

ТОРСИОННОЕ ПОЛЕ КАК ИСТОЧНИК СКАЛЯРНЫХ (ПРОДОЛЬНЫХ) ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Г.И.Шипов

shipov@aha.ru, website <http://www.shipov.com>

Введение

Осталось несколько дней до окончания 2005 года - года физики, года Эйнштейна. Весь этот год во всех цивилизованных странах ученые отмечали столетие со времени начала революции в физике, полностью изменившей наши представления о мире и, фактически, утвердившей новую научную парадигму. Однако за эти успехи нам пришлось заплатить дорогую цену, разграничив физику на классическую и квантовую, в которой физики отказались от прямого описания физической реальности в области микромира. А.Эйнштейн и некоторые другие известные ученые рассматривали разделение физики на квантовую и классическую как временное явление, связанное с ограниченностью наших современных знаний. По мнению великого ученого физика должна быть единой и объединение классической и квантовой физики должно произойти на базе дальнейшего развития принципа относительности. Для этого А.Эйнштейном была сформулирована программа Единой Теории Поля, которая предполагала:

1. Распространение общего принципа относительности на классическую электродинамику, т.е. геометризация электромагнитного поля (программа минимум).

2. Распространение общего принципа относительности на квантовую теорию, т.е. геометризация правой части уравнений Эйнштейна - тензора энергии материи, образованного квантовыми полями (программа максимум).

Хотя многие ведущие ученые современности идейно соглашались с Эйнштейном, они, тем не менее, продолжают принимать за исходную точку развития физики квантовую теорию, модернизированную формальным расширением ее представлений (теория струн, суперструн, мембран, бран, матриц и т.д.).

Конечно, желательно вести поиск обобщения той или иной физической теории ориентируясь на эксперименты, которые не могут быть описаны в рамках существующей теории. Можно указать достаточное количество таких экспериментов в современной физике. И речь тут идет не только об экспериментах, проводимых на ускорителях элементарных частиц или наблюдаемых в глубинах космоса с помощью современных телескопов. Речь идет об экспериментах, которые были проведены в лабораторных условиях и известны специалистам. Если выстаивать эти эксперименты в хронологической последовательности, то известны следующие не объясняемые до конца электродинамические эксперименты:

1. Эксперименты Тесла-Авраменко по беспроводной и однопроводной передаче электроэнергии энергии [1], [2].

2. Эксперименты Ампера-Николаева [3], [4].

3. Эксперименты Аронова-Бома-Николаева [4], [5].

4. Электроторсионные эксперименты Акимова-Хачисона [6], [7].

Хотя эти эксперименты достаточно хорошо известны в научной среде, научный бo-монд предпочитает замалчивать их и не упоминать в учебниках физики.

1 Вакуумные уравнения Всеобщей теории относительности

Моше Кармели первым сделал принципиальный шаг по расширению теории относительности. Он ввел в теорию Вращательный принцип относительности, который, дополнительно к трансляционным координатам x_0, x_1, x_2, x_3 , рассматривает вращательные координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ как элементы пространства-событий. Кармели заметил [8], что квант света - фотон характеризуется двумя константами: скоростью света c и собственным моментом вращения \hbar . Поэтому объединение теории относительности с квантовой теорией необходимо проводить на основе расширенного пространства событий, которое содержит множество вращательных координаты и вращательную метрику, заданную на этом множестве.

Развивая идеи Эйнштейна и Кармели, автор ввел в 1988 г. Всеобщий принцип относительности [9], [10], который фактически объединяет Трансляционную относительность Эйнштейна с Вращательной относительностью Кармели. В новой теории в качестве пространства событий рассматривается $10^{\text{ТИ}}$ -мерное расслоенное многообразие, образованной $4^{\text{МЯ}}$ голономными трансляционными координатами x_0, x_1, x_2, x_3 , образующими базу, и $6^{\text{Ю}}$ неголономными вращательными координатами - тремя пространственными углами $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ тремя пространственно-временными углами $\theta_1, \theta_2, \theta_3$, образующими слой.

На многообразии голономных трансляционных координат x_i , ($i = 0, 1, 2, 3$) задана трансляционная метрика

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j = \eta_{ab}e^a_i e^b_j dx^i dx^j, \quad (1)$$

$$\eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1),$$

описывающая бесконечно малую трансляцию. Здесь e^a_i - неголономная тетрада, $i, j, k... = 0, 1, 2, 3$ - координатные индексы (индексы базы), $a, b, c... = 0, 1, 2, 3$ - тетрадные (или локальные) индексы (индексы слоя).

На многообразии неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ задана вращательная метрика [11]

$$d\tau^2 = d\chi^b_a d\chi^a_b = T^a_{bi} T^b_{aj} dx^i dx^j, \quad (2)$$

описывающая бесконечно малый поворот $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$. Здесь матрицы $T_{abi} = -T_{bai}$ - коэффициенты вращения Риччи. Эти величины описывают угловую скорость вращения неголономной тетрады e^a_i , которая представляет собой ориентируемую точку, т.е. точку, оснащенную четверкой ортонормированных единичных векторов. Таким образом, пространство событий Всеобщей теории относительности, в отличие от точечного многообразия Трансляционной относительности Эйнштейна, базируется на множестве ориентируемых точек Вращательной относительности Кармели.

В качестве полевых уравнений Всеобщей теории относительности мы будем рассматривать первые и вторые структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма. В векторном базисе e^a_i (или в произвольно ускоренной четырехмерной системе отсчета) эти уравнения имеют вид [11]

$$\nabla_{[k} e^a_{m]} - e^b_{[k} T^a_{|b|m]} = 0, \quad (A)$$

$$R^a_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a_{|b|m]} + 2T^a_{c[k} T^c_{|b|m]} = 0, \quad (B)$$

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

В этих уравнениях ∇_k - ковариантная производная относительно символов Кристоффеля, определяемых через метрический тензор g_{ij} обычным образом

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad (3)$$

(здесь и далее мы будем использовать обозначение $f_{,k} = \partial f / \partial x^k = \partial_k f$),

$$T^i_{jk} = -\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} + g^{im} (g_{js} \Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks} \Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}) = e^i_a \nabla_k e^a_j \quad (4)$$

– тензор конторсии геометрии абсолютного параллелизма (коэффициенты вращения Риччи),

$$\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{k,j} - e^a_{j,k}) \quad (5)$$

– кручение геометрии абсолютного параллелизма (по Схоутену - объект неголономности),

$$R^i_{jkm} = 2\Gamma^i_{j[m,k]} + 2\Gamma^i_{s[k} \Gamma^s_{|j|m]} \quad (6)$$

– тензор Римана геометрии абсолютного параллелизма.

Уравнения (A) и (B) обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна

$$R_{ij} = 0. \quad (7)$$

Если трансляционные координаты x_i заданы, то система уравнений (A) и (B) вполне разрешима относительно величин e^a_i, T^a_{bk} и R^a_{bkm} . Необходимо отметить, что Ньюмен и Пенроуз [12] использовали систему уравнений (A),(B) для получения новых решения вакуумных уравнений Эйнштейна (7), а именно, решение НУТ и Керра и некоторые другие были найдены с помощью системы (A),(B). Правда Ньюмен и Пенроуз не отметили в своей работе, что они использовали структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма.

1.1 Геометризация тензора энергии-импульса материи

Уравнения (A) и (B) могут быть представлены расширенной геометризированной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [11]

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

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

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

с геометризированными источниками:

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \{ (\nabla_{[i}T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[i}T^s{}_{|j|m]}) - \frac{1}{2}g_{jm}g^{pn}(\nabla_{[i}T^i{}_{|p|n]} + T^i{}_{s[i}T^s{}_{|p|n]}) \}, \quad (8)$$

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i}T_{j)m]} - \frac{1}{3}Tg_{i[m}g_{k]j}. \quad (9)$$

Уравнения (B.1) представляют собой обобщенные вакуумные уравнения Эйнштейна с тензором энергии импульса материи (8), порожденным кручением геометрии абсолютного параллелизма (5). Если кручение (5) обращается в нуль, то, как отмечал еще Эйнштейн, кривизна Римана (6) равна нулю и пространство абсолютного параллелизма переходит в пространство Минковского.

Поскольку тензор энергии-импульса (8) определяется через торсионное поле (4), содержащее антисимметричную по индексам j и m часть, то, как легко видеть, и сам тензор (8) имеет как симметричную, так и антисимметричную по индексам j и m части, т.е.

$$T_{jm} = T_{(jm)} + T_{[jm]}. \quad (10)$$

Этот тензор стоит в правой части полностью геометризированных уравнений поля (B.1), в которых множитель ν – произвольная константа (или даже функция). Левая часть уравнений (B.1) всегда симметрична по индексам j и m , потому эти уравнения необходимо записать как

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{(jm)}, \quad (11)$$

Антисимметричная часть по индексам j и m часть, тензора энергия импульса, определяемая как

$$T_{[jm]} = \frac{1}{\nu} (-\nabla_i \Omega_{jm}{}^{i} - \nabla_m A_j - A_s \Omega_{jm}{}^{s}) = 0, \quad (12)$$

где

$$A_j = T^i{}_{ji}. \quad (13)$$

должна быть равна нулю. Соотношение (12) можно рассматривать как уравнения, которым удовлетворяют поля кручения $\Omega_{jm}{}^{i}$, образующие тензор энергии-импульса (8).

Уравнения (B.2) являются полностью геометризированными уравнениями Янга-Миллса с калибровочной группой $O(1,3)$, действующей на многообразии вращательных координат, т.е. в слое. В качестве поля Янга-Миллса в уравнениях (B.2) выступают 10 компонент тензора Вейля $C^a{}_{bkm}$, а в качестве потенциалов поля Янга-Миллса коэффициенты вращения Риччи $T^a{}_{bk}$.

Плотность материи ρ , определяемая из тензора энергии-импульса (8) как

$$\rho = T/c^2 = (g^{jm}T_{jm})c^{-2},$$

позволяет вычислить массу M (или, как будет показано ниже, заряд Ze) вакуумного возбуждения через интеграл

$$Q = \int \rho(-g)^{1/2} dV = \frac{2}{\nu c^2} \int (-g)^{1/2} \{ g^{jm} (\nabla_{[i}T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[i}T^s{}_{|j|m]}) \} dV, \quad (14)$$

где g – детерминант метрического тензора и $dV = dx^1 dx^2 dx^3$. Это соотношение показывает, что масса (заряд) вакуумного возбуждения является мерой торсионного поля T^i_{jk} , образующего плотность материи.

2 Сферически симметричное частицеподобное решение

Полностью геометризованные уравнения Эйнштейна (В.1) содержат множитель ν , который сокращается, если подставить в (В.1) тензор энергии-импульса (8). Это обстоятельство указывает на вакуумную природу уравнений (В.1). Для того, чтобы вакуумные уравнения получили физический смысл, необходимо, чтобы они содержали физические константы или функции. В этом случае они превращаются в уравнения, которые описывают материальные объекты, рожденные их вакуума. Надо сказать, что вакуумные уравнения Эйнштейна (7) так же не содержат физических констант. Для того, чтобы придать вакуумным уравнениям Эйнштейна (7) физический смысл, необходимо найти их решение, например, решение Шварцшильда, и, затем, выразить константу (или функцию) интегрирования через физические константы (или функции), используя принцип соответствия с уравнениями теории гравитации Ньютона.

Будем искать сферически симметричное частицеподобное решение уравнений (А) и (В) и, следовательно, уравнений (В.1), используя метод спиновых коэффициентов Ньюмена-Пенроуза. Мы так же потребуем, чтобы потенциальная энергия взаимодействия, полученного в результате решения вакуумного образования, вычисленная по формуле [11]

$$U = -mc \left[\left(\eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right], \quad (15)$$

$$\eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1)$$

совпадала с зависящей от времени потенциальной энергией поля Ньютона или Кулона (случай переменных масс и зарядов).

Решение уравнений вакуума (А),(В) с переменным кулон-ньютоновским потенциалом взаимодействия запишется как

1. Координаты: $x^0 = u, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi$.

2. Компоненты символов Ньюмена-Пенроуза:

$$\begin{aligned} \sigma_{00}^i &= (0, 1, 0, 0), & \sigma_{11}^i &= (1, U, 0, 0), & \sigma_{01}^i &= \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i^{00} &= (1, 0, 0, 0), & \sigma_i^{11} &= (-U, 1, 0, 0), & \sigma_i^{01} &= -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i), \\ U(u) &= -1/2 + \Psi^0(u)/r, & P &= (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4), & \zeta &= x^2 + ix^3, \\ & & \Psi^0 &= \Psi^0(u). \end{aligned}$$

(16)

3. Спинорные компоненты коэффициентов вращения Риччи:

$$\rho = -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = -\alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0(u)/2r^2,$$

$$\mu = -1/2r + \Psi^0(u)/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4.$$

4. Спинорные компоненты тензора Римана:

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

Метрика Римана решения (16) в квазисферических координатах имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (17)$$

Используя решение (16), можно определить явный вид тензора энергии-импульса (8)

$$T_{jm} = \rho c^2 l_j l_m, \quad (18)$$

где ρ – плотность материи вакуумного возбуждения, определяемая как

$$\rho = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{\nu c^2 r^2}, \quad \dot{\Psi}^0(u) < 0, \quad (19)$$

$l_m l^m = 0$ – светоподобный вектор, составляющий спинорный базис решения (16).

2.1 Предельный случай точечного источника

Рассмотрим теперь предельный переход $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}$ плотности материи решения (16). Введем вспомогательный параметр ξ размерности длины

$$\xi = \frac{\pi |\dot{\Psi}^0| r^2}{2\Psi^0}. \quad (20)$$

Через параметр ξ модуль плотности (19) можно представить в виде

$$\rho = \rho^+ = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{\xi}{r^2} = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{\xi}{(r^2 + \xi^2)} \left(1 + \frac{\xi^2}{r^2}\right), \quad (21)$$

где знак «плюс» означает, что плотность ρ^+ определяет правую материю с положительными плотностью и массой. Вычисляя предел соотношения (21) при $\xi \rightarrow 0$, т.е. при $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}$, и используя известную формулу

$$\frac{1}{2\pi r^2} \frac{1}{\pi} \lim_{x \rightarrow 0} \left(\frac{x}{x^2 + r^2} \right) = \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \delta(\mathbf{r}),$$

где $\delta(\mathbf{r})$ – трехмерная функция Дирака, находим

$$\rho^+ = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}). \quad (22)$$

Из этого соотношения видно, что при переходе вакуумного возбуждения в стационарное состояние распределенная по пространству плотность материи *совпадает* с

плотностью материи точечной частицы (δ -функция Дирака описывает распределение точечного источника).

3 Соответствие вакуумных уравнений (В.1) уравнениям Эйнштейна

С учетом полученных выше результатов уравнения (В.1) для точечного стационарного источника могут быть записаны в виде

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{jm}, \quad (23)$$

где

$$T_{jm} = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}) l_j l_m. \quad (24)$$

Сравним теперь уравнения (23) с уравнениями Эйнштейна, описывающими точечный источник. Можно заметить, что эти уравнения совпадают тогда, когда в соотношении (22) перед δ -функцией стоит масса точечного источника, т.е.

$$M = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2}. \quad (25)$$

С другой стороны, при переходе источника в стационарное состояние метрика (17) переходит в метрику Шварцшильда (т.е. в решение уравнений Эйнштейна для точечного источника) при условии, что

$$\Psi^0 = \frac{MG}{c^2}. \quad (26)$$

Подставляя соотношение (26) в равенство (25), получим значение первоначально неопределенного множителя ν в вакуумных уравнениях (23)

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4}. \quad (27)$$

В этом случае уравнения (В.1) полностью совпадают с уравнениями Эйнштейна, описывающими гравитационное поле точечного источника с постоянной массой M . Соответственно, метрика (17) переходит в метрику Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2MG}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2MG}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (28)$$

Теперь из соотношения (22) плотность массы определяется как

$$\rho = M\delta(\mathbf{r}).$$

Подставляя это соотношение в определение массы (14), имеем

$$M = \int \rho(-g)^{1/2} dV = M \int \delta(\mathbf{r})(-g)^{1/2} dV = M. \quad (29)$$

4 Соответствие вакуумных уравнений (В.1) уравнениям общерелятивистской электродинамики

В 1972 г. я опубликовал статью "Общерелятивистская электродинамика с тензорным потенциалом"[13], в которой была предпринята попытка геометризовать уравнения электродинамики, т.е. осуществить программу минимум эйнштейновской Единой Теории поля. В этой работе я использовал параметрическую геометрию Римана, метрический тензор которой зависел не только от координат, но и от физического параметра $k = e/m$ - удельного заряда пробной заряженной частицы следующим образом

$$g_{ik} = \eta_{ik} + \frac{e}{m} a_{ik}, \quad (30)$$

где a_{ik} - тензорный потенциал электромагнитного поля, η_{ik} - метрический тензор пространства Минковского. Тензорный потенциал a_{ik} удовлетворяет уравнениям движения пробного заряда

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \frac{e}{mc^2} E^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (31)$$

и уравнениям поля вида

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \frac{8\pi e}{mc^4} T_{jm}, \quad (32)$$

где напряженность сильного электромагнитного поля $E^i{}_{jk}$ определяется через тензорный потенциал a_{ik} как

$$E^i{}_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{mj,k} + a_{mk,j} - a_{jk,m}). \quad (33)$$

Риманова кривизна в общерелятивистской электродинамике определяется через напряженность (33) следующим образом

$$R^i{}_{jkm} = -\frac{2e}{mc^2} E^i{}_{j[m,k]} + \frac{2e^2}{m^2 c^4} E^i{}_{s[k} E^s{}_{|j|m]}. \quad (34)$$

Если мы рассматриваем движение пробного заряда e с массой m в статическом поле заряда Ze с массой $M \gg m$, то решение уравнений (32) вне источника (решение вакуумных уравнений $R_{ik} = 0$ к метрике вида

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (35)$$

где

$$r_e = \frac{2Ze^2}{mc^2} \quad (36)$$

– электромагнитный радиус. Легко видеть, что для взаимодействия пары электрон-позитрон электромагнитный радиус (36) равен двойному классическому радиусу электрона. Подставляя компоненты метрического тензора из метрики (35) в соотношение (15), получим в нерелятивистском приближении потенциальную энергию взаимодействия центрального заряда Ze с пробным зарядом e

$$U = \frac{Ze^2}{r}.$$

Метрика (35) следует из решения (16) уравнений (В.1) в стационарном пределе, при этом выполняются следующие равенства

$$2\Psi^0 = r_e = \frac{2Ze^2}{mc^2}, \quad (37)$$

$$\rho_e = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}) = Ze\delta(\mathbf{r}). \quad (38)$$

Из этих соотношений находим

$$\nu = \frac{8\pi\Psi^0}{Zec^2} = \frac{8\pi e}{mc^4}, \quad (39)$$

что совпадает с множителем в уравнениях поля (32) общерелятивистской электродинамики. Если же поля являются слабыми, то из уравнений (31) и (32) следуют уравнения вакуумной электродинамики Максвелла–Лоренца.

Таким образом мы показали, что из полностью геометризованных уравнений (В.1) следуют уравнения теории гравитации Эйнштейна и уравнения геометризованной общерелятивистской электродинамики (32). Это означает, что уравнения (В.1) решают проблему объединения гравитации и электромагнетизма, выдвинутую А.Эйнштейном много лет назад. Это объединение оказалось возможным на базе геометрии абсолютного параллелизма, представляющим собой десятимерное расслоенное многообразие ориентированных точек. Подставляя соотношение для плотности материи (38) в определение (в данном случае заряда) (14), имеем

$$Ze = \int \rho_e (-g)^{1/2} dV = Ze \int \delta(\mathbf{r}) (-g)^{1/2} dV = Ze. \quad (40)$$

5 Торсионное поле – поле инерции

Чтобы понять, какой физический смысл имеет торсионное поле T^i_{jk} в теории физического вакуума, мы рассмотрим уравнения движения пробной массы в гравитационном поле с метрикой Шварцшильда (28)

Уравнения движения пробной частицы в теории физического вакуума совпадают с уравнениями геодезических пространства абсолютного параллелизма

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (41)$$

Рассматривая нерелятивистское приближение и считая гравитационное поле слабым, т.е. полагая, что

$$\frac{2MG}{rc^2} \ll 1, \quad g_{ik} \simeq \eta_{ik}, \quad ds \simeq ds_0 = cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (42)$$

$$R^i_{jkm} \simeq \overset{\circ}{R}{}^i_{jkm} = 0, \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1, \quad ds \simeq ds_0 \simeq cdt,$$

находим из уравнений (41) следующие уравнения движения массы m :

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -mc^2 \Gamma_{00}^\alpha - mc^2 T_{00}^\alpha. \quad (43)$$

Используя определения (1), (3), (4), (5) и квазидекатрову систему координат для метрики (28), находим

$$F_G^\alpha = -mc^2 \Gamma_{00}^\alpha = mMGx^\alpha/r^3, \quad (44)$$

$$F_I^\alpha = -mc^2 T_{00}^\alpha = -mMGx^\alpha/r^3. \quad (45)$$

где F_G^α – ньютоновская гравитационная сила и F_I^α – равная ей и противоположно направленная сила инерции. Эта сила компенсирует локально гравитационную силу F_G^α

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = mMGx^\alpha/r^3 - mMGx^\alpha/r^3 = 0.$$

Именно благодаря этой компенсации создается локальное состояние невесомости в ускоренной локально лоренцовой системе отсчета. Из этих выкладок следует, что торсионное поле T_{jk}^i физически интерпретируется как *поле инерции*.

Произведя подобные вычисления для метрики (35) общерелятивистской электродинамики, получим

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -mc^2 \Gamma_{00}^\alpha - mc^2 T_{00}^\alpha = Ze^2 x^\alpha/r^3 - Ze^2 x^\alpha/r^3 = 0. \quad (46)$$

В данном случае

$$F_Q^\alpha = -mc^2 \Gamma_{00}^\alpha = Ze^2 x^\alpha/r^3$$

– кулоновская сила и

$$F_I^\alpha = -mc^2 T_{00}^\alpha = -Ze^2 x^\alpha/r^3$$

–электромагнитная сила инерции.

Уравнения (46) описывают стационарное ускоренное движение заряда e в центральном поле заряда Ze , при этом сила инерции играет стабилизирующую роль. Заметим, что подобное явление отсутствует в обычной электродинамике Максвелла-Лоренца и Н.Бору пришлось вводить принцип стационарности орбит электрона в атоме, чтобы построить квантовую механику. В вакуумной электродинамике в этом нет необходимости, поскольку стационарность движения уже заложена в уравнениях теории.

Теперь, с помощью соотношения (14), мы можем определить инерционную массу M_I как меру поля инерции

$$M_I = \frac{c^2}{4\pi G} \int (-g)^{1/2} \left\{ g^{jm} \left(\nabla_{[i} T_{|j|m]}^i + T_{s[i} T_{|j|m]}^s \right) \right\} dV. \quad (47)$$

Подобным же образом мы определим инерционный заряд Ze_I в виде

$$Ze_I = \frac{mc^2}{4\pi e} \int (-g)^{1/2} \left\{ g^{jm} \left(\nabla_{[i} T_{|j|m]}^i + T_{s[i} T_{|j|m]}^s \right) \right\} dV. \quad (48)$$

6 Торсионные поля и псевдоинерциальная система отсчета

Мы уже отмечали, что тетрада e_i^a (ориентируемая точка) представляет собой математический образ произвольно ускоренной 4^X мерной системы отсчета, которая, в общем случае, имеет 10 степеней свободы: 4 поступательных и 6 вращательных. Если мы геометрию A_4 , в которой существуют только инерциальные системы отсчета, то для систем поля инерции обращаются в нуль

$$T^i_{jk} = 0, \quad (49)$$

а само пространство A_4 вырождается в пространство в Минковского. Такое пространство событий соответствует Абсолютному Вакууму, в котором нет никаких материальных объектов (невозбужденный вакуум).

В общем случае движение начала ускоренной системы отсчета описывается уравнениями (41). Как было показано выше, в этих уравнениях силы

$$F^i = -m\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}$$

порождены внешними полями (гравитационными или электромагнитными), силы

$$F_I^i = -mT^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}$$

представляют собой силы инерции.

Пусть внешние поля и порождающие их силы отсутствуют, тогда начало ускоренной системы отсчета движется только под действием сил инерции и уравнения (41) принимают вид

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (50)$$

Мы назовем ускоренную систему *псевдоинерциальной системой отсчета*, если на ее начало действуют скомпенсированные силы инерции и ее базисные вектора не меняют своей ориентации в пространстве. Реальным примером такой 3^X мерной системы отсчета является базис, связанный с центом масс свободного от внешних воздействий вращающегося твердого тела - гироскопа. Другой пример - система отсчета, связанная с центром масс свободного 4^X мерного гироскопа.

В псевдоинерциальных системах отсчета (в виду взаимной компенсации сил инерции) выражение

$$F_I^i = mT^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (51)$$

в уравнениях (50) обращается в нуль

Напомним, что поле инерции T^i_{jk} определяется через кручение $\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = -\Omega_{kj}^{\cdot\cdot i}$ пространства абсолютного параллелизма $\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = e^i_a e^a_{[k,j]} = e^i_a (e^a_{k,j} - e^a_{j,k})/2$ следующим образом:

$$T^i_{jk} = -\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}). \quad (52)$$

Подставляя это соотношение в уравнения (51), получим (при $m \neq 0$) уравнения:

$$-\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + g^{im}(g_{gs}\Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}) \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (53)$$

Поскольку соотношение

$$\frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}$$

симметрично по индексам j и k , а кручение Ω_{jk}^i антисимметрично по этим индексам, то первое слагаемое в уравнениях (53) обращается в нуль. В результате из уравнений (53) следует

$$g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}) = 0,$$

или

$$(g_{js}\Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}) = 0,$$

откуда

$$\Omega_{mkj} = -\Omega_{mjk}. \quad (54)$$

Так как величина Ω_{mkj} антисимметрична по индексам m и k , то из соотношения (54) следует, что в псевдоинерциальных системах отсчета кручение пространства абсолютного параллелизма антисимметрично по всем трем индексам.

Подставляя равенство (54) в соотношение (52), получим

$$T_{ijk} = -T_{jik} = -T_{ikg} = -\Omega_{ijk}. \quad (55)$$

Из этих равенств следует, что в псевдоинерциальных системах отсчета торсионное инерции T_{ijk} отлично от нуля. Оно оказывается антисимметричным по всем трем индексам и совпадает (с точностью до знака) с кручением геометрии абсолютного параллелизма Ω_{ijk} .

В общем случае, тензор кручения Ω_{jk}^i пространства A_4 имеет 24 независимые компоненты и разлагается на сумму трех неприводимых частей следующим образом :

$$\Omega_{jk}^i = \frac{2}{3}\delta^i_{[k}\Omega_{j]} + \frac{1}{3}\varepsilon^n_{jks}\hat{\Omega}^{\hat{s}} + \bar{\Omega}^i_{jk}, \quad (56)$$

где введено обозначение

$$\Omega_{jk}^i = g^{im}g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}$$

и ε_{ijkm} – полностью антисимметричный символ Леви-Чивита.

Первая неприводимая часть определяет вектор (4 независимых компоненты)

$$\Omega_j = \Omega^i_{ji}. \quad (57)$$

Вторая неприводимая часть определяет псевдовектор (4 независимых компоненты)

$$\hat{\Omega}_j = \frac{1}{2}\varepsilon^{jins}\Omega^{ins}, \quad (58)$$

Третья часть представляет собой бесследовую часть кручения (16 независимых компонент)

$$\bar{\Omega}^s_{js} = 0, \quad \bar{\Omega}_{ijs} + \bar{\Omega}_{jsi} + \bar{\Omega}_{sij} = 0, \quad (59)$$

В псевдоинерциальной системе отсчета мы можем наблюдать только псевдовекторную часть кручения. Остальные 20 компонент в псевдоинерциальной системе отсчета обращаются в нуль. Из равенства (12) также следует, что кручение $\Omega_{jk}^{\cdot i}$ в псевдоинерциальной системе отсчета удовлетворяет уравнениями следующего вида

$$\nabla_i \Omega_{jm}^{\cdot i} = 0, \quad (60)$$

6.1 Тензор энергии-импульса материи в псевдоинерциальной системе отсчета

Введение ускоренной псевдоинерциальной системы отсчета позволяет нам избавиться от такой нереальной, по мнению А.Эйнштейна, вещи как инерциальная система отсчета. Поскольку в псевдоинерциальной системе отсчета силы инерции, действующие на ее начало, отсутствуют, то она вполне может заменить инерциальную систему отсчета. Это позволяет увидеть связь между полем инерции (55) волновой функцией квантовой механики.

При условии (55) тензор энергии-импульса материи (8) симметричен по индексам j, m и оказывается равным

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} (\Omega_{sm}^{\cdot i} \Omega_{ji}^{\cdot s} - \frac{1}{2} g_{jm} \Omega_s^{\cdot ji} \Omega_{ji}^{\cdot s}). \quad (61)$$

В самом деле, из уравнений (B.1) имеем

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} (R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R). \quad (62)$$

Используя уравнения (B) и равенства (55), (62), находим

$$R_{jm} = \Omega_{sm}^{\cdot i} \Omega_{ji}^{\cdot s}, \quad (63)$$

$$R = g^{jm} \Omega_{sm}^{\cdot i} \Omega_{ji}^{\cdot s} = \Omega_s^{\cdot ji} \Omega_{ji}^{\cdot s}. \quad (64)$$

Подставляя соотношения (63) и (64) в равенство (62), получим тензор энергии-импульса (61).

Через поле (55) можно определить псевдовектор h_m следующим образом

$$\Omega^{ijk} = \varepsilon^{ijkm} h_m, \quad \Omega_{ijk} = \varepsilon_{ijkm} h^m. \quad (65)$$

С помощью псевдовектора h_m тензор (61) представляется как

$$T_{jm} = \frac{1}{2\nu} (h_j h_m - \frac{1}{2} g_{jm} h^i h_i). \quad (66)$$

Если псевдовектор h_m светоподобен, то его можно записать в виде

$$h_m = \Phi l_m, \quad l_m l^m = 0, \quad \Phi = \Phi(x^i). \quad (67)$$

где $\Phi(x^i)$ – псевдоскалярная функция. В этом случае тензор материи (66) принимает вид

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \Phi^2(x^i) l_j l_m, \quad (68)$$

откуда плотность материи

$$\rho = \frac{1}{\nu c^2} \Phi^2(x^i). \quad (69)$$

Таким образом, в псевдоинерциальной системе отсчета инерционная масса (47) и инерционный заряд (48) определяются через псевдоскалярное поле инерции $\Phi(x^i)$ как

$$M_I = \frac{c^2}{4\pi G} \int (-g)^{1/2} \Phi^2(x^i) dV. \quad (70)$$

$$Ze_I = \frac{mc^2}{4\pi e} \int (-g)^{1/2} \Phi^2(x^i) dV. \quad (71)$$

Плотность распределения стационарной инерционной массы M_I и стационарного инерционного заряда Ze_I запишутся как

$$\rho = \frac{c^2}{8\pi G} \Phi^2(x^i) = M_I \delta(\mathbf{r}). \quad (72)$$

$$\rho_e = \frac{mc^2}{8\pi e} \Phi^2(x^i) = Ze_I \delta(\mathbf{r}). \quad (73)$$

В области пространства-времени, где торсионные поля являются слабыми, для их описания мы можем использовать Фурье анализ и представить эти плотности в виде

$$\rho = M_I \psi^* \psi = M_I \delta(\mathbf{r}), \quad (74)$$

$$\rho_e = Ze_I \Psi^* \Psi = Ze_I \delta(\mathbf{r}), \quad (75)$$

где

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{c^2}{8M_I \pi G} \right)^{1/2} \Phi = \psi_0 e^{i(\omega t - \mathbf{kr})}, \quad (76)$$

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{mc^2}{8\pi Ze^2} \right)^{1/2} \Phi = \Psi_0 e^{i(\omega t - \mathbf{kr})} \quad (77)$$

– нормированные на единицу

$$\int \psi^* \psi dV = 1, \quad (78)$$

$$\int \Psi^* \Psi dV = 1, \quad (79)$$

псевдоскалярные поля инерции .

7 Поле инерции как волна Де Бройля

Ранее мы показали, что торсионное поле в уравнениях (B.1) образует тензор энергии-импульса материи, т.е. проявляет себя как поле материи. В псевдоинерциальной системе отсчета вид тензора энергии-импульса материи упрощается, при этом плотность материи можно выразить через нормированные на единицу поля инерции (74) и (75). Эти

соотношения отображают волновые и корпускулярные свойства "точечного" вакуумного возбуждения с постоянной массой и зарядом. Они подобны соотношениям

$$\rho = m\psi^*\psi = m\delta(\mathbf{r}), \quad (80)$$

$$\rho_e = e\Psi^*\Psi = Ze\delta(\mathbf{r}), \quad (81)$$

которые имеет место в квантовой теории и благодаря которым Э.Шредингер называл волновую функцию квантовой теории *полем материи*. Аналогия между соотношениями (80) и (81) квантовой теории и равенствами (74) и (75) будет полной, если мы используем в формулах (76) и (77) квантовые равенства Планка-Эйнштейна

$$E = \hbar\omega, \quad (82)$$

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}. \quad (83)$$

Тогда поля инерции (76) и (77) совпадают с волнами Де Бройля

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0 e^{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar}, \quad (84)$$

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_0 e^{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar} \quad (85)$$

и одновременно являются полями материи Шредингера. Уравнения поля (B.1) для точечного источника можно записать как

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

где тензор энергии-импульса материи с ненулевой массой покоя, имеет вид

$$T_{jm} = \rho c^2 u_j u_m \quad u^i u_i = 1. \quad (86)$$

Движение торсионной материи в вакуумных уравнениях (B.1) мы будем исследовать с помощью тождеств Бианки, использование которых в псевдоинерциальных системах отсчета приводит к следующему закону сохранения торсионной материи

$$\nabla_j (R^{jm} - \frac{1}{2}g^{jm}R) = \nu \nabla_j T^{jm} = 0. \quad (87)$$

Закон сохранения (87) для тензора (86) при постоянном ν расписывается как

$$\nabla_j T^{jm} = \frac{1}{\nu} [\nabla_j \rho(x^i) u^j] u^m + \frac{1}{\nu} \rho(x^i) u^j \nabla_j u^m = 0. \quad (88)$$

В общем случае движение ковектора $u^j = dx^j/ds$ описывается уравнениями геодезических пространства абсолютного параллелизма

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jm} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^m}{ds} + T^i_{jm} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^m}{ds} = 0. \quad (89)$$

Поскольку в псевдоинерциальной системе отсчета выполняется соотношение

$$T^i_{jm} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^m}{ds} = 0,$$

то мы имеем

$$u^j \nabla_j u^m = \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jm} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^m}{ds} = 0. \quad (90)$$

В теории вакуума эти уравнения представляют собой уравнения движения пробного заряда или массы, записанные относительно псевдоинерциальных систем отсчета.

При u^m , отличном от нуля, и в силу равенства (90), из уравнений (88) следует уравнение неразрывности для плотности материи (69)

$$\nabla_j (\rho u^j) = 0, \quad (91)$$

или

$$\nabla_j (\rho u^j) = (\rho u^j)_{,j} + \Gamma^n_{nj} (\rho u^j) = 0. \quad (92)$$

В квазидекартовых координатах и при условии слабости полей, уравнение (92) переходит в уравнение неразрывности вида

$$(\rho u^m)_{,m} = 0. \quad (93)$$

Поскольку величины Γ^i_{jk} связаны с внешним полем, создаваемым полем инерции T^i_{jk} , то нелинейное уравнение движения (92) описывает самодействие поля инерции через создаваемое им внешнее поле.

8 Квантовая природа полей инерции

Рассмотрим теперь полевой торсионный сгусток как квантовый ансамбль, для которого справедливы формулы (80), (81), (84), (85) и (93). Для слабых полей эти формулы позволяют записать нормированные на единицу поля инерции в виде плоских волн де Бройля. Строго говоря, применять понятие плоской волны к полям в искривленном пространстве можно только в приближении слабого поля, когда кривизна пространства незначительна. Именно в этом приближении мы будем вести дальнейшие выкладки. Кроме того, для простоты мы рассмотрим движение свободной массивной частицы, описываемой уравнением (93). Это уравнение после подстановки в него, например, соотношения (80) представляет собой нелинейное уравнение относительно полей инерции ψ и ψ^* .

Поскольку мы получили дуалистическое описание "точечной" торсионной частицы, то более детальное описание движения материи требует использование не только уравнений геодезических (90), но и уравнения непрерывности (93). Для этого, вместо плотности материи (74), мы введем для частицы с инерционной массой M_I плотность вероятности

$$W = \frac{1}{M_I} \rho = \psi^* \psi \quad (94)$$

и определим ее через плотность вероятности Лиувилля

$$W(x^i) = \int W(x^i, p^i) dp^i, \quad (95)$$

заданную в фазовом пространстве "точечной" торсионной частицы - *инерциона*. Фазовое пространство – это просто частный случай расслоенного пространства с геометрией A_4 , в котором вместо тетрады достаточно использовать монаду

$$e^0_i = u_i = \frac{dx_i}{ds},$$

присоединенную к каждой точке x^i координатного пространства. Такое пространство образует квантовый ансамбль бесконечно малых элементов, из которых состоит область, занимаемая "точечной" частицей. Таким образом, "точечный" инерцион представляет собой протяженный объект, плотность материи которого удовлетворяет уравнению непрерывности (93). Понятно, что такой объект обладает бесконечным набором "точечных" координат и "точечных" импульсов, образующих конфигурационное фазовое пространство. Если мы теперь хотим определить физические параметры инерциона – координату, импульс и т.д., *характеризующие его динамику как единого целого*, то мы должны использовать плотность вероятности (94), дающую нам распределение этих параметров. Координата инерциона в этом случае связывается с координатой его центра масс

$$x_c = \bar{x}^i = \int W(x^k) x^i dV = \int \psi^* \psi x^i dV, \quad (96)$$

а импульс инерциона – с импульсом центра масс

$$p_c = \bar{p}^i = \int W(x^k) p^i dV = \int \psi^* \psi p^i dV. \quad (97)$$

Через плотность вероятности (94) уравнение движения (93) представляется в виде уравнения Лиувилля

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad (98)$$

где плотность тока вероятности $\mathbf{j} = W \mathbf{u}$ мы определим с помощью равенства

$$p_n = -\frac{\hbar}{2i} \left[\ln \left(\frac{\psi}{\psi^*} \right) \right]_{,n}, \quad (99)$$

которое следует из определения волны Де Бройля (84), а также используя выражение

$$u^n = \frac{1}{M_I} p^n.$$

Используя эти соотношения, находим

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{M_I} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi). \quad (100)$$

Соотношения (94)–(100) приводят к вероятностной трактовке динамики инерциона, которая возможна, но не обязательна. Природа вероятностного описания связана с тем, что мы пытаемся описать протяженный объект, представляющий собой ансамбль точечных частиц, с помощью одной выделенной его точки – центра масс. С подобной ситуацией мы уже сталкивались в классической механике Лиувилля при описании динамики статистического ансамбля частиц *как единого целого*, используя для этого уравнение Лиувилля. Уравнение (98) представляет собой фактически уравнение Лиувилля с той

лишь разницей, что оно описывает «квантовую» частицу, имеющую изначально чисто полевую природу. Поэтому в нашем случае возникает не только конфигурационное пространство бесконечно малых элементов инерциона, но и гильбертово пространство бесконечного набора плоских волн, образующих волновой пакет полей инерции, из которых состоит инерцион.

Подставляя (94) и (100) в уравнение (98), запишем его в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(\psi^* \psi) = \frac{i\hbar}{2M_I} \operatorname{div}(\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*),$$

или

$$i\hbar(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t}) + \frac{i\hbar^2}{2M_I}(\psi^* \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \psi^*) = 0. \quad (101)$$

Разделив теперь (101) на $\psi^* \psi$, получим

$$i\hbar \left(\frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{\psi^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \right) + \frac{\hbar^2}{2M_I} \left(\frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi - \frac{1}{\psi^*} \nabla^2 \psi^* \right) = 0,$$

откуда

$$\begin{aligned} & i\hbar \left(\frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2M_I} \frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi \right) = \\ & = i\hbar \left(\frac{1}{\psi^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial t} + \frac{1}{\psi^*} \frac{i\hbar}{2M_I} \nabla^2 \psi^* \right) = \phi(t) = \phi^*(t). \end{aligned} \quad (102)$$

Это уравнение распадается на два линейных относительно ψ и ψ^* уравнения следующего вида:

$$i\hbar \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2M_I} \nabla^2 \psi \right) = \phi(t) \psi, \quad (103)$$

$$i\hbar \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2M_I} \nabla^2 \psi^* \right) = \phi(t) \psi^*. \quad (104)$$

С помощью подстановок

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}(x, t) &= \psi(x, t) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_0^t \phi(t') dt' \right\}, \\ \tilde{\Psi}^*(x, t) &= \psi^*(x, t) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_0^t \phi^*(t') dt' \right\} \end{aligned}$$

соотношения (103) и (104) сводятся к уравнениям Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M_I} \nabla^2 \tilde{\Psi} = 0, \quad (105)$$

$$i\hbar \frac{\partial \tilde{\Psi}^*}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M_I} \nabla^2 \tilde{\Psi}^* = 0 \quad (106)$$

для свободной частицы. При этом волновая функция $\tilde{\Psi}$ в этих уравнениях представляет собой нормированное на единицу поле инерции.

9 Скалярное электрическое поле

Рассмотрим решение (16) уравнений физического вакуума с переменной функцией источника Ψ^0 . В этом случае метрика (35) вакуумной электродинамики обобщается до метрики

$$ds^2 = \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2Ze(t)}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2Ze(t)}{rc^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (107)$$

Эта метрика описывает взаимодействие меняющегося со временем центрального заряда $Ze(t)$ с пробным зарядом e массы m . Заметим, что подобной ситуации в электродинамике Максвелла–Лоренца–Дирака не существует, поскольку она рассматривает только стабильные заряды. Здесь же мы имеем дело с *монопольным* излучением заряда, физические свойства которого отличаются от свойств обычного дипольного излучения. Рассматривая нерелятивистское приближение и считая электромагнитные поля слабыми, т.е. полагая, что

$$\begin{aligned} \frac{2Ze^2}{rmc^2} &\ll 1, \quad g_{ik} \simeq \eta_{ik}, \\ ds &\simeq ds_0 = cdt(1 - v^2/c^2)^{1/2}, \quad R^i{}_{jkm} \simeq R^i{}_{jkm}{}^0 = 0, \\ v^2/c^2 &\ll 1, \quad ds \simeq ds_0 \simeq cdt, \end{aligned} \quad (108)$$

находим с помощью уравнений (30), (31) и (33) следующие трехмерные уравнения движения заряда e с массой m в поле заряда $Ze(t)$ с массой $M \gg m$ в псевдоинерциальной системе отсчета

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -eE^\alpha{}_{00} - eE^\alpha{}_{\alpha 0} \frac{1}{c} \frac{dx^\alpha}{dt}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3. \quad (109)$$

В этих уравнениях поле

$$E^\alpha{}_{00} = \frac{c^2}{2} g^{\alpha\alpha} a_{00,\alpha} = -\frac{Ze(t)}{r^3} x^\alpha \quad (110)$$

представляет собой обобщенное кулоновское поле переменного заряда $Ze(t)$, а поле

$$E^\alpha{}_{\alpha 0} = -\frac{c^2}{2} g^{\alpha\alpha} a_{\alpha\alpha,0} = \frac{Z}{rc} \frac{\partial e}{\partial t} \quad (111)$$

– скалярное электрическое (по размерности) поле, создаваемое монопольным излучением.

Как мы видно из уравнения (110), это поле вызывает силу, которая действует только на движущиеся заряды, а ее направление действия совпадает с вектором скорости dx^α/dt . Далее монопольное излучение спадает с расстоянием медленнее, чем кулоновское поле и, вероятно, обладает высокой проникающей способностью. Величина монопольного излучения зависит от величины заряда Z и от скорости изменения заряда $\partial e(t)/\partial t$, а знак поля – от увеличения или уменьшения заряда.

10 Локальное нарушение закона сохранения заряда и продольные электромагнитные поля

Изменение заряда с течением времени приводит к локальному нарушению закона сохранения заряда. В электродинамике это ведет к расширению наших представлений поскольку в этом случае для уравнения непрерывности и лоренцовой калибровки мы имеем

$$\partial_k \rho_e u^k \neq 0, \quad (112)$$

$$\partial_k A^k \neq 0, \quad (113)$$

где $\rho_e u^k$ – четырехмерный вектор тока, A_k – четырехмерный векторный потенциал электромагнитного поля. В результате для калибровочной функции Λ имеем

$$\partial_k \partial^k \Lambda \neq 0, \quad (114)$$

т.е. происходит нарушение калибровочной инвариантности. Соотношение (113) показывает, что поле (111) является продольным полем. Это поле невозможно получить в рамках электродинамики Максвелла-Лоренца, поскольку, как это видно из формулы (111), оно порождено тензорным потенциалом электромагнитного поля общерелятивистской электродинамики. Обнаружить продольное электромагнитное поле можно в следующем простом эксперименте (см. рис.1) [4]

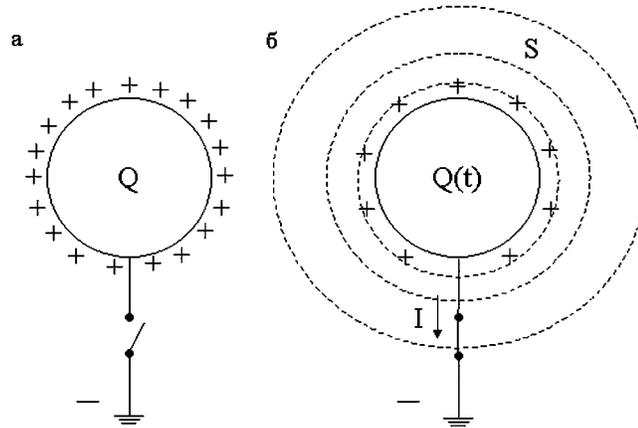


Рис. 1: Заряженная металлическая сфера (а); она же заземлена через ключ, порождая вокруг сферы скалярное поле $S = \partial Q(t)/rc\partial t$ (б)

Такого рода эксперименты проводил Никола Тесла, причем большинство экспериментов не нашло своего объяснения в рамках традиционной электродинамики Максвелла-Лоренца.

Уже из рис.1 видно, что скалярное электрическое поле порождает в проводнике (дополнительно к *поперечному* току \mathbf{j}_t) *продольный* ток \mathbf{j}_l , который не подчиняется законам Кирхгофа для замкнутой цепи. Поскольку скалярное электрическое поле можно представить как

$$S = E^{\alpha}_{\alpha 0} = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \neq 0, \quad (115)$$

где

$$\varphi = \frac{Ze(t)}{r}$$

– потенциал переменного заряда. В свою очередь, этот ток должен порождать *скалярное магнитное поле* вида

$$Z = \operatorname{div} \mathbf{A} \neq 0. \quad (116)$$

Первые эксперименты указывающие на существование сил, порождаемых скалярными электромагнитными полями, были проделаны еще А.М.Ампером [3], который обнаружил аномальные силы при движении постоянного электромагнитного тока в П-образном проводнике. Позже эти эксперименты были повторены независимо Р.Сигаловым и др. [14], Р. Паппасом [15] и Г.Н.Николаевым [4].

10.1 Эффект Аронова-Бома и скалярные электромагнитные поля

В книге Г.Н.Николаева [4] приведены 49 различных опытов, в которых проявляется действие скалярных электромагнитных полей. Эти эксперименты позволяют сделать вывод, что скалярные электромагнитные поля в большинстве случаев сопровождают векторные (электро)магнитные поля. Но бывают ситуации, когда в некоторой области пространства векторное магнитное поле равно нулю

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A} = 0,$$

а скалярное магнитное поле (116) отлично от нуля. Одной из многих подобных ситуаций является эффект Аронова-Бома. В эксперименте Аронова-Бома электроны проходят вдоль оси соленоида в области, где векторное магнитное поле соленоида равно нулю. Тем не менее, в эксперименте наблюдается взаимодействие электронов с полем векторного потенциала \mathbf{A} , отличным от нуля в области движения электронов.

Обычно эффект Аронова-Бома рассматривают как квантовый и объясняют как интерференцию волновых функций электронов

$$\psi(x_\alpha) = \psi_0 \exp(i\varphi),$$

фазы φ которых сдвинуты на величину

$$\varphi = \frac{e}{\hbar} \int \mathbf{A} dr.$$

В теории физического вакуума мы не разделяем физику на классическую и квантовую, поэтому эффект Аронова-Бома мы трактуем, как классический эффект. Более того, если в области движения электронов, где потенциал \mathbf{A} отличен от нуля, возможно существование скалярного магнитного поля (116). В этом случае взаимодействие электронов с полем Z должно носить "чисто классический" характер. На рис.2 представлена схема эксперимента Г.Н.Николаева [4] по проверке этой гипотезы. Как показали результаты

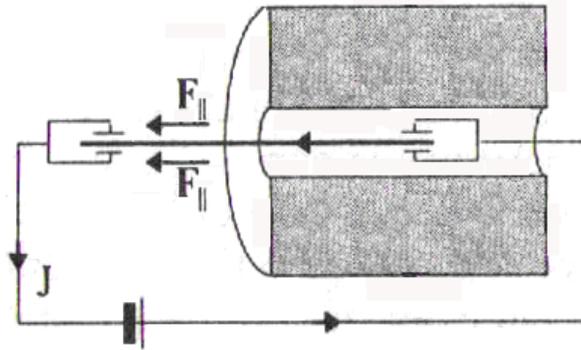


Рис. 2: Подвижный проводник с током движется вдоль оси соленоида под действием продольной силы $\mathbf{F}_z = e(\text{div}\mathbf{A})\mathbf{v}/c$

эксперимента, на проводник с током действует продольная сила в области, где традиционное поле $\mathbf{H} = \text{rot}\mathbf{A} = 0$. Другой оригинальный эксперименты подобного рода был проведен А. Солуниным и П.Костиным [16].

Заключение

Сто лет тому назад в физике начались революционные преобразования, которые привели, в конечном счете, к разделению физики на классическую и квантовую. Это разделение положило начало косвенному описанию реальности в области микромира. Сегодня мы наблюдаем обратную картину - происходит объединение квантовой и классической теории на базе дальнейшего развития принципа относительности, при этом в квантовой теории мы возвращаемся к прямому (а не косвенному, как было до сих пор) описанию явлений. Всем нам известно к каким значительным последствиям в жизни общества привели результаты научной революции, начавшейся в 1905 г. В начале 21 столетия мы наблюдаем в физике приближение "интеллектуального цунами", последствия которого и для науки, и для общества на порядок (а, может быть, и более) значительнее того, что началось сто лет назад.

Нам предстоит переосмыслить квантовую теорию электромагнитных взаимодействий, поскольку, как отмечал П.Дирак, "основные уравнения современной квантовой электродинамике неверны". Смягчая эту жесткую формулировку Дирака, необходимо отметить, что уравнения квантовой электродинамики верны, но не всегда. Эти уравнения (и их классическая первооснова) не распространяются на электромагнитные процессы, в которых нарушается закон сохранения заряда Q , т.е. когда

$$\frac{dQ}{dt} \neq 0. \quad (117)$$

Как в классической, так и в квантовой теории мы используем точечную модель заряда, плотность которого определяется как

$$\rho_e = Q\delta(\mathbf{r}) = Q\psi^*\psi, \quad (118)$$

где $\delta(\mathbf{r})$ – дельта функция Дирака. Для заряда, зависящего от времени, мы имеем

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \int \rho_e dV = \int \left(\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) \right) dV \neq 0, \quad (119)$$

или

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) \neq 0. \quad (120)$$

Это неравенство, очевидно, выводит нас за рамки существующей электродинамики, но зато объясняет наблюдаемые скалярные (продольные) электромагнитные поля. В самом деле, условие (117) нарушает условие калибровки Лоренца

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div} \mathbf{A} \neq 0, \quad (121)$$

что ведет к значительному изменению уравнений как классической, так и квантовой электродинамики. Действительно, при условии (121) мы уже не имеем право использовать традиционную калибровку Кулона $\text{div} \mathbf{A} = 0$. Для случая переменного заряда мы введем калибровку Тесла

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div} \mathbf{A} = N(\mathbf{x}, t), \quad (122)$$

– где N скалярное электромагнитное поле Тесла. С учетом скалярного поля (122) уравнения Максвелла-Тесла запишутся как

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \text{div} N = 4\pi \rho, \quad (123)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \text{grad} N = -\frac{4\pi}{c} \rho. \quad (124)$$

В области, где заряды отсутствуют, мы получаем волновые уравнения Тесла

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \text{div} N = 0, \quad (125)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \text{grad} N = 0, \quad (126)$$

которые показывают, что продольные волны, создаваемые переменными зарядами, всегда сопровождают поперечные электромагнитные поля. Если в электродинамике Максвелла-Лоренца уравнения движения вводятся независимо от уравнений поля, то в вакуумной электродинамике они, как мы показали выше, являются следствием уравнений поля. Обобщенная сила Лоренца, которая следует из уравнений вакуумной электродинамики с переменным зарядом источника поля запишется как

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = e \mathbf{E} - \frac{e}{c} S \mathbf{v} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}], \quad (127)$$

где S – скалярное электрическое поле (115). Используя равенство

$$S + Z = N,$$

где N – скалярное магнитное поле (116), можно представить обобщенную силу Лоренца в виде

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = e \mathbf{E} - \frac{e}{c} (N - Z) \mathbf{v} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}], \quad (128)$$

Конечно, уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца-Тесла имеют приближенный характер, поскольку следуют из уравнений вакуумной электродинамики. Как было показано в данной работе, скалярные электромагнитные поля появляются в электродинамике, если считать, что их источником являются торсионные поля, интерпретируемые как поля инерции.

Я надеюсь, что уже в ближайшее время, используя уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца-Тесла, мы сможем объяснить многочисленные электродинамические эксперименты Тесла и его последователей на строгой научной основе.

Список литературы

- [1] *Tesla N.* // "World System of Wirelrs Transmission of Energy", Telegraph and Telephon Age, Oct. 16, 1927, p. 457.
- [2] *Косинов Н.В., Гарбарчук В.И.* Однопроводная и беспроводная передача энергии, Новая энергетика, № 4, 2003, с. 2.
- [3] *Ампер А.М.* Электродинамика. - М.: АН СССР, 1954.
- [4] *Николаев Г.В.* Непротиворечивая электродинамика, теория эксперименты, парадоксы, Томск, ТФ ВОИНТЕР, 1997, с.145.
- [5] *Aharonov Y., Bohm D.* Phys. Rev. 115, pp. 485-491, 1959.
- [6] *Акимов А.Е.* Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнодействий: EGS – концепция. М., 1991. 63 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №7А.
- [7] *Солис М.А.* Эффект Хатчисона, Новая энергетика, № 5-6, 2003, 37.
- [8] *Carmeli, M.* Intern. Journ. Theor. Phys. 1986, Vol. 25. No1. P. 89.
- [9] *Шипов Г.И.* // Материалы VII Всесоюзн. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации». Ереван, 1988. С. 233–235.
- [10] *Шипов Г.И.* Программа всеобщей относительности и теория вакуума. М., 1988. Деп. в ВИНТИ, N 6947–В88.
- [11] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума, теория, эксперименты, технологии М.: Наука, 1997, с.450.
- [12] *Newton E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, №3. P.566 – 587.
- [13] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1972. №10. С. 98–104.

- [14] *Сигалов Р.Т., Шаповалова Т.И., Каримов Х.Х., Самсонов Н.И.* Новые исследования движущих сил магнитного поля. Ташкент, ФАН, 1975.
- [15] *Pappas P.T.* The original Ampere Force and Boit-Savart and Lorenz Force // *Nuovo Cimento*, V. 76B, N 2, 1983, pp. 189-196.
- [16] *Солунин А.М., Костин А.В.* Об эффекте потенциала для тороидального соленоида, деп. в ВИНТИ, рег. № 7900-84.