уравнениях (8) мы переходим в систему отсчета, связанную с пробной частицей, то они принимают вид

$$\frac{d^2 x^i}{ds_0^2} = 0, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (40)$$

который соответствует свободному движению частицы. Уравнения движения (40) локально выполняются вдоль всей траектории движения, поэтому электрон сохраняет свою полную энергию (15) и угловой орбитальный момент (16), двигаясь без излучения, при этом орбита электрона в атоме оказывается стационарной. Следовательно, в геометризированной электродинамике нет необходимости вводить принцип Бора, поскольку принцип стационарности орбит электрона в атоме оказывается следствием уравнений (8) и (13).

4. Обобщение вакуумных уравнений (13) и геометризация источников электромагнитного поля

Вакуумные уравнения (13) в теории гравитации Эйнштейна записаны вне источников поля и А.Эйнштейн относительно их писал: «Я считаю далее, что уравнения гравитации для пустого пространства представляют собой единственный рационально обоснованный случай теории поля, который может претендовать на строгость (с учетом также нелинейных членов). Все это приводит к попытке обобщения теории гравитации для пустого пространства [22]». В первом приближении, А.Эйнштейн использует следующее обобщение уравнений (13)

$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (41)$$

где T_{ik} – тензор энергии-импульса материи, создающей гравитационное поле. Этот тензор имеет не геометрическую природу, поэтому он никак не влияет на левую часть уравнений (41). Действительно, запишем уравнения в виде

$$aG_{ik} = bT_{ik}, \quad a = 1 \neq 0, \quad b = 8\pi G / c^4 \neq 0. \quad (42)$$

Пусть теперь кривизна пространства обращается в нуль, тогда из уравнений (42) мы имеем

$$0 = bT_{ik}, \quad b = 8\pi G / c^4 \neq 0. \quad (43)$$

Соотношения (43) логически непротиворечивы только при условии, что

$$T_{ik} = 0. \quad (44)$$

Поэтому уравнения (41) имеют смысл только в том случае, когда тензор T_{ik} имеет геометрическую природу и обращается в нуль, когда $R_{ikjm} = 0$.

Действительно, запишем, например, уравнения Эйнштейна (41) с тензором энергии-импульса электромагнитного поля в правой части (Райнич (1925 г.) [23])

$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = -\frac{8\pi G}{c^4} \left[\frac{1}{4\pi} (F_{im} F^m{}_k - \frac{1}{4} g_{ik} F_{sp} F^{sp}) \right], \quad (45)$$

где F_{ik} – тензор электромагнитного поля электродинамики Максвелла-Лоренца. При обращении кривизны пространства в нуль, правая часть уравнений (45) оказывается отличной от нуля. Правая часть (45) обращается в нуль только при использовании тензора (27) геометризированной электродинамики, который определяется через векторный потенциал (18). Тем не менее, даже в последнем непротиворечивом случае, уравнения (45) описывают гравитационное (а не электромагнитное) поле, создаваемое электромагнитным полем. Это гравитационное поле оказывается слишком слабым из-за малости множителя $8\pi G/c^4$ в правой части (45).

Сам А.Эйнштейн говорил об уравнениях (41): "Правая часть включает в себя все то, что не может быть пока объединено в единой теории поля. Конечно, я ни одной минуты не сомневался в том, что такая формулировка есть только временный выход из положения, предпринятый с целью дать общему принципу относительности какое-то замкнутое выражение. Эта формулировка была ведь по существу не более чем теорией поля тяготения, несколько искусственно оторванного от единого поля пока еще неизвестно природы [24]".

Далее, А.Эйнштейн осторожно намекает на то, что единое поле неизвестной природы должно быть связано с квантовой механикой: "Мои усилия пополнить общую теорию относительности путем обобщения уравнений гравитации были предприняты отчасти в связи с предположением о том, что, по-видимому, разумная общерелятивистская теория могла бы дать ключ к более совершенной квантовой теории [25]".

Из этих высказываний А.Эйнштейна следует, что единое поле, определяющее тензор энергии-импульса материи в уравнениях (41), должно носить всеобщий характер, который касается всех разделов физики, начиная с механики и кончая теорией элементарных частиц; Таким всеобщим свойством реальности, на мой взгляд, можно считать явление инерции, которому подвержены все виды материи, хотя до сих пор проблема инерции является «наименее разработанной частью современной физики [26]».

Следуя указаниям А.Эйнштейна, в работах [27-29] находит геометрическое представление тензора энергии-импульса материи T_{ik} , выразив его через кручение пространства абсолютного параллелизма [9]

$$\Omega^i{}_{jk} = -e^j{}_a e^a{}_{[j,k]} = -\frac{1}{2} e^i{}_a (e^a{}_{j,k} - e^a{}_{k,j}), \quad \cdot_k = \frac{\partial}{\partial x^k}, \quad (46)$$

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

в соответствии с формулой

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left(\nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[j}^i T_{i|m]}^s \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left(\nabla_{[i} T_{p|n]}^i + T_{s[i}^i T_{p|n]}^s \right) \right\}, \quad (47)$$

где

$$T_{jk}^i = -\Omega_{jk}^i + g^{im} (g_{js} \Omega_{mk}^s + g_{ks} \Omega_{mj}^s) = e^i_a \nabla_k e^a_j \quad (48)$$

- торсионное поле, интерпретируемое как поле инерции,

$$g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1) \quad (49)$$

- метрический тензор и e^a_i – неголономная тетрада.

Действительно, поля инерции создают силы инерции, которые, в свою очередь, порождены вращением материи в 4D пространстве-времени. Такое вращение описывается шестью неголономными координатами [9]

$$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \quad (50)$$

которые заданы дополнительно к четырем пространственно-временным координатам

$$x, y, z, ct \quad (51)$$

в каждой точке пространства событий. На многообразии неголономных координат (50) задана вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (52)$$

где $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$ - дифференциалы вращательных координат (50). В соотношениях (47) и (48) через ∇_k обозначена ковариантная производная относительно символов Кристоффеля Γ^i_{jk} , которые образуются из метрического тензора (49) по обычному правилу

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}). \quad (53)$$

Пространство с геометрическими объектами (46)-(53) обладает связностью абсолютного параллелизма

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k} \quad (54)$$

и структурными уравнениями Картана вида [9]

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

$$R^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k} T^s{}_{|j|m]} = 0. \quad (B)$$

Из (54) и (46) видно, что связность (54) обладает кручением

$$\Delta^i{}_{[jk]} = T^i{}_{[jk]} = -\Omega^i{}_{jk}. \quad (55)$$

На ряду с кратчайшими геодезическими (8) (геодезические первого рода), в пространстве абсолютного параллелизма существуют прямейшие геодезические (геодезические второго рода) с уравнениями [9]

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (56)$$

в которых дополнительный член

$$F^i = m T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \quad (57)$$

описывает силы инерции [30].

Уравнения (A) и (B) могут быть представлены в виде полностью геометризированной (включая источники) системы, подобной расширенной системе уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [9], содержащей:

а) торсионные уравнения

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

б) обобщенные вакуумные уравнения Эйнштейна

$$R^a{}_{m} - \frac{1}{2} g^a{}_{m} R = \nu T^a{}_{m} \quad (B.1)$$

с геометризированным тензором энергии – импульса (47), образованным торсионным полем (48) (или полем инерции);

в) обобщенные уравнения Янга-Миллса

$$C^a{}_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a{}_{|b|m]} + 2T^a{}_{c[k} T^c{}_{|b|m]} = -\nu J^a{}_{bkm} \quad (B.2)$$

с геометризированным тензором тока

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}, \quad (58)$$

образованном с помощью тензора энергии-импульса (47) [9]. В уравнениях поля (B.2) тензор Веля $C^a{}_{bkm}$ является полем Янга-Миллса, а торсионное поле $T^a{}_{bk}$ - потенциалом поля Янга-Миллса.

Вместо вакуумных уравнений (13) геометризированной электродинамики $R_{ik} = 0$ мы теперь будем использовать вакуумные уравнения (А), (В.1) и (В.2). Эти уравнения, также как и вакуумные уравнения (13), не содержат никаких произвольных констант (множитель ν в уравнениях (В.1) сокращается после подстановки в них тензора (47)). Плотность любой материи в уравнениях (В.1) определяется через поле инерции $T^a{}_{bk}$ в соответствии с формулой

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i{}_{j|m]} + T^i{}_{s[j} T^s{}_{i|m]} \right\}. \quad (59)$$

5. Соответствие вакуумных уравнений (В.1) уравнениям Эйнштейна, геометризированной электродинамики и геометризированной квантовой механики для «точечного» источника поля

В отличие от уравнений Эйнштейна, в уравнениях (В.1) нам уже не надо задавать руками явный вид тензора энергии-импульса материи. Он вычисляется после того, как найдено решение вакуумных уравнений (А), (В) [9]. Одновременно из решения определяется конкретное значение множителя ν . Рассмотрим решение уравнений (А), (В.1) и (В.2) с переменной функцией источника, которое описывает сферически симметричное вакуумное возбуждение. В координатной системе трансляционных координат

$$x^0 = u, \quad x^1 = r, \quad x^2 = \theta, \quad x^3 = \varphi,$$

записанное в обозначениях формализма Ньюмена-Пенроуза [31], это решение имеет следующий вид [9]:

1. Для компонент спинорной системы отсчета (для компонент обобщенных матриц Паули):

$$\begin{aligned} \sigma^i{}_{0\dot{0}} &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = (1, U, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{0\dot{1}} = \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i{}^{0\dot{0}} &= (1, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{1\dot{1}} = (-U, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i), \end{aligned} \quad (60)$$

где

$$U(u) = -1/2 + \Psi^0(u)/r, \quad P = (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4), \quad \zeta = x^2 + ix^3, \quad (61)$$

а $\Psi^0 = \Psi^0(u)$ - переменная функция источника.

2. Для спинорных компонент торсионного поля:

$$\begin{aligned} \rho &= -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0(u)/2r^2, \\ \mu &= -1/2r + \Psi^0(u)/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4. \end{aligned} \quad (62)$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\Psi_2 = \Psi = -\Psi^0(u)/r^3, \quad \Phi_{22} = \Phi = -\dot{\Psi}^0(u)/r^2 = -\frac{\partial \Psi^0}{\partial u} \frac{1}{r^2}. \quad (63)$$

В (квази)сферических координатах

$$ct = x^0 - \int dr/2U, \quad r = x^1, \quad \sin \theta = \frac{(\zeta \bar{\zeta})^{1/2}}{(1+1/4\zeta \bar{\zeta})}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{x^3}{x^4}, \quad (64)$$

трансляционная метрика

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k,$$

вычисленная с помощью формул

$$g_{ik} = \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i^{A\dot{B}} \sigma_k^{C\dot{D}}, \quad A, C \dots = 0, 1, \quad \dot{B}, \dot{D} \dots = \dot{0}, \dot{1},$$

$$\varepsilon_{AC} = \varepsilon^{AC} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

и соотношений (60), имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (65)$$

Впервые трансляционная метрика такого вида была получена П.Вайдя [32]. При условии

$$\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}, \quad (66)$$

метрика (65) переходит в метрику, подобную метрике Шварцшильда или метрику (14) геометризированной электродинамики. В общем случае, она переходит в гравитационно-электромагнитную метрику (37).

Используя соответствие метрики (65) метрике Вайдя, находим

$$\Psi_g^0(t) = \frac{M(t)G}{c^2}, \quad (67)$$

где $M(t)$ – переменная масса источника, излучающего массу (монопольное излучение источника гравитационного поля). Соответственно, используя соответствие (65) метрике с переменным зарядом источника $Z_e(t)$, получим

$$\Psi_e^0(t) = k \frac{Ze(t)}{c^2}, \quad k = e/m. \quad (68)$$

Если у нас имеется только гравитационное взаимодействие, то, используя решение (60)-(65) и формулу (47), мы получим тензор энергии-импульса материи в уравнениях (B.1) следующего вида

$$T^{(g)}_{jm} = \rho_g c^2 l_{jm} = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{v r^2} l_{jm}, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad (69)$$

где $l^m = \sigma^m_{00}$, $l_m l^m = 0$ - изотропный вектор.

Опуская подробности, которые можно найти в работе [9], находим плотность материи (59) для гравитационного источника в пределе $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$ в виде

$$\rho_g = \frac{8\pi\Psi^0}{vc^2} \delta(\vec{r}) = M\delta(\vec{r}), \quad (70)$$

где $\delta(\vec{r})$ - 3D функция Дирака и $M = const$. Подставляя сюда предельное значение

$$\Psi^0 = MG/c^2 = const,$$

получим для «точечного» источника

$$v_g = 8\pi G/c^4 = const. \quad (71)$$

Легко видеть, что полученное нами значение множителя v совпадает с множителем в уравнениях Эйнштейна (41). Следовательно, в предельном случае $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$ наши уравнения (B.1) совпадают с уравнениями Эйнштейна (41), при этом тензор энергии-импульса имеет геометрическую природу и, с одной стороны, определяется через поля инерции T^i_{jk} (формула (69)), а с другой (в соответствии с формулой (70)) как

$$T^{(g)}_{jm} = M\delta(\vec{r})c^2 l_{jm}. \quad (72)$$

Этот дуализм особенно четко проявляется, если мы перейдем в (квази)инерциальную систему отсчета, в которой силы инерции (57) обращаются в нуль и уравнения движения (56) переходят в уравнения (8). Обращение в нуль сил инерции вводит ограничение на поля инерции T^i_{jk} . В результате, плотность материи (59) принимает вид [9]

$$\rho_g = \frac{c^2}{8\pi G} \Phi^2(\vec{r}), \quad (73)$$

где Φ - поле инерции и мы имеем своеобразный корпускулярно-волновой дуализм, аналитический выраженный соотношением

$$\rho_g = M |\psi|^2 = M \delta(\vec{r}) . \quad (74)$$

Здесь

$$\psi = \left(\frac{c^2}{8\pi GM} \right)^{1/2} \Phi , \quad \int \psi^2 (-g)^{1/2} dV = 1, \quad g = \det g_{ik} , \quad dV = dx dy dz. \quad (75)$$

- нормированное на единицу поле инерции. Проводя аналогичную операцию для случая геометризированной электродинамики на базе решения (60)-(65), мы получим

$$\rho_e = \frac{8\pi \Psi^0}{v_e c^2} \delta(\vec{r}) = Ze \delta(\vec{r}), \quad \Psi^0 = k \frac{Ze}{c^2} = const, \quad v_e = \frac{8\pi k}{c^4} . \quad (76)$$

Соответственно, вместо (74) и (75), получим

$$\rho_e = Ze |\psi|^2 = Ze \delta(\vec{r}), \quad \psi = \left(\frac{c^2}{8\pi k Ze} \right)^{1/2} \Phi , \quad \int \psi^2 (-g)^{1/2} dV = 1. \quad (77)$$

5.1 Проблема движения материи и квантовая механика

Мы уже отмечали, что уравнения движения пробной частицы (8) справедливы только в (квази)инерциальной системе отсчета. Само понятие пробной частицы не соответствует реальности, поскольку любая частица (заряженная или нет) имеет свое собственное внешнее поле. В нашем случае, частица обладает ещё и полем инерции, образующим плотность материи (59). В (квази)инерциальной системе отсчета плотность материи не заряженных и заряженных частиц определяется соотношениями (74)-(77). Поэтому, отказываясь от понятия пробной частицы, будем рассматривать движение частицы не как точечного объекта, а как некоторой протяженной области пространства, занятой плотностью (59) или (74),(77).

Для простоты изложения, представим уравнения поля (B.1) в виде уравнений гравитации Эйнштейна

$$R^{jm} - \frac{1}{2} g^{jm} R = \frac{8\pi G}{c^4} T^{jm} , \quad (78)$$

где мы учли (71) и представили тензор энергии-импульса в виде

$$T^{jm} = M c^2 \delta(\vec{r}) u^j u^m = \rho_g c^2 u^j u^m . \quad (79)$$

Если взять ковариантную производную от левой и правой части уравнений (78), то мы имеем

$$\nabla_j (R^{jm} - \frac{1}{2} g^{jm} R) = \frac{8\pi G}{c^4} \nabla_j T^{jm} = 0, \quad (80)$$

откуда следует закон сохранения для тензора энергии-импульса материи [9]

$$\nabla_m T^{mj} = 0, \quad (81)$$

из которого для плотности (74) следуют:

- 1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_j (\rho_g u^j) = \partial_j (\rho_g u^j) + \rho_g u^k \Gamma^j_{kj} = 0; \quad (82)$$

- 2) геометризованные уравнения Эйлера

$$\rho_g \frac{du^m}{ds} + \rho_g \Gamma^m_{kn} u^k u^n = 0; \quad (83)$$

- 3) геометризованное уравнение для несжимаемой «жидкости»

$$\nabla_j \rho_g = \partial_j \rho_g = 0. \quad (84)$$

Уравнения (82)-(84) описывают движение сгустка поля инерции (*торсион*) с плотностью (74) как *некого единого образования*. Торсион не локален и обладает одновременно волновыми и корпускулярными свойствами. При условии (66) и в нерелятивистском приближении уравнение (82) запишется как

$$\partial_j (\rho_g u^j) = \partial_j (\rho_g) + \text{div}(\rho_g \vec{v}) = 0. \quad (85)$$

Поскольку ρ_g зависит квадратично от ψ , то уравнения (85) нелинейны относительно ψ . Используя метод Маделунга [37], можно свести нелинейные уравнения (85) к двум линейным

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + C \Delta \psi + f \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - C \Delta \psi^* - f \psi^* = 0, \quad (86)$$

где

$$C = \text{const}, \quad f = f(\vec{x}, t) \quad (87)$$

- произвольная константа и функция. Если мы положим

$$C = \frac{\hbar}{i2M}, \quad f = \frac{i2MU}{\hbar}, \quad (88)$$

то уравнения (86) переходят в уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \Delta \psi - U\psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta \psi^* + U\psi^* = 0. \quad (89)$$

Плотность (74) для уравнений (89) теперь запишется как

$$\rho_g = M\psi^*\psi = M\delta(\vec{r}), \quad (90)$$

при этом волновая функция ψ оказывается волной де Бройля

$$\psi = \psi_0 \exp \frac{i}{\hbar} (Et - \vec{p}\vec{x}). \quad (91)$$

Аналогичную процедуру можно проделать с плотностью заряженной материи (77) и получить уравнения Шредингера для описания движения квантовой заряженной частицы с зарядом e и массой m в центральном поле заряда Ze . Полученные таким образом уравнения Шредингера для заряженной геометризированной материи будут всего лишь нерелятивистским приближением более общего подхода. Это обобщение основано на спинорном представлении уравнений вакуума (А) и (В), которые записываются как [9]

а) геометризированные нелинейные спинорные уравнения Гайзенберга

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

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

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

б) полностью (включая правую часть) геометризированные спинорные уравнения Эйнштейна

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

в) полностью геометризированные спинорные уравнения Янга-Миллса

$$C_{ABCD} - \partial_{CD} T_{AB} + \partial_{AB} T_{CD} + (T_{CD})_A^F T_{FB} + (T^+_{DC})_B^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{AB})_C^F T_{FD} - (T^+_{BA})_D^{\dot{F}} T_{CF} - [T_{AB} T_{CD}] = -\nu J_{ACBD}, \quad (B_{s^+}^+ .2)$$

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

Теперь плотность (77) записывается как [34]

$$\rho_e = Ze \bar{\Psi} \Psi, \quad \Psi_{A\dot{C}} = \left(\frac{c^2}{8\pi k Ze} \right)^{1/2} \mu_{A\dot{C}} \quad (92)$$

где Ψ – поле инерции, записанное в виде столбца через четырехкомпонентное спинорное поле Дирака $\Psi_{A\dot{C}}$, нормированное на единицу.

6. Квантование как гироскопический эффект

Уравнения Шредингера (86) были получены нами из уравнения непрерывности (85) с использованием метода Маделунга [37]. Однако известно, что если мы сделаем обратный переход от уравнений Шредингера (86) к уравнениям квантовой «гидродинамики», то мы получим систему уравнений следующего вида [33]

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla(\rho_g \vec{v}) = 0, \quad (93)$$

$$\rho_g \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho_g}{M} \nabla U_g - \frac{\rho_g}{M} \nabla Q_h, \quad (94)$$

где $\rho_g = M \psi^* \psi$ – плотность «квантовой жидкости», U_g – внешняя потенциальная энергия и

$$Q_h = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 \sqrt{\rho_g}}{2M \sqrt{\rho_g}} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 |\psi|}{2M |\psi|} \quad (95)$$

- специфический «квантовый потенциал». Из формулы (95) видно, что квантовый потенциал порожден собственным моментом вращения \hbar квантовой частицы. Если собственное вращение частицы отсутствует, то $\hbar = 0$ и мы получаем из (93) и (94) уравнения Эйлера для классической жидкости.

Покажем, что потенциал (95) следует из решения уравнений вакуума (А) и (В), которое описывает геометризованный источник поля (гравитационного или электромагнит-

ного, или то и другое), имеющий собственное вращение. Решение уравнений (А), (В.1) и (В.2), описывающее переменный источник, обладающий собственным вращением (спином), в координатной системе трансляционных координат

$$x^0 = u, \quad x^1 = r, \quad x^2 = \theta, \quad x^3 = \varphi$$

имеет следующий вид:

Для компонент спинорной системы отсчета (для компонент обобщенных матриц Паули):

$$\begin{aligned} \sigma^i{}_{0\dot{0}} &= \delta^i{}_1, \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = X^i, \\ \sigma^i{}_{0\dot{1}} &= -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}}(ir_s \sin \theta \delta^i{}_0 + \delta^i{}_2 + \operatorname{cosec} \theta \delta^i{}_3), \quad \sigma^i{}_{1\dot{0}} = \bar{\sigma}^i{}_{0\dot{1}}, \end{aligned} \quad (96)$$

где

$$\begin{aligned} X^i &= \rho \bar{\rho} (\Omega \delta^i{}_0 - Y \delta^i{}_1 + r_s \delta^i{}_3), \quad \Omega = r^2 + r_s^2, \\ Y &= (r^2 + r_s^2 - 2\Psi^0(u)r)/2, \quad r_s = \operatorname{const}, \quad \Psi^0 = \Psi^0(u). \end{aligned} \quad (97)$$

2. Для спинорных компонент торсионного поля:

$$\begin{aligned} \rho &= -(r - ir_s \cos \theta)^{-1}, \quad \beta = -\operatorname{ctg} \theta \bar{\rho} / (2)^{3/2}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \quad \pi = ir_s \sin \theta \rho^2 / (2)^{1/2}, \\ \gamma &= [2\mu + (r + \Psi^0(u))\rho \bar{\rho}] / 2, \quad \mu = Y \rho^2 \bar{\rho}, \quad \tau = ir_s \sin \theta \rho \bar{\rho} / (2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (98)$$

7. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\begin{aligned} \Psi_2 &= \Psi^0(u) / \rho^3, \quad \Psi_3 = -\left[\frac{ir_s \dot{\Psi}^0(u) \sin \theta \rho^2 \bar{\rho} + 4ir_s \dot{\Psi}^0 r \sin \theta \rho^3 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}} \right], \\ \Psi_4 &= \ddot{\Psi}^0(u) r_s^2 r \sin^2 \theta \rho^3 \bar{\rho} / 2, \quad \Phi_{12} = -ir_s \dot{\Psi}^0(u) \sin \theta \rho^2 \bar{\rho} / (2)^{3/2}, \\ \Phi_{22} &= -\ddot{\Psi}^0(u) r_s^2 r \sin^2 \theta \rho^2 \bar{\rho}^2 / 2 - \Psi^0(u) r^2 \rho^2 \bar{\rho}^2. \end{aligned} \quad (99)$$

Трансляционная метрика этого решения имеет вид

$$\begin{aligned} ds^2 &= (1 - 2\Psi^0(u)r \rho \bar{\rho}) du^2 + 2dudr + 4\Psi^0(u)r_s r \sin^2 \theta d\varphi du - 2r_s \sin^2 \theta dr d\varphi - \\ & - (\rho \bar{\rho})^{-1} d\theta^2 - (2\Psi^0(u)r_s^2 r \sin^4 \theta \rho \bar{\rho} + r_s^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta) d\varphi^2. \end{aligned} \quad (100)$$

Эта метрика обобщает известную в общей теории относительности метрику Керра [38], которая описывает массивный источник гравитационного поля, имеющий собственный угловой момент (спин), определяемый через спиновый параметр Керра r_s .

Используя решение (96)-(99) и формулу (47) находим следующее выражение для тензора энергии-импульса в уравнениях поля (B.1)

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \left\{ \begin{array}{l} -(\ddot{\Psi}^0(u) r r_s^2 \sin^2 \theta (\rho \bar{\rho})^2 - 2\dot{\Psi}^0(u) r^2 (\rho \bar{\rho})^2) l_j l_m - \\ -4\dot{\Psi}^0(u) r_s \sin \theta \rho \bar{\rho} \operatorname{Im}[l_{(j} m_{m)} \rho] \frac{1}{\sqrt{2}} \end{array} \right\}, \quad (101)$$

где $m^i = \sigma^i_{0i}$, $l^i = \sigma^i_{00}$ и

$$\dot{\Psi}^0(u) = -\frac{\partial \Psi^0}{\partial u}.$$

Когда вращение источника отсутствует $r_s = 0$ и тензор энергии-импульса (101) переходит в тензор (69).

6.1 Уравнения движения пробной частицы в поле вращающегося источника

Объект, рожденный из вакуума и описываемый соотношениями (96)-(101), представляет собой излучающий полевой «гироскоп». В пределе (66), когда излучение отсутствует, решение (96)-(99) переходит в решение типа решения Керра [38] с нерелятивистской потенциальной энергией вида

$$U^* = -mc^2 \frac{\Psi^0 r}{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}, \quad (102)$$

где $\Psi^0 = \text{const}$ – функция источника и r_s – керровский параметр собственного вращения источника, θ – угол наклона оси вращения к оси Z . На расстояниях ($r \gg r_s$) и при $\theta = 0$ потенциальную энергию (102) можно представить в виде суммы

$$U^* = U + Q = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} + mc^2 \frac{\Psi^0 r_s^2}{r r^2}, \quad (103)$$

m

где Q – потенциальная энергия, вызванная вращением.

Пусть теперь решение (96)-(99) описывает гравитационное поле массы M , тогда

$$\Psi^0 = \Psi_g^0 = \frac{MG}{c^2}, \quad (104)$$

и уравнения движения (83) пробной частицы, для которой $\rho_g = m\delta(\vec{r})$, в нерелятивистском приближении принимают вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla(U_g + Q_g), \quad (105)$$

где $U_g = -mMG / r$ и

$$Q_g = mMG r_s^2 / r^3. \quad (106)$$

Если мы рассматриваем движение пробной частицы с удельным зарядом $k = e/m$ в поле заряда Ze (гравитационными взаимодействиями пренебрегаем), то в этом случае

$$\Psi^0 = \Psi_e^0 = k \frac{Ze}{c^2} \quad (107)$$

и плотность пробной (точечной) частицы запишется как $\rho_e = e\delta(\vec{r})$. Нерелятивистские уравнения движения (83) в этом случае запишутся как

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla(U_e + Q_e), \quad (108)$$

где $U_e = -Ze^2 / r$ и

$$Q_e = Ze^2 r_s^2 / r^3. \quad (109)$$

6.2 Квантовые уравнения движения поля инерции вращающегося источника

Для простоты, рассмотрим движение источника с вращением, описываемого решением (96)-(99) уравнений вакуума (А) и (В), в (квази)инерциальной системе отсчета. Пусть полевой источник имеет массу M , функцию источника (104) и плотность (90)

$$\rho_g = M\psi^* \psi, \quad (110)$$

выраженную через нормированное на единицу комплексное поле инерции (75). В нерелятивистском приближении уравнения движения Эйлера (83) для источника теперь запишутся как

$$\rho_g \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho_g}{M} [\nabla(U_g + Q_g)]. \quad (111)$$

Эти уравнения нелинейны относительно ψ . Требуя соответствия уравнений (111) квантовым уравнениям Маделунга (94), приравняем квантовый потенциал (95) потенциалу Q_g в уравнениях (111)

$$Q_h = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 \sqrt{\rho_g}}{2M \sqrt{\rho_g}} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 |\psi|}{2M |\psi|} = \frac{M^2 G r_s^2}{r^3} = Q_g. \quad (112)$$

Это равенство выполняется при двух условиях:

- 1) параметр собственного вращения r_s совпадает с комптоновской длиной волны

$$r_s = \lambda = \frac{\hbar}{Mc}; \quad (113)$$

- 2) модуль волновой функции ψ удовлетворяет уравнению

$$\left(\nabla^2 - \frac{2U}{Mc^2 r^2} \right) |\psi| = \left(\nabla^2 + \frac{2MG}{c^2 r^3} \right) |\psi| = \left(\nabla^2 + \frac{r_g}{r^3} \right) |\psi| = 0. \quad (114)$$

Таким образом, уравнения движения (111) и уравнение непрерывности (93) с плотностью энергии (110) полностью эквивалентны гравитационным уравнениям Шредингера (89) при условиях (113) и (114). При этом все эти уравнения имеют вакуумную, геометрическую природу. Следует отметить, что потенциальная энергия U_g в уравнениях (111) представляет собой энергию самодействия

$$U_g = -\frac{M^2 G}{r} = Mc^2 \frac{r_g}{2r}, \quad (115)$$

где $r_g = 2MG/c^2$ - гравитационный радиус. Эта энергия оказывается конечной (в отличие от энергии самодействия точечной частицы), поскольку гравитационное поле массы в нашем случае распространяется от ∞ до r_g .

6.3 Геометризованная квантовая электродинамика

Для начала мы рассмотрим движение частицы с удельным зарядом $k = e/m$ в поле заряда Ze (гравитационными взаимодействиями пренебрегаем) случае, когда плотность энергии спинирующего заряженного источника задана плотностью (92). Напомним, что уравнения движения пробной частицы в поле спинирующего заряженного источника имеют вид (108). Предположим, что в нерелятивистском приближении «квантовой частицы» мы имеем

$$\rho_g = m\psi^*\psi = m\rho, \quad \rho_e = e\psi^*\psi = e\rho, \quad \rho = \psi^*\psi, \quad k = \frac{e}{m} = \frac{\rho_e}{\rho_m}. \quad (116)$$

Вместо (108) из уравнений Эйлера (83) имеем

$$\rho_g \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho_e [\nabla(V_e + O_e)], \quad (117)$$

где $V_e = Ze/r$ и $O_e = Zer^2_s/r^3$. При выполнении условий (116) эти уравнения переходят в уравнения

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e\rho}{m} [\nabla(V_e + O_e)], \quad (118)$$

Кроме того, при $Q_e = 0$ уравнения (117) переходят в уравнения движения классической электродинамики.

Решение вакуумных уравнений (96)-(100) описывает полевой гироскоп, который в (квази)инерционной системе отсчета и при определенных ограничениях ведет себя как квантовая частица. Квантование появляется в теории Физического Вакуума как своеобразный гироскопический эффект.

Традиционный подход к квантованию классических уравнений вполне допустимый прием и в нашем подходе. Используя приближение векторного потенциала в геометризированной электродинамике, представленной в разделе 2 статьи, мы можем получить не только уравнение Шредингера, но и геометризованное уравнение Дирака в геометризованном электромагнитном поле. Волновая функция в этом случае определяется через поле инерции (торсионное поле).

Записывая геометризованное уравнение Дирака в нерелятивистском приближении, мы получим уравнение Паули

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m} \left(\hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - \hat{\mu} \vec{H} + e\phi \right] \psi. \quad (119)$$

где $\hat{\mu} = (e\hbar/mc)\hat{s}$ - собственный магнитный момент заряженной частицы (в данном случае электрона со спином $1/2\hbar$), $\hat{s} = \vec{\sigma}/2$ - оператор спина и $\vec{\sigma}$ - вектор Паули, компоненты которого определяются матрицами Паули. Фактически уравнение (119) описывает динамику заряженного квантового гироскопа. Если мы теперь определим в уравнении (119) плотность заряда ρ_e как

$$\rho_e = e\psi^* \psi = e\rho, \quad \rho = \psi^* \psi, \quad (120)$$

где ψ - нормированное на единицу поле инерции (торсионное поле), то, используя процедуру Маделунга, мы получим поступательные [39]

$$\rho \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_\alpha = \frac{\partial T_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \frac{\rho}{m} \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{rot } \vec{H}] \right\}_\alpha, \quad (121)$$

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

и вращательные

$$\rho \left(\frac{d\vec{s}}{dt} \right)_\beta = \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\frac{\hbar}{m} \rho \varepsilon_{\alpha\gamma\delta} s^\gamma \frac{\partial s_\delta}{\partial x^\beta} \right) + \rho \left\{ \frac{e}{mc} [\vec{s}\vec{H}] \right\}_\beta, \quad (122)$$

уравнения движения квантового гироскопа. В уравнениях (121)

$$T_{ik} = \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \left\{ \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} - 4\rho \frac{\partial s}{\partial x_i} \frac{\partial s}{\partial x_k} \right\} \quad (123)$$

- квантовый потенциал с учетом собственного вращения (спина s) квантового гироскопа.

После усреднения по плотности вероятности $\rho = \psi^* \psi$, из уравнений (121) следуют макроквантовые (классические) уравнения движения центра масс заряженного гироскопа во внешних \vec{E} и \vec{H} полях

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{rot } \vec{H}] \right\}. \quad (124)$$

Здесь добавочные к силе Лоренца «квантовые спиновые силы»

$$\vec{F}_{\text{tor}} = \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{rot } \vec{H}] \quad (125)$$

имеют, как это следует из (125), торсионную, гироскопическую природу.

После усреднения, вращательные квантовые уравнения движения гироскопа (122) принимают вид

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{mc} [\vec{s}\vec{H}] = [\vec{\mu}\vec{H}], \quad \vec{\mu} = \frac{e}{mc} \vec{s}. \quad (126)$$

Здесь $\vec{\mu}$ – магнитный момент заряда. Для макроскопического образца ферромагнетика вращательные уравнения (126) можно записать как

$$\frac{d\vec{M}_M}{dt} = \frac{e}{mc} [\vec{M}_M \vec{H}] = [\vec{M}_H \vec{H}], \quad \vec{M}_H = \frac{e}{mc} \vec{M}_M, \quad (127)$$

где

$$\vec{M}_M = \sum_{i=1}^{i=N} \vec{s}_i, \quad \vec{M}_H = \sum_{i=1}^{i=N} \vec{\mu}_i$$

- суммарный механический и магнитный моменты ферромагнетика.

Первое макроскопическое экспериментальное наблюдение связи магнитного момента электрона с его торсионным (вращательным) движением известно под названием эффекта Барнетта [40], открытым в 1909 г. Это чисто классическое явление демонстрирует намагничивание ферромагнетиков при их механическом вращении в отсутствие магнитного поля. Используя уравнения (126), можно объяснить этот эффект тем, что при механическом вращении ферромагнетика создаётся гироскопический момент (действуют силы инерции), стремящийся повернуть спиновые механические моменты электронов внутри магнетика по направлению оси его вращения. В результате у образца суммарный магнитный момент магнита, созданный суммарным торсионным полем электронов, оказывается

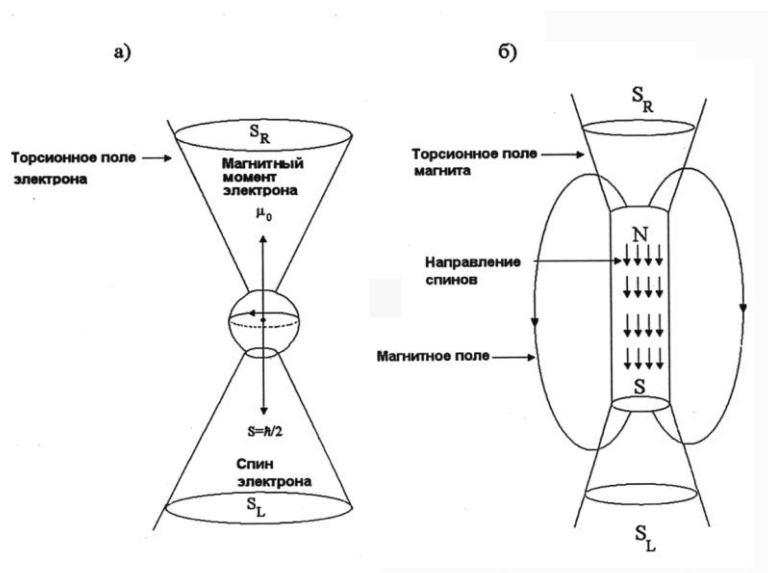


Рис.8: а) торсионное поле электрона; б) статическое торсионное поле постоянного магнита

равным

$$\vec{M}_H = \frac{e}{mc} \vec{M}_M.$$

В 1915 г. Эйнштейном и де Гаазом были проведены эксперименты [41], в которых ферромагнетик, подвешенный на тонкой стеклянной нити во внешнем магнитном поле, испытывал механическое вращение и закручивал нить. Уравнения (126) описывают и этот (обратный) эксперимент. Экспериментальные данные Эйнштейна-де Гааза определили, что для ферромагнетиков гиромагнитное отношение равно

$$\gamma = \frac{e}{mc}.$$

После этих экспериментов большинство физиков пришло к выводу, что макроскопическое магнитное поле ферромагнетика порождено суммарным собственным вращением электронов внутри магнита (см. рис. 8). В настоящее время, во многих торсионных экспериментах в качестве источника торсионного поля используются постоянные магниты [42]. В этих экспериментах показано, что торсионное поле постоянного магнита действует не только на спины частиц в ферромагнетиках, но и на спины в диэлектриках, изменяя их свойства.

После умножения (126) на γ , получим

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma[\vec{\mu} \vec{H}], \quad (128)$$

Уравнения (126) описывают прецессию спина, а уравнения (128) магнитного момента заряженного гироскопа под действием внешнего магнитного поля и известны как уравнения Блоха.

Заряженный квантовый гироскоп при движении образует квантовую плотность тока

$$\vec{J} = \frac{ie\hbar}{2m}[(\nabla\psi^*)\psi - \psi^*(\nabla\psi)] - \frac{e^2}{mc}\psi^*\vec{\psi A} + \frac{e\hbar}{2mc}rot(\psi^*\vec{\sigma}\psi), \quad (129)$$

которая имеет три составляющих:

- 1) плотность тока проводимости

$$\vec{J}_1 = \frac{ie\hbar}{2m}[(\nabla\psi^*)\psi - \psi^*(\nabla\psi)]; \quad (130)$$

- 2) плотность орбитального тока (например, в атоме)

$$\vec{J}_2 = -\frac{e^2}{mc}\psi^*\vec{\psi A}; \quad (131)$$

- 3) плотность спинового тока

$$\vec{J}_3 = \frac{e\hbar}{2mc}rot(\psi^*\vec{\sigma}\psi) = \frac{e}{mc}rot(\psi^*\vec{s}\psi). \quad (132)$$

В экспериментах с торсионными полями плотность спинового тока играет, по-видимому, определяющую роль, поскольку именно он позволяет преобразовать принятый торсионным датчиком электроторсионный сигнал в ток проводимости и наоборот, пре-

образовать ток проводимости в электроторсионном генераторе в электроторсионное излучение. В официальной науке экспериментальные измерения спиновых токов и связанных с ними других физических явлений получило название «спинтроника» [43].

7. Монопольное излучение в электродинамике и эксперименты Тесла

В решении (60)-(65) функция источника (масса или заряд) меняется со временем. С другой стороны, закон сохранения массы и заряда является одним из основных законов сохранения современной теории поля. Однако, эксперименты с элементарными частицами, в которых происходит рождение частиц из вакуума или их взаимное превращение, показывают, что этот закон не всегда выполняется. В теоретическом плане нарушение закона сохранения массы или заряда означает, что не выполняется уравнение непрерывности

$$\partial_j(\rho u^j) = \partial_j(\rho) + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (133)$$

В вакуумной гидродинамике, как это следует из уравнения (82), (в общем случае), мы имеем дело с переменными массами и зарядами. Используя решение (60)-(65), запишем уравнение непрерывности в виде

$$\nabla_j(\rho u^j) = \partial_j(\rho u^j) + \rho \frac{1}{rc} \frac{\partial \Psi^0}{\partial t} = 0, \quad (134)$$

а поступательное уравнение движения Эйлера как

$$\rho \frac{dv^\alpha}{dt} = \rho c^2 \frac{\Psi^0}{r^3} x^\alpha - \rho c^2 \frac{1}{rc} \frac{\partial \Psi^0(t)}{\partial t} \frac{dx^\alpha}{cdt}, \quad (135)$$

$$\alpha = 1, 2, 3.$$

Если частица обладает спином, то макроквантовые уравнения (124) обобщаются и принимают вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{rot } \vec{H}] + 4\pi rQ\psi^* \psi \vec{v} \right\}, \quad (136)$$

где

$$S = \frac{1}{rc} \frac{\partial Q(t)}{\partial t} = -4\pi rQ(t)\psi^* \psi \quad (137)$$

- скалярное монопольное излучение системы зарядов [36, 44]. Здесь ψ - волновая функция излученных заряженных частиц. Соотношение (137) интересно тем, что описывает «спаренные электроны», подобные куперовским парам в БКШ теории сверхпроводимости [45-47]. Надо отметить, что «спаривание» электронов, обладающих кулоновским отталкиванием, не имеет фундаментального описания ни в теории Гинзбурга-Ландау [48], ни в

теории БКШ [45-47]. Иное положение дел мы имеем в теории Физического Вакуума [10,49]. На рис. 9 представлена потенциальная энергия (102)

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{-\alpha_e \lambda r}{r^2 + \lambda^2 \cos^2 \theta}, \quad \alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad \lambda = \frac{\hbar}{mc}$$



Рис.9



Рис.10

взаимодействия двух электронов с массами m и зарядами e , один из которых имеет спин $s = \hbar/2$. Эта энергия была получена из точного решения уравнений Физического Вакуума. Согласно полученной формуле, энергия кулоновского отталкивания электронов преодолевается торсионной энергией притяжения на расстояниях $\alpha_e \lambda \leq r \leq \lambda$ или $2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см} \leq r < 10^{-11} \text{ см}$. Следовательно, по формулам теории Физического Вакуума, размер куперовской пары не должен превышать 10^{-11} см . На рис. 10 можно увидеть картину монопольного излучения спаренных электронов в «Волшебном шаре», который представляет собой миниатюрную модель сферы Тесла [49].

8. Монопольные двигатели Тесла и Брауна

Сила реакции монопольного излучения в уравнениях (136) может достигать значительных величин, поэтому вполне возможно использовать монопольное излучение зарядов для создания тяги для передвижения транспортного средства в космосе и на Земле. Простым устройством, демонстрирующим такую возможность, является модель двигателя Тесла, представленная на рис. 11. В качестве генератора высоковольтных импульсов, в нашей

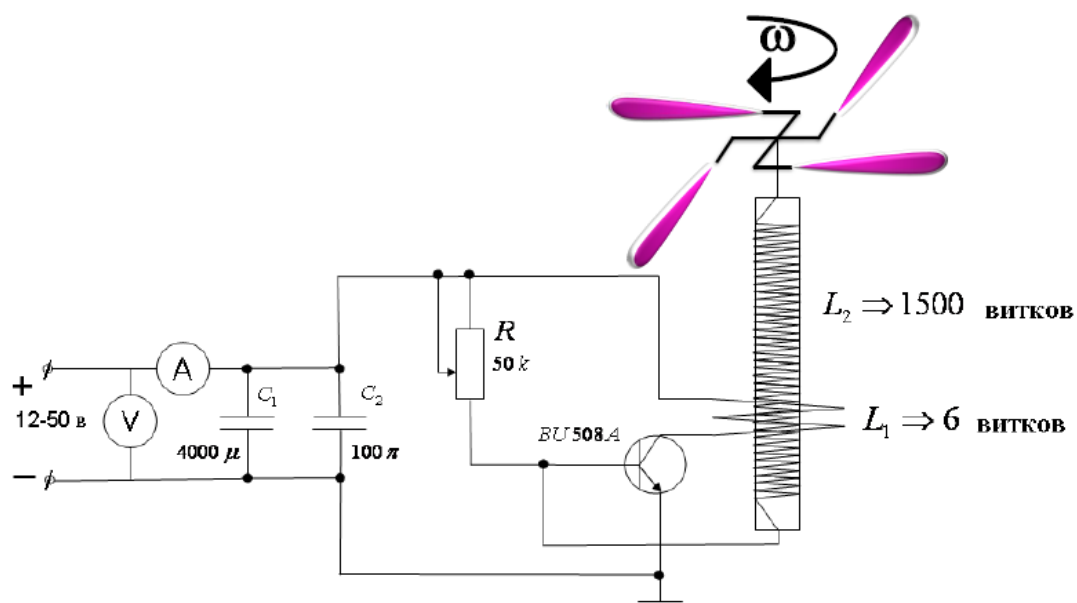


Рис.11

схеме, используется качер Бровина и трансформатор Тесла [44]. На конце вторичной обмотки на игле установлен металлический вертлюг, который может свободно вращаться в горизонтальной плоскости. При подаче высоковольтного переменного напряжения, с концов вертлюга испускается монополярное электромагнитное излучение, которое приводит вертлюг во вращение. Это вращение можно увидеть в фильме на сайте [50].

Из уравнения (135) следует, что монополярное излучение возникает из-за отличной от нуля $a_{\alpha\alpha}$ компоненты тензорного потенциала a_{ik} геометризированной электродинамики, поэтому становится понятно, почему до сих пор не найдено аналитического описания этого явления в рамках традиционной электродинамики Максвелла-Лоренца, в которой потенциал векторный.

Кроме монополярного излучения, уравнения (136) содержат гироскопические (торсионные) силы (125), которые, как было показано в работе [31], можно локально контролировать так, что локально возникают нескомпенсированные силы инерции, способные обеспечить левитацию объекта в гравитационном поле Земли. Кроме того, гироскопические силы могут передвигать транспортное средство в космосе без использования традиционного реактивного двигателя. Вполне вероятно, что наблюдаемые в экспериментах с двигателем Брауна явления, представляют собой гироскопические эффекты типа ядерного магнитного резонанса с (анти)гравитационными силами или левитации магнита в магнитном поле сверхпроводника [51,52]. Мы понимаем, что в этом случае ориентация спинов внутри сверхпроводника и собственное магнитное поле магнита образуют «магнитную яму», в которой удерживается подвешенный в левитации магнит. Однако, как показали эксперименты Г.Николаева, торсионные силы (125) могут образовать «магнитную яму» даже при комнатной температуре [53, 54].

Заклучение

Электродинамические эксперименты Николы Тесла, Томаса Брауна, Геннадия Николаева и многих других исследователей уже давно указывают на ограниченность существующих линейных уравнений, как классической электродинамики максвелла-Лоренца, так и квантовой электродинамики Максвелла-Дирака. Сам Дирак откровенно заявлял, что уравнения квантовой электродинамики неверны [9] и что их необходимо существенно изменить, поскольку несущественные изменения ничего нового не дадут для развития фундаментальной науки. В настоящей статье была предложена нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом, которая как раз и является существенным изменением уравнений как классической, так и квантовой электродинамик. Новая электродинамика геометризирована в соответствии с первой и второй проблемами Эйнштейна и ее теоретические и экспериментальные следствия показывают, что именно такая электродинамика в большей степени соответствует реальности, чем электродинамика Максвелла-Дирака. Вызывает сожаление тот факт, что большинство основополагающих аномальных экспериментов по электродинамике оседает в секретных архивах различных силовых структур и только спустя много лет появляется в открытых публикациях [55].

04.05.2011

Ссылки

1. *Brown, T. T.* // How I control gravity, «Science and Information Magazine», Aug. 1929. Reprinted in «Psychic Observer», 37 (1): 66-67.
2. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970. с. 184.
3. *Шипов Г.И.* // ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА С ТЕНЗОРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. Известия вузов, Физика, 1972, No 10, с. 98-102.
4. *Шипов Г.И.* // О РЕШЕНИИ ПЕРВОЙ ПРОБЛЕМЫ ЭЙНШТЕЙНА. М.: Кириллица, 2007, с.38.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. М.: Наука, 1973.
6. *Фок В.А.* // Теория пространства, времени и тяготения. Изд. 2-е, М., Физматгиз, 1961.
7. *Einstein A.* // Ann. Phys. 1905. Vol. 17. P.891.
8. *Паули В.* // Теория относительности. М.;Л.: Гостехтеоретиздат, 1947. 149 с.
9. *Дирак П.А.М.* // Пути физики. М.: Энергаториздат, 1983.
10. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
11. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Гравитация и фундаментальные взаимодействия. М.: Изд-во Ун-та дружбы народов, 1988. С. 92.
12. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* // Актуальные проблемы фундаментальных наук. М.: Изд-во МГТУ, 1991. Т. 3, С. 102\---105.
13. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* // Фундаментальные модели элементарных взаимодействий и теория физического вакуума. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1992. 68 с.

14. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. XXVIII науч. конф. фак. физ.-мат. и естеств. наук Ун-та дружбы народов. М., 1992. Доп. вып. С. 3.
15. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. VIII Рос. гравитац. конф. <<Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации>>. М.: Рос. гравитац. ассоц., 1993. С. 251.
16. Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И. // Тр. V семинара <<Гравитационная энергия и гравитационные волны>>. Дубна. 1993. С. 232\---238.
17. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тр. VI семинара <<Гравитационная энергия и гравитационные волны>>. Дубна. 1994. С. 146\---152.
18. Валантэн Л. // Субатомная физика: Ядра и частицы: В 2 т. М.: Мир, 1986.
19. Kinzinger E. // Ztschr. Naturforsch. A. 1949. Bd.4. S.88.
20. Hofstadter R. // Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28, \No 3. P.814.
21. Chambers E., Hofstadter R. // Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. 2. 1957. Vol.2; Bimiller F., Hofstadter R. // Phys. Rev. 1956. Vol. 103. P. 1454.
22. Федянин В. // Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М. Высш. шк., 1968.
23. Эйнштейн А. // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 789.
24. Rainich G. // Trans. Amer. Math. Soc. 1925. Vol. 27. P. 106.
25. Einstein A. // In: "Albert Einstein - Philosopher-Scientist", ed. by P.A.Schilpp, Evanston (Illinois), 1945, pp. 1-95.
26. Einstein A. // In: "Louis de Broglie, physicien et penseur". Paris, 1953, pp. 4-14.
27. Па́йс А. // Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна. М.: Наука, 1989. 280 с. .
28. Шипов Г.И. // УРАВНЕНИЯ ПОЛЯ ТЕТРАД В ПРОСТРАНСТВЕ АБСОЛЮТНОГО ПАРАЛЛЕЛИЗМА. Известия вузов, Физика, 1976, No 6, с. 121.
29. Шипов Г.И. // ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ АБСОЛЮТНОГО ПАРАЛЛЕЛИЗМА. Известия вузов, Физика, 1977, No 6, с. 142.
30. Шипов Г.И. // О РЕШЕНИИ ВТОРОЙ ПРОБЛЕМЫ ЭЙНШТЕЙНА. . М.: Кириллица, 2007, с.38. <http://www.shipov.com/science.html> или <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/02311019.htm>
31. Шипов Г.И., Сидоров А.Н. // ИСКРИВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВА ДВИГАТЕЛЯМИ АЛЬКУБЬЕРРЕ И ТОЛЧИНА, 2010, с.27. <http://www.shipov.com/science.html> или <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311084.htm>
32. Newman E., Penrose R. // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P. 566-587.
33. Vaidya P. // Nature. 1953. Vol. 171, pp. 260-265.
34. Маделунг Э. // Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
35. Шипов Г.И. // Об измерении волновой функции квантовой механики. 2010, с.39. <http://www.shipov.com/science.html> или <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/00161635.htm>
36. Шипов Г.И. // Квантовая механика в теории физического вакуума. Винница: ПП «Веда», 2010, с.100.
37. Madelung E.// Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 - 336.
38. Debney G., Kerr R., Schild A. // J.Math.Phys. 1969. Vol. 10. \No 10, P. 1842.
39. Шипов Г.И. // Квантовая механика как динамика полевых гироскопов. 11.04.2011. http://shipov.com/files/130411_quantum_mech_gyro.pdf
40. Barnett. S.J., //Magnetization by Rotation. In: Phys. Rev. 6, (1915), 239—270.

41. *Einstein A., W. J. De Haas W/J.* // Verh. Deutsch. Phys. Ges. **17**, 152 (1915).
42. *Акимов А.Е.* // Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнедействий: EGS – концепция. М.: 1991. 63 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; № 7 А.
43. *Schmehl et al.,*// Nature Mater. **6**, 882 (2007).
44. *Шипов Г.И.* // Физический вакуум, торсионные поля, квантовая механика и эксперименты Н.Тесла. Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.15740, 07.01.2010
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311081.htm> или
http://www.shipov.com/files/090310_vamuuum.pdf
45. *Cooper L.N.* // "Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas", *Phys. Rev* **104**, 1189 - 1190 (1956).
46. *Bardeen J., Cooper L. N., and Schrieffer J. R.* // "Microscopic Theory of Superconductivity", *Phys. Rev.* **106**, 162 - 164 (1957).
47. *Bardeen J., Cooper L. N., and Schrieffer J. R.* // "Theory of Superconductivity", *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
48. *Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д.* // *ЖЭТФ*, т. **20**. С. 1064, (1950).
49. *Шипов Г.И.* // Электродинамика Тесла в Теории Физического Вакуума. 2011, с.16.
http://shipov.com/files/140311_shipov.pdf
50. <http://www.youtube.com/watch?v=O2LejIEFuFc>
51. <http://www.youtube.com/watch?v=4VGACLNfZ8s&NR=1>
52. <http://www.youtube.com/watch?v=cjkfix3FucQ>
53. <http://www.youtube.com/watch?v=yAm2mv50Uko&feature=related>
54. <http://www.youtube.com/watch?v=j3QMgKPdMt8&feature=related>
55. <http://divinecosmos.e-puzzle.ru/Article33.htm>