

# О РЕШЕНИИ ВТОРОЙ ПРОБЛЕМЫ ЭЙНШТЕЙНА

Г.И.Шипов

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

## Введение

Альберт Эйнштейн считал, что дальнейшее развитие физики невозможно без решения двух проблем теории относительности:

- 1) геометризации уравнений электромагнитного поля и
- 2) геометризации тензора энергии-импульса в уравнениях общерелятивистской теории гравитации (геометризация полей материи или квантовых полей).

Впервые новая идея геометризации уравнений электродинамики была опубликована в работе автора [1]. Подробное изложение решения первой проблемы, а также ее теоретические и экспериментальные следствия, представлены в [2]. В этой работе было показано, что уравнения Максвелла-Лоренца допускают (приближенно) релятивистскую инвариантность только в слабых электромагнитных полях  $E, H \ll 10^{16}$  ед. СГСЕ и при не ультрарелятивистских скоростях. В случае сильных полей (больших ускорений зарядов) и ультрарелятивистских скоростей уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца заменяются геометризованными уравнениями вида

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = \frac{e}{mc^2} E^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (1)$$

$$R_{ik} = \kappa^{(e)} \left( T_{ik}^{(e)} - \frac{1}{2} g_{ik} T^{(e)} \right), \quad (2)$$

$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3,$

где множитель  $\kappa^{(e)}$  задан как

$$\kappa^{(e)} = \begin{pmatrix} \kappa_{(00)}^{(e)} = 8\pi e/mc^4 \\ \kappa_{(\alpha 0)}^{(e)} = 2\pi e/mc^4 \\ \kappa_{(\alpha\beta)}^{(e)} \end{pmatrix},$$

а напряженность сильного электромагнитного поля

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

и риманова кривизна пространства

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

определяются через тензорный потенциал  $a_{ik}$  сильного электромагнитного поля, образующий метрику

$$g_{ik} = \eta_{ik} + \frac{e}{m} a_{ik}, \quad \eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1) \quad (3)$$

параметрического риманова пространства событий.

В слабых электромагнитных полях и при слаборелятивистских скоростях эти уравнения переходят в уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = \frac{e}{m} F^{\alpha k} \frac{dx_k}{cdt}, \quad \alpha, \beta, \dots = 1, 2, 3,$$

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A^i = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad i = 0, 1, 2, 3,$$

где

$$F_{ik} = A_{k,i} - A_{i,k}$$

и 4-х вектор тока  $j^i$  имеет следующие компоненты

$$j^i = (\rho^{(e)} c, \rho^{(e)} c u_\alpha),$$

а потенциал  $A^i$  определяется через компоненты тензорного потенциала  $a_{ik}$  согласно соотношениям

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

Основным теоретическим следствием уравнений поля геометризированной электродинамики оказались решения их вакуумных уравнений  $R_{ik} = 0$ , которые приводят к потенциалам, обобщающим потенциал Кулона  $\varphi = e/r$ . В результате удалось описать ядерное рассеяние заряженных и нейтральных частиц, используя новые короткодействующие добавки к потенциалу Кулона [3]-[6].

Уравнения (1) и (2) подобны уравнениям теории гравитации Эйнштейна. Как отмечал сам А.Эйнштейн, недостатком уравнений гравитационного поля

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

является их феноменологическая правая часть, куда входит тензор энергии-импульса материи  $T_{ik}$ . Этот тензор пишется руками и не имеет геометрической природы. Поэтому А.Эйнштейн указывал, что на строгость претендуют только вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ . Он предполагал, что правая часть его уравнений должна иметь геометрическую природу, связанную с физическим полем. Вот что писал А.Эйнштейн по этому поводу [7]

*"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 неизвестной природы".*

Это суждение в полной мере относится к уравнениям геометризированной электродинамики (2). Что касается "единого поля пока еще неизвестной природы", то А.Эйнштейн

предполагал, что это поле каким-то образом должно быть связано с квантовой теорией, что видно из следующего его высказывания[8]:

*"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".*

В настоящей работе будет предложено решение второй проблемы Эйнштейна, доказывающее гениальное предвидение Эйнштейна относительно связи квантовой теории с геометризацией правой части уравнений электродинамики (2) и уравнений гравитации (4). Будет показано, что "единым полем неизвестной природы" является поле инерции, связывающее все другие физические поля и взаимодействия.

## **1 Пространство событий реальных систем отсчета**

Прежде всего, определим основные понятия теории относительности, которые, как ни странно, во многих оригинальных статьях и, даже, в учебниках изложены путано и неоднозначно.

### **1.1 Системы координат и системы отсчета**

Для физики понятие системы отсчета является определяющим. Ряд авторов называют систему отсчета системой координат [9], что вносит некоторую путаницу, поскольку можно выбирать ту или иную систему координат, находясь в одной и той же системе отсчета. Это становится особенно важным, когда мы совершаем переход из одной системы отсчета в другую. Р.Пенроуз предложил называть преобразования координат *пассивными*, если мы преобразуем координаты, оставаясь в одной и той же системе отсчета. Пассивные преобразования координат не меняют сути физических уравнений, а меняют только их формальную математическую запись. Такая запись удобна для решения практических задач, в которых учитывается симметрия описываемого процесса. Например, при описании электромагнитных волн в прямоугольном волноводе удобно использовать волновое уравнение, записанное декартовых координатах. Если же волновод представляет собой цилиндр, то волновое уравнение записывают в цилиндрических координатах.

Переход из одной системы отсчета в другую так же сопровождается преобразованием координат, которые Р.Пенроуз предложил назвать *активными*. Нас будут интересовать только активные преобразования координат. Что касается систем отсчета, то мы будем различать *реальные* и *абстрактные* системы. Все реальные системы отсчета связаны с телом отсчета, в качестве которого могут выступать любые реальные физические объекты. Напротив, абстрактные системы отсчета не связаны с телом отсчета.

### 1.1.1 Реальная система отсчета

Из определения реальной системы отсчета следует важный вывод – *все реальные системы являются ускоренными*. Действительно, тела отсчета обладают физическими полями и поэтому взаимодействуют между собой. Это взаимодействие и определяет их ускорение. Конечно, если мы разнесем тела отсчета на достаточно большое расстояние друг от друга, то их взаимные ускорения становятся пренебрежимо малыми и мы с большой точностью можем рассматривать реальные системы отсчета как (квази)инерциальные.

Из механики нам известно, что в ускоренных системах отсчета действуют силы инерции и порождающие их поля инерции, поэтому заранее можно сказать, что:

1) реальная система отсчета обязательно связана с проблемой полей и сил инерции (например, сильный принцип эквивалентности в теории гравитации Эйнштейна);

2) в реальных системах отсчета поля и силы инерции имеют реальный физический смысл.

Прежде чем говорить об активном преобразовании координат при переходе из одной реальной системы отсчета в другую, нам необходимо знать количество координат, задающих положение реальных систем относительно друг друга. В пространстве четырех трансляционных координат  $x_0, x_1, x_2, x_3$  положение произвольно ускоренной реальной системы отсчета задано десятью координатами, из которых четыре голономных координаты  $x_0, x_1, x_2, x_3$  описывают положение её начала  $O$  и шесть неголономных угловых координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  её пространственную ориентацию.

Таким образом, под реальной системой отсчета мы будем подразумевать 4-х мерную ориентируемую материальную точку, которая при движении меняет не только свое положение, но и пространственную ориентацию, двигаясь при этом ускоренно.

## 1.2 Пространство событий

В теории относительности под пространством обычно понимается точечное многообразие, на котором заданы абстрактные системы отсчета. В нашем случае мы будем оперировать с пространством событий, определяемым как многообразие (не обязательно точечное), на котором заданы реальные системы отсчета. Из определения реальной системы отсчета следует, что пространство событий представляет собой 10-ти мерное расслоенное многообразие ориентируемых точек с базой, образованной 4-мя трансляционными координатами  $x_0, x_1, x_2, x_3$  и слоем, образованным 6-ю неголономными угловыми координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  [6]. Элементарным событием в таком пространстве событий оказывается движение четырехмерной ориентируемой материальной точки, т.е. ускоренной системы отсчета.

### 1.2.1 Ориентируемая точка и геометрия $A_4(6)$

Математическим образом четырехмерной материальной ориентируемой точки является тетрада, представляющая собой четыре ортогональных вектора -

$$e^a_i \quad i = 0, 1, 2, 3 \quad a = 0, 1, 2, 3$$

с условиями нормировки

$$e^a_i e^j_a = \delta_i^j, \quad e^a_i e^i_b = \delta_b^a, \quad (5)$$

где  $\delta_i^j$  – символ Кронекера. Здесь индексы  $i, j, k...$  относятся к координатам базы, а индексы  $a, b, c...$  нумеруют вектора тетрады.

Тетрада  $e^a_i$  задана в каждой точке базы  $x^i$ , при этом четыре координаты  $x^i$  описывают положение начала  $O$  четырехмерной реальной системы отсчета, а шесть независимых (в силу условий (5)) компонент тетрады  $e^a_i$  – ее пространственную ориентацию, играя роль угловых переменных.

Исторически сложилось так, что в математике сначала были найдены уравнения движения триады

$$e^A_\alpha, \quad \alpha, \gamma... = 1, 2, 3 \quad A, B... = 1, 2, 3,$$

которую можно рассматривать как трехмерную ориентируемую точку. Это известные уравнения Френе [10]

$$\frac{de^A_\alpha}{dl} = T^A_{B\gamma} e^B_\alpha \frac{dx^\alpha}{dl}, \quad dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (6)$$

записанные через коэффициенты вращения Риччи [11], совпадающие в декартовых координатах  $x, y, z$  со связностью геометрии абсолютного параллелизма  $\Delta^\alpha_{\beta\gamma}$  [6]

$$T^\alpha_{\beta\gamma} = e^A_\alpha \frac{\partial e^A_\beta}{\partial x^\gamma} = \Delta^\alpha_{\beta\gamma}.$$

Эти величины определяют бесконечно малый поворот векторов триады

$$d\chi^A_B = T^A_{B\gamma} dx^\gamma$$

при смещении начала  $O'$  триады на величину  $dx^\gamma$ .

Переходя к реальной четырехмерной системе отсчета, мы будем рассматривать десятимерное многообразие относительных координат произвольно ускоренных четырехмерных систем отсчета, наделенное структурой геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ . Обозначим кратко основные свойства этой геометрии [6].

Тетрада  $e^a_i$  определяет метрический тензор пространства абсолютного параллелизма

$$g_{ik} = \eta_{ab} e^a_i e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 \ -1 \ -1 \ -1) \quad (7)$$

и риманову метрику

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k. \quad (8)$$

Кроме того, производная тетрады по координатам  $x_i$  определяет связность абсолютного параллелизма

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^k_a e^a_{i,j}, \quad , k = \frac{\partial}{\partial x^k} \quad (9)$$

где

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

– символы Кристоффеля и  $T^i_{jk}$  – коэффициенты вращения Риччи, определяемые через кручение геометрии  $A_4(6)$

$$\Delta^i_{[jk]} = -\Omega^i_{jk}, = -e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}) \quad (10)$$

по следующему правилу [6]

$$T_{jk}^i = -\Omega_{jk}^{\cdot i} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot s}) = T_{jk}^i dx^k = e^i_a \nabla_k e^a_j = -e^a_j \nabla_k e^i_a, \quad (11)$$

где  $\nabla_k$  – ковариантная производная относительно символов Кристоффеля  $\Gamma_{jk}^i$ .

Коэффициенты вращения Риччи  $T_{jk}^i$  определяют вращательную метрику геометрии  $A_4(6)$

$$d\tau^2 = T_{jk}^i T_{in}^j dx^k dx^n = g^{kn} T_{jk}^i T_{in}^j ds^2, \quad (12)$$

которая описывает вращательные свойства произвольно ускоренных четырехмерных реальных систем отсчета. Действительно, бесконечно малое изменение шести вращательных координат

$$d\chi^i_j = T_{jk}^i dx^k \quad (13)$$

определяет вектор 4-х мерной скорости вращения тетрады

$$\frac{d\chi^i_j}{ds} = T_{jk}^i \frac{dx^k}{ds} = \Omega^i_j \quad \Omega_{ij} = -\Omega_{ji}. \quad (14)$$

Из определения (11) следует

$$T_{jk}^i dx^k = e^i_a De^a_j = -e^a_j De^i_a.$$

Разделив это соотношение на  $ds$ , находим уравнения движения реальной четырехмерной системы отсчета

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T_{jk}^i e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (15)$$

Выбирая в этих уравнениях ковектор  $e^i_0$  касательным к мировой линии, по которой движется начало  $O$  системы отсчета, находим уравнения движения начала  $O$  в виде

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (16)$$

## 1.2.2 Уравнения поля тетрад

Соотношение (10) может быть переписано в виде первых структурных уравнений геометрии  $A_4(6)$  [6]:

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} - T_{[jk]}^i e^a_i = 0. \quad (17)$$

Вторые структурные уравнения геометрии  $A_4(6)$  совпадают с определением тензора кривизны пространства  $A_4(6)$   $S^i_{jkm}$

$$S^i_{jkm} = 2\Delta^i_{[m,k]} + 2\Delta^i_{s[k} \Delta^s_{j]m]} = 0, \quad (18)$$

который, с учетом соотношения (9), может быть представлен в виде суммы

$$S^i_{jkm} = R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{j]m]} + 2T^i_{c[k} T^c_{j]m]} = 0, \quad (19)$$

где  $R^i_{jkm}$  – тензор Римана. Поскольку величины  $T^i_{jk}$  определяются через кручение  $\Omega_{jk}^{\cdot i}$  геометрии  $A_4(6)$ , то в уравнениях (19) источником кривизны Римана оказывается

кручение геометрии  $A_4(6)$ . Уравнения (17) и (19) описывают тетрадные поля геометрии  $A_4(6)$ , т.е. вращательные движения произвольно ускоренных реальных систем отсчета. Эти же уравнения определяют групповую структуру пространство событий реальных систем отсчета.

### 1.2.3 Сравнение подхода Римана и Картана к дифференциальной геометрии

Основное различие между подходом Римана и Картана состоит в том, что Б.Риман базирует свою геометрию на точечном многообразии, а Э.Картан на многообразии ориентуемых точек [12]. Действительно, в геометрии Римана все геометрические объекты, такие как метрический тензор  $g_{ik}$ , связность  $\Gamma^i_{jk}$  и тензор кривизны  $R_{ijkl}$  являются функциями трансляционных координат  $x^i$ , а при описании геометрии в ортогональном репере основные геометрические объекты зависят и от угловых переменных [12].

Еще более значительным различием между подходами Римана и Картана мы видим в определении геометрии как группового многообразия. Дело в том, что Ф.Клейн выдвинул Эрлангенскую программу [13], согласно которой "хорошая" геометрия должна задаваться соответствующей группой. Этому требованию не удовлетворяет традиционная геометрия Риманова. Наоборот, групповой подход Картана позволяет определить основные объекты геометрии, в частности, геометрии  $A_4(6)$ . Для этого достаточно локализовать группу Пуанкаре, которая включает в себя четырехмерные трансляции начала  $O$  реальной системы отсчета, образующие группу трансляций  $T_4$ , и четырехмерные вращения, образующие группу вращений  $O(3,1)$ .

Бесконечно малые трансляции  $dx^i$  и вращения  $de^i_b$  мы определим как

$$dx^i = e^a e^i_a, \quad (20)$$

$$de^i_b = \Delta^a_b e^i_a, \quad (21)$$

где

$$e^a = e^a_i dx^i, \quad (22)$$

$$\Delta^a_b = e^a_i de^i_b = \Delta^a_{bk} dx^k \quad (23)$$

– дифференциальные 1-формы тетрады  $e^a_i$  и связности абсолютного параллелизма  $\Delta^a_{bk}$ . Дифференцируя соотношения (20), (21) внешним образом, имеем соответственно

$$d(dx^i) = (de^a - e^c \wedge \Delta^a_c) e^i_a = -S^a e^i_a, \quad (24)$$

$$d(de^i_a) = (d\Delta^b_a - \Delta^c_a \wedge \Delta^b_c) e^i_b = -S^b_a e^i_b. \quad (25)$$

Здесь через  $S^a$  обозначена 2-форма кручения Картана [14], а через  $S^b_a$  – 2-форма тензора кривизны. Знак  $\wedge$  означает внешнее произведение, например

$$e^a \wedge e^b = e^a e^b - e^b e^a. \quad (26)$$

По определению пространство обладает геометрией абсолютного параллелизма, если 2-форма кручения Картана  $S^a$  и 2-форма кривизны Римана–Кристоффеля  $S^b_a$  этого пространства обращается в нуль

$$S^a = 0, \quad (27)$$

$$S^b_a = 0. \quad (28)$$

Одновременно эти равенства являются условиями интегрируемости дифференциалов (20), (21).

Уравнения

$$de^a - e^c \wedge \Delta^a_c = -S^a, \quad (29)$$

$$d\Delta^b_a - \Delta^c_a \wedge \Delta^b_c = -S^b_a, \quad (30)$$

следующие из соотношений (24), (25), представляют собой структурные уравнения Картана соответствующей геометрии. Для геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  справедливы условия (27), (28), поэтому структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$  имеют следующий вид

$$de^a - e^c \wedge \Delta^a_c = 0, \quad (31)$$

$$d\Delta^b_a - \Delta^c_a \wedge \Delta^b_c = 0, \quad (32)$$

причем уравнения (31) являются структурными уравнениями группы трансляций  $T_4$ , а уравнения (32) группы вращений  $O(3.1)$ .

Учитывая соотношение (9), представим 1-форму  $\Delta^a_b$  в виде суммы

$$\Delta^a_b = \Gamma^a_b + T^a_b. \quad (33)$$

Подставляя это соотношение в (31) и замечая, что

$$e^c \wedge \Delta^a_c = e^c \wedge T^a_c,$$

получаем первое структурное уравнение Картана пространства  $A_4(6)$ .

$$de^a - e^c \wedge T^a_c = 0. \quad (A)$$

После подстановки равенства (33) в (32), получаем второе структурное уравнение Картана пространства  $A_4(6)$ .

$$R^a_b + dT^a_b - T^c_b \wedge T^a_c = 0, \quad (B)$$

где  $R^a_b$  – 2-форма тензора Римана

$$R^a_b = d\Gamma^a_b - \Gamma^c_b \wedge \Gamma^a_c. \quad (34)$$

По определению, всегда имеют место соотношения

$$dd(dx^i) = 0, \quad (35)$$

$$dd(de^i_a) = 0. \quad (36)$$

В геометрии абсолютного параллелизма эти равенства запишутся как

$$d(de^a - e^c \wedge T^a_c) = R^a_{cfd} e^c \wedge e^f \wedge e^d = 0, \quad (37)$$

$$d(R^a_b + dT^a_b - T^c_b \wedge T^a_c) = dR^a_b + R^f_b \wedge T^a_f - T^f_b \wedge R^a_f = 0. \quad (38)$$

Здесь

$$R^a_{cfd} = -2T^a_{c[d,f]} - 2T^a_{b[f} T^b_{|c|d]}.$$



Равенства (37), (38) представляют собой соответственно первое и второе тождества Бианки пространства  $A_4(6)$ .

Уравнения (A) и (B) могут быть переписаны в матричном виде

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

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

Легко видеть, что уравнения (A) и (B), записанные в мировых индексах  $i, j, k, \dots$ , совпадают с уравнениями (17) и (19).

## 2 Геометризация тензора энергии-импульса материи

Идея использовать уравнения (B) геометрии абсолютного параллелизма для геометризации тензора энергии-импульса материи в уравнениях Эйнштейна была впервые выдвинута автором в работах [15],[16]. Для этого необходимо рассматривать систему уравнений (A) и (B) как обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ , совпадающих также с вакуумными уравнениями геометризованной электродинамики [2], [6].

Свертывая уравнения (B), записанные в мировых индексах

$$R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j|m]} = 0 \quad (39)$$

по индексам  $i$  и  $k$ , получим

$$R_{jm} = -2\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} - 2T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}. \quad (40)$$

Свертывая далее уравнения (40) с метрическим тензором  $g^{jm}$ , имеем

$$R = -2g^{jm}(\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}). \quad (41)$$

Образуя с помощью (40) и (41) тензор Эйнштейна

$$G_{jm} = R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R,$$

получим уравнения

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{jm}, \quad (42)$$

подобные уравнениям Эйнштейна, но с геометризованной правой частью, определяемой как

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu}\{(\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) - \frac{1}{2}g_{jm}g^{pn}(\nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]})\}. \quad (43)$$

Это соотношение показывает, что источником кривизны в полностью геометризованных уравнениях Эйнштейна (42) является кручение  $\Omega_{jk}^i$  пространства  $A_4(6)$ .

Тензор  $T^i_{jk}$ , образованный с помощью кручения  $\Omega^i_{jk}$  согласно соотношению (11), в математической литературе называют тензором конторсии [14]. Этот тензор (относительно трансляционных преобразований координат  $x^i$  [14]) мы будем в дальнейшем называть *торсионным полем*. Таким образом, источником кривизны в уравнениях поля (42) оказывается торсионное поле (11), определяющее вращательную метрику (12) пространства  $A_4(6)$ , а также 4-х мерную угловую скорость (14) вращения реальной системы отсчет. Обращение вращения реальной системы отсчета в нуль приводит к обращению в нуль кривизны пространства, превращая его в пространство Минковского. Это пространство соответствует "Абсолютной Пустоте"[6] и в нем невозможно определить реальную систему отсчета. Поэтому уравнения (42), так же, как и уравнения (А) и (В), дают нам аналитическое воплощение идеи Декарта, утверждавшего, что *всякое реальное движение есть вращение*.

В отличие от уравнений Эйнштейна (4), в полностью геометризованных уравнениях поля (42) тензор энергии-импульса (43) и риманова кривизна пространства  $R_{ijklm}$  взаимно зависимы, однозначно определяя друг друга в соответствии с уравнениями поля (В).

## 2.1 Связь торсионного поля с полем инерции

С учетом соотношения (14) уравнения движения (15) начала  $O$  реальной системы отсчета запишутся как

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (44)$$

Умножив уравнения (44) на массу  $m$ , мы получим трансляционные уравнения движения начала  $O$  ориентируемой материальной точки

$$m \frac{d^2x^i}{ds^2} + m \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds}. \quad (45)$$

Дадим физическую интерпретацию компонентам матрицы  $\Omega_{ij}$ . Для этого перейдем в уравнениях (45) к нерелятивистскому пределу и в предположении, что трансляционная метрика совпадает с метрикой плоского пространства. При этих предположениях уравнения (45) принимают вид [6]

$$m \frac{du_\alpha}{ds_o} = -m \Omega_{\alpha o} \frac{dx^o}{ds_o} - 2m \Omega_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_o}. \quad (46)$$

Поскольку эти уравнения описывают движение начала вращающейся четырехмерной системы отсчета, то силы, стоящие в правой части уравнений, должны быть силами инерции, порожденные вращением.

Из классической механики известно, что нерелятивистские уравнения движения начала  $O$  трехмерной ускоренной системы отсчета под действием одних только сил инерции имеют вид

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = m(-\mathbf{W} + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}]), \quad (47)$$

где  $\mathbf{W}$  – вектор поступательного ускорения, а  $\boldsymbol{\omega}$  – вектор трехмерной угловой скорости вращения ускоренной системы отсчета.

Записывая эти уравнения в виде

$$\frac{d}{dt}(mv_\alpha) = m \left( -W_{\alpha 0} + 2\omega_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{dt} \right), \quad (48)$$

где

$$\mathbf{W} = (W_{10}, W_{20}, W_{30}),$$

$$\omega_{\alpha\beta} = -\omega_{\beta\alpha} = - \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (49)$$

$$\omega = (\omega_1, \omega_2, \omega_3),$$

и, сравнивая их с уравнениями (46), получим

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (50)$$

Судя по этой матрице, четырехмерное вращение тетрады  $e^i_a$ , вызываемое кручением пространства  $A_4(6)$ , порождает в нерелятивистской механике поля инерции, связанные с поступательными и вращательными ускорениями.

Таким образом, используя принцип соответствия, мы определили торсионное поле  $T^i_{jk}$  как поле инерции, вызванное вращением реальных систем отсчета.

## 2.2 Определение массы как меры поля инерции

Из формулы (43) видно, что любая материя в уравнениях поля (42) порождена торсионными полями  $T^i_{jk}$ , т.е. вращением. Поэтому, дополняя Декарта, мы можем сказать что не только любое движение есть вращение, но и любая материя есть особая форма вращательного движения.

Определяя плотность материи как

$$\rho = T/c^2, \quad (51)$$

где

$$T = g^{jm} T_{jm}, \quad (52)$$

находим из соотношений (43), (51) и (52)

$$\rho = \frac{2g_{jm}}{\nu c^2} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}). \quad (53)$$

Через плотность (53) определяем инерционную массу объекта как

$$M = \int \rho(-g)^{1/2} dV, \quad (54)$$

где

$$g = \det g_{jm}, \quad dV = dx^1 dx^2 dx^3,$$

а плотность  $\rho$  определяется согласно (53). Окончательное выражение для инерционной массы объекта в уравнениях (42) имеет вид

$$M = \frac{2}{\nu c^2} \int (-g)^{1/2} \left\{ g^{jm} \left( \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i} T_{j|m]}^s \right) \right\} dV. \quad (55)$$

Это соотношение показывает, что инерционная масса является мерой поля инерции, образующего плотность его материи. Поскольку поле инерции  $T_{jk}^i$  порождено вращением материи, то инерционные свойства массы покоя зависят от состояния вращения материи, образующих данную систему. Если, например, мы остановим вращение элементарных частиц внутри некоторого объекта, то объект просто исчезнет.

## 2.3 Тензор энергии-импульса в ускоренной локально инерциальной системе отсчета второго рода

В геометризированной теории гравитационного поля А.Эйнштейн ввел новый класс ускоренных систем отсчета - это ускоренные локально инерциальные системы отсчета (первого рода), связанные со свободно падающими лифтами. По определению, эти системы относятся к классу реальных систем отсчета, в которых (локально) гравитационные силы скомпенсированы силами инерции.

### 2.3.1 Ускоренные локально инерциальные системы отсчета второго рода

В дополнение к свободно падающим лифтам Эйнштейна, в новой теории рассматривается ещё один класс ускоренных систем отсчета, получивших название ускоренных локально инерциальных систем отсчета второго рода [17]. В подобных системах действуют только силы инерции, которые локально компенсируют друг друга. Если в уравнениях (16) действуют только силы инерции, то мы имеем

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0.$$

Аналитически условие взаимной компенсации сил инерции запишется в этих уравнениях движения как обращение в нуль соотношения

$$T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (56)$$

Напомним, что в этом уравнении поле инерции  $T_{jk}^i$  определяется через кручение  $\Omega_{jk}^i = -\Omega_{kj}^i$  пространства абсолютного параллелизма

$$\Omega_{jk}^i = e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{k,j} - e^a_{j,k}) \quad (57)$$

следующим образом:

$$T_{jk}^i = -\Omega_{jk}^i + g^{im} (g_{js} \Omega_{mk}^s + g_{ks} \Omega_{mj}^s). \quad (58)$$

Подставляя это соотношение в уравнения (56), получим уравнения:

$$-\Omega_{jk}^{\dots i} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + g^{im} (g_{gs} \Omega_{mk}^{\dots s} + g_{ks} \Omega_{mj}^{\dots s}) \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (59)$$

Поскольку соотношение

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

симметрично по индексам  $j$  и  $k$ , а кручение  $\Omega_{jk}^{\dots i}$  антисимметрично по этим индексам, то первое слагаемое в уравнениях (59) обращается в нуль. В результате из уравнений (59) следует

$$g^{im} (g_{js} \Omega_{mk}^{\dots s} + g_{ks} \Omega_{mj}^{\dots s}) = 0, \quad (60)$$

или

$$(g_{js} \Omega_{mk}^{\dots s} + g_{ks} \Omega_{mj}^{\dots s}) = 0, \quad (61)$$

откуда

$$\Omega_{mkj} = -\Omega_{mjk}. \quad (62)$$

Так как величина  $\Omega_{mkj}$  антисимметрична по индексам  $m$  и  $k$ , то из соотношения (62) следует, что в инерциальных системах отсчета кручение пространства абсолютного параллелизма антисимметрично по всем трем индексам.

Подставляя равенство (61) в соотношение (58), получим

$$T_{ijk} = -T_{jik} = -T_{ikg} = -\Omega_{ijk}. \quad (63)$$

Из этих равенств следует, что в локально инерциальных системах отсчета второго рода поле инерции  $T_{ijk}$  отлично от нуля. Оно оказывается антисимметричным по всем трем индексам и совпадает (с точностью до знака) с кручением  $\Omega_{ijk}$ . Отличны от нуля и силы инерции, действующие на центр масс тела отсчета, однако их сумма равна нулю, поэтому центр масс свободного от внешних сил тела отсчета движется прямолинейно и равномерно, в соответствии с уравнениями

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = 0.$$

На рис. 1 приведены примеры ускоренных систем отсчета такого типа. Действительно, на центр масс свободно вращающегося симметричного трехмерного гироскопа (например, однородного диска) по всем направлениям действуют скомпенсированные центробежные силы инерции. В этом случае центр масс гироскопа покоится или движется прямолинейно и равномерно. Если связать с центром масс гироскопа систему отсчета, то она будет вести себя как инерциальная система отсчета механики Ньютона, являясь при этом ускоренной. Ведь на нее действуют силы инерции! Другим примером ускоренной локально инерциальной системы отсчета второго рода является центр масс свободного 4D гироскопа [17]. Действительно, уравнение движения центра масс свободного 4D гироскопа имеет вид

$$(M + 2m) \frac{d^2 x_c}{dt^2} = (M + 2m) \left( c \frac{d(th\theta_x(t))}{dt} \right) - 2mr\omega \sin \phi - 2mr\omega^2 \cos \phi = 0, \quad (64)$$

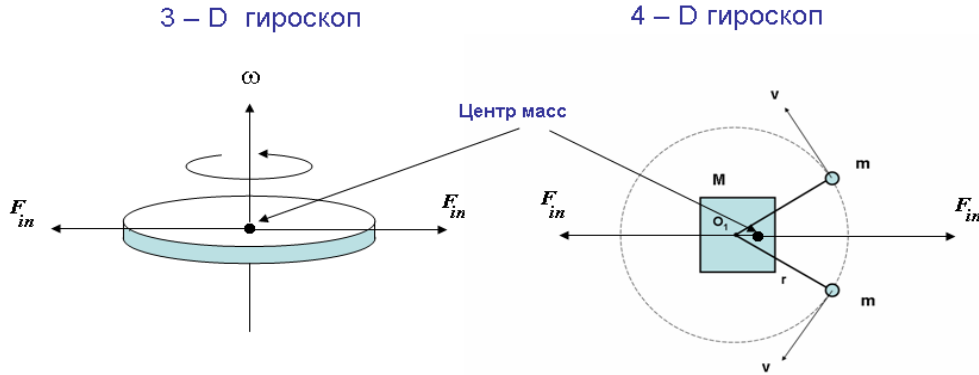


Рис. 1: Примеры локально инерциальной системы отсчета второго рода

где поступательная сила инерции  $(M + 2m)cd(th\theta_x(t))/dt$  скомпенсирована проекциями центробежной силы  $2mr\omega^2 \cos \phi$  и силы инерции, связанной с угловым ускорением  $2mr\dot{\omega} \sin \phi$ . Уравнение (64) позволяет нам связать с центром масс 4D гироскопа систему отсчета, которая ведет себя как инерциальная система механики Ньютона, будучи на самом деле ускоренной из-за действия на нее сил инерции. Таким образом, мы приходим к удивительному выводу:

*все используемые в физике инерциальные системы отсчета, связанные с реальным телом отсчета, в действительности являются ускоренными локально инерциальными системами отсчета второго рода.*

Мы, наконец, избавились от такого нереального понятия, как инерциальная система отсчета классической механики Ньютона и её релятивистского обобщения - четырехмерной системы отсчета Лоренца.

В целях удобства, в дальнейшем мы будем называть ускоренную локально инерциальную систему отсчета второго рода *псевдоинерциальной* системой отсчета.

### 2.3.2 Упрощенные виды тензора энергии-импульса

Введем следующее обозначение

$$P_{jm} = (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}),$$

тогда из равенства (43) следует

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} (P_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} P_{pn}). \quad (65)$$

Поскольку торсионное поле  $T^i_{jm}$  антисимметричную по индексам  $j$  и  $m$  часть, то тензор  $P_{jm}$ , а также тензор (65) разлагается на симметричную и антисимметричную по индексам  $j$  и  $m$  части, т.е.

$$T_{jm} = T_{(jm)} + T_{[jm]}. \quad (66)$$

Левая часть уравнений (42) всегда симметрична по индексам  $j$  и  $m$ , поэтому их можно записать как

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{(jm)}, \quad (67)$$

$$T_{[jm]} = \frac{1}{\nu}(-\nabla_i \Omega_{jm}^{..i} - \nabla_m A_j - A_s \Omega_{jm}^{..s}) = 0, \quad (68)$$

где

$$A_j = T_{ji}^i. \quad (69)$$

Соотношение (68) можно понимать как уравнения, которым удовлетворяют поля кручения  $\Omega_{jm}^{..i}$ , образующие тензор энергии-импульса (65).

В псевдоинерциальной системе отсчета поле  $T_{jk}^i$  антисимметрично по всем трем индексам и удовлетворяет равенству (63). Для таких полей уравнения (68) принимают простой вид, а именно

$$\nabla_i \Omega_{jm}^{..i} = 0, \quad (70)$$

при этом тензор энергии-импульса (65) симметричен по индексам  $j, m$  и оказывается равным

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu}(\Omega_{sm}^{..i} \Omega_{ji}^{..s} - \frac{1}{2}g_{jm} \Omega_s^{..ji} \Omega_{ji}^{..s}). \quad (71)$$

В самом деле, из уравнений (67) имеем

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu}(R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R). \quad (72)$$

Используя равенства (40), (63) и (71), находим

$$R_{jm} = \Omega_{sm}^{..i} \Omega_{ji}^{..s}, \quad (73)$$

$$R = g^{jm} \Omega_{sm}^{..i} \Omega_{ji}^{..s} = \Omega_s^{..ji} \Omega_{ji}^{..s}. \quad (74)$$

Подставляя соотношения (73) и (74) в равенство (72), получим тензор энергии-импульса (71).

Через поле (63) можно определить псевдовектор  $h_m$  следующим образом

$$\Omega^{ijk} = \varepsilon^{ijkm} h_m, \quad \Omega_{ijk} = \varepsilon_{ijkm} h^m, \quad (75)$$

где  $\varepsilon_{ijkm}$  – полностью антисимметричный символ Леви–Чивита.

Через псевдовектор  $h_m$  тензор (71) запишется как

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu}(h_j h_m - \frac{1}{2}g_{jm} h^i h_i). \quad (76)$$

Подставляя соотношения (75) в уравнения (70), получим

$$h_{m,j} - h_{j,m} = 0. \quad (77)$$

Эти уравнения имеют два решения: тривиальное, когда  $h_m = 0$ , и

$$h_m = \psi_{,m}, \quad (78)$$

где  $\psi$  – псевдоскаляр.

Записывая тензор энергии-импульса (76) через этот псевдоскаляр, получим

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu}(\psi_{,j}\psi_{,m} - \frac{1}{2}g_{jm}\psi^{,i}\psi_{,i}). \quad (79)$$

В квантовой теории поля тензор (79) представляет собой тензор энергии-импульса безмассового псевдоскалярного поля, при этом  $\psi$  выступает в роли волновой функции в квантовых уравнениях движения.

Если псевдовектор  $h_m$  светоподобен, то его можно записать так

$$h_m = \Phi l_m, \quad l_m l^m = 0, \quad \Phi = \Phi(x^i). \quad (80)$$

В этом случае тензор энергии-импульса принимает вид

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu}\Phi^2(x^i)l_j l_m, \quad (81)$$

откуда плотность материи

$$\rho = \frac{1}{\nu c^2}\Phi^2(x^i). \quad (82)$$

Если же псевдовектор  $h_m$  времениподобен, то его удобно представить в виде

$$h_m = \Psi_{,m} = \varphi(x^i)u_m, \quad (83)$$

где

$$u_m u^m = 1 \quad (84)$$

и  $\varphi(x^i)$  – скалярная функция.

Подстановка выражения (83) в тензор (76) приводит к тензору энергии-импульса вида

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu}\varphi^2(u_j u_m - \frac{1}{2}g_{jm}). \quad (85)$$

Тензор (81) напоминает тензор энергии-импульса изотропного излучения, а тензор (85) по своей структуре более всего похож на тензор энергии-импульса идеальной жидкости. Учитывая, что  $g_{jm}g^{jm} = 4$ , можно переписать тензор (85) как

$$\begin{aligned} T_{jm} &= \frac{1}{\nu}\varphi^2(x^i)(\frac{1}{4}g_{jm}g^{jm}u_j u_m - \frac{1}{2}g_{jm}) = \\ &= \frac{1}{\nu}\varphi^2(x^i)(\frac{1}{4}g_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}) = -\frac{1}{4\nu}\varphi^2(x^i)g_{jm}, \end{aligned} \quad (86)$$

или

$$T_{jm} = \Lambda(x^i)g_{jm}, \quad (87)$$

где

$$\Lambda(x^i) = -\frac{1}{4\nu}\varphi^2(x^i) = \frac{\rho c^2}{4},$$

и плотность досветовой торсионной материи имеет вид

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2}\varphi^2(x^i). \quad (88)$$



Таким образом, в псевдоинерциальной системе отсчета тензор энергии-импульса до-световой торсионной материи (87) сопоставляется с переменным  $\Lambda(x^i)$ - членом в уравнениях Эйнштейна с  $\Lambda$ - членом.

### 3 Уравнение Шредингера, описывающее динамику полей инерции

Прежде всего покажем, что геометризованный тензор энергии-импульса материи (43) в уравнениях (42) описывает "точечную" сферически симметричную частицу с кулон-ньютоновским потенциалом взаимодействия и приводит к дуализму волна-частица, т.е. соотношениям типа

$$\rho = m\delta(\mathbf{r}) = m\psi^*\psi. \quad (89)$$

Здесь

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0 e^{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar} \quad (90)$$

- волна-частица де Бройля (согласно Л. де Бройлю), поле материи (согласно Э.Шредингеру) или волна вероятности (согласно М.Борну). В нашем случае функция  $\psi$  интерпретируется как поле инерции, связанное со всеми физическими полями и взаимодействиями, что совпадает с идеей Эйнштейна о существовании единого поля.

#### 3.1 Модель частицы как точечного солитона

Мы будем искать решение уравнений (42), у которых тензор энергии-импульса (43) имеет вид (81). Для этого необходимо решить структурные уравнения Картана (А) и (В) геометрии  $A_4(6)$  при соответствующих ограничениях. В математической литературе разработаны два подхода: метод Керра-Шильда [19], использующий структурные уравнения (31) и (32), записанные во внешних дифференциальных формах и метод, разработанный Э.Ньюменом и Р.Пенроузом (НП – формализм) [18]. В работе [6] было показано, что основные уравнения формализма Ньюмена-Пенроуза совпадают со структурными уравнениями Картана геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ , т.е. с уравнениями (А) и (В).

Опуская детали, запишем чисто полевое решение уравнений (А) и (В), описывающее сферически-симметричное решение с кулон-ньютоновским потенциалом взаимодействия. Решение записано в обозначениях принятых в работе [18].

*Решение с переменным кулон-ньютоновским потенциалом*

(91)

1. Координаты:  $x^0 = u, x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi$ .
2. Компоненты символов Ньюмена-Пенроуза:

$$\begin{aligned} \sigma_{00}^i &= (0, 1, 0, 0), & \sigma_{11}^i &= (1, U, 0, 0), & \sigma_{01}^i &= \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i^{00} &= (1, 0, 0, 0), & \sigma_i^{11} &= (-U, 1, 0, 0), & \sigma_i^{01} &= -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i), \end{aligned}$$

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

3. Спинорные компоненты торсионного поля (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:

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

Трансляционная метрика (метрика Римана) решения (91) в квазисферических координатах имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - \\ - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (92)$$

Используя решение (91), рассчитываем явный вид тензора энергии-импульса в правой части уравнений (B.1)

$$T_{jm} = \rho c^2 l_j l_m, \quad (93)$$

где  $\rho$  – плотность материи, определяемая из решения (91) как

$$\rho = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{\nu c^2 r^2}, \quad \dot{\Psi}^0(u) < 0, \quad (94)$$

$l_m l^m = 0$  – светоподобный вектор, составляющий спинорный базис решения (91).

Рассмотрим теперь предельный переход  $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}$  плотности материи решения (91). Введем вспомогательный параметр  $\xi$  размерности длины

$$\xi = \frac{\pi|\dot{\Psi}^0| r^2}{2\Psi^0}. \quad (95)$$

Через параметр  $\xi$  модуль плотности (94) можно представить в виде

$$\rho = \rho^+ = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{\xi}{r^2} = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{\xi}{(r^2 + \xi^2)} \left(1 + \frac{\xi^2}{r^2}\right), \quad (96)$$

где знак «плюс» означает, что плотность  $\rho^+$  определяет правую материю с положительными плотностью и массой. Вычисляя предел соотношения (96) 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

$$\rho^+ = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}). \quad (97)$$

Из этого соотношения видно, что при переходе вакуумного возбуждения в стационарное состояние распределенная по пространству плотность материи *совпадает с плотностью материи точечной частицы* ( $\delta$ -функция Дирака описывает распределение точечного источника).

Полученный нами результат подтверждает предположение А. Эйнштейна о том, что в чисто полевой теории точечная частица должна появляться в виде некоторого предельного случая, а не вводиться в теорию искусственно, поскольку «комбинация идеи непрерывного поля с представлением о материальных точках, расположенных дискретно в пространстве, оказывается противоречивой. Последовательная теория поля требует непрерывности всех элементов не только во времени, но и в пространстве, причем во всех его точках. Следовательно, материальной точке нет места в полевой теории» [2].

То, что материальная точка появляется в чисто полевой теории в виде предельного стационарного случая – один из наиболее важных результатов теории физического вакуума [6].

Если мы будем рассматривать плотность (97) в псевдоинерциальной системе отсчета, то, учитывая соотношение (82), можем записать равенство

$$\rho = \frac{1}{\nu c^2} \Phi^2(x^i) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}), \quad (98)$$

где  $\Phi$  представляет собой торсионное поле. Если плотность (98) описывает частицу с массой покоя  $m$ , то метрика (92) должна совпадать с метрикой Шварцшильда, поэтому

$$\Psi^0 = \frac{mG}{c^2}.$$

С другой стороны, перед  $\delta(\mathbf{r})$  – функцией в соотношении (98) должна стоять масса  $m$  т.е.

$$m = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2}.$$

Решая эти уравнения относительно  $\nu$ , находим

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4}. \quad (99)$$

Теперь плотность "точечной" частицы (98) запишется как

$$\rho = \frac{c^2}{8\pi G} \Phi^2(x^i) = m\delta(\mathbf{r}). \quad (100)$$

В области пространства-времени, где торсионные поля являются слабыми, мы можем для их описания использовать Фурье анализ и представить плотность (100) в виде

$$\rho = m\psi^*\psi = m\delta(\mathbf{r}), \quad (101)$$

где

$$\psi = \left( \frac{c^2}{8m\pi G} \right)^{1/2} \Phi = \psi_0 e^{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar} \quad (102)$$

– нормированное на единицу

$$\int (-g)^{1/2} \psi^* \psi dV = 1$$

торсионное поле. Теперь мы можем интерпретировать величину

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \psi^* \psi = |\psi|^2$$

как плотность вероятности найти "точечную" частицу в точке  $\mathbf{r}$  пространства.

### 3.2 Проблема движения торсионной материи

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

$$\nabla^j (R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R) = \nu \nabla^j T_{jm} = 0. \quad (103)$$

Закон сохранения (103) для тензора (81) расписывается как

$$\nabla_j T^{jm} = \frac{1}{\nu} [\nabla_j \Phi^2(x^i) l^j] l^m + \frac{1}{\nu} \Phi^2(x^i) l^j \nabla_j l^m = 0. \quad (104)$$

В общем случае движение ковектора  $l^j$  описывается уравнениями геодезических пространства абсолютного параллелизма

$$\frac{d^2 x^i}{d\lambda^2} + \Gamma^i_{jm} \frac{dx^j}{d\lambda} \frac{dx^m}{d\lambda} + T^i_{jm} \frac{dx^j}{d\lambda} \frac{dx^m}{d\lambda} = 0. \quad (105)$$

Поскольку в псевдоинерциальной системе отсчета выполняется соотношение

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

то мы имеем

$$l^j \nabla_j l^m = \frac{d^2 x^i}{d\lambda^2} + \Gamma^i_{jm} \frac{dx^j}{d\lambda} \frac{dx^m}{d\lambda} = 0. \quad (106)$$

Эти уравнения представляют собой уравнения изотропного излучения в приближении геометрической оптики, записанные относительно псевдоинерциальных систем отсчета.

В силу равенства (106) из уравнений (104) следует уравнение неразрывности для плотности материи (88)

$$\nabla_j (\Phi^2(x^i) l^j) = 0, \quad (107)$$

или (при постоянном множителе  $\nu$ )

$$\nabla_j (\rho l^j) = (\rho l^j)_{,j} + \Gamma^n_{nj} (\rho l^j) = 0. \quad (108)$$

Закон сохранения (103) для тензора энергии-импульса (85) дает

$$\nabla_j (\varphi^2(x^i) u^j u^m) - \frac{1}{2} \nabla_j (\varphi^2(x^i) g^{jm}) = 0, \quad (109)$$

или

$$\begin{aligned} & u^m \nabla_j (\varphi^2(x^i) u^j) + \varphi^2(x^i) u^j \nabla_j u^m - \\ & - \frac{1}{2} g^{jm} \nabla_j (\varphi^2(x^i)) - \frac{1}{2} \varphi^2(x^i) \nabla_j g^{jm} = 0. \end{aligned} \quad (110)$$

Поскольку  $\nabla_j g^{jm} = 0$  и  $u^j \nabla_j u^m = 0$ , то, умножая равенство (110) на  $-1/\nu c^2$  и используя соотношение (88), получим уравнения для второго, первого и третьего членов равенства (110) соответственно:

$$m_0 \frac{du^i}{ds} + m_0 \Gamma^i_{jm} u^j u^m = 0, \quad (111)$$

$$\nabla_j (\rho u^j) = 0, \quad (112)$$

$$\nabla_i \rho = 0, \quad (113)$$

где  $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$ ,  $u^i = dx^i/ds$  – единичный вектор четырехмерной скорости, удовлетворяющий условию  $u^i u_i = 1$ .

Первое из этих уравнений описывает движение начала ориентируемой материальной точки с массой покоя  $m_0$ , второе представляет собой уравнение непрерывности и третье – уравнение "сжимаемости торсионной жидкости". В случае несжимаемой "торсионной жидкости" третье уравнение принимает вид

$$\frac{d\rho}{dt} = 0. \quad (114)$$

### 3.3 Уравнение Шредингера для "точечной" частицы, образованной торсионным полем

Рассмотрим теперь полевой торсионный сгусток как квантовый ансамбль, для которого справедливы формулы (111)–(113) и (101). Для слабых полей эти формулы позволяют записать нормированные на единицу поля инерции в виде плоских волн де Бройля (102)

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.

Поскольку в приближении слабого поля

$$g_{ik} \simeq \eta_{ik}, \quad (115)$$

то уравнения неразрывности для материи принимают вид

$$(\rho l^j)_{,j} = 0, \quad (116)$$

$$u^m (\rho u^j)_{,j} - \frac{1}{2} (\rho \eta^{jm})_{,j} = 0. \quad (117)$$

В стационарном состоянии, когда истечение массы источника отсутствует, уравнение непрерывности (117) запишется как

$$(\rho u^j)_{,j} = 0. \quad (118)$$

Это уравнение после подстановки в него соотношения (102) представляет собой нелинейное уравнение относительно квантовых полей  $\psi$  и  $\psi^*$ .

Поскольку мы получили дуалистическое описание "точечной" торсионной частицы, то более детальное описание движения материи требует использование уравнения непрерывности (118). Для этого, вместо плотности материи (101), мы введем плотность вероятности

$$W = \frac{1}{m_0} \rho = \psi^* \psi, \quad (119)$$

которая определяется через плотность вероятности Лиувилля

$$W(x^i) = \int W(x^i, p^i) dp^i, \quad (120)$$

заданную в фазовом пространстве "точечной" торсионной частицы - торсиона. Это пространство образует квантовый ансамбль бесконечно малых элементов, из которых состоит "точечная" частица. Таким образом, "точечный" торсион представляет собой протяженный объект, плотность материи которого удовлетворяет уравнению (118). Такой объект обладает бесконечным набором координат и 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 (119), дающую нам распределение этих параметров. Координата инерциона в этом случае связывается с координатой его центра масс

$$x_c = \bar{x}^i = \int W(x^k) x^i dV = \int \psi^* \psi x^i dV, \quad (121)$$

а импульс инерциона – с импульсом центра масс

$$p_c = \bar{p}^i = \int W(x^k) p^i dV = \int \psi^* \psi p^i dV. \quad (122)$$

Через плотность вероятности (119) уравнение движения (118) представляется в виде квантового уравнения Лиувилля

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = 0. \quad (123)$$

Плотность тока вероятности  $\mathbf{j} = W \mathbf{u}$  в этом уравнении мы определим с помощью равенства

$$p_n = -\frac{\hbar}{2i} \left[ \ln \left( \frac{\psi}{\psi^*} \right) \right]_{,n}, \quad (124)$$

которое следует из определения волны Де Бройля (102), а также используя выражение

$$u^n = \frac{1}{m_0} p^n.$$

Используя эти соотношения, находим

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{m_0} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi). \quad (125)$$

Соотношения (119)–(125) приводят к вероятностной трактовке динамики торсиона, которая возможна, но не обязательна. Кроме того, 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 при описании динамики статистического ансамбля *как единого целого* с помощью уравнения Лиувилля. Уравнение (123) 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 торсионa, но и гильбертово пространство бесконечного набора плоских волн, образующих волновой пакет полей инерции, из которых состоит торсион.

Подставляя (119) и (125) в уравнение (123), запишем его в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(\psi^* \psi) = \frac{i\hbar}{2m_0} \operatorname{div}(\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*),$$

или

$$i\hbar(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t}) + \frac{i\hbar^2}{2m_0} (\psi^* \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \psi^*) = 0. \quad (126)$$

Разделив теперь (126) на  $\psi^* \psi$ , получим

$$i\hbar \left( \frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{\psi^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \right) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left( \frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi - \frac{1}{\psi^*} \nabla^2 \psi^* \right) = 0,$$

откуда

$$\begin{aligned} & i\hbar \left( \frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2m_0} \frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi \right) = \\ & = i\hbar \left( \frac{1}{\psi^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial t} + \frac{1}{\psi^*} \frac{i\hbar}{2m_0} \nabla^2 \psi^* \right) = \phi(t) = \phi^*(t). \end{aligned} \quad (127)$$

Это уравнение распадается на два линейных относительно  $\psi$  и  $\psi^*$  уравнения следующего вида:

$$i\hbar \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2m_0} \nabla^2 \psi \right) = \phi(t) \psi, \quad (128)$$

$$i\hbar \left( \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2m_0} \nabla^2 \psi^* \right) = \phi(t) \psi^*. \quad (129)$$

С помощью подстановок

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

соотношения (128) и (129) сводятся к уравнениям Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \Psi = 0, \quad (130)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \Psi^* = 0 \quad (131)$$

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

Таким образом, мы приводим к выводу:

*квантовая механика – это теория движения материи, записанная на языке динамики соответствующих ей полей инерции.*

Одной из причин, побудившей основателей квантовой механики М.Планка, А.Эйнштейна, Л. де Бройля и Э.Шредингера не считать квантовую теорию окончательной, является отсутствие в ней образного мышления. Многие из выдающихся физиков (Н.Бор, М.Борн) считали такое положение дел неотъемлемым свойством микромира, противореча, тем самым, известному философскому принципу - что наверху, то и внизу. Отказ от образного мышления, точнее всего отражает следующее замечание М. Гелл-Манна:

"Квантовая механика, это полная загадок и парадоксов дисциплина, которую мы не понимаем до конца, но умеем применять".

Отказ от образного мышления в квантовой теории П.Ланжевен назвал "интеллектуальным развратом", полагая, что "ничто в переживаемых нами трудностях не оправдывает и не требует изменения наших установок, что было бы равносильно отречению". Какие последствия отказа от образного мышления в квантовой физике мы видим сегодня? Это, прежде всего:

1) насаждение в умах молодого поколения физиков точки зрения, что только квантовая теория может быть исходным пунктом для дальнейшего развития физики;

2) появление общепризнанных конструктивных теорий, таких, как теория сильного, слабого взаимодействий, теории струн и т.д., которые, являясь тупиковыми в силу своей конструктивной природы, возводятся в ранг фундаментальных теорий;

3) изобилие насыщенных математикой теоретических работ, далеких от решения насущных проблем современной физики и создающих "белый шум" в информационном поле науки.

В такой сложной ситуации у нас остается, пожалуй, единственный рациональный подход, который может привести к успеху - это поиск уравнений квантовой теории на пути, указанном, А.Эйнштейном, что и было показано нами выше.

## 4 Единая $O(3,1)$ калибровочная теория гравитационных, электромагнитных и ядерных полей

Объединяя результаты настоящей работы и работы [2], можно утверждать, что уравнения (А) и (В) позволяют объединить гравитационные, электромагнитные и ядерные взаимодействия. Более того, уравнения (А), (В) можно представить в виде расширенной полностью геометризированной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса с калибровочной группой  $O(3,1)$ .

В самом деле, разложим тензор Римана  $R_{ijklm}$  на неприводимые части

$$R_{ijklm} = C_{ijklm} + g_{i[k}R_{m]j} + g_{j[k}R_{m]i} + \frac{1}{3}Rg_{i[m}g_{k]j}, \quad (132)$$

где  $C_{ijklm}$  – тензор Вейля, второй и третий члены – бесследовая часть тензора Риччи  $R_{jm}$  и  $R$  – его след. Используя уравнения (42), записанные в виде

$$R_{jm} = \nu \left( T_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}T \right), \quad (133)$$



перепишем соотношение (132) в виде

$$R_{ijkm} = C_{ijkm} + 2\nu g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} \nu T g_{i[m} g_{k]j}, \quad (134)$$

где  $T$  – след тензора (65).

Введем теперь тензорный ток

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j} \quad (135)$$

и представим тензор (134) в виде суммы

$$R_{ijkm} = C_{ijkm} + \nu J_{ijkm}. \quad (136)$$

Подставляя это соотношение в уравнения (39), получим

$$C_{ijkm} + 2\nabla_{[k} T_{ij]m]} + 2T_{is[k} T_{j]m]}^s = -\nu J_{ijkm}. \quad (137)$$

Уравнения (137) представляют собой уравнения Янга–Миллса с геометризованным источником, определяемым согласно соотношению (135). В уравнениях (137) в качестве поля Янга–Миллса выступает тензор Вейля  $C_{ijkm}$ , а потенциалами этого поля являются коэффициенты вращения Риччи  $T^i_{jk}$ .

Подставим теперь соотношение (136) во вторые тождества Бианки

$$\nabla_{[n} R_{ij]km} + R_{j[km} T_{is]n]}^s - T_{j[n}^s R_{is]km} = 0. \quad (138)$$

В результате имеем уравнения движения

$$\nabla_{[n} C_{ij]km} + C_{j[km}^s T_{is]n]} - T_{j[n}^s C_{is]km} = -\nu J_{nijkm} \quad (139)$$

для поля Янга–Миллса  $C_{ijkm}$ . При этом источник  $J_{nijkm}$  в этих уравнениях определяется через ток (135) следующим образом:

$$J_{nijkm} = \nabla_{[n} J_{ij]km} + J_{j[km}^s T_{is]n]} - T_{j[n}^s R_{is]km}. \quad (140)$$

Используя уравнения (42) и (137), можно представить структурные уравнения Картана (A) и (B) в виде расширенной геометризованной системы уравнений Эйнштейна–Янга–Миллса [6]

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

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

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

в которых источники  $T_{jm}$  и  $J_{ijkm}$  определяются согласно соотношениям (65) и (135).

Для случая эйнштейновского вакуума уравнения (A), (B.1) и (B.2) значительно упрощаются и принимают вид

$$\nabla_{[k} e_{j]}^a + T_{[kj]}^i e^a_i = 0, \quad (I)$$

$$R_{jm} = 0, \quad (II)$$

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

Уравнения движения (139) поля Янга–Миллса  $C_{ijkm}$  в этом случае запишутся как

$$\nabla_{[n}C_{|ij|km]} + C^s_{j[km}T_{|is|n]} - T^s_{j[n}C_{|is|km]} = 0. \quad (141)$$

Уравнения (A) и (B) могут быть записаны в матричном виде

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

$$T^a_m = \frac{1}{\nu}(R^a_m - \frac{1}{2}g^a_m R), \quad (B.1)$$

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

где ток  $J^a_{bkm}$  определяется соотношением

$$J^a_{bkm} = 2g_{[k}({}^aT_{b)m]} - \frac{1}{3}Tg^a_{[m}g_{k]b}, \quad (142)$$

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

В полностью геометризованных уравнениях Янга-Миллса (B.2) матрицы  $C^a_{bkm}$ ,  $T^a_{bk}$  и  $J^a_{bkm}$  по индексам  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  преобразуются в калибровочной группе  $O(3,1)$ , а по индексам  $i, j, k, m \dots = 0, 1, 2, 3$  в группе  $T_4$ .

## 4.1 Электроядерные решения вакуумных уравнений (I)-(III)

Прежде всего отметим, что система уравнений (I)-(III) содержат вакуумные уравнения  $R_{jm} = 0$ , которые являются общими для теории гравитации Эйнштейна и геометризованной электродинамики [2].

В книге [6] приведены некоторые точные решения системы уравнений (I)-(III), обобщающие кулон-ньютонскую потенциальную энергию, а именно:

1) с короткодействующим "ядерным" взаимодействием

$$U = -mc^2 \frac{r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_N = \text{const}; \quad (143)$$

2) с "электроядерным" взаимодействием

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{rr_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad \begin{array}{l} r_N = \text{const}, \\ r_e = \text{const}; \end{array} \quad (144)$$

3) с кулоновским взаимодействием и трехмерным вращением источника

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{r_e r}{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}, \quad \begin{array}{l} r_e = \text{const}, \\ r_s = \text{const}; \end{array} \quad (145)$$

4) с "электроядерным" взаимодействием и трехмерным вращением источника

$$U = \frac{mc^2}{2} \left( \frac{r^2 - r_e r - r_N^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + (r_N - r_s \cos \theta)^2} - 1 \right). \quad (146)$$

Для описания ядерных взаимодействий на основе точных решений системы вакуумных уравнений (I)-(III), А.Н.Сидоров и Е.А.Губарев [4, 5] предложили использовать статическое решение вакуумных уравнений с потенциальной энергией (144). Эта энергия может быть представлена в виде двух слагаемых, где первый член убывает с расстоянием как  $1/r$ , а второй как  $1/r^2$ . Заметим, что короткодействующий член существует при  $r_e = 0$ , когда чисто электромагнитное взаимодействие отсутствует. По аналогии с гравитационным  $r_g$  и электромагнитным  $r_e$ , величину  $r_N$  было предложено называть ядерным радиусом.

Из структуры потенциальной энергии (144) видно, что эта энергия отлична от нуля даже при  $r_e = 0$ . Следовательно, потенциальная энергия (144) обладает двумя основными свойствами ядерной потенциальной энергии, наблюдаемыми в опытах, – короткодействием и зарядовой независимостью.

Для окончательного решения вопроса о возможности использовать решение с потенциальной энергией вида (144) для описания электроядерного взаимодействия А.Н.Сидоровым и Е.А.Губаревым было проведено сравнение теоретических расчетов по упругому рассеянию нейтронов и протонов на ядрах различных элементов.

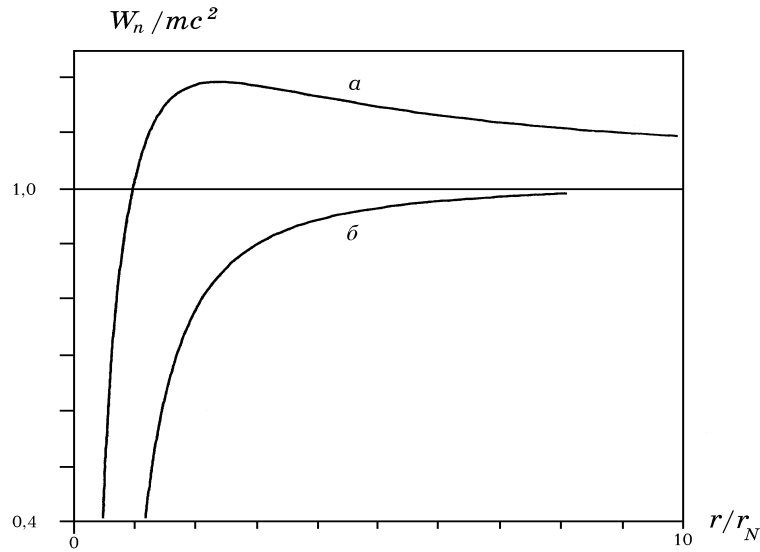


Рис. 2: Относительная энергия  $W_n(r)/mc^2$  для протонов (а) и нейтронов (б)

Эффективный потенциал взаимодействия следует из уравнений движения рассеиваемой частицы, записанных в виде уравнений Гамильтона–Якоби

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} - m^2 c^2 = 0. \quad (147)$$

Радиальная часть уравнений (147) при движении классической частицы в римановой

метрике, приводящей к потенциальной энергии (152), имеет следующий вид

$$m^2 c^2 (dr/ds)^2 = M^2 \frac{U}{(r^2 + r_N^2)} + m^2 c^2 U + \frac{E^2}{c^2}, \quad (148)$$

где  $M^2 = b^2(\gamma^2 - 1)m^2 c^2$  – квадрат момента импульса частицы,  $b$  – прицельное расстояние,  $\gamma = E/mc^2$ ,  $E$  – полная энергия. Потенциальная энергия частицы  $W_n(r)$  при условии, что  $E \geq W_n(r)$ , определяется из соотношения (148)

$$W_n(r) = mc^2 \left\{ \left( 1 - \frac{rr_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2} \right) \left[ 1 + \frac{M^2}{m^2 c^2 (r^2 + r_N^2)} \right] \right\}^{1/2}. \quad (149)$$

Полагая в этом соотношении  $M = 0$ , получим потенциальную энергию электроядерного взаимодействия. На рис. 2 представлен график зависимости отношения  $W_n(r)/mc^2$  от  $r/r_N$  для двух случаев:

- а)  $G = r_e/r_N = -2$  (электроядерное взаимодействие, одноименные заряды);
- б)  $G = r_e/r_N = 0$  (чисто ядерное взаимодействие).

Кривая *a* ведет себя как кулон-ядерная потенциальная энергия, используемая в ядерной физике. Из графика видно, что за кулоновским барьером начинается область действия ядерных сил. С другой стороны, кривая *б* описывает чисто ядерную потенциальную энергию, порождаемую ядерным потенциалом типа Вудса–Саксона.

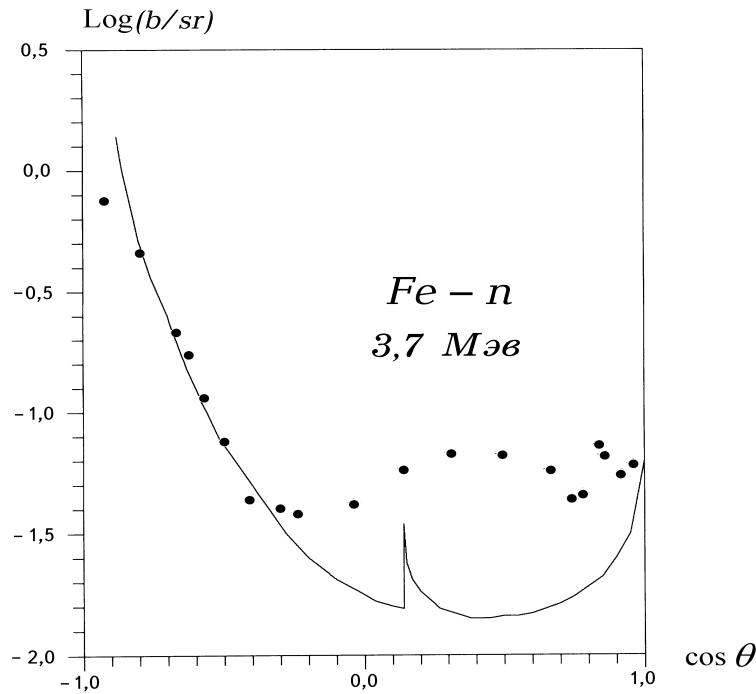


Рис. 3: Классическое рассеяние нерелятивистских нейтронов с энергией 3,7 Мэв на ядрах железа

Исследование классического рассеяния частиц, движущихся согласно уравнениям (147) [4], дало более точную информацию о потенциальной энергии (144).

Сравнивая теоретическую кривую дифференциального сечения рассеяния на малые углы, вычисленную для незаряженных частиц, с экспериментальными данными по рассеянию нейтронов на ядрах различных элементов, можно определить величину ядерного радиуса  $r_N$ . Оказалось, что  $r_N = 5,6 \times 10^{-15}$  см.

На рис. 3 представлены экспериментальные точки дифференциального сечения рассеяния нейтронов с кинетической энергией 3,7 Мэв на ядрах железа и теоретическая кривая с  $r_e = 0, r_N = 5,6 \times 10^{-15}$  см.

Острый пик на кривой объясняется сечением рассеяния частиц, совершивших более одного оборота вокруг рассеиваемого центра.

Из полученного значения ядерного радиуса  $r_N$ , определяющего «горизонт событий» при  $r_e = 0$ , радиус действия ядерных сил  $r_я$  можно оценить как

$$r_я \sim (10 - 20)r_N \sim 10^{-13} \text{ см}, \quad (150)$$

что соответствует общепринятым оценкам.

На рис.3 видно, что теоретическое значение упругого сечения рассеяния классических частиц совпадает с экспериментальным сечением только на малых углах рассеяния, для которых классическое и квантовое описания рассеяния дают одинаковые результаты.

Для описания рассеяния на большие углы была построена квантовая теория рассеяния частиц [4, 5]. Путем разделения переменных для волновой функции

$$\psi(t, r, \theta, \varphi) = \exp(-i \frac{E}{\hbar} t) \frac{\chi_l(r)}{\sqrt{r^2 + r_N^2}} P_{lm}(\theta) \exp(im\varphi), \quad (151)$$

в уравнении Клейна–Гордона

$$\left[ \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left( \sqrt{-g} g^{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} \right) + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right] \psi = 0 \quad (152)$$

на фоне метрики

$$ds^2 = -\Phi [cdt + 4r_N \sin^2(\theta/2) d\varphi]^2 + \frac{dr^2}{\Phi} - (r^2 + r_N^2)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi), \quad (153)$$

$$\Phi = -1 + \frac{rr_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2},$$

где  $l, m$  – азимутальное и магнитное квантовые числа, получены уравнения для радиальной  $\chi_l(r)$  и угловой  $P_{lm}(\theta)$  функций. После определения псевдосферических гармоник  $P_{lm}(\theta)$  и точного разложения по ним плоской волны  $\exp(ikr \cos \theta)$  выведена формула для амплитуды рассеяния

$$f(\theta) = \frac{1}{2^{1+C} ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 2C + 1) \left( \frac{E_l^0}{B_l} - 1 \right) P_{l0}(\theta), \quad (154)$$

где  $C = 2\gamma\delta$ ,  $\delta = r_N mc/\hbar$ .

В соотношении (51), помимо коэффициентов разложения  $E_l^0$  плоской волны по псевдосферическим гармоникам, вошли значения фазовой функции на бесконечности  $B_l$ . Вычисление  $B_l$  проводилось путем численного решения фазового уравнения.

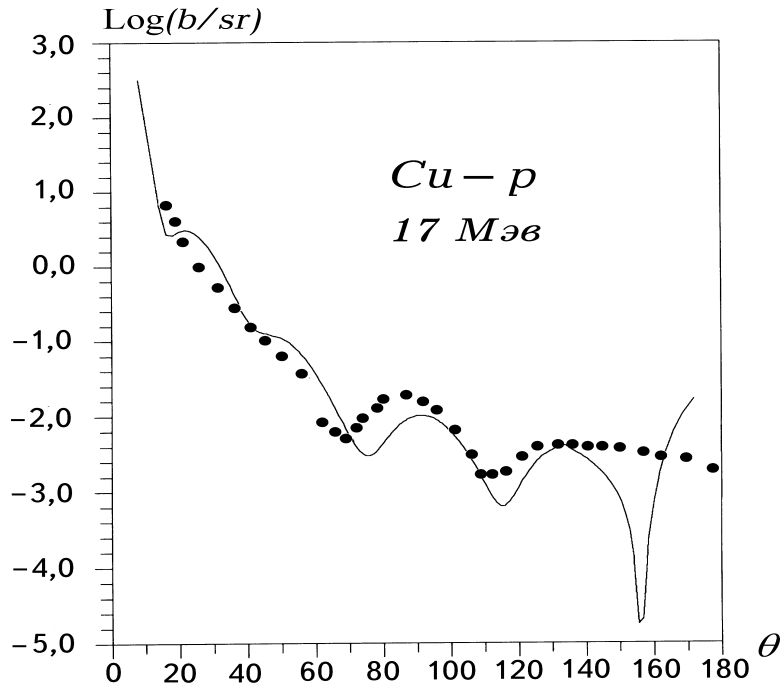


Рис. 4: Упругое рассеяние протонов с энергией 17 Мэв на ядрах меди

Из сравнения квантового сечения рассеяния не заряженных частиц с экспериментальными данными были определены значения  $r_N$  для различных элементов [4]. Было установлено, что соблюдается эмпирический закон ядерной физики

$$r_N \sim A^{1/3}, \quad (155)$$

где  $A$  – массовое число ядра, при этом ядерный радиус  $r_N$  не зависит от энергии рассеиваемых частиц.

Определенное из решения квантовой задачи значение  $r_N$  (уточненное после выхода работы [4]) было использовано затем в задаче по расчету сечения рассеяния квантовой частицы, взаимодействующей с источником поля электроядерным образом ( $r_e \neq 0$ ,  $r_N \neq 0$ ). Значения  $r_e$  определялись из формулы для электромагнитного радиуса, которая для рассеиваемых протонов принимает вид

$$r_e = -2Z\alpha \frac{\hbar}{m_p c}, \quad (156)$$

где  $\alpha$  – параметр тонкой структуры;  $Z$  – зарядовое число ядра.

На рис. 4 теоретическая кривая представляет собой дифференциальное сечение рассеяния заряженной квантовой частицы с энергией покоя 938,5 Мэв, кинетической энергией 17 Мэв. Параметр  $\delta = r_N mc / \hbar = 0,15$ , что соответствует  $r_N = 3,15 \times 10^{-15}$  см, параметр  $G = r_e / r_N = -2,8$ , что соответствует  $|r_e| = 8,9 \times 10^{-15}$  см. Экспериментальные точки – дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 Мэв на ядрах меди.

Таким образом, исследования показали хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных в квантовой картине рассеяния частиц, обладающих ядерным взаимодействием. Кроме того, теория позволяет обосновать наблюдаемую на опыте зависимость (155). Это дает нам право утверждать, что потенциальная энергия (144), полученная из решения вакуумных уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса (I)-(III), описывает ядерные и электроядерные взаимодействия. Поскольку система уравнений (I)-(III) содержит вакуумные уравнения  $R_{jm} = 0$  теории гравитации Эйнштейна, то не составляет труда записать решения (143)-(146) на случай учета гравитационных взаимодействий. Например, решение (144) в этом случае запишется как

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{r(r_e + r_g) + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad \begin{array}{l} r_N = \text{const}, \\ r_e + r_g = \text{const}, \end{array} \quad (157)$$

где  $r_g$  – гравитационный радиус ядра.

## 5 Электромагнитные поля и эксперименты Тесла

Хотя многие ведущие ученые современности идейно соглашаются с А. Эйнштейном, они, тем не менее, продолжают принимать за исходную точку развития физики квантовую теорию, модернизированную формальным расширением её представлений (квантовая теория поля, стандартная модель, теория струн, суперструн, мембран, бран, матриц и т. д.). Большинство современных ученых также считают, что развитие теоретической физики стимулируют эксперименты в области элементарных частиц (микромир) и в астрофизике (мегамир). Вызывает удивление, что игнорируются эксперименты (и даже целые технологии), которые были проведены в лабораторных условиях (или на производстве) и известны специалистам. Например, известны следующие не объясненные до конца электродинамические эксперименты:

1. Эксперименты Тесла-Авраменко по беспроводной и однопроводной передаче электроэнергии [20, 21].
2. Эксперименты Ампера-Николаева [22, 23].
3. Эксперименты Аронова-Бома-Николаева [23, 24].
4. Электроторсионные эксперименты Акимова-Хатчисона [25, 26].

Хотя эти эксперименты достаточно хорошо известны в научной среде, научный бонд предпочитает закрывать на них глаза или делает вид, что все эти аномальные явления (макромира) хорошо описываются существующей парадигмой.

### 5.1 Переменные заряды и скалярные электромагнитные поля

Уже из уравнений (1) и (2) геометризированной электродинамики следует, что электромагнитные явления искривляют пространство событий. Правда в слабых полях это искривление не дает заметных отклонений от уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца. Однако бывают ситуации, когда отклонение от уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца наблюдаются в слабых электромагнитных полях. К такому случаю относятся эксперименты, в которых заряды меняются с течением времени.

Изменение заряда с течением времени приводит к локальному нарушению закона сохранения заряда. Действительно, в электродинамике Максвелла-Лоренца плотность точечного заряда записывается как  $\rho_e = e\delta(\mathbf{r})$ , откуда

$$e = \int \rho_e dV = \text{const.}$$

Пусть теперь заряд  $e$  меняется с течением времени, тогда имеем

$$\frac{de}{dt} = \frac{d}{dt} \int \rho_e dV = \int \left( \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho_e \mathbf{v}) \right) dV \neq 0, \quad (158)$$

откуда

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho_e \mathbf{v}) \neq 0. \quad (159)$$

Для переменного заряда вместо потенциала Кулона мы имеем

$$\varphi(t) = \frac{e(t)}{r},$$

поэтому

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = S \neq 0 \quad (160)$$

и

$$\text{div} \mathbf{A} = K \neq 0. \quad (161)$$

Таким образом, переменные заряды порождают скалярные поля  $S$  и  $K$ , которые не учитывает электродинамика Максвелла-Лоренца.

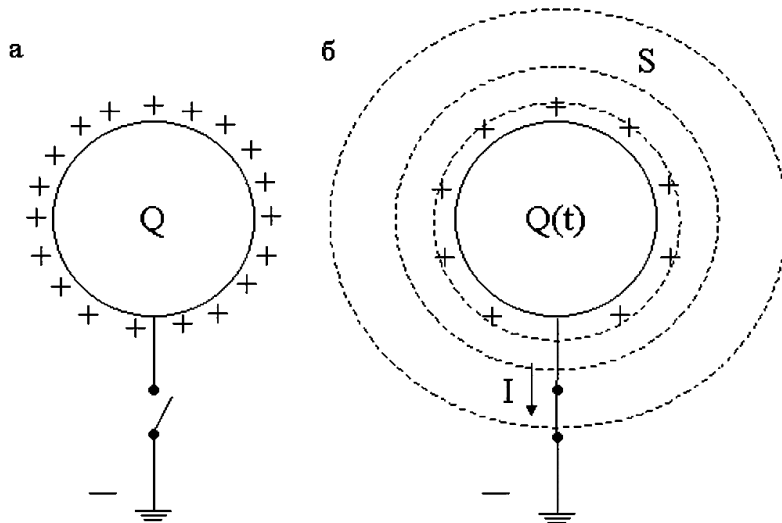


Рис. 5: Заряженная металлическая сфера (а); она же заземлена через ключ, порождая вокруг сферы скалярное поле  $S = \partial Q/rc\partial t$  (б)

Обнаружить скалярное поле  $S$  поле можно в следующем простом эксперименте (см. рис. 5 ). Такого рода эксперименты проводил Никола Тесла, причем большинство его



экспериментов не нашло своего объяснения в рамках традиционной электродинамики Максвелла-Лоренца.

### 5.1.1 Скалярное электромагнитное поле как следствие тензорного потенциала в геометризованный электродинамике

Ранее мы использовали решение (91) уравнений (А) и (В) и показали, что это решение описывает частицу с геометризованным тензором энергии импульса (93) и римановой метрикой пространства вида

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M(t)G}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2M(t)G}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (162)$$

Эта метрика описывает гравитационное поле, создаваемое чисто полевой переменной массой  $M(t)$ . Когда масса  $M$  переходит в стационарное состояние  $M(t) \rightarrow M = const$ , множитель  $\nu$  в уравнениях поля (В.1) становится равным:  $\nu = 8\pi G/c^4$ , т.е. совпадает с множителем в уравнениях Эйнштейна.

Метрика (162) представляет собой частный случай метрики (92). В геометризованной электродинамике метрика (162) описывает взаимодействие пробного заряда  $e$  массы  $m$  с переменным зарядом  $Ze$  [6]. В кэлибровых координатах соответствующая метрика имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2Ze(t)}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2Ze(t)}{rc^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (163)$$

Используя эту метрику и соотношение (3), находим отличные от нуля компоненты тензорного потенциала  $a_{ik}$  сильного электромагнитного поля

$$a_{00} = -\frac{2Ze(t)}{rc^2}, \quad a_{11} = a_{22} = a_{33} = \frac{2Ze(t)}{rc^2}.$$

Рассматривая слабые электромагнитные поля и нерелятивистское приближение, т.е. полагая

$$\frac{2Ze^2}{rmc^2} \ll 1, \quad g_{ik} \simeq \eta_{ik},$$

$$ds \simeq ds_0 = cdt(1 - v^2/c^2)^{1/2}, \quad R^i_{jkm} \simeq 0, \quad (164)$$

$$v^2/c^2 \ll 1, \quad ds \simeq ds_0 \simeq cdt,$$

получим из уравнений движения (1) следующие трехмерные уравнения движения заряда  $e$  с массой  $m$  в поле заряда с массой  $M \gg m$  в псевдоинерциальной системе отсчета

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -eE^\alpha_{00} - E^\alpha_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha}{cdt}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3. \quad (165)$$

В этих уравнениях векторное поле

$$E_{00}^{\alpha} = \frac{c^2}{2} \eta^{\alpha\alpha} a_{00,\alpha} = -\frac{Ze(t)}{r^3} x^{\alpha} \quad (166)$$

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

$$E_{\alpha 0}^{\alpha} = -\frac{c^2}{2} \eta^{\alpha\alpha} a_{\alpha\alpha,0} = \frac{Z}{rc} \frac{\partial e}{\partial t} \quad (167)$$

- скалярное электрическое поле, создаваемое переменным во времени зарядом (монопольное излучение). Как видно из уравнений (165), это поле вызывает силу, которая действует только на движущиеся заряды, а её направление действия совпадает с вектором скорости  $dx^{\alpha}/dt$ . 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 зависит от увеличения или уменьшения заряда.

### 5.1.2 Скалярные (продольные) электромагнитные поля в расширенной системе уравнений Максвелла-Лоренца-Тесла

Изменение заряда с течением времени выводит нас за рамки существующей электродинамики, но зато объясняет наблюдаемые скалярные (продольные) электромагнитные поля. В самом деле, условие (158) нарушает условие калибровки Лоренца

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div} \mathbf{A} \neq 0, \quad (168)$$

что ведёт к значительному изменению уравнений как классической, так и квантовой электродинамики. Действительно, при условии (168) мы уже не имеем право использовать традиционную калибровку Кулона  $\text{div} \mathbf{A} = 0$ . Для случая переменного заряда мы введём калибровку Тесла

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div} \mathbf{A} = N, \quad (169)$$

- где  $N$  мы будем называть скалярным электромагнитным полем Тесла. Это поле можно представить в виде суммы скалярного электрического поля (160) и скалярного магнитного поля (161)

$$S + K = N. \quad (170)$$

Используя потенциалы  $\mathbf{A}$  и  $\varphi$ , через которые поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  выражаются как

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\text{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

запишем уравнения Максвелла

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad \text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 0, \quad \text{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\rho \mathbf{u} \right)$$

в виде

$$\Delta \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \mathbf{A} = -4\pi\rho, \quad (171)$$

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \text{grad} \left( \text{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (172)$$

Учитывая (160) и (170), запишем уравнения (171) (172) в виде

$$\Delta \varphi + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{1}{c} \frac{\partial(N - S)}{\partial t} = -4\pi\rho, \quad (173)$$

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \text{grad} N = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (174)$$

Эти уравнения мы будем называть уравнениями Максвелла-Тесла.

Обобщенную силу Лоренца с учетом поля Тесла мы запишем как

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = e \mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] - e v N \quad (175)$$

или, учитывая (160), (161) и (170),

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = e \mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] - e v \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - e v \text{div} \mathbf{A}. \quad (176)$$

В этих уравнениях дополнительные силы, порожденные скалярными электромагнитными полями  $S$  и  $K$ , мы будем называть силами Тесла. Легко заметить, что силы Тесла порождены потенциалами  $\varphi$  и  $\mathbf{A}$ , а не полями  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ . Кроме того, они (как и магнитная сила Лоренца  $e[\mathbf{v} \mathbf{H}]/c$ ) действуют на движущиеся заряды, при этом их действие коллинеарно скорости движения заряда.

## 5.2 Экспериментальное проявление скалярных электромагнитных полей

Первые эксперименты указывающие на существование сил, порождаемых скалярными электромагнитными полями, были проделаны ещё А. М. Ампером [22], который обнаружил аномальные силы при движении постоянного электромагнитного тока в П-образном проводнике. Позже эти эксперименты были повторены независимо Р. Сигаловым и др. [27], Р. Паппасом [28] и Г. Н. Николаевым [23]. В книге Г. Н. Николаева [23] приведены 49 различных экспериментов, 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 ( $\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A} = 0$ ), а скалярное магнитное поле  $K = \text{div} \mathbf{A}$  отлично от нуля. Одной из многих подобных ситуаций является эффект Аронова-Бома [24]. 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 через интерференцию волновых функций электронов

$$\psi(x^\alpha) = \psi_0 \exp(i\theta),$$

фазы  $\theta$  которых сдвинуты на величину

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

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  $K = \text{div} \mathbf{A}$ . В этом случае взаимодействие электронов с полем  $K$  должно носить "чисто классический" характер.

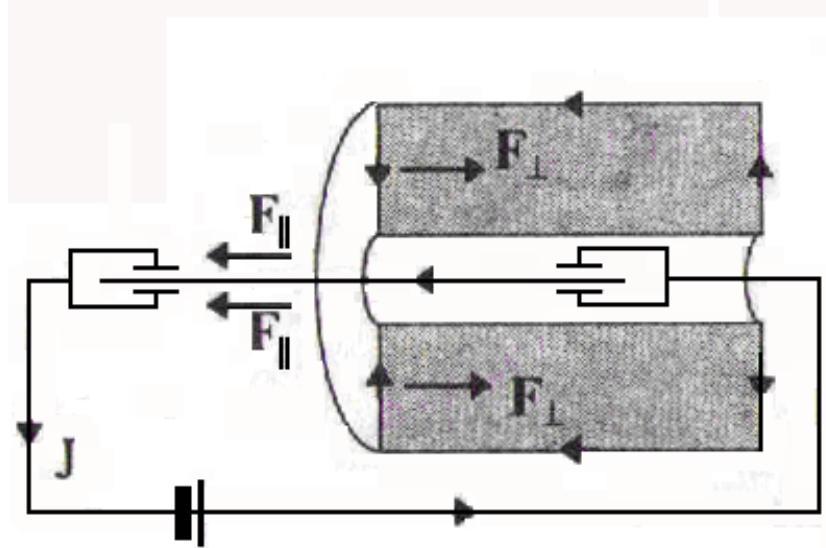


Рис. 6: Подвижный проводник с током движется вдоль оси соленоида под действием силы Тесла  $\mathbf{F}_{\parallel} = e v \text{div} \mathbf{A}$  в области, где  $\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A} = 0$

На рис. 6 представлена схема эксперимента Г. Н. Николаева [23] по проверке этой гипотезы. Вместо пучка электронов, как это было в эксперименте Аронова-Бома, вдоль оси соленоида помещен подвижный проводник, по которому течет ток  $\mathbf{J}$ . Как показали результаты эксперимента, на проводник с током действует продольная сила  $\mathbf{F}_{\parallel} = e v \text{div} \mathbf{A}$  в области, где векторное поле  $\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A} = 0$ , но потенциал  $\mathbf{A}$  отличен от нуля. Другой оригинальный эксперименты подобного рода был проведен А. Солуниным и П. Костиным [29].

## 6 Геометризованная квантовая электродинамика

Мы уже отмечали, что метрика (162) представляет собой частный случай решения (91), когда тензор энергии-импульса в правой части уравнений (В.1) вид

$$T_{jm} = \rho_e c^2 l_j l_m, \quad (177)$$

где  $\rho_e$  – плотность заряженной материи, определяемая из решения (91) как

$$\rho_e = -\frac{2\dot{\Psi}^o(u)}{\nu c^2 r^2}, \quad \dot{\Psi}^o(u) < 0, \quad (178)$$

$l_m l^m = 0$  – светоподобный вектор, составляющий спинорный базис решения (91).

Опять рассмотрим теперь предельный переход  $\Psi^o(u) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}$  подобно тому, как мы это делали для решения Шварцшильда. В результате вычислений, находим

$$\rho_e = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}) = Ze\delta(\mathbf{r}), \quad (179)$$

если

$$2\Psi^0 = \frac{2Ze^2}{mc^2} = r_e, \quad \nu = \frac{8\pi e}{mc^4}. \quad (180)$$

Мы видим, что множитель  $\nu$  совпадает с первым множителем их трех множителей в уравнениях (2). Плотность (53) для заряженной материи запишется как

$$\rho_e = \frac{mc^2 g_{jm}}{4\pi e} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}). \quad (181)$$

Через плотность (181) определяем заряд  $Ze$  как

$$Ze(t) = \int \rho_e (-g)^{1/2} dV \quad (182)$$

или

$$Ze(t) = \frac{mc^2}{4\pi e} \int (-g)^{1/2} \{g^{jm} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]})\} dV. \quad (183)$$

Это соотношение показывает, что заряд (также как и масса) является мерой поля инерции, образующего плотность  $\rho_e$ . Поскольку поле инерции  $T^i_{jk}$  порождено вращением материи, то инерционные свойства заряда зависят от торсионных полей, образующих заряд. Если торсионное поле обращается в нуль, то заряд просто исчезнет.

## 6.1 Квантовая механика полей инерции, образующих заряды

Считается, что квантовая механика заряженных частиц (квантовая электродинамика) отличается от классической следующими специфическими свойствами, полученными из эксперимента:

1. Существование стационарных траекторий электронов, движущихся в центральном поле ядра (принцип стационарных орбит Н.Бора).
2. Корпускулярно-волновой дуализм квантовой заряженной частицы.
3. Оптико-механическая аналогия при описании ее движения.
4. Вероятностное описание, имеющее принципиальный смысл (интерпретация М.Борна волновой функции  $\psi$ ).
5. Наличие у квантовой частицы собственного вращения (спина) и связанного с этим вращением новой физической константы  $\hbar$  (постоянной Планка).
6. Дискретные значения энергии  $E = \hbar\omega$  и ее вращательная природа.

Все эти свойства мы наблюдаем в квантовой теории, описывающей динамику полей инерции.

### 6.1.1 Стационарные траектории

В работе [2] было показано, что решение вакуумных  $R_{ik} = 0$ , следующих из уравнений (1) и (2), приводит к метрике

$$ds^2 = \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2Ze}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2Ze}{rc^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (184)$$

Эта же метрика может быть получена как решение расширенной системы вакуумных уравнений (I) – (III).

Из уравнений движения (1) в центрально-симметричном электромагнитном поле, описываемом метрикой (184), следуют два интеграла движения:

$$E = mc^2 \left(1 - 2Ze^2/rmc^2\right) \frac{dx^0}{ds} = \frac{mc^2 \sqrt{(1 - 2Ze^2/rmc^2)}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \text{const}, \quad (185)$$

$$L = mr^2 \frac{d\varphi}{ds} = \text{const}, \quad (186)$$

где  $E$  – полная энергия пробной частицы массы  $m$  и заряда  $-e$ , движущейся в центрально-симметричном поле заряда  $Ze$  с массой  $M \gg m$ , а  $L$  – орбитальный момент пробной частицы.

Соотношения (185) и (186) показывают, что хотя заряд  $-e$  и движется ускоренно согласно уравнениям геодезических (1), его момент и энергия сохраняются, причем в каждой точке траектории. При таком движении ускоренная система отсчета, связанная с самим зарядом, является локально инерциальной с локальными уравнениями движения вида

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = 0.$$

Эти уравнения показывают, что заряд движется локально прямолинейно и равномерно (или покоится), и, следовательно, не излучает. Такое состояние заряда имеет место вдоль всей криволинейной траектории, поэтому мы вправе утверждать, что *заряд не излучает вдоль всей криволинейной траектории*. Теперь при построении квантовой модели атома нам не надо вводить постулат Н. Бора о существовании безызлучательных траекторий у электрона, движущегося в центральном поле ядра. Этот принцип уже заложен в уравнениях геометризированной электродинамики.

### 6.1.2 Корпускулярно-волновой дуализм

Для заряженной материи формула (98) запишется как

$$\rho_e = \frac{mc^2}{8\pi e} \Phi^2(x^i) = Ze\delta(\mathbf{r}), \quad (187)$$

В области пространства-времени, где торсионные поля являются слабыми, мы можем для их описания использовать Фурье анализ и представить плотность (187) в виде

$$\rho_e = Ze\psi^*\psi = Ze\delta(\mathbf{r}), \quad (188)$$

где

$$\psi = \left(\frac{mc^2}{8\pi e}\right)^{1/2} \Phi = \psi_0 e^{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar} \quad (189)$$

– нормированное на единицу

$$\int (-g)^{1/2} \psi^* \psi dV = 1$$

торсионное поле. Здесь мы использовали соответствие нормированного торсионного поля  $\psi$  волне де Бройля  $\psi = \psi_0 e^{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar}$ .

Формула (187) показывает, что чисто полевое сферически-симметричное образование с плотностью материи  $\rho_e = mc^2 \Phi^2(x^i)/8\pi e$  ведет себя как точечная частица в пределе, когда полевое образование становится стабильным. В этом и состоит физический смысл корпускулярно-волнового дуализма.

### 6.1.3 Оптико-механическая аналогия

Из закона сохранения (103), находим, что движение массивной заряженной частицы в псевдоинерциальной системе отсчета описывается уравнениями вида

$$\frac{du^i}{ds} = \frac{e}{m} E^i_{jm} u^j u^m = -\Gamma^i_{jm} u^j u^m, \quad u^m u_m = 1, \quad u_i = \frac{dx_i}{ds}, \quad (190)$$

а распространение луча света уравнениями

$$l^j \nabla_j l^m = \frac{d^2 x^i}{d\lambda^2} + \Gamma^i_{jm} \frac{dx^j}{d\lambda} \frac{dx^m}{d\lambda} = 0, \quad l^m l_m = 0 \quad l_m = \frac{dx_m}{d\lambda}. \quad (191)$$

Уравнения (190) могут быть получены из вариации интеграла действия

$$S = -mc \int ds,$$

где в  $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$  - параметрическая риманова метрика  $g_{ik}$  представлена соотношением (3). С другой стороны, поскольку для частицы мы имеем

$$p^i p_i = m^2 c^2, \quad (192)$$

причем импульс частицы определяется через действие  $S$  как

$$p_i = -\frac{\partial S}{\partial x^i},$$

то из (192) для действия  $S$  мы находим волновое уравнение Гамильтона-Якоби

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} - m^2 c^2 = 0, \quad (193)$$

эквивалентное уравнениям движения (190).

Поскольку в уравнениях (191) волновой вектор  $l_m$  удовлетворяет условию

$$l^m l_m = 0,$$

то, подставляя сюда  $l_m = \partial\phi/\partial x^m$ , где  $\phi$  – эйконал, получаем волновое уравнение эйконала

$$g^{ik} \frac{\partial\phi}{\partial x^i} \frac{\partial\phi}{\partial x^k} = 0 \quad (194)$$

эквивалентное уравнениям (191).

В случае, когда полная энергия частицы сохраняется, решение *нерелятивистского* уравнения Гамильтона-Якоби (193) находится в виде  $S = Et - S_0(\mathbf{r})$ , где  $S$  – функция действия,

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} = \frac{mv^2}{2} + U(\mathbf{r}) \simeq \text{const}$$

– полная энергия, следующая из (185) в нерелятивистском приближении и  $S_0$  – "укороченное" действие. Уравнение движения классической точечной частицы для "укороченного" действия записывается как

$$(\nabla S_0)^2 = 2m[E - U(\mathbf{r})], \quad (195)$$

которое выглядит аналогично уравнению эйконала  $\phi$

$$(\nabla\phi)^2 = n^2(\mathbf{r}), \quad (196)$$

описывающее движение луча света в приближении геометрической оптики в неоднородной среде. При этом "укороченное" действие играет роль эйконала; величина  $2m[E - U(\mathbf{r})]^{1/2}$  аналогична показателю преломления  $n$ ; импульсу  $\mathbf{p}$  частицы сопоставляется волновой вектор  $\mathbf{k}$ , а энергии  $E$  сопоставляется частота  $\omega$  световой волны

$$S_0 \sim \phi, \quad 2m[E - U(\mathbf{r})]^{1/2} \sim n, \quad \mathbf{p} \sim \mathbf{k}, \quad E \sim \omega.$$

Мы видим, что волновые уравнения (193) и (194) составляют основу оптико-механической аналогии в механике, при этом в нашем случае эти уравнения являются следствием закона сохранения (103) геометризованного тензора энергии-импульса (43).

Переход к квантовым уравнениям движения возможен, если в уравнении непрерывности (112) с плотностью материи (188) действие  $S$  рассматривать как "фазу" нормированного на единицу торсионного поля

$$\psi = \psi_0 \exp -\frac{S}{\hbar}. \quad (197)$$

#### 6.1.4 Вероятностное описание

В классической механике с вероятностным описанием объектов мы встречаемся при исследовании движения пластичных тел переменной формы в механика Лиувилля. В этой механике рассматривается движение протяженных тел, при этом тела могут менять



свою форму, оставаясь единым целым. Например, капля ртути при движении в поле с потенциальной энергией  $U(x)$  будет менять свою форму <sup>1</sup>. Если при действии внешней силы  $F = -U' = -\partial U/\partial x$  она не разбивается на отдельные капли, то ее движение как единого целого описывается с помощью классического уравнения Лиувилля

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial W}{\partial x} + U'(x) \frac{\partial W}{\partial p}. \quad (198)$$

Здесь  $W(x, p, t)$  - совместная плотность вероятности (по импульсам  $p$  и координатам  $x$ ), представляющую собой вероятность найти центр масс капли в точке  $x$  с импульсом центра масс  $p$  в момент времени  $t$ . Интегрируя совместную плотность вероятности  $W(x, p, t)$  по  $p$ , находим величину

$$W(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(x, p, t) dp, \quad (199)$$

которая представляет собой плотность вероятности найти положение центра масс капли в точке  $x$  в момент времени  $t$

Таким образом, вероятностное описание классического объекта (точнее, его центра масс) возникает тогда, когда этот объект имеет протяженные размеры, при этом меняет свою форму и остается единым целым.

В нашем случае мы имеем дело с чисто полевым протяженным объектом, плотность материи которого описывается формулой (188), которая, с учетом (199), может быть представлена в виде

$$\rho_e = Ze\psi^*\psi = ZeW(\mathbf{r}, \mathbf{t}), \quad (200)$$

где

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \psi^*\psi = |\psi|^2$$

– плотность вероятности найти "точечную" частицу в точке  $\mathbf{r}$  пространства.

Таким образом, вероятностное описание в квантовой теории имеет чисто классическую природу, связанную с протяженностью описываемого объекта.

### 6.1.5 Собственное вращение частицы (спин) и новая константа $\hbar$

Надо отметить, что все общепризнанные классические теории базируются на точечном многообразии, причем точечная частица в таких теориях является основным объектом исследования. Понятие "собственное вращение частицы точечной частицы" лишено смысла, поэтому пришлось рассматривать собственное вращение электрона (спин) как его "квантовое свойство" микромира. Напомним, что проявление спина электрона наблюдались в макроэкспериментах:

1. В 1909 г. американским ученым С.Барнеттом, который обнаружил, что *механическое вращение ферромагнетика* приводит к намагничиванию образца.

2. В 1915 г. А.Эйнштейном и де Гаазом, которые экспериментально показали, что ферромагнетик, помещенный на подвесе в постоянное магнитное поле, *испытывает механическое вращение*. Количественное объяснение наблюдаемого эффекта дается связью механического момента электрона  $\vec{s}$  с его магнитным моментом  $\vec{M}$

<sup>1</sup>Мы ограничимся одним измерением. Обобщение рассуждений на пространственный случай не представляет особого труда.

$$\vec{M} = -\frac{e}{mc} \vec{s},$$

где

$$s = |\vec{s}| = \frac{\hbar}{2}$$

– спин электрона.

В нашем случае теория строится с использованием многообразия ориентируемых точек, что позволяет получить механическое вращение как следствие пространственно-временной структуры пространства событий. При этом константа  $\hbar$  появляется в уравнениях геометризированной "квантовой" электродинамики в результате использования принципа соответствия. Например, пусть мы имеем решение вакуумных уравнений (I) – (III), описывающее взаимодействие с потенциальной энергией (145), которую можно записать в эквивалентном виде как

$$U = \frac{mc^2}{2} \left( \frac{r^2 - r_e r + r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + (r_s \cos \theta)^2} - 1 \right). \quad (201)$$

Здесь угол  $\theta$  определяет проекцию вектора угловой трехмерной скорости вращения источника на ось  $z$ . Если частица, создающая эту потенциальную энергию, имеет массу  $M$ , то мы будем полагать

$$r_s = \frac{\hbar}{Mc}, \quad (202)$$

т.е. считать  $r_s$  комптоновской длиной волны частицы. Это позволяет нам записать электромагнитный радиус  $r_e$  в потенциальной энергии (201) как

$$r_e = 2Z\alpha \frac{\hbar}{mc}, \quad (203)$$

где  $\alpha = e^2/\hbar c$  – постоянная тонкой структуры.

Потенциальная энергия (201) показывает, что:

1) на расстояниях  $r_s \approx r_e$  спин частицы начинает играть значительную роль, вызывая силу, сравнимую с кулоновской или даже превосходя ее;

2) спин частицы является источником поля, называемым *торсионным* и имеющим экспериментальное проявление [25].

Качественные графики потенциальной энергии (201), демонстрирующие влияния спина на кулоновскую потенциальную энергию при взаимодействии протона с электроном и позитроном, показаны на рис. 7.

Из графика видно, что на расстоянии порядка

$$r_s = \frac{|r_e|}{3} = \frac{2}{3} r_e^{\text{кл}} = 1,9 \times 10^{-13} \text{ см} \quad (204)$$

от центра протона существует "торсионная яма", в которой может находиться электрон, образуя с протоном "элементарную частицу"- нейтрон. Глубина этой ямы очень сильно зависит от ориентации трехмерного спина протона (яма исчезает при  $\cos \theta = 0$ ), и поэтому из-за вакуумных флуктуаций связь электрона с протоном оказывается неустойчивой. Видимо, этим обстоятельством объясняется неустойчивость свободного нейтрона, а также непрерывный спектр энергий электрона при его распаде по схеме

$$n \xrightarrow{12 \text{ МИН}} p + e^- + \bar{\nu}, \quad (205)$$

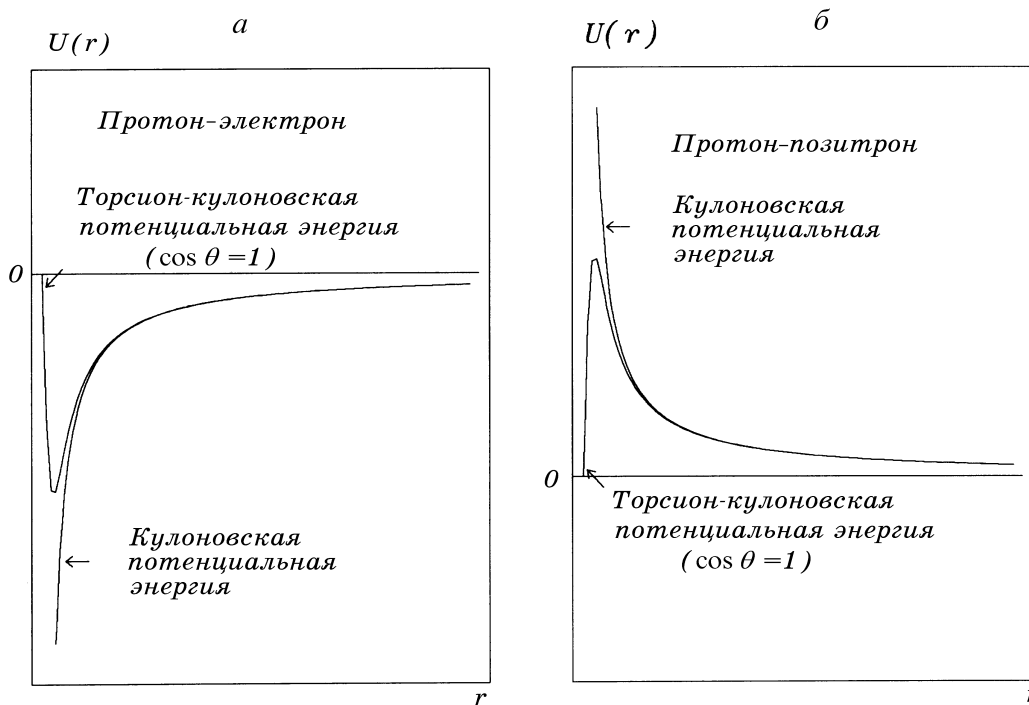


Рис. 7: Кулоновская энергия протонов с учетом влияния его спина: *a* – потенциальная энергия взаимодействия электрона с протоном при  $|r_e|/r_s = 3,0$ ; *б* – то же, с позитроном

где  $p$  – протон,  $e^-$  – электрон и  $\bar{\nu}$  – антинейтрино

Предлагаемая модель нейтрона рассматривает нейтрино как излучение безмассового торсионного поля большой энергии, которое возникает при выходе электрона из торсионной ямы. Особо важно отметить, что торсионная потенциальная энергия (201) обращается в нуль, когда  $r_e = 0$ . Это означает, что свободное торсионное излучение проходит через материальные среды без взаимодействия. Таким образом, нейтрино, вероятно, представляет собой разновидность материального торсионного поля, переносящего энергию, но не взаимодействующего (или слабо взаимодействующего) с обычной материей. Высокую проникающую способность нейтрино можно теперь объяснить равенством нулю потенциальной энергии (201) для торсионного излучения.

Обычно процессы с участием нейтрино определяют как слабые взаимодействия. Поэтому параметр  $r_s$  в потенциальной энергии (201), скорее всего, отвечает за слабые взаимодействия элементарных частиц.

### 6.1.6 Дискретные значения энергии $E = \hbar\omega$ и ее вращательная природа

В квантовой механике из равенства  $E = mc^2 = \hbar\omega$ , находим

$$m = \frac{\hbar\omega}{c^2} = \frac{2s\omega}{c^2}. \quad (206)$$

Эта формула указывает на *вращательную* природу массы, что вполне согласуется с общей формулой (55). В геометризированной теории материи, основанной на уравнениях

(А) и (В), как массы, так и заряды (см. формулу (183) ) определяются через торсионное поле  $T^i_{jk}$ . Действительно, ранее мы показали, что в псевдоинерциальных системах отсчета, формулы (55) и (183) значительно упрощаются и определяются через нормированные на единицу поля инерции (102) и (189) как

$$m = \int \rho dV = m \int \psi^* \psi dV, \quad e = \int \rho_e dV = e \int \psi^* \psi dV,$$

т.е. подобно тому, как это имеет место в квантовой теории. Разница состоит в том, что в этих равенствах поле  $\psi$  связано со структурой пространства событий, а именно с его кручением, проявляющим себя как поле инерции различной природы.

Описание квантовых явлений через динамику полей инерции позволило отказаться от понятия классической пробной частицы. Как известно, такая частица является точечной и не имеет собственного поля, что является существенной идеализацией. Всякая свободная реальная частица далеко не точка, поскольку имеет собственное поле (гравитационное, электромагнитное и т.д.) и, вообще говоря, имеет бесконечные размеры, поскольку поле частицы обращается в ноль лишь на бесконечности. Другое дело, когда мы используем поля инерции, имеющие универсальную природу и способные описывать частицы с учетом их собственного поля. При описании движения электрона в центрально-симметричном поле ядра на языке динамики его поля инерции, мы накладываем на поле инерции, описывающее электрон, граничные условия. Из классической физики мы уже знаем, что при ограничении движения протяженного чисто полевого объекта его основные физические характеристики становятся дискретными. Для поля инерции электрона эта дискретность проявляется в дискретности его энергетических состояний, когда он находится в атоме в связанном состоянии.

## 7 Экспериментальное проявление электроторсионных полей

Полагая в потенциальной энергии (201) электромагнитный радиус  $r_e$  равным нулю, получим потенциальную энергию  $U_s$ , создаваемую только торсионным полем, равную нулю

$$U_s = 0. \quad (207)$$

Это свойство торсионного поля отличает его от всех других полей. Возможно, именно по этой причине физические свойства торсионного поля не достаточно хорошо изучены.

### 7.1 Возможные типы торсионных полей

Существует три типа пространства абсолютного параллелизма:

I) Геометрия  $A_4(6)$  с тензором Римана  $R^i_{jkm} = 0$  и кручением  $\Omega^i_{jk} = 0$ . Структурные уравнения Картана такой геометрии имеют вид

$$\overset{0}{\nabla}_{[k} \overset{0}{T}^a_{|b|m]} + \overset{0}{T}^a_{c[k} \overset{0}{T}^c_{|b|m]} = 0. \quad (208)$$

$$\overset{0}{\nabla}_{[k} \overset{0}{e}^a_{m]} - \overset{0}{e}^b_{[k} \overset{0}{T}^a_{|b|m]} = 0. \quad (209)$$

В этом случае геометрия абсолютного параллелизма представляет собой псевдоевклидову геометрию Минковского (индекс 0 над величинами, входящими в уравнения (208) и (209), означает, что они описывают псевдоевклидову геометрию). Геометрия с уравнениями (208) и (209) соответствует "Абсолютному вакууму", поскольку не описывает никаких материальных объектов.

II) Геометрия  $A_4(6)$  с тензором Римана  $R^i_{jkm} = 0$  и кручением  $\Omega_{jk}^{\cdot i} \neq 0$ . Структурные уравнения Картана такой геометрии имеют вид

$$\nabla_{[k} e^a_{m]} - e^b_{[k} T^a_{|b|m]} = 0, \quad (210)$$

$$\nabla_{[k} T^a_{|b|m]} + T^a_{c[k} T^c_{|b|m]} = 0; \quad (211)$$

Эти уравнения описывают пространство, в котором существуют только первичные торсионные поля [6], имеющие нулевую энергию. Действительно, подставляя уравнения (211) в определение тензора энергии-импульса (43) и тока (135), получаем тождественное равенство нулю любых энергетических источников. Примером решения уравнений (210) и (211) оказывается решение с торсионным параметром  $r_s$  и римановой метрикой вида

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + r_s^2} dr - (r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - (r^2 + r_s^2) \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (212)$$

Доказательством того, что решение уравнений (210) и (211) с метрикой (212) описывает «чистое вращение» служит отличный от нуля оптический параметр вращения [6]

$$\omega = -r_s \sin \theta \rho \bar{\rho}, \quad (213)$$

который характеризует вращение плоскости поляризации света при прохождении его в пространстве с метрикой (212). В формуле (213) величины  $\rho$  и  $\bar{\rho}$  представляют собой одну из комплексных компонент торсионного поля  $T^i_{jk}$ , записанных в обозначения формализма Ньюмена-Пенроуза [18].

III) Геометрия  $A_4(6)$  с тензором Римана  $R^i_{jkm} \neq 0$  и кручением  $\Omega_{jk}^{\cdot i} \neq 0$ . Структурные уравнения Картана такой геометрии имеют вид

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

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

В этих уравнениях  $T^a_{bk}$  – торсионное поле обладает способностью изменять (потенциальную) энергию материальных систем, как это имеет место, например, для энергии (201).

Из приведенного анализа мы видим, что первичные торсионные поля не переносят энергии, но переносят импульс, что соответствует тахиону с *бесконечной скоростью распространения*.

Тензор кручения  $\Omega_{jk}^{\cdot i}$  пространства  $A_4(6)$  имеет 24 независимые компоненты и разлагается на сумму трех неприводимых частей следующим образом [6]:

$$\Omega^i_{\cdot jk} = \frac{2}{3} \delta^i_{[k} \Omega_{j]} + \frac{1}{3} \varepsilon^n_{jks} \hat{\Omega}^{\hat{s}} + \bar{\Omega}^i_{\cdot jk}, \quad (214)$$

где

$$\Omega_{.jk}^i = g^{im} g_{ks} \Omega_{mj}^{.s}, \quad (215)$$

а вектор  $\Omega_j$ , псевдовектор  $\hat{\Omega}_j$  и бесследовая часть кручения  $\bar{\Omega}_{.jk}^i$  определяются как

$$\Omega_j = \Omega_{.ji}^i, \quad (216)$$

$$\hat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon^{jins} \Omega^{ins}, \quad (217)$$

$$\bar{\Omega}_{.js}^s = 0, \quad \bar{\Omega}_{ijs} + \bar{\Omega}_{jsi} + \bar{\Omega}_{sij} = 0, \quad (218)$$

где  $\varepsilon_{ijklm}$  – полностью антисимметричный символ Леви–Чивита.

В псевдоинерциальных системах отсчета, которые заменяют в новой теории несуществующие инерциальные системы, выполняется условие (63), поэтому в псевдоинерциальной системе из трех неприводимых частей остается только псевдовектор  $\hat{\Omega}_j$ . В разделе **2.3** мы обозначили этот псевдовектор как

$$h_i = \hat{\Omega}_i$$

и нашли виды тензора энергии-импульса (43), образуемые этим псевдовектором. Кроме того, торсионный параметр  $r_s$  в потенциальной энергии (201) связан с оптическим параметром (213), который оказывается псевдоскаляром, определяющим трехмерную скорость вращения источника, т.е. спин  $s$ . Заметим, что псевдовектор  $h_i$  в спинорном базисе превращается в 4-х компонентный спинор Дирака [6]. Все сказанное выше наводит на мысль, что квантовая теория атома возникла как нерелятивистское приближение теории, описывающей динамику полей инерции, а ее уравнения были "подогнаны" в начале прошлого века под существующие тогда экспериментальные данные.

### 7.1.1 Связь скалярного электромагнитного поля с волновой функцией геометризированной квантовой теории

Используя формулы (160), (178) и (180), находим

$$\rho_e(t) = -\frac{mc^3}{4\pi r} S = -\frac{mc^3}{4\pi r} (N - K). \quad (219)$$

С другой стороны, в статическом пределе  $e(t) \longrightarrow e = const$

$$\rho_e = e\psi^*\psi.$$

Эти две формулы устанавливают связь между "классическими" скалярными полями  $div\mathbf{A}$ ,  $N$  и "квантовой" волновой функцией (189), что впервые было обнаружено в эксперименте Аронова-Бома.

## 7.2 Электроторсионные генераторы Акимова

Решение уравнений (А) и (В) с метрикой (212) предсказывает существование физического объекта, который переносит только спин, не имеет энергии, но имеет импульс и возникает в процессах с участием нейтрино. Мы знаем, что такая экзотическая частица

как нейтрино переносит только спин. Как считает большинство физиков, нейтрино обладает энергией. Утвердительно ответить на вопрос несет ли нейтрино энергию, можно будет тогда, когда мы сможем создать управляемый генератор поля нейтрино, наподобие генератора электромагнитных волн.

Из структуры потенциальной энергии (201) следует, что при любом излучении электромагнитных волн, электромагнитную волну должна сопровождать торсионная волна, порожденная спином  $s = \hbar/2$  излучаемой частицы. Это предположение подтверждается многочисленными экспериментами и, даже, некоторыми технологиями, проведенными с генераторами Акимова [25].

О том, что электродинамика Максвелла-Лоренца и её квантовое обобщение - квантовая электродинамика Максвелла-Дирака неполна и страдает рядом недостатков и противоречий, написано даже в учебниках. Большинство недостатков связано с тем, что заряды в теории являются точечными образованиями, не имеющими структуры, хотя понятие спина "точечной частицы" уже подразумевает существование у квантовой частицы внутренней структуры. Если в основу электродинамики положить не понятие точки, а понятие ориентируемой точки, то в такой электродинамике заряд имеет внутреннюю структуру, определяемую спином и порождающую электроторсионное излучение при ускоренном движении спинирующего заряда. Аналитическое описание электроторсионного излучения требует отказа от кулоновской и лоренцевой калибровок, что приводит к появлению в излучении продольных электромагнитных волн с необычными физическими свойствами. Обладая высокой проникающей способностью, электроторсионное излучение проникает глубоко внутрь вещества и оказывает сильное влияние на его спиновую структуру. Эксперименты показывают, что электроторсионное излучение торсионных генераторов способно изменить кристаллическую структуру металлов и даже сделать металл аморфным не на поверхности, а по всей его толще. Основной причиной замалчивания электродинамических экспериментов, наблюдаемых многими исследователями, является их противоречие законам общепризнанной электродинамики Максвелла-Лоренца. Такая позиция является временной, поскольку проблемы энергетики, стоящие перед обществом, требуют развития и внедрения новых технологий, основанных на новой научной парадигме.

В середине восьмидесятых годов прошлого столетия в России академиком РАЕН А. Е. Акимовым с сотрудниками был создан электроторсионный генератор, одна из модификаций которого представлена на рис.8. В действительности, это целый комплекс приборов, позволяющий проводить различного рода эксперименты и даже использовать это комплекс для разработки различного рода торсионных технологий. На рис. 8 справа стоят генераторы стандартных электромагнитных сигналов, использующие диапазон частот от 1МГц до 10ГГц. Электромагнитный сигнал от этих генераторов подаётся на вход генератора электроторсионных излучений, который расположен в середине рис.8.

Удивительным свойством электроторсионного излучения является его высокая проникающая способность. Именно это свойство позволило развить технологию получения металлов с измененной кристаллической решеткой или вообще без неё (аморфные металлы).

На рис.9 показана экспериментальная установка по изучению воздействия излучения электроторсионного генератора на расплавленный металл. В индукционной печи, представляющей собой металлический цилиндр (толщина металла 10-12 см) помещена кювета, в которую закладывается исследуемый металл. Корпус печи заземлен. Через



Рис. 8: Генератор Акимова с комплексом приборов



Рис. 9: Экспериментальная установка по воздействию электроторсионного излучения на расплавленный металл



основание кюветы проходит электрический ток силой до 700 ампер. В результате нагрева металл в кювете плавится. После того, как ток отключен, и металл начинает остывать включается электроторсионный генератор, работающий на нескольких частотах (они пока находятся методом подбора) в течении 10-15 мин. Электроторсионный сигнал, действуя на остывающий металл через заземленную толщу металла печи, меняет его структуру.

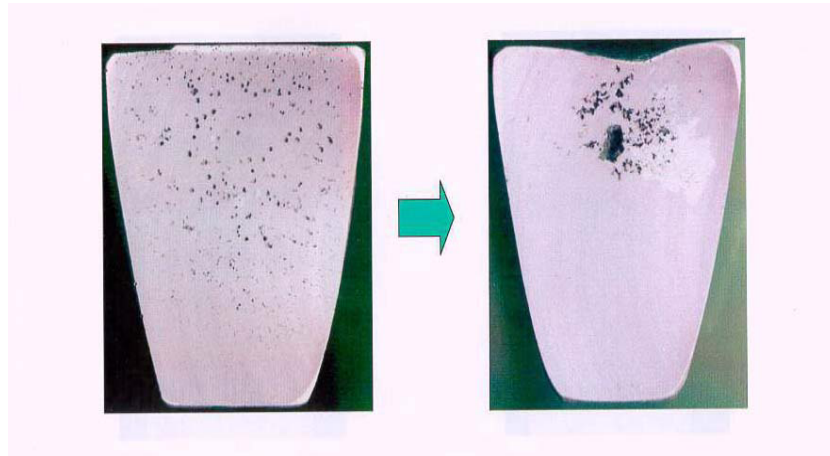


Рис. 10: Слева – контрольный образец силумина; справа – подвергнутый электроторсионному облучению

В России электроторсионные генераторы были использованы в середине 90х годов прошлого столетия при разработке следующих электроторсионных технологий:

1. Материаловедение.
2. Электроторсионная связь.
3. Медицина.
4. Сельское хозяйство.

Результаты этих разработок можно найти в Интернете и книге автора [6] В настоящее время торсионные методы изменения структуры металлов запатентованы и используются в промышленных масштабах.

### 7.2.1 Электроторсионный генератор Курапова

Развивая работы А. Акимова, С. Курапов и В. Панов использовали в Перьми на ОАО "Мотовилихинские Заводы" торсионный генератор, уникальность которого состоит в его глубинном и объемном влиянии на расплавы и растворы различных веществ. Разработчик генератора - С. А. Курапов (рис.11).

Основное применение генератор нашел в металлургической промышленности. Данным генератором облучается расплав металла в объеме от 160 кг до 60 тонн рис. 11.

С помощью торсионного генератора удалось получить металл с измельченной структурой и почти полное прекращение выделения карбидов в высокоуглеродистых сталях. Увеличение ударной вязкости при этом составило до 52%. Ввиду того, что торсионное поле обладает колоссальной проникающей способностью, обработка расплава производится

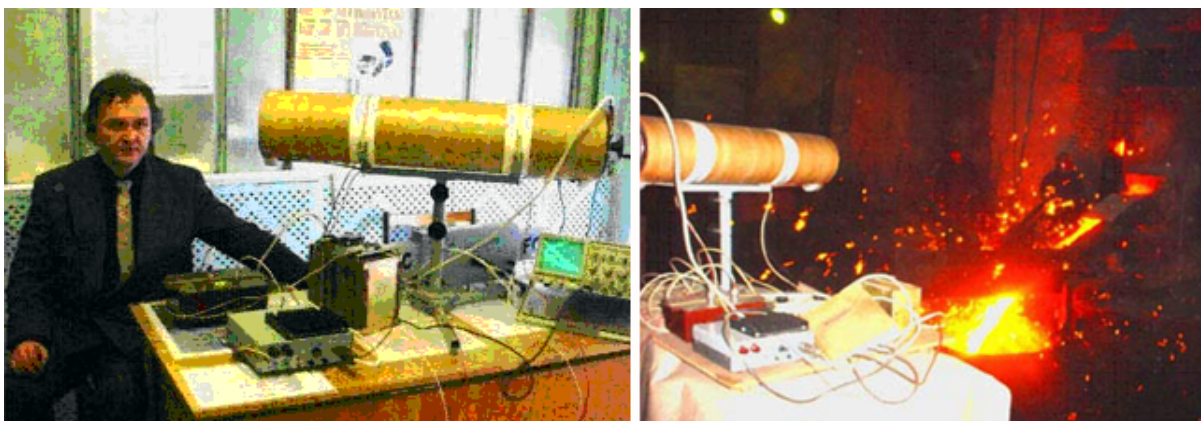


Рис. 11: Слева – С.Курапов с генератором; справа –плавка металла в заводских условиях

сквозь стенку металлургической печи. Фокус генератора устанавливается внутрь расплава (рис.11 справа). Генератор был полностью экранирован от выхода за его пределы традиционных электромагнитных полей. Этот генератор порождает электроторсионное поле, обладающее колоссальной проникающей способностью и оказывающее глубинное и объемное влияние на расплавы и растворы различных веществ.

### 7.2.2 Электроторсионный генератор Хатчисона

В 2000 году я был приглашен в Америку на конференцию по торсионной физике, организованной Международной организацией по изучению Космоса (ISSO). Для участников конференции был показан фильм, в котором были представлены устройства, демонстрирующие аномальные эффекты. Тогда я впервые узнал о генераторах "продольных" электромагнитных (скалярных) полей канадского изобретателя Джона Хатчисона, живущего ныне в Америке. С моей точки зрения, генератор Хатчисона представляет собой разновидность электроторсионного генератора. Генератор Хатчисона демонстрирует целый ряд необычных явлений. Например, если генератор Акимова изменяет структуру нагретого металла, то генератор Хатчисона делает это при комнатной температуре (см. рис.12)

Более того, излучение генератора Хатчисона позволяет "вплавлять" кусок дерева в металл (см. рис.12), или "сплавлять" металлы с разными температурами плавления с сохранением формы "вплавленного" металла.

### 7.2.3 Электроторсионный генератор Рустам Ройя

При исследовании экспериментальных проявлений электроторсионных полей было обнаружено нарушение общепринятых законов сохранения. Так, например, с точки зрения механики Ньютона торсионные движители демонстрируют ускоренное движение центра масс механической системы, изолированной от внешних сил. В этом случае мы имеем нарушение закона сохранения импульса центра масс, сформулированный в механике Ньютона [17]. Даже открытие нейтрино - торсионного поля простейшего вида, было стимулировано экспериментальным обнаружением нарушения закона энергии-импульса при распаде частиц (например, нейтрона). Профессор Пенсильванского государственного

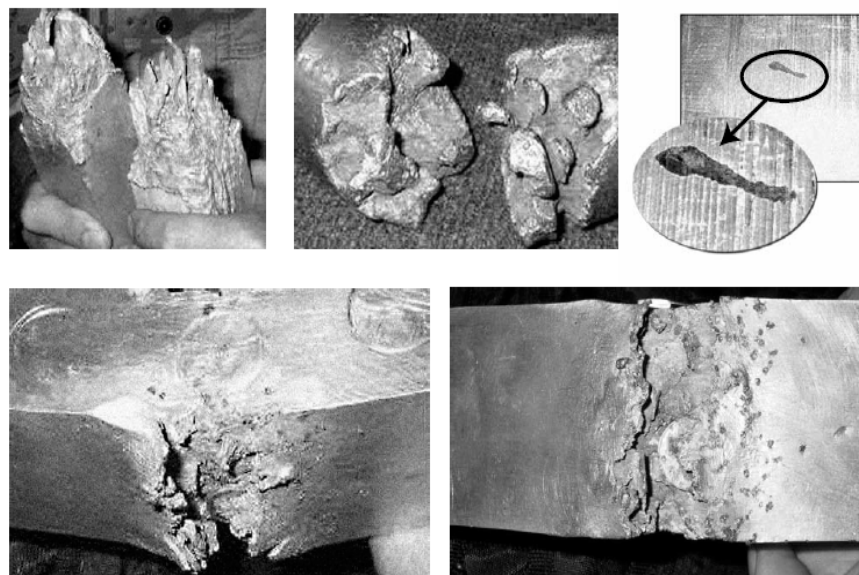


Рис. 12: Холодная плавка металлов. Слева сверху: полностью разорвавшийся алюминиевый брусок; слева внизу: алюминий с отпечатками монет и одной монетой, вставленной в частично открытую трещину; справа сверху и внизу: фрагмент среза алюминиевого блока, на котором виден вплавленный в него кусок дерева

университета Рустам Рой с сотрудниками уже более полувека занимается исследованием воздействия микроволнового электромагнитного излучения на различные металлы, соли металлов, керамику и т. д. В российских экспериментах нагрев металлов происходил в печах, при этом электроторсионное воздействие на расплавленный металл было от внешнего генератора электроторсионного излучения с отсеченной электромагнитной компонентой. В американских экспериментах процесс нагрева металла происходил за счёт электромагнитной компоненты микроволнового излучения (нагрев токами Фуко) при одновременном воздействии на него, сопровождающего электроторсионного излучения. В качестве источника электромагнитного поля и сопровождающего электроторсионного излучения использовались клистроны с частотами 919 МГц, 2.45 ГГц, 5.8 ГГц и 28 ГГц. Генерируемое клистроном смешанное излучение подавалось по волноводу в прямоугольную камеру, в которую помещали испытываемый образец (см. рис.13).

В камере выделялись области, в которых поля  $E$  и  $H$  принимали максимальное значение. Образцы устанавливались в этих местах, что давало возможность изучить влияние электроторсионного излучения в областях, где  $E$  и  $H$  максимальны по амплитуде.

Рустам Рой отмечает, что многолетние эксперименты с различными материалами показывают результаты, которые невозможно понять и объяснить с помощью уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца. Это следующие необычные результаты:

1. Аномальное поглощение электромагнитной энергии (нарушение закона сохранения энергии).
2. Уменьшение времени протекания химических реакций в несколько тысяч раз по сравнению с традиционными методами.
3. Создание аморфных металлов (такие же металлы были получены в России).
4. Создание аморфных солей металлов.

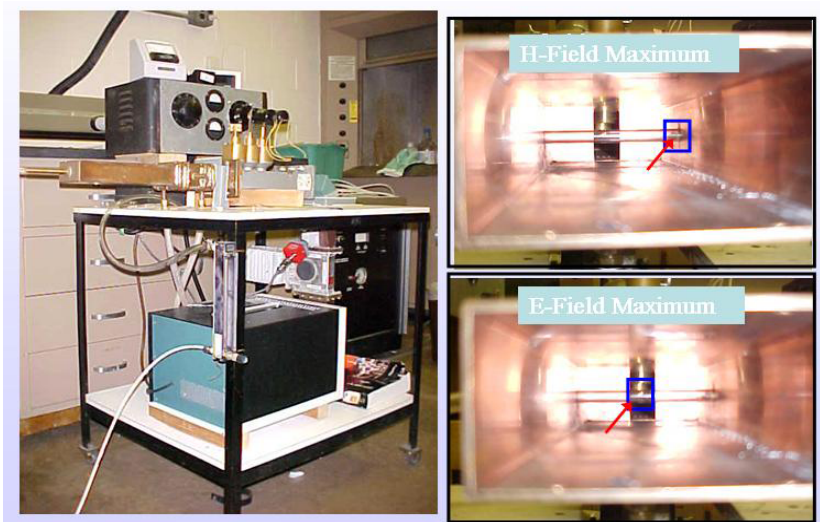


Рис. 13: Установка по микроволновому  $E - H$  нагреву

5. Открытие анизотермальных процессов, которые никогда прежде не наблюдались.
6. Различное воздействие разделённых микроволновых полей  $E$  и  $H$  на материалы (см. рис. 14)

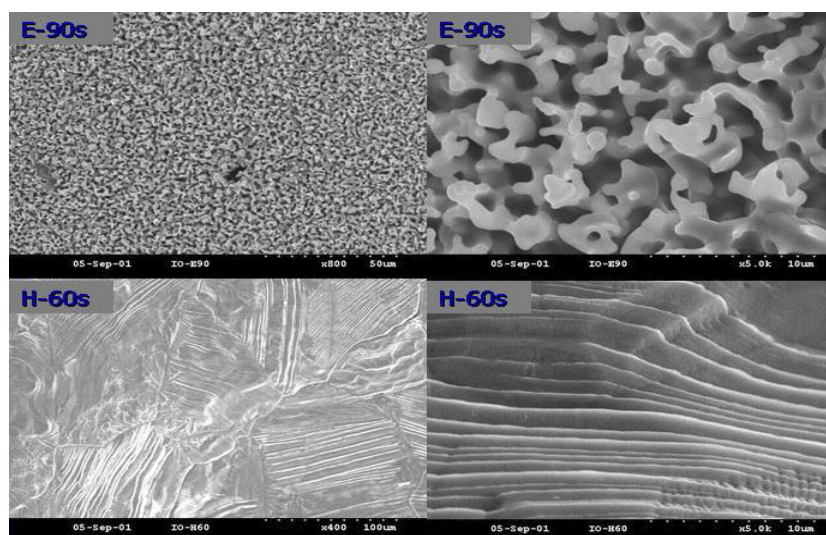


Рис. 14: Микроструктура  $Fe_3O_4$  в  $E$  и  $H$  полях

После многолетних исследований наблюдаемых явлений и их теоретического анализа, Рустам Рой приходит к выводу, что микроволновый генератор действует на спиновые свойства вещества, т.е. излучает электроторсионное поле, подобно генераторам Акимова и Курапова.

В экспериментах с электроторсионными генераторами Акимова было замечено, что генератор создает два типа полей, которые получили названия  $T_a$  - азимутальное и  $T_r$  - радиальное. Есть все основания предполагать, что электроторсионное поле  $T_a$  связано с магнитным полем  $H$ , а поле  $T_r$  с полем  $E$ , причем, как это показывают эксперименты, проникающая способность поля  $T_a$  гораздо выше, чем поля  $T_r$ . Работы американских

коллег показывают, что наибольшие изменения структуры металлов, солей и керамики происходят как раз в области максимального магнитного поля. На рис. 14 представлена микроструктура  $Fe_3O_4$  (левые и правые снимки имеют разные увеличения), полученная в результате микроволнового воздействия разделённых  $E$  и  $H$ . Время воздействия полей  $E$  - 1,5 мин. и  $H$  - 1 мин. соответственно. С моей точки зрения, различные изменения структуры, видные из рисунка, произведены полями  $T_r$ ,  $T_a$ , связанные с полями  $E$  и  $H$ .



Рис. 15: Первая в мире (Япония) непрерывная микроволновая печь

В последние годы микроволновые технологии получения высококачественных керамик получили широкое применение в Японии. На рис.15 показана японская поточная линия, в которой используется микроволновая технология (считай, электроторсионная технология) для получения высококачественной керамики. Подобные технологические линии существуют и в Америке.

Рустам Рой отмечает, что несмотря на значительные успехи в исследованиях аномальных микроволновых излучений, американское научное сообщество на 100% игнорирует новые физические явления, американская промышленность на 95%, зато малый бизнес воспринял новые технологии на *ура!!!*

Американские средства массовой информации, ссылаясь на мнение ученых, полагают, что *этого не может быть*.

## 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 кото-

рого 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:

- а) нарушается закон сохранения заряда  $e$ ;
- б) действуют сильные электромагнитные поля (при больших ускорениях зарядов);
- в) скорости движения зарядов становятся ультрарелятивистскими.

Решение второй проблемы Эйнштейна позволяет дать теоретическое описание электромагнитных процессов во всех этих случаях, давая инструмент для научного понимания аномальных экспериментов, получаемых с помощью генераторов Акимова, Хатчисона, Рустам Роя и многих других исследователей.

Эйнштейн оказался прав, когда предполагал, что "совершенная" квантовая теория будет получена на пути дальнейшего развития теории относительности, когда произойдет геометризация тензора энергии-импульса в правой части его уравнений. Но он не представлял, что решение этой проблемы укажет путь к фундаментальному объединению гравитационных, электромагнитных, сильных и слабых взаимодействий на базе универсального поля – поля инерции.

## Список литературы

- [1] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1972. №10. С. 98–104.
- [2] *Шипов Г.И.* О решении первой проблемы Эйнштейна.// М.: Кирилица, 2007, с. 38.
- [3] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* // Тр. V семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны». ОИЯИ, Дубна. 1993. С. 232–238.
- [4] *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.
- [5] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. VIII Рос. гравитац. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации». М.: Рос. гравитац. ассоц., 1993. С. 251.
- [6] *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума, теория, эксперименты, технологии М.: Наука, 1997, с.450.
- [7] *Einstein A.* // In: "Albert Einstein - Philosopher-Scientist", ed. by P.A.Schilpp, Evanston (Illinois), 1945, pp. 1-95.
- [8] *Einstein A.* // In: "Louis de Broglie, physiscien et penseur". Paris, 1953, pp. 4-14.
- [9] *Einstein A.* The meaning of relativity. Princeton Univ. Press, N.Y., 1921.

- [10] *Frenet F.* Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
- [11] *Ricci G.* Mem. Acc. Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-322.
- [12] *Картан Э.* Риманова геометрия в ортогональном репере. Лекции Э.Картана в Сорбонне 1926-1927 гг., Волгоград, Изд-во Платон, 1998.
- [13] *Klein F.* Math. Ann. 1893. Vol. 43. P. 63.
- [14] *Schouten J.* Ricci-Calculus. В.; Heidelberg: Springer, 1954.
- [15] *Шупов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1976. №6. С. 132.
- [16] *Шупов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1977. №6. С. 142.
- [17] *Шупов Г.И.* // 4D гироскоп в механике Декарта. М.: Кирилица, 2006, с. 74.
- [18] *Newman E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, №3. P.566 – 587.
- [19] *Debney G., Kerr R., Schild A.* // Ibid. 1969. Vol. 10, №10. P. 1842.
- [20] *Tesla N.* // "World System of Wireless Transmission of Energy", Telegraph and Telephone Age, Oct. 16, 1927, p.457.
- [21] *Косинов Н.В., Гаобарчук В.И.* // Однопроводная и беспроводная передача энергии, Новая энергетика, № 4, 2003, с.2.
- [22] *Ампер А.М.* // Электродинамика. М., АН ССР, 1954.
- [23] *Николаев Г.В.* // Непротиворечивая электродинамика, теория эксперименты парадоксы, Томск, ТФ ВОИНТЕР, 1997, с. 145.
- [24] *Aharonov Y., Bohm D.* // Phys.Rev. 115, 1959, pp.485-491.
- [25] *Акимов А.Е.* Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнедействий. EGS - концепция. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1991. 63 с.
- [26] *Солис М.А.* Эффект Хатчисона, Новая энергетика, № 5-6, 2003, 37.
- [27] *Сигалов Р.Т., Шаповалова Т.И., Каримов Х.Х., Самсонов Н.И.* Новые исследования движущихся сил магнитного поля. Ташкент, ФАН, 1975.
- [28] *Pappas P.T.* The original Ampere Force and Boit-Savart and Lorenz Force//Nuovo Cimento, V 76B, N 2, 1983, pp. 189-196. 1975.
- [29] *Солунин А.М., Костин А.В.* Об эффекте потенциала для тороидального соленоида, деп. в ВИНТИ, рег. № 7900-84.