

# ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕОРИИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА И ТОРСИОННЫХ ПОЛЕЙ

Шипов Г.И.

## Введение

Работа по созданию теории Физического Вакуума была начата мной 48 лет назад сразу после окончания Московского государственного университета. И хотя за это время было опубликовано множество статей, написаны книги и сделаны доклады на конференциях в России и за ее пределами, научная общественность мало знакома с истинными результатами исследований. Поэтому в настоящей статье я делаю еще одну попытку познакомить ученых России с предлагаемой мной теорией.

Прежде всего, хочу отметить, что речь идет не просто о новой физической теории, а о смене научной парадигмы. Для этого в качестве элементарного физического объекта вместо материальной точки старой парадигмы используется ориентируемая материальная точка (спицирующая точка). Формально математически в физике такой объект был впервые введен Л. Эйлером при создании механики твердого тела почти 300 лет назад. Л. Эйлер ввел тройку (триаду) единичных ортогональных векторов  $\vec{e}_A$  ( $A, B, C \dots = 1, 2, 3$ ) и жестко связал ее с твердым телом. Для описания вращения твердого тела Л. Эйлер вводит три угла  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  (углы Эйлера) и три дополнительных вращательных уравнения движения, при этом, не будучи физиком, он не дал физической интерпретации полученному им обобщению механики Ньютона. Как математик, Л. Эйлер ввел трансляционную евклидову метрику  $dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ , но упустил из вида, что на множестве углов Эйлера существует вращательная метрика  $d\tau^2 = d\chi^A_B d\chi^B_A$ , где  $d\chi_{AB} = -d\chi_{BA}$  - дифференциалы углов Эйлера и  $d\chi_{AB}/dt = \omega_{BA} = -\omega_{AB}$  - угловая скорость вращения твердого тела. К сожалению, в то время, когда создавалась механика твердого тела, никто из физиков не взялся продумать эти вопросы и все продолжали считать, что механика твердого тела не выводит нас за рамки механики Ньютона. Такая ошибочная точка зрения доминирует среди теоретиков до сих пор, в то время, как совершенно очевидно, что пространство событий механики твердого тела содержит 6 координат – три трансляционных  $x, y, z$  и три вращательных  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , причем вращательные координаты (в отличие от трансляционных) не голономны. Поэтому механика твердого тела, в отличие от механики Ньютона, представляет собой не голономную механику, в которой переход от голономных координат  $x, y, z$  к не голономным координатам  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  невозможен, если используются обычные голономные преобразования координат.

В общем случае, основные величины в не голономной механике, такие как координаты, скорости, силы и т.д., зависят от шести переменных  $x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  и времени  $t$ . Особенно важно отметить радикальные изменения в физических следствиях не голономной механики, которые не только предсказываются теоретически, но и наблюдаются в экспе-

рименте. Прежде всего, заметим, что простейшая задача о движении твердого тела относительно одной неподвижной точки (задача о движении вращающегося волчка) не решена до конца до сих пор. Несмотря на усилия лучших математиков, таких как Л. Эйлер, Ж. Лагранж, С. Ковалевская и др., не удалось найти пятого дополнительного интеграла (доказано, что его вообще не существует), что говорит об отсутствии одного из законов сохранения в этой задаче. Более того, в механике гироскопических систем наблюдаются их аномальное (с точки зрения механики Ньютона) поведение, связанное с их прецессией или нутацией. В этом случае наблюдается связь между скоростью центра масс и угловой скоростью гироскопической системы, при этом нарушается закон сохранения поступательного импульса центра масс механической системы, справедливый в механике Ньютона. Это объясняется тем, что прецессию и нутацию в гироскопических системах вызывают внутренние силы инерции, которые (в механике Ньютона) не подчиняются третьему закону Ньютона, а теорема о сохранении поступательного импульса центра масс доказывается при условии, что внутренние силы удовлетворяют третьему закону Ньютона. Однако, согласно сильному принципу эквивалентности теории гравитации Эйнштейна, который согласуется с экспериментальными данными, локально однородное поле инерции, порождающее силу инерции, эквивалентно однородному гравитационному полю. При этом локально в свободно падающем лифте сила инерции компенсирует гравитационную силу, создавая состояние невесомости, что указывает на: 1) полевую природу сил инерции; 2) реальность сил инерции и их качественную эквивалентность силам гравитации. Поэтому проблема полей и сил инерции выходит за рамки классической механики, в которой основные взаимодействия тел имеют контактную природу, оказываясь связанной с современной теорией поля. В самом деле, последующие работы математика Ж. Френе показали, что движение трехмерной ориентируемой точки (трехгранника Френе) описывают 6 уравнений, три из которых определяют *трансляции* начала  $O$  трехгранника, а остальные три – изменение его ориентации. И опять, теперь уже математиками, не был поставлен и решен вопрос о том, какой геометрией пространства событий обладает множество трехгранников Френе, на котором, кроме метрики Эвклида  $dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ , задана вращательная метрика  $d\tau^2 = d\chi^A_B d\chi^B_A$ ? Ответ на этот вопрос был найден мной в 1993 г., когда было показано, что пространство событий трехгранников Френе наделено геометрией абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ , которое, в общем случае, обладает римановой кривизной  $R^\alpha_{\beta\gamma\delta}$  и кручением Риччи  $T^A_{B\alpha}$  ( $\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3$ ,  $A, B, C \dots = 1, 2, 3$ ), при этом угловая скорость вращения трехгранника и кручение  $T^A_{B\alpha}$  связаны соотношением

$$\omega^A_B = T^A_{B\alpha} dx^\alpha / dt. \quad (1)$$

Если трехгранник жестко связан с твердым телом (материей), то соотношение (1) подтверждает гипотезу Э. Картана, утверждающую, что *вращение материи порождает кручение пространства* (как оказалось пространства  $A_3(3)$ ). Одним словом, если в этом мире что-то материальное вращается, то это вращение порождает новое физическое поле – поле кручения  $T^A_{B\alpha}$  или *торсионное поле*. Предположим, что это соответствует реальности, тогда, поскольку в природе все вращается (Рене Декарт), торсионное поле должно иметь всеобщий характер и проявлять себя всегда и везде. Если вспомнить, что все силы

инерции порождены вращением материи (в пространстве с трансляционными координатами  $x, y, z, ct$  поступательное ускоренное движение тоже вращение в  $x \sim ct, y \sim ct, z \sim ct$  плоскостях), то на роль всеобщего поля, которое проявляет себя везде и всегда, претендует поле инерции. Допустим, что это так, тогда правомерно поставить вопрос – каким уравнениям удовлетворяет само поле инерции при движении различных тел и почему мы до сих пор не имеем в теоретической физике уравнений для его описания?

В рамках общепринятой теоретической физики ответ на этот вопрос отсутствует. Однако, в теории Физического Вакуума получены следующие ответы: 1) торсионное поле образует плотность энергии всех материальных объектов; 2) в простейшем случае нормированное на единицу поле инерции удовлетворяет линейному уравнению квантовой теории – уравнению Шредингера. Получается, что с каждым физическим объектом связано поле инерции и эксперименты, обнаружившие квантовую структуру вещества, привели к созданию квантовой теории, которая как раз и описывает динамику полей инерции. Это значит, что, используя квантовые уравнения, мы уже давно изучаем динамику полей инерции различных объектов, даже не подозревая об этом.

## 1. Всеобщий принцип относительности и уравнения Физического Вакуума

Я хочу еще раз подчеркнуть, что в природе нет инерциальных систем отсчета и, по утверждению А. Эйнштейна, «общая теория относительности - это единственный способ избавиться от такой нереальной вещи, как инерциальная система отсчета». Поэтому все физические теории, уравнения которых инвариантны только относительно инерциальных систем отсчета, неверны изначально. Но даже те теории, уравнения которых инвариантны относительно ускоренных систем, не имеющих собственного 3D вращения, неверны еще и по той причине, что не удовлетворяют принципу *вращательной относительности*. Этот принцип может работать, если, кроме преобразований голономных трансляционных координат, заданы преобразования неголономных вращательных координат.

В релятивистском случае вместо триады Френе, мы введем тетраду  $e^a_i$   $i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$ , которая представляет собой математический образ произвольно ускоренной 4D системы отсчета. В общем случае, 4D произвольно ускоренная система отсчета имеет 10 степеней свободы, из которых 4 трансляционных описываются голономными координатами  $x, y, z, ct$  начала  $O$ , а 6 вращательных неголономных угловых координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  определяют взаимную ориентацию базисных векторов системы отсчета. Таким образом, мы ввели 4D ориентируемую точку. Связывая ориентируемую точку с материальным объектом и устремляя его размеры к нулю (предельный случай), мы получаем *ориентируемую материальную точку*.

Мы будем рассматривать многообразие ориентируемых материальных точек, на котором задана трансляционная метрика

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

с симметричным метрическим тензором  $g_{jk} = g_{kj}$  внешнего пространства  $x, y, z, ct$  и вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = -De^a_i De^i_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (3)$$

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

где  $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$  - дифференциалы шести (внутренних) вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ , описывающие вращение 4D системы отсчета (ориентируемой материальной точки). В соотношении (3)  $D$  - абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля, образованных с помощью тензора  $g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k$  по обычному правилу

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad ,_k = \frac{\partial}{\partial x^k}. \quad (4)$$

Легко видеть, что вращательная метрика (3) определяется через торсионное поле

$$T^i_{jk} = -\Omega^{.i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{.s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{.s}_{mj}) = e^i_a \nabla_k e^a_j. \quad (5)$$

В отличие от символов Кристоффеля (4), торсионное поле (5) преобразуется относительно трансляционных координатных преобразований как тензор и определяется через кручение  $\Omega^{.i}_{jk}$  геометрии абсолютного параллелизма  $A_4$  (6) как

$$\Omega^{.i}_{jk} = -T^i_{[jk]} = e^i_a e^a_{[k,j]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}). \quad (6)$$

Из вращательной метрики (3) следует связь между 4D угловой скоростью вращения  $\Omega_{ik} = -\Omega_{ki}$  ориентируемой материальной точки и торсионным полем  $T^i_{jk}$  вида

$$\Omega^i_j = \frac{d\chi^i_j}{ds} = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i_a}{ds} e^a_j. \quad (7)$$

Это соотношение является аналитическим выражением гипотезы Картана, утверждающей, что вращение материи порождает кручение пространства. Важно подчеркнуть, что в соотношениях (2)-(7) индексы  $i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3$  относятся к «внешнему» пространству трансляционных координат  $x, y, z, ct$ , в то время как индексы  $a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3$  к «локальному» пространству вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . На множестве трансляционных координат  $x, y, z, ct$  действует группа трансляций  $T_4$ , а на множестве вращательных координат действует локальная группа вращений  $O(3.1)$ . Переход от координатных индексов  $i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3$  к локальным индексам  $a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3$  происходит по правилу

$$T^a_{bk} = e^a_i T^i_{jk} e^j_b. \quad (8)$$

Законы преобразования в группе трансляции  $T_4$  и группе вращений  $O(3.1)$  различны. Если торсионное поле (5) преобразуются в группе  $T_4$  по координатным индексам  $i, j, k...$  как тензор

$$T^{i' j' k'} = T^i{}_{jk} \frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}} \frac{\partial x^k}{\partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i}. \quad (9)$$

где матрицы  $\partial x^j / \partial x^{j'}$  образуют группу трансляций  $T_4$ , то по локальным индексам  $a, b, c...$  торсионное поле  $T^a{}_{bm}$  преобразуются как связность

$$T^{a'}{}_{b'm} = \Lambda_a{}^{a'} T^a{}_{bk} \Lambda^b{}_{b'} + \Lambda_a{}^{a'} \Lambda^a{}_{b',k}, \quad (10)$$

где матрицы  $\Lambda_a{}^{a'}$  образуют группу вращений  $O(3.1)$ .

Учитывая (8), можно переписать соотношение (7) как

$$\Omega^a{}_b = T^a{}_{bk} \frac{dx^k}{ds}. \quad (11)$$

Выбирая матрицы  $\Lambda_a{}^{a'}$  таким образом, чтобы  $T^{a'}{}_{b'm} = 0$ , мы можем обратить угловую скорость (11) в нуль. Этот факт и обеспечивает вращательную относительность уравнений теории Физического Вакуума.

*Под Всеобщей относительностью мы будем понимать суммарную относительность уравнений Физического Вакуума как относительно трансляций, так и вращений, а за сами уравнения Физического Вакуума мы примем структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$  : структурные уравнения группы трансляций  $T_4$*

$$\nabla_{[k} e^a{}_{m]} + e^b{}_{[k} T^a{}_{b]m} = 0 \quad (A)$$

и структурные группы вращений  $O(3.1)$

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

Здесь

$$R^i{}_{jkm} = 2\partial_{[k} \Gamma^i{}_{|j|m]} + 2\Gamma^i{}_{s[k} \Gamma^s{}_{|j|m]} \quad (12)$$

- тензор Римана.

Уравнения (A), (B) можно представить в виде расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга Миллса

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

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

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

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

при этом в полностью геометризованных уравнениях Эйнштейна (B.1) тензор энергии-импульса  $T_{jm}$  имеет геометрическую природу и выражается через поле торсионное поле  $T^i_{j|m}$  геометрии  $A_4(6)$  следующим образом

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left( \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]} \right) \right\}. \quad (13)$$

В полностью геометризованных уравнениях Янга-Миллса (B.2) тензор тока  $J^i_{jkm}$  также геометризован и выражается через тензор энергии-импульса (13) (т.е. опять же через поле  $T^i_{j|m}$ ) как

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{[i|m} g_{k]j}. \quad (14)$$

Из соотношения (13) следует определение массы

$$\mu(\omega) = \int \frac{2g^{jm}}{\nu c^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} \right\} \sqrt{-g} dV, \quad (15)$$

которое, с учетом соотношения (11), показывает, что в теории Физического Вакуума масса объекта порождена кручением пространства или угловой скоростью вращения материи, составляющей массу, при этом знаменитая формула Эйнштейна  $E = \mu c^2$  принимает вид

$$E = \mu(\omega) c^2. \quad (16)$$

С помощью преобразования (10) торсионное поле  $T^{a'}_{b'm}$  и угловую скорость (11) можно обратить в нуль, что делает в теории Физического Вакуума массу (15) и энергию (16) относительными величинами.

Используя правило (8), запишем уравнения (A), (B) в матричном виде

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

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

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

Здесь  $i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3$  - индексы внешнего пространства и  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  - «внутренние» индексы. Эти индексы появились в уравнениях (A), (B) благодаря тому, что пространство событий включает в себя вращательные координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Теперь становится понятным появление уравнений Янга-Миллса вида (B.2) и внутренних симметрий типа группы  $O(3.1)$  в теории элементарных частиц. Все эти свойства элементарных объектов отображают 10ти мерное расслоенное пространство событий  $A_4(6)$ , на котором действуют уравнения Физического Вакуума (A), (B).

Уравнения (A), (B) выглядят как «чисто классические» и для определения их связи со спинорными уравнениями квантовой механики необходимо перейти к их спинорному представлению. Для этого мы введем вместо векторного базиса  $e^a_i$  спинорный базис  $\sigma_i^{A\dot{B}}$ , который представляет собой обобщенные матрицы Паули. Тогда, например, вместо трансляционной метрики (2) мы будем иметь

$$ds^2 = g_{ik} = \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i^{A\dot{B}} \sigma_k^{C\dot{D}} dx^i dx^k, \quad \varepsilon_{AC} = \varepsilon^{AC} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где внутренние спинорные индексы  $A, \dot{B}$  пробегают значения  $A = 0, 1, \dot{B} = \dot{0}, \dot{1}$ . Заменяя матричные индексы на два спинорных по правилу

$$e^a_i \leftrightarrow \sigma_i^{A\dot{B}}, \quad T^a_{bm} \leftrightarrow T^{A\dot{B}}_{C\dot{D}m}, \quad R^a_{bkm} \leftrightarrow R^{A\dot{B}}_{C\dot{D}km}$$

Можно записать уравнения (A), (B.1), (B.2), в конечном счете, в спинорном базисе в виде расширенной спинорной системы уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса

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

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

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

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

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

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

где двухкомпонентные спиноры  $\iota_\alpha, o_\alpha$  в обобщенных уравнениях Гейзенберга ( $A_{s^+} .1$ ) и ( $A_{s^+} .2$ ) образуют 4х компонентный спинор Дирака в обычной квантовой теории поля. Спинорные уравнений Эйнштейна ( $B_{s^+} .1$ ) содержит в правой части спинорный тензор энергии-импульса  $T_{ACBD}$ . Спинорные уравнения Янга-Миллса ( $B_{s^+} .2$ ) с калибровочной группой  $SL(2, C)$  содержит в правой части тензор тока  $J_{ACBD}$ , определяется через тензор энергии-импульса  $T_{ACBD}$ . Согласно уравнениям ( $A_{s^+} .1$ )-( $B_{s^+} .2$ ) мы можем рассматривать Физический Вакуум как сплошную среду, обладающую упругими свойствами, любое возмущение которой описывается совокупностью нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса. Это основные поля, динамику которых описывает теория Физического Вакуума, причем, в общем случае, «элементарная частица» описывается сразу всеми этими полями. Если риманова кривизна Физического Вакуума равна нулю, то уравнения ( $A_{s^+} .1$ ), ( $A_{s^+} .2$ ), ( $B_{s^+} .1$ ), ( $B_{s^+} .2$ ) описывают объекты, которые получили названия «первичные поля кручения» - первый объект, появляющийся из вакуума при рождении Вселенной.

## 2. Уравнения движения ориентируемой материальной точки и физическая интерпретация торсионного поля.

Уравнения движения ориентируемой материальной точки следуют их соотношения (5) и могут быть представлены как

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (18)$$

В силу условий ортогональности

$$e^a_i e^j_a = \delta^j_i, \quad e^a_i e^i_b = \delta^a_b, \quad (19)$$

соотношение (18) содержит 6 независимых уравнений, описывающих вращение ориентируемой материальной точки в углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  при ее движении вдоль мировой линии пространства  $A_4(6)$ . Представим уравнения (18) в виде

$$\frac{de^i_0}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (20)$$

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (21)$$

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

Уравнения (20) описывают поступательное ускорение начала  $O$  тетрады  $e^a_i$ , т.е. вращение в псевдоевклидовых углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Действительно, выбирая вектор  $e^0_i = dx_i/ds$  касательным к мировой линии, получим из (20)

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0, \quad (22)$$

где мы использовали соотношение (7). В нормальных координатах  $\Gamma^i_{jk}=0$  и пространственная часть уравнений (22) (в нерелятивистском приближении) записывается как

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -c^2 \Omega^\alpha_0 = W^\alpha, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3, \quad (23)$$

где  $\Omega^\alpha_0$  - угловая скорость вращения в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  и  $W^\alpha$  - поступательное ускорение начала  $O$ . Умножая (23) на массу  $\mu$  получим уравнения поступательного ускоренного движения  $\mu$  при малом ускорении

$$\mu \frac{d^2 x_\alpha}{dt^2} = -\mu W_\alpha = \mu T_{\alpha 00} = \mu c \frac{(d\theta)_\alpha}{dt}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3. \quad (24)$$

Из (24) видно, что: 1) *поступательное ускорение массы  $\mu$  представляет вращение собой вращение в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$* ; 2) *поле инерции  $W_\alpha$ , порождающее силу инерции  $F_\alpha = \mu W_\alpha$ , совпадает с  $T_{\alpha 00}$  компонентой торсионного поля (5).*

Как известно, при ускоренном движении на массу  $\mu$  действуют 4 силы инерции

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \mu \vec{W} - 2\mu[\vec{\omega}\vec{v}] - \mu[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] - \mu\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}\right]. \quad (25)$$

Последние три силы инерции, стоящие в правой части уравнений (25), порождены угловой скоростью вращения  $\vec{\omega}$  в пространственных углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , а четвертая сила - вращением в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ . В силу соотношения (7), угловая скорость вращения материи порождена торсионными полями, поэтому природа сил инерции определяется кручением 10ти мерного пространства геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ .

Пространственная часть уравнений (21) запишется как

$$\frac{de^{\alpha}_A}{ds} + \Gamma^{\alpha}_{\beta k} e^{\beta}_A \frac{dx^k}{ds} + \Omega^{\alpha}_{\beta k} e^{\beta}_A \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (26)$$

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

Эти три (в силу условий ортогональности  $e^A_{\alpha} e^{\alpha}_A = \delta^j_i$ ,  $e^A_{\beta} e^{\beta}_B = \delta^A_B$ ) уравнения описывают изменение ориентации ориентируемой материальной точки и являются обобщением известных уравнений Френе. При  $\Gamma^{\alpha}_{\beta k} = 0$  из (26) следуют уравнения Френе. С учетом (23), находим следующее соотношение для матрицы 4D вращения ориентируемой материальной точки

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

### 3. (Квази)инерциальная система отсчета и «точечная» частица

Напомним, что мы принципиально отказались от инерциальной системы отсчета, поскольку такая система отсутствует в природе. Уравнения физики, которые сформулированы в инерциальных системах отсчета, изначально неверны по этой причине. «Правильные» уравнения мы получаем из уравнений Физического Вакуума, записывая их в (квази)инерциальной системе отсчета. Умножая (22) на  $\mu$ , получаем уравнения

$$\mu \frac{du^i}{ds} = -\mu \Gamma^i_{jk} u^j u^k - \mu \Omega^i_{ju} u^j, \quad (28)$$

которые можно рассматривать как релятивистское обобщение уравнений движения центра масс абсолютно твердого тела, при этом сила  $-\mu \Gamma^i_{jk} u^j u^k$  рассматривается как внешняя сила, а  $-\mu \Omega^i_{ju} u^j$  - как сила инерции. Поскольку уравнения (28) записаны в ускоренной системе отсчета, то предельный переход в (квази)инерциальную систему отсчета происходит, когда сила инерции равна нулю

$$\mu \Omega^i_{ju} u^j = \mu \Gamma^i_{jk} u^j u^k = 0. \quad (29)$$

В силу соотношения (5), равенство (29) рассматривается как уравнение, решение которого имеет вид

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk}. \quad (30)$$

Особенность этого решения состоит в том, что сила инерции (29) равна нулю, а поле инерции  $T^i_{jk}$ , отлично от нуля и антисимметрично по всем трем индексам.

Свертывая тензор энергии-импульса (13) с метрическим тензором  $g^{jm}$ , находим плотность материи  $\rho$  в виде

$$\rho = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2} \left\{ \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{j|m]}^s \right\}. \quad (31)$$

Подставляя (30) в (31), получает выражение для плотности материи в (квази)инерциальной системе отсчета

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \Omega^{..i}_{sm} \Omega^{..s}_{ji} = -\frac{1}{\nu c^2} T^{ji}_s T_{ji}^s. \quad (32)$$

Тензор кручения  $\Omega^{..i}_{jk}$ , в общем случае, имеет 24 независимых компоненты, однако в (квази)инерциальной системе отсчета у него остается 4 независимых компоненты, образующих псевдовектор

$$\widehat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon_{jins} \Omega^{ins} = h_j. \quad (33)$$

В спинорном базисе псевдовектору  $h_j$  соответствует 4х компонентный спинор  $\mu_{A\dot{C}}$ , поэтому через псевдовектор  $h_j$  или комплексный спинор  $\mu_{A\dot{C}}$  плотность материи (32) запишется как

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} \leftrightarrow \rho = -\frac{1}{\nu c^2} h_j h^j, \quad (34)$$

а тензор энергии-импульса (13) в виде

$$T_{AB\dot{C}\dot{D}} = \frac{1}{\nu} \left( \mu_{AB} \mu_{\dot{C}\dot{D}} - \frac{1}{2} \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} \right) \quad (35)$$

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

или

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \left( h_j h_m - \frac{1}{2} g_{jm} h^i h_i \right). \quad (36)$$

Если вектор  $h_m$  времениподобен, то его можно представить в виде

$$h_m = \psi_{,m} = \varphi(x^i) u_m, \quad (37)$$

где  $u_m u^m = 1$  и  $\varphi(x^i)$  – скалярная функция. Подставляя (37) в (36), получим тензор

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \varphi^2(x^i) \left( u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm} \right), \quad (38)$$

откуда

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \varphi^2(x^i). \quad (39)$$

Уравнения движения плотности материи (34),(39) следуют из второго тождества Бианки  $\nabla_{[p} R^i{}_{jk]m} = 0$ . Применяя это тождество к уравнениям (B.1), после преобразований получим

$$\nabla_i (R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R) = \nu \nabla_i T^{ik} = 0, \quad (40)$$

откуда следует

$$\nabla_i T^{ik} = 0. \quad (41)$$

Подставляя сюда тензор энергии-импульса (38), получаем

$$\nabla_i T^{ik} = \nabla_i \rho c^2 u^i u^k = 0, \quad (42)$$

поскольку  $\nabla_i g^{ik} = 0$  и выполняется условие несжимаемости  $\nabla_i \rho = 0$  для «идеальной жидкости». Легко показать, что уравнения (42) распадаются на:

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_i (\rho u^i) = \partial_i (\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^i{}_{nj} = 0; \quad (43)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma^k{}_{mn} u^m u^n = 0; \quad (44)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «идеальной жидкости»

$$\nabla_i \rho = \partial_i \rho = 0.$$

Если сократить в уравнении (44) на  $\rho$ , то мы получим уравнения движения теории гравитации Эйнштейна. А если заметить, что в этих уравнениях выполняется условие отсутствия сил инерции (29), то это означает, что они записаны в (квази)инерциальной системе отсчета.

### 3.1. Модель «точечной» частицы в теории Физического Вакуума

Легко заметить, что изначально уравнения Физического Вакуума не содержат никаких физических констант. Действительно, множитель  $\nu$  в уравнениях (B.1), сокращается,

после подстановки тензора энергии-импульса материи (13) в уравнения (B.1). Поэтому, чтобы иметь возможность использовать принцип соответствия уравнений Физического Вакуума с уже известными фундаментальными физическими уравнениями, нам необходимо найти решение уравнений, содержащая функции или константы интегрирования, а затем придать им физический смысл.

В качестве примера рассмотрим сферически подобное решение уравнений (A),(B), трансляционная метрика которого имеет вид метрики Вайдя-Керра

$$ds^2 = (1 - \Psi^0(u)r\rho\bar{\rho})du^2 + 2dudr + 2\Psi^0(u)ra \sin^2 x \rho\bar{\rho}dudy - 2a \sin^2 x drdy - (\rho\bar{\rho})^{-1}dx^2 - (\Psi^0(u)ra^2 \sin^2 x \rho\bar{\rho} + r^2 + a^2)\sin^2 x dy^2. \quad (45)$$

Здесь использованы обозначения, примененные в формализме спиновых коэффициентов Ньюмена-Пенроуза. После интегрирования уравнений Физического Вакуума имеем

1. Для компонент обобщенных матриц Паули :

$$\begin{aligned} \sigma_i^{00} &= l_i = \delta_i^0 - a \sin^2 x \delta_i^3, \quad \sigma_i^{11} = n_i = \rho\bar{\rho} \left[ Y \delta_i^0 + (\rho\bar{\rho})^{-1} \delta_i^1 - a \sin^2 x Y \delta_i^3 \right], \\ \sigma_i^{01} &= m_i = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} \left[ ia \sin x \delta_i^0 - (\rho\bar{\rho})^{-1} \delta_i^2 - i\Omega \sin x \delta_i^3 \right], \\ \Omega &= r^2 + a^2, \quad Y = \frac{r^2 + a^2 - \Psi^0(u)r}{2}. \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} \rho &= -\frac{1}{r - ia \cos x}, \quad \beta = -ctg x \frac{\bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \pi = ia \sin x \frac{\rho^2}{2\sqrt{2}}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \\ \mu &= Y \rho^2 \bar{\rho}, \quad \nu = -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \quad \gamma = \mu + \left[ r - \frac{\Psi^0}{2} \right] \frac{\rho\bar{\rho}}{2}, \quad \tau = -ia \sin x \frac{\rho\bar{\rho}}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (46)$$

3. Для спиновых компонент тензора Римана:

$$\begin{aligned} \Phi_{12} &= -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \Phi_{22} = -\frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x \frac{\rho^2 \bar{\rho}^2}{2} - \frac{\dot{\Psi}^0}{2} r^2 \rho^2 \bar{\rho}^2, \\ \Psi_2 &= \frac{\Psi^0}{2} \rho^3, \quad \Psi_3 = -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}} - i \dot{\Psi}^0 ra \sin x \frac{\rho^3 \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \\ \Psi_4 &= \frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x \frac{\rho^3 \bar{\rho}}{2} + \frac{\dot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x \rho^4 \bar{\rho}. \end{aligned}$$

В этом решении  $\Psi^0(u)$  - функция источника, зависящая от времени  $u$ ,  $\dot{\Psi}^0(u) = \partial\Psi^0 / \partial u$  и  $a$  - константа интегрирования. Подставляя величины поля  $T^i{}_{jk}$  из решения (46) и используя метрику (45), находим явный вид тензора энергии-импульса (13) для данного решения

$$T_{ik} = \frac{1}{\nu} \left( \left[ -\frac{\ddot{\Psi}^0}{2} r a^2 \sin^2 x (\rho \bar{\rho})^2 - \dot{\Psi}^0 r^2 (\rho \bar{\rho})^2 \right] l_i l_k - \sqrt{2} \dot{\Psi}^0 a \sin x \rho \bar{\rho} \operatorname{Im}(l_i \bar{m}_k, \rho) \right). \quad (47)$$

Метрика (45) совпадает с метрикой Вайдя-Керра, если мы введем

$$\Psi^0(u) = \frac{M(u)G}{c^2} = \frac{r_g(u)}{2} \quad (48)$$

и  $a$  - параметр Керра, описывающий вращение источника. Таким образом, уравнения (A), (B) решают проблему геометризации тензора энергии-импульса в уравнениях Эйнштейна (B.1) и, одновременно, геометризацию тензора тока в уравнениях Янга-Миллса (B.2).

В общем случае тензор энергии-импульса (13) описывает протяженный чисто полевой объект, источник которого образован торсионным полем  $T^i{}_{jk}$ . В первом приближении можно положить параметр Керра  $a$  в решении (46) равным нулю, тогда тензор энергии-импульса принимает вид

$$T_{jm} = \rho c^2 l_j l_m = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{\nu r^2} l_j l_m, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad (49)$$

где  $l^m = \sigma^m{}_{00}$ ,  $l_m l^m = 0$  - изотропный вектор. Опуская подробности, которые можно найти в книге автора «*Теория Физического Вакуума, теория: эксперименты и технологии*», М., Наука, 1997. 450 с., запишем плотность материи в (49) в пределе  $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$ . В случае гравитации, функция источника в пределе имеет вид  $\Psi^0 = MG/r = const$ , поэтому в пределе получаем для плотности массы

$$\rho_m = \frac{8\pi \Psi^0}{\nu c^2} \delta(\vec{r}) = M \delta(\vec{r}), \quad (50)$$

где  $\delta(\vec{r})$  - 3D функция Дирака и  $M = const$  - масса источника. Решая (50) относительно  $\nu$ , находим множитель  $\nu$  в уравнениях (B.1) в виде

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad (51)$$

т.е. в предельном случае  $M(u) \rightarrow M = const$  множитель  $\nu$  совпадает с константой  $K$  в уравнениях Эйнштейна с отличной от нуля правой частью. Таким образом, в предельном случае  $M(u) \rightarrow M = const$  мы имеем «точечный» 3D солитон, образованный торсионным полем, при этом в описанном предельном случае полевая плотность  $\rho$  «сжата в точку» и равна нулю везде, кроме одной точки.

#### 4. Корпускулярно-волновой дуализм и квантовая динамика полей инерции

Решения уравнений Физического Вакуума описывают полевые частицеподобные образования и, как было показано выше, «точечная» частица представляет собой предельный случай чисто полевого образования, плотность которого в (квази)инерциальной системе отсчета для гравитирующей частицы представляется как

$$\rho = -\frac{c^2}{8\pi G}\varphi^2 = \rho_m = M\delta(\vec{r}). \quad (52)$$

В нерелятивистском приближении для описания стационарной плотности материи (52) удобно ввести комплексное скалярное поле  $\psi$ , нормированное на единицу. В случае гравитирующей частицы с массой  $\mu$  мы имеем

$$\psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{\mu v_\mu c^2}} \varphi(x^i) \exp(ik_n x^n), \quad \int \psi^* \psi dV = 1, \quad \rho_\mu = \mu \psi^* \psi = \mu \delta(\vec{r}), \quad v_\mu = \frac{8\pi G}{c^4}. \quad (53)$$

Эти соотношения показывают, что в теории Физического Вакуума при описании чисто полевого объекта в предельном случае  $\mu(u) \rightarrow \mu = const$  возникает корпускулярно-волновой дуализм, подобный тому, что существует в квантовой механике. Поэтому естественно представить поле (53) в виде волны де Бройля

$$\psi(\vec{x}, t) = \sqrt{\rho(\vec{x}, t)} \exp(iS(\vec{x}, t)/\hbar) = \psi_0 \exp\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{x}), \quad (54)$$

где  $S$  - действие,  $\hbar$  - постоянная Планка и

$$\psi_0 = \sqrt{\rho(\vec{x}, t)} = \left( \frac{c^2}{8\pi G \mu} \right)^{1/2} \varphi(\vec{x}, t). \quad (55)$$

Известно, что процедура Маделунга позволяет получить из уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - U \psi = 0 \quad (56)$$

уравнения движения для плотности  $\rho_\mu = \mu \psi^* \psi = \mu \rho = \mu \delta(\vec{r})$  следующего вида

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0, \quad \vec{j} = \rho \vec{v}, \quad (57)$$

$$\rho_\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\rho \nabla U - \rho \nabla Q, \quad \rho = \psi^* \psi, \quad (58)$$

где

$$Q = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \left( \frac{\nabla \rho}{2\rho} \right)^2 - \frac{\nabla^2 \rho}{2\rho} \right) = -\frac{\hbar^2}{4\mu} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} - \frac{(\nabla \rho)^2}{2\rho^2} \right) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\Delta |\psi|}{|\psi|} \quad (59)$$

- квантовая потенциальная энергия. Если мы рассмотрим нерелятивистское приближение уравнений движения (43) и (44) для плотности материи (50), то мы получим уравнения движения (57) и (58), но без квантовой энергии (59). Напомним, что в этом случае уравнения (43) и (44) записаны в (квази) инерциальной системе отсчета.

Чтобы записать уравнения движения (43) и (44) в произвольно ускоренной системе отсчета, достаточно заменить в них ковариантную производную  $\nabla_i$  (абсолютный дифференциал  $D$ ) относительно символов Кристоффеля на ковариантную производную  $\nabla_i^*$  (абсолютный дифференциал  $D^*$ ) относительно связности абсолютного параллелизма

$$\Delta_{jk}^i = \Gamma_{jk}^i + T_{jk}^i = e^i_a e^a_{j,k} = -e^a_j e^i_{a,k} \quad (60)$$

геометрии  $A_4(6)$ . В результате получаем уравнения движения плотности  $\rho$  в ускоренной системе отсчета

$$\nabla_i^*(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma_{nj}^i + \rho u^n T_{nj}^i = 0, \quad (61)$$

$$\rho \frac{D^* u^k}{ds} = \rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma_{mn}^k u^m u^n + \rho T_{mn}^k u^m u^n = 0, \quad \rho = \psi^* \psi. \quad (62)$$

Мы видим, что в ускоренной системе отсчета в уравнениях движения (61), (62) появляются дополнительные члены, порожденные полем инерции  $T_{mn}^k$  (торсионным полем). Хотя уравнения (61), (62) чисто полевой объект, они легко могут быть применены к любой сплошной среде, включая жидкость. При этом величину

$$\rho(\vec{x}, t) = |\psi|^2 \quad (63)$$

в уравнениях (61), (62) может быть проинтерпретирована как *плотность вероятности*, определяющая, например, среднее значение координаты, импульса и энергии протяженного объекта с плотностью (63)

$$\langle \vec{x} \rangle = \int \rho \vec{x} dV = \int \psi^* \psi \vec{x} dV, \quad (64)$$

$$\langle \vec{p} \rangle = \int \rho \vec{p} dV = \int \psi^* \psi \vec{p} dV, \quad (65)$$

С другой стороны, используя дуализм волна-частица (53)  $\rho_\mu = \mu \psi^* \psi = \mu \delta(\vec{r})$ , можно представить уравнения (62) в виде уравнений движения «точечной» частицы

$$\mu \frac{du^k}{ds} + \mu \Gamma^k_{mn} u^m u^n + \mu T^k_{mn} u^m u^n = 0, \quad \rho_{\mu} = \mu \delta(\vec{r}). \quad (66)$$

Легко видеть, что эти уравнения совпадают с уравнениями движения (22), умноженными на  $\mu$ , а так же с уравнениями движения (28). Используя матрицу (27), получим в нерелятивистском приближении из уравнений (66) уравнения движения центра масс плотности  $\rho_{\mu} = \mu \delta(\vec{r})$  в гравитационном поле с учетом сил инерции

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \mu \vec{W} - 2\mu [\vec{\omega} \vec{v}]. \quad (67)$$

Здесь  $U = -\mu MG/r = \mu \varphi_N$  - ньютоновская потенциальная энергия,  $\varphi_N = -MG/r$  - ньютоновский потенциал. В самом деле, уравнения движения (67) массы  $\mu$  в центрально-симметричном гравитационном поле массы  $M$  описывается (квази)декартовой метрикой Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (68)$$

которая следует из метрики (45) при условии, что  $a = 0$  и в (48)  $\Psi^0 = MG/r = const$ . В слабых гравитационных полях и в нерелятивистском приближении, находим из метрики (68)

$$ds \approx c dt, \quad R^i_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)}_0 \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad e^{(1)}_1 = e^{(2)}_2 = e^{(3)}_3 = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (69)$$

Используя соотношения (4), (5), (6), (27) и (69), получим из (66) уравнения движения (67). Эти уравнения включают в себя силы инерции, действующие на массу  $\mu$  объекта, когда она совпадает с началом  $O$  ускоренной системы отсчета. Последние две силы инерции в уравнениях (25) возникают в случае, когда масса  $\mu$  отстоит на расстоянии  $r$  от начала. Поскольку мы теперь рассматриваем силы инерции как часть теории поля, то следует указать два следующих свойства этих сил:

- 1) силы  $-\mu \vec{W}$ ,  $-\mu [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}]]$  потенциальны

$$\mu \text{rot} \vec{W} = 0, \quad \mu \text{rot} [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}]] = 0, \quad (70)$$

а сила  $\mu [d\vec{\omega}/dt \vec{r}]$  нет

$$\mu \text{rot} [d\vec{\omega}/dt \vec{r}] = 2\mu (d\vec{\omega}/dt) \neq 0; \quad (71)$$

- 2) потенциальная энергия сил  $-\mu \vec{W}$ ,  $-\mu [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}]]$  имеет вид

$$Q = \mu \left\{ (\vec{W} \vec{r}) - [\vec{\omega} \vec{r}]^2 / 2 \right\}; \quad (72)$$

3) работа силы  $-2\mu[\bar{\omega}\bar{v}]$  равна нулю

$$2\mu([\bar{\omega}\bar{v}]d\bar{r})=0. \quad (73)$$

С учетом потенциальной энергии (72) уравнения движения массы  $\mu$  во внешнем потенциальном поле  $U$  и во «внутреннем» поле потенциальных сил инерции можно записать как

$$\mu \frac{d\bar{v}}{dt} = -\nabla U - \nabla Q, \quad Q = \mu \left\{ (\bar{W}\bar{r}) - [\bar{\omega}\bar{r}]^2 / 2 \right\}. \quad (74)$$

Покажем на конкретном примере, как работают уравнения (74). Пусть мы имеем ведро с водой. Рассмотрим три ситуации: 1) ведро покоится или движется прямолинейно и равномерно относительно лабораторной системы отсчета по горизонтальной поверхности; 2) ведро стоит на подвижной платформе, которая движется с постоянным ускорением  $a$ ; 3) ведро стоит на вращающейся с постоянной угловой скоростью  $\omega$  скамье Жуковского. Эксперимент показывает, что в первом случае поверхность воды представляет собой плоскость, параллельную плоскости движения. Во втором случае плоскость поверхности наклонена к плоскости движения на угол  $\alpha$ . В третьем случае поверхность будет искривленной. На рис.1 представлены два ведра с водой. Одно ведро движется с постоянным поступательным ускорением  $W$  вдоль оси  $x$  (рис.1a), а другое вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega$  вокруг оси  $z$  (рис.1b). И в том, и в другом случае геометрия поверхности воды отлична от горизонтальной плоскости, которую образует вода в покоящемся ведре или в ведре, которое движется прямолинейно и равномерно.

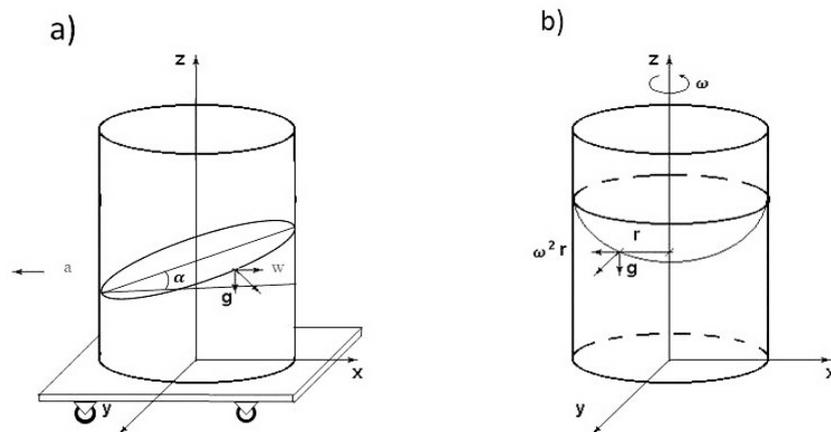


Рис.1. Поверхность воды в ведре при его ускоренном движении

Ньютон дает простой ответ – на воду в ведре действуют силы инерции, которые возникают всякий раз, когда ведро движется ускоренно относительно *абсолютного пространства*. Это пространство не наблюдаемо и обладает противоречивыми свойствами. Оно пронизывает все объекты и не взаимодействует с ними. Это означает, что как физический

объект, абсолютное пространство не существует. Поэтому попытка объяснить реально наблюдаемые силы инерции через несуществующее абсолютное пространство выходит за рамки здравого смысла. Все становится понятным, если мы используем для описания наблюдаемых явлений уравнения (74). Для бесконечно малого элемента  $\rho$  жидкости в ведре для случаев а) и б) имеем

$$a) \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho \vec{W}, \quad (75)$$

$$b) \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']], \quad (76)$$

где  $\rho \vec{g}$  - гравитационная сила,  $-\rho \vec{W}$  - сила инерции, возникающая при поступательном ускорении,  $-\rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']]$  - центробежная сила инерции,  $\vec{\omega}$  - угловая скорость вращения ведра,  $|\vec{r}'| = r$  - радиус вектор от оси вращения до элемента с плотностью  $\rho$ ,  $\vec{W}$  - поле инерции. Полная энергия плотности  $\rho$  в случаях а) и б) сохраняется

$$a) \quad \rho r W - \rho g z = const, \quad (77)$$

$$b) \quad \rho \frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho g z = const. \quad (78)$$

Решения уравнения (77) показывают, что поверхность воды образует плоскость с углом наклона к горизонту  $\alpha = -tg(W/g)$ . Решения уравнения (78) образуют поверхность параболоида вращения. И в том и в другом случае мы наблюдаем эти поверхности в реальных экспериментах, находясь в инерциальной (лабораторной) системе отсчета. Отсюда следуют два важных вывода:

- 1) силы инерции – это *реальные силы*, поскольку они суммируются с реальными силами гравитации (см.рис.1);
- 2) на объекты в инерциальной системе отсчета силы инерции не действуют, но можно наблюдать результат действия сил инерции в ускоренных системах отсчета, находясь в инерциальной системе (как, например, в ведре на рис.1);
- 3) силы инерции имеют полевую природу и порождены полями инерции (или кручением пространства);
- 4) силы инерции образуют стационарные состояния (в том числе и квантовой) системы, если в ней выполняются соотношения вида (77), (78).

Существует обратная процедура Маделунга, которая позволяет получить из нелинейного относительно  $\psi$  уравнения (57) получить линейные уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - U \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi^* + U \psi^* = 0. \quad (79)$$

Таким образом, в теории Физического Вакуума уравнения Шредингера (79) описывают простейшую динамику поля инерции, связанного (через плотность материи  $\rho_\mu = \mu\Psi^*\Psi$ ) с физическим объектом.

Образум из четырех компонент спинора  $\mu_{A\dot{C}}$  плотность поля Дирака

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} \leftrightarrow \rho_e = e\Psi^* \Psi = e(\bar{l}_\alpha l^\alpha + \bar{o}_\alpha o^\alpha), \quad (80)$$

где

$$\Psi = \begin{pmatrix} l_\alpha \\ o_\alpha \end{pmatrix}, \quad \Psi^* = (\bar{l}^{\dot{\alpha}} \bar{o}^{\dot{\alpha}}), \quad \alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\alpha}, \dot{\beta} \dots = \dot{0}, \dot{1}$$

- нормированные на единицу компоненты спинора  $\mu_{A\dot{C}}$ . Тогда уравнение движения материи (57) в спинорном базисе можно записать как

$$\begin{aligned} \nabla_i(\rho_e u^i) &\leftrightarrow \nabla^{\alpha\dot{\beta}} j_{\alpha\dot{\beta}} = e(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{l}^{\dot{\beta}} l^\alpha + \nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{o}^{\dot{\beta}} o^\alpha) = \\ &= e((\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{l}^{\dot{\beta}}) l^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} l^\alpha) \bar{l}^{\dot{\beta}} + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{o}^{\dot{\beta}}) o^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} o^\alpha) \bar{o}^{\dot{\beta}}) = \\ &= e\left\{(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{l}^{\dot{\beta}}) l^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} l^\alpha) \bar{l}^{\dot{\beta}} + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{o}^{\dot{\beta}}) o^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} o^\alpha) \bar{o}^{\dot{\beta}}\right\} - \frac{\mu c}{\hbar} (\bar{l}^{\dot{\beta}} \bar{o}_{\dot{\beta}} - l^\alpha l_\alpha - \bar{l}^{\dot{\beta}} \bar{o}_{\dot{\beta}} + l^\alpha l_\alpha) = 0. \end{aligned} \quad (81)$$

Это скалярное уравнение распадается на четыре спинорных уравнения Дирака для свободной частицы

$$\nabla_{\dot{\beta}\alpha} l^\alpha = \frac{\mu c}{\hbar} \bar{o}_{\dot{\beta}}, \quad \nabla^{\sigma\dot{\delta}} \bar{o}_{\dot{\delta}} = -\frac{\mu c}{\hbar} l^\sigma + \text{комплексно сопряженные уравнения}. \quad (82)$$

Линейность уравнений Дирака (82) и «точечная» модель электрона (позитрона), которая в них использована, не устраивали Дирака. Он считал, что по этой причине уравнения (82) «неверны». В теории Физического Вакуума вместо уравнений (82) мы имеем нелинейные спинорные уравнения типа уравнений Гейзенберга вида

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

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

с кубической нелинейностью. Если найдено некоторое решение уравнений Физического Вакуума (A), (B), то в уравнения (A<sub>s</sub><sup>+</sup> .1) и (A<sub>s</sub><sup>+</sup> .2) входят константы и функции интегрирования. Например, для решения (46), при условии, что  $a = 0$  и в (48)  $\Psi^0 = MG/r = const$ , уравнения (A<sub>s</sub><sup>+</sup> .1) и (A<sub>s</sub><sup>+</sup> .2) принимают вид

$$\left( \nabla_{\beta\dot{\chi}} + \frac{\Psi^0}{2r^2} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} \right) l_{\alpha} = - \left( \frac{2\Psi^0 - r}{2r^2} \right) o_{\alpha} \bar{o}_{\dot{\chi}} l_{\beta}, \quad (83)$$

$$\left( \nabla_{\beta\dot{\chi}} - \frac{\Psi^0}{2r^2} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} \right) o_{\alpha} = - \frac{1}{r} l_{\alpha} \bar{l}_{\dot{\chi}} o_{\beta}. \quad (84)$$

В данном случае величина  $\Psi^0 = MG/r = const$  играет роль константы гравитационного взаимодействия в нелинейных спинорных уравнениях  $(\bar{A}_{s^+} .1)$  и  $(\bar{A}_{s^+} .2)$ .

## 5. Геометризация электромагнитных взаимодействий

Геометризированные уравнения Шредингера (79) были получены для гравитирующей частицы как следствие уравнений Физического Вакуума. Однако первоначально квантовая теория возникла не в теории гравитации, а в нерелятивистской электродинамике в результате наблюдения экспериментальных фактов, которые не описывались уравнениями классической электродинамики Максвелла-Лоренца. Для случая электромагнитных взаимодействий геометризированные квантовые уравнения типа уравнений (79) так же следуют из уравнений Физического Вакуума, но для доказательства этого геометризируем сначала уравнения классической электродинамики Максвелла-Лоренца. Как известно, уравнения движения заряда во внешних электромагнитных полях (уравнения Лоренца) могут быть выведены с использованием функции Лагранжа

$$L = -\mu c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \bar{A} \bar{v} - e\varphi = -\mu c \frac{ds_0}{dt} - \frac{e}{c} A_i \frac{dx^i}{dt}, \quad (85)$$

где  $A^i = (\varphi, \bar{A})$  - 4D векторный потенциал,  $ds_0 = c dt (1 - v^2/c^2)^{1/2}$  - интервал псевдоевклидова пространства,  $v$  - скорость частицы,  $c$  - скорость света. Используя (85), можно представить действие  $S$  в приближении векторного потенциала как

$$S = \int L dt = \int \left( -\mu c \frac{ds_0}{dt} - \frac{e}{c} A_i \frac{dx^i}{dt} \right) dt = -\mu c \int ds, \quad (86)$$

где

$$ds = \left( 1 + \frac{e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (87)$$

Формально это соотношение можно рассматривать как интервал геометрии более общей, чем псевдоевклидова геометрия специальной теории относительности. Как известно, вариационная процедура для действия (86) приводит к 4D уравнениям движения электродинамики Максвелла-Лоренца

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{e}{\mu c^2} F^{ki} u_k, \quad i, k = 0, 1, 2, 3. \quad (88)$$

Эти уравнения сформулированы относительно 4D несуществующих в природе инерциальных систем отсчета и инвариантны (приближенно) относительно преобразований Лоренца. Они не применимы в сильных электромагнитных полях и при ультрарелятивистских скоростях и дают более или менее хорошее предсказание при условии, что выполняется неравенство

$$\left| \frac{e^3}{\mu^2 c^4} F^{ik} \frac{dx_k}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (89)$$

При нерелятивистских скоростях  $v^2/c^2 \ll 1$  мы получаем из (89) ограничение на напряженность полей  $E$  и  $H$

$$E, H \ll \frac{\mu^2 c^4}{e^2} \approx 10^{16} \text{ ед. СИСЭ}. \quad (90)$$

Из неравенства (89) следует, что оно нарушается даже в слабом электромагнитном поле, если частица движется во внешнем поле с ультрарелятивистскими скоростями, когда  $v^2/c^2 \approx 1$ . Поэтому интервал (87) надо рассматривать как некоторое приближение, которое справедливо лишь для полей и скоростей, удовлетворяющих неравенству (89).

Для того, чтобы расширить электродинамику Максвелла-Лоренца на случай больших скоростей и сильных электромагнитных полей, в автор в 1972 г. предложил использовать вместо интервала (87), интервал *параметрической римановой геометрии*

$$ds = \left( g_{ik} dx^i dx^k \right)^{1/2} \quad (91)$$

с метрическим тензором

$$g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + ka_{ik}, \quad (92)$$

где  $k = e/\mu$  – удельный заряд «пробной частицы» (здесь  $e$  - заряд,  $\mu$  - масса заряда),  $a_{ik}$  – *тензорный потенциал* геометризированной электродинамики,  $\eta_{ik}$  – метрический тензор пространства Минковского. Вместо интервала (87) мы имеем

$$\begin{aligned} S &= -\mu c \int \left( (\eta_{ik} + ka_{ik}) dx^i dx^k \right)^{1/2} = -\mu c \int \left( ds_0^2 + ka_{ik} dx^i dx^k \right)^{1/2} = \\ &= -\mu c \int \left( ds_0^2 + ka_{ik} dx^i dx^k \right)^{1/2} = -\mu c \int \left( 1 + k \left\{ a_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \right\} \right)^{1/2} ds_0. \end{aligned} \quad (93)$$

Распишем второй член в скобках в соотношении (93) в виде

$$\frac{e}{\mu} \left\{ a_{00} \left( \frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2a_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + a_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \right\}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (94)$$

и введем обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (95)$$

В результате соотношение (94) можно записать как

$$\frac{2e}{\mu} \left\{ A_0 \frac{dx^0}{ds_0} + A_\alpha \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\} = \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0}, \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (96)$$

Вместо (87), мы имеем геометризованный интервал в виде

$$ds = \left( 1 + \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0. \quad (97)$$

Слабые электромагнитные поля «почти не искривляют пространство», поэтому, в нашем случае, условие слабости электромагнитных полей выглядит как

$$\left| \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right| \ll 1 \quad (98)$$

и мы можем представить корень квадратный в виде ряда

$$\left( 1 + \frac{2e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} = 1 + \frac{e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} + \dots \quad (99)$$

Ограничиваясь первыми двумя членами, запишем (99) как

$$ds = \left( 1 + \frac{e}{\mu c^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (100)$$

что формально совпадает с (87), но имеет геометрическую природу. Вариационная процедура, примененная с учетом интервала (100), приводит к уравнениям вида (88), но, в нашем случае, уравнения вида (88) будут записаны в (квази)инерциальных системах отсчета.

### 5.1 Электродинамика сильных полей

Первый шаг на пути к вакуумной электродинамике был сделан, когда, вместо уравнений Лоренца (88) были предложены уравнения движения заряда, которые следуют при применении вариационной процедуры к действию (93). Полученные таким образом уравнения движения имеют вид уравнений геодезических параметрического риманова пространства с метрическим тензором (92), а именно

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (101)$$

где

$$E^i{}_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) \quad (102)$$

- напряженность сильных электромагнитных полей. Подобно символам Кристоффеля  $\Gamma^i{}_{jk}$ , величины  $E^i{}_{jk}$  преобразуются как связность относительно преобразований трансляционных координат  $x, y, z, ct$

$$E^{i'}{}_{j'k'} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial x^{j'} \partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} + \frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}} \frac{\partial x^k}{\partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} E^i{}_{jk} . \quad (103)$$

которые выполняются вне источников поля.

В качестве уравнений поля с источниками геометризированной нелинейной электродинамики сильных полей предложены уравнения вида

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik} , \quad (104)$$

где тензор Риччи  $R_{jm}$  определяется через сильное электромагнитное поле (102) как

$$R_{jm} = -2 \frac{e}{\mu c^2} \partial_{[i} E^i{}_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{\mu^2 c^4} E^i{}_{s[i} E^s{}_{|j|m]} , \quad (105)$$

а тензор энергии-импульса источника поля записывается как

$$T_{ik} = \rho c^2 u_i u_k . \quad (106)$$

В соотношении (106)  $\rho = Ze\delta(\vec{r})$  – плотность точечного источника и

$$u^i = (u^0, u^\alpha), \quad u^i u_i = 1 \quad (107)$$

- единичный 4D вектор скорости. Как и в теории гравитации Эйнштейна, тензор (106) был введен «руками» из тех простых соображений, чтобы сферически-симметричное решение уравнений (104) находилось в соответствии с потенциалом Кулона для точечного источника. Действительно, в приближении слабого электромагнитного поля уравнения (104) расписываются покомпонентно как

$$\frac{1}{k} R_{00} = -\frac{1}{2} \left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{00} = \frac{8\pi}{c^4} (T_{00} - \frac{1}{2} g_{00} T) = \frac{4\pi}{c^2} \rho , \quad (108)$$

$$\frac{1}{k} R_{\alpha 0} = -\frac{1}{2} \left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{\alpha 0} = \frac{8\pi}{c^4} (T_{\alpha 0} - \frac{1}{2} g_{\alpha 0} T) = \frac{8\pi}{c^2} \rho v^\alpha , \quad (109)$$

$$\frac{1}{k} R_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2} \left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{\alpha\beta} = \frac{8\pi}{c^4} (T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T) = \frac{4\pi}{c^2} \rho \delta_{\alpha\beta} . \quad (110)$$

В статическом пределе решение уравнения (108) приводит к потенциалу Кулона, если

$$\frac{c^2}{2} a_{00} = \varphi_C = \mp \frac{Ze}{r} = A_0, \quad Z = 1, 2, 3, \dots \quad (111)$$

Подставляя (111) в (108), находим

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_0 = -\frac{4\pi}{c} j_0, \quad (112)$$

Используя (111), находим, что, в (квази)декартовых координатах, решение вакуумных уравнений (104)

$$R_{jm} = -2 \frac{e}{\mu c^2} \partial_{[i} E^i{}_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{\mu^2 c^4} E^i{}_{s[i} E^s{}_{|j|m]} = 0 \quad (112)$$

имеет вид

$$ds^2 = \left( 1 \pm \frac{e}{\mu} \frac{2Z\varphi_C}{c^2} \right) c^2 dt^2 - \left( 1 \mp \frac{e}{\mu} \frac{2Z\varphi_C}{c^2} \right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (113)$$

Знаки  $\mp$  в потенциале источника (111) выбираются в зависимости от притяжения (знак  $-$ ) или отталкивания (знак  $+$ ) между зарядом источника  $Ze$  и удельным пробным зарядом  $k = e/\mu$ .

Решение (113) записано в системе отсчета, в которой заряд  $Ze$  покоится. Если источник поля движется со скоростью  $v_\alpha$ , то, кроме потенциала (111), мы имеем 3D векторный потенциал

$$A_\alpha = \int \frac{\rho v_\alpha}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dx' dy' dz'. \quad (114)$$

В этом случае метрика пространства имеет вид

$$ds^2 = \left( 1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_C}{c^2} \right) c^2 dt^2 - \left( 1 - \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_C}{c^2} \right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) + \frac{8}{c^2} \left( \frac{e}{\mu} 2\varphi_C^x dx + \frac{e}{\mu} 2\varphi_C^y dy + 2\varphi_C^z dz \right) dt, \quad (115)$$

откуда, в нерелятивистском приближении порядка  $v/c$  находим

$$a_{00} = \frac{2\varphi_C}{c^2}, \quad a_{\alpha 0} = \frac{4}{c^2} A_\alpha, \quad a_{\alpha\beta} = \frac{2\varphi_C}{c^2} \delta_{\alpha\beta}. \quad (116)$$

С учетом (116) уравнения (109), (110) запишутся как

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_\alpha = -\frac{4\pi}{c} j_\alpha, \quad (117)$$

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi_C \delta_{\alpha\beta} = -\frac{4\pi}{c^2} \rho \delta_{\alpha\beta}. \quad (118)$$

Объединяя уравнения (112) и (117), получим 4D уравнения Максвелла, записанные через 4D потенциал  $A_i$

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_i = -\frac{4\pi}{c} j_i, \quad j^i = (\rho c, \rho v^\alpha), \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (119)$$

## 5.2 Ядерные взаимодействия как следствие электродинамики сильных полей

Уравнения движения Лоренца (88) и уравнения поля Максвелла (119) записаны в (квази)инерциальных системах отсчета и достаточно хорошо описывают электромагнитные явления в слабых электромагнитных полях. Однако в полях, нарушающих условие (90) мы наблюдаем отклонения от уравнений (88) и (119). Отклонения от кулоновского потенциала в электродинамике было обнаружено в экспериментах Э. Резерфорда, Е. Кинзингера и Р. Хофстадтера. В результате появились феноменологические теории ядерных сил и электромагнитных формфакторов, что не является фундаментальным подходом. Для фундаментального описания ядерных взаимодействий, сотрудниками института Физики Вакуума Е.А. Губаревым и А.Н. Сидоровым было предложено использовать решения вакуумных уравнений электродинамики сильных полей (101) и (112), которые приводят к короткодействующей добавке к потенциалу Кулона, следующей из потенциальной энергии вида

$$U_{eN} = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{r r_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_e = \pm \frac{2Zze^2}{\mu c^2}, \quad r_N = const, \quad (120)$$

где знак  $+$  означает притяжение между зарядом  $ze$  с массой  $\mu$  и центральным зарядом  $Ze$ , а знак  $-$  отталкивание,  $r_N$  - новая короткодействующая константа интегрирования. Из (120) видно, что это потенциал зарядовнезависим, что и наблюдается в ядерных взаимодействиях.

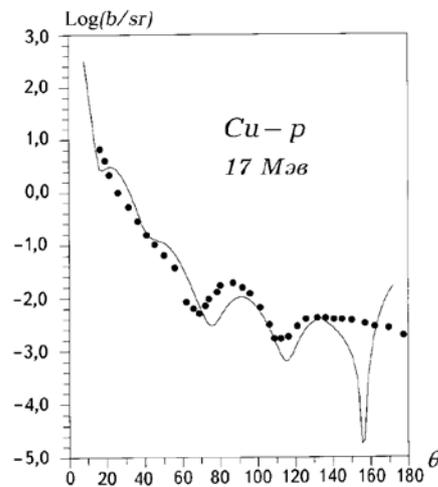


Рис.2. Упругое рассеяние протонов с энергией 17 Мэв на ядрах меди

После обширных вычислительных работ, в которых было проведено сравнение теоретических сечений упругого рассеяния нейтронов и протонов на ядрах ряда элементов, рассчитанных с использованием потенциальной энергии (120) с соответствующими экспериментальными кривыми. Было показано, что потенциальная энергия (120) хорошо описывает ядерные и электро-ядерные взаимодействия. На рис.2 приводится один из графиков сравнений теории и эксперимента. Теоретическая кривая представляет собой дифференциальное сечение рассеяния заряженной частицы – протона с энергией покоя 938,5 Мэв и кинетической энергией 17 Мэв. Экспериментальные точки - дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 Мэв на ядрах меди. Хорошее совпадение теории и эксперимента говорит о том, что ядерные и электро-ядерные взаимодействия (возможно, слабые взаимодействия и электромагнитные формфакторы элементарных частиц и ядер) являются следствием проявления сильных электромагнитных полей, следующих из решений уравнений электродинамики сильных полей (101) и (112). В этом случае объединение, например, электромагнитных и ядерных взаимодействий происходит естественным путем без привлечения дополнительных гипотез относительно феноменологических ядерных полей.

## 6. Вакуумная электродинамика.

Уравнения поля (104) электродинамики сильных полей в правой части содержат тензор энергии-импульса (106), который никак не связан с параметрической римановой геометрией и был введен в уравнения (104) «руками». Чтобы геометризовать правую часть уравнений (104), мы будем использовать уравнения Физического Вакуума (A), (B.1), (B.2).

### 6.1. Электродинамика переменного заряда и скалярное магнитное поле

Геометризованные уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца (88) и (119) содержат в правой части плотность точечного источника

$$\rho = Ze\delta(\vec{r}), \quad e = const, \quad (121)$$

который, как было отмечено выше, введен «руками». Однако решение уравнений Физического Вакуума (A), (B.1), (B.2) (45)-(47) описывают вакуумные возбуждения с переменной функцией источника  $\Psi^0(u)$ . В частности метрика (113) для переменной функции источника (для разноименных зарядов) принимает вид

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_C(t)}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_C(t)}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (122)$$

Введем, для удобства, переменный *электромагнитный радиус взаимодействия*

$$r_e(t) = \frac{2eZe(t)}{\mu c^2} = \frac{e}{\mu} \frac{2Ze(t)}{c^2} \neq const, \quad (123)$$

тогда тензор энергии-импульса (13) в уравнениях (B.1), вычисленный с использованием метрики (122), запишется как

$$T_{jm} = \rho_e(t) c^2 l_{jm} = -\frac{\dot{r}(t)(t)}{\nu r^2} l_{jm}, \quad l_m l^m = 0, \quad \dot{r}_e(t) < 0. \quad (124)$$

В пределе  $\dot{r}_e(t) \rightarrow r_e = const$ , получим для плотности источника электромагнитного поля

$$\rho_e = \frac{4\pi \dot{r}}{\nu c^2} \delta(\vec{r}) = \frac{8\pi Ze^2}{\mu c^4} \delta(\vec{r}) = Ze \delta(\vec{r}), \quad r_e = \frac{2eZe}{\mu c^2} = const, \quad (125)$$

где  $\delta(\vec{r})$  - 3D функция Дирака и  $Ze = const$ . Из (125) следует, что в этом предельном случае в уравнениях (B.1) константа определяется как

$$\nu = \frac{8\pi e}{\mu c^4}, \quad (126)$$

что совпадает с множителем  $\nu$  в уравнениях (104).

Уравнения движения плотности  $\rho_e$  в произвольно ускоренных системах отсчета подобны уравнениям (61) и (62)

$$\nabla^*_i(\rho_e u^i) = \partial_i(\rho_e u^i) + \rho_e u^n \Gamma^j_{nj} + \rho_e u^n T^j_{nj} = 0, \quad (127)$$

$$\rho_e \frac{D^* u^k}{ds} = \rho_e \frac{du^k}{ds} + \rho_e \Gamma^k_{mn} u^m u^n + \rho_e T^k_{mn} u^m u^n = 0. \quad (128)$$

и в (квази)инерциальных системах отсчета, в которых торсионное поле  $T^k_{mn}$  антисимметрично по всем терм индексам, принимают вид

$$\nabla_i(\rho_e u^i) = \partial_i(\rho_e u^i) + \rho_e u^n \Gamma^j_{nj} = 0, \quad (129)$$

$$\rho_e \frac{Du^k}{ds} = \rho_e \frac{du^k}{ds} + \rho_e \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0. \quad (130)$$

Согласно (101)

$$\Gamma^i_{jk} = -\frac{e}{\mu c^2} E^i_{jk} = \frac{e}{2\mu} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}), \quad (130a)$$

поэтому в нерелятивистском приближении, с учетом (102) и метрики (122), находим

$$\partial_i(\rho_e u^i) = -\rho_e u^n \Gamma^j_{nj} \approx -\rho_e u^0 \Gamma^j_{0j} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} u^0 E_{0,00} = \rho_e \frac{e}{\mu} \frac{\partial A_0}{\partial x^0} \quad (131)$$

$$\rho_e \frac{du^\alpha}{ds_0} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ F_{\alpha k} \frac{dx^k}{ds_0} + A_{0,0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}, \quad (132)$$

где

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0}, \quad F_{\alpha k} = A_{k,\alpha} - A_{\alpha,k}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Обозначим скалярное поле

$$S = A_{0,0} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Z e(t)}{c \partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}, \quad (133)$$

порожденное переменным зарядом  $Z e(t)$ , тогда уравнения (131), (132) запишутся как

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div} \rho_e \vec{v} = -\rho_e \frac{e}{\mu} S, \quad (134)$$

$$\rho_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho_e \frac{e}{\mu} \left( \vec{E} + \frac{e}{c} \{ [\vec{v} \vec{H}] + S \vec{v} \} \right). \quad (135)$$

Уравнение (134) показывает, что переменный заряд источника (или системы зарядов) порождает скалярное электромагнитное поле  $S$ , которое, в случае системы зарядов  $Z(t)e$ , означает излучение источником не электромагнитных полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , а зарядов  $e$ .

Для экспериментальной проверки существования скалярного поля (133) предлагается следующий эксперимент с заряженной сферой, которая разряжается на Землю (рис.3).

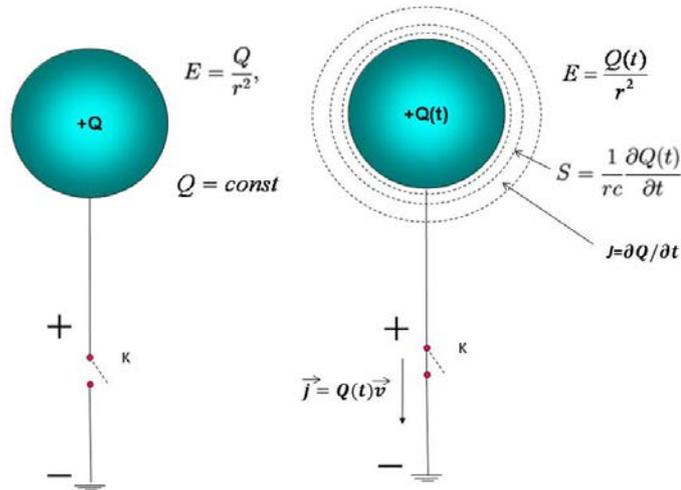


Рис.3. Разряд сферы на Землю

На рис. 3 представлена принципиальная схема установки Николая Тесла, в которой полный заряд сферы  $Q(t) = Z(t)e$ ,  $Z = 1, 2, 3, \dots, n$  меняется во время разряда сферы на Землю в некоторой области вокруг сферы. В результате, кроме переменного кулоновского поля

$E = Q(t)/r^2$ , вокруг сферы возникает скалярное поле  $S = \partial Q(t)/\partial t rc$ , при этом заряд сферы меняется. Возникающие в этом процессе пространственные скалярные  $J = \partial Q(t)/\partial t$  токи отличаются от векторных токов проводимости  $\vec{j} = Ze\vec{v}$ . Этот вывод следует из уравнений (135), из которых видно, что векторные токи проводимости порождены силой  $e\vec{E}$ , в то время как скалярные токи порождены «скалярной» магнитной силой,

$$\vec{F}_S = \frac{e}{c} S \vec{v}, \quad (136)$$

а само поле  $S$  представляет собой скалярное магнитное поле.

## 6.2. Поля и силы инерции в электродинамике

Роль полей и сил инерции в электродинамике, да и не только в ней, проще всего видна из анализа уравнений движения (127) и (128) (или (61) и (62)). Для начала используем метрику (68) и условия слабости гравитационного поля (69) при описании движения пробной частицы  $\mu$  в поле источника с потенциалом  $\varphi_N = -MG/r$ . В приближении  $(v/c)^0$ , получим из (66) уравнения движения вида

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -\mu c^2 \Gamma^\alpha_{00} - \mu c^2 T^\alpha_{00} = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha - \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha = \mu g^\alpha - \mu W^\alpha = 0. \quad (137)$$

Мы видим, что эти уравнения описывают *компенсацию гравитационной силы*

$$F^\alpha_g = \mu g^\alpha, \quad (138)$$

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

$$F^\alpha_{iner} = -\mu W^\alpha, \quad (139)$$

которая равна силе (138), но противоположно ей направлена (сильный принцип эквивалентности). Согласно соотношению (24), сила инерции (139) порождена вращением в пространственно-временных плоскостях, т.е. зависит от углов  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  и от вращательной метрики (3). Поэтому сильный принцип эквивалентности, утверждающий локальную эквивалентность однородного гравитационного поля  $g^\alpha$  однородному полю инерции  $W^\alpha$ , необходимо рассматривать как экспериментальное доказательство вращательной относительности в углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Учитывая (72), уравнения (137) можно записать как

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla U - \nabla Q = 0, \quad \rho = \mu \delta(\vec{r}), \quad U = -\mu MG/r, \quad Q = (\mu \vec{W} \vec{r}). \quad (140)$$

Иными словами на стационарной орбите локально поле инерции играет роль стабилизирующего фактора. В (квази)инерциальной системе отсчета релятивистские уравнения движения (66) принимают вид

$$\mu \frac{du^k}{ds} + \mu \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0, \quad \rho_\mu = \mu \delta(\vec{r}). \quad (141)$$

Используя метрику (68) и уравнения движения (141), находим два интеграла движения пробной массы  $\mu$  в поле центральных сил массы  $M$ :

1) закон сохранения полной энергии пробной массы

$$E = \mu c^2 \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{1/2} \frac{dx^0}{ds} = \mu c^2 \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = const; \quad (142)$$

2) закон сохранения орбитального момента

$$L = \mu r^2 \frac{d\phi}{ds} = const, \quad (143)$$

где  $\phi$  - азимутальный угол. Законы сохранения (142) и (143) как раз и отображают стационарность траекторий при движении массы  $\mu$  в поле центральной массы  $M$ .

Аналогично, в вакуумной электродинамике уравнения движения (130) для описания движения пробного заряда  $e$  в (квази)инерциальной системе отсчета запишутся как

$$\mu \frac{Du^k}{ds} = \mu \frac{du^k}{ds} + \frac{e}{c^2} E^i_{jk} u^m u^n = 0. \quad (144)$$

Используя метрику (122), находим законы сохранения:

1) закон сохранения полной энергии движущегося заряда  $e$  в поле центрального заряда  $-Ze$  (случай притяжения)

$$E = \mu c^2 \left(1 - \frac{2Ze^2}{\mu c^2 r}\right)^{1/2} \frac{dx^0}{ds} = \mu c^2 \left(1 - \frac{2Ze^2}{\mu c^2 r}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = const; \quad (145)$$

2) закон сохранения орбитального момента

$$L = \mu r^2 \frac{d\phi}{ds} = const. \quad (146)$$

Соответственно, в нерелятивистском приближении слабых электромагнитных полей, когда выполняются условия

$$ds \approx c dt, \quad R^i_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)}_0 \approx \left(1 + \frac{e \varphi_C}{\mu c^2}\right), \quad e^{(1)}_1 = e^{(2)}_2 = e^{(3)}_3 = \left(1 - \frac{e \varphi_N}{\mu c^2}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1, \quad (147)$$

уравнения движения в ускоренной системе отсчета (128) принимают вид

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = eE^\alpha_{00} - \mu c^2 T^\alpha_{00} = eE^\alpha - \mu W^\alpha = \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha - \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha = 0, \quad (148)$$

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

Опять мы видим, что в уравнениях (148) *сила Кулона*

$$F^\alpha_e = \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha, \quad (149)$$

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

$$F^\alpha_{iner} = -\frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha = \mu W^\alpha, \quad (150)$$

которая локально равна силе Кулона (149), но противоположно ей направлена. Уравнения (145), (146) и (148) подтверждают существование стационарных орбит для электрона, движущегося в центральном поле атома. Получается, что пробный электрон движется в каждой малой области своей искривленной траектории «по инерции» не излучая электромагнитных волн. Это означает, что вакуумная электродинамика объясняет *экспериментальный факт существования стационарных орбит электронов в атомах (постулат Бора) на аналитическом уровне*. Из сказанного выше следует, что *электромагнитные силы инерции играют в квантовой теории стабилизирующую роль, образуя стационарные состояния*.

### 6.3. Уравнение Шредингера в вакуумной электродинамике

Рассмотрим теперь физические следствия решение (122) уравнений (A), (B.1), (B.2) в (квази)инерциальной системе отсчета и при условии  $\dot{\varphi}_C(t) \rightarrow \varphi_C = const$ . Тогда для плотности материи (125), подобно (53), имеем соотношения

$$\rho_e = Ze \psi^* \psi = Ze \delta(\vec{r}), \quad \psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{Ze v_e c^2}} \varphi(x^i), \quad \int \psi^* \psi dV = 1, \quad v_e = \frac{8\pi e}{\mu c^4}, \quad (151)$$

аналитически отображающие корпускулярно-волновой дуализм в вакуумной электродинамике. Подставляя эти соотношения в уравнения (129) и (130), мы получаем уравнения динамики точечной пробной частицы  $e$  в виде уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0, \quad \vec{j} = \rho_e \vec{v} \quad (155)$$

и в виде «гидродинамических» уравнений Эйлера

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{\mu} \left( \vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}] \right) \quad (153)$$

С помощью процедуры Маделунга, используя в уравнении непрерывности поле инерции  $\psi$  из (151), мы можем расщепить нелинейное относительно  $\psi$  уравнение (152) на два линейных

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - U_e \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi^* + U_e \psi^* = 0, \quad (154)$$

где  $U_e = -Ze^2/r$ . Напомним, что геометризованные уравнения Шредингера (154) записаны относительно (квази)инерциальной системы отсчета.

Обратим внимание на следующий факт, если мы применим обратную процедуру Маделунга к уравнениям (154), то мы получим «гидродинамические» уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0, \quad \vec{j} = \rho \vec{v}, \quad (155)$$

$$\rho_\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\rho \nabla U_e - \rho \nabla Q, \quad \rho = \psi^* \psi, \quad Q = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\Delta |\psi|}{|\psi|}. \quad (156)$$

Легко видеть, что в гамильтониан уравнений (154) квантовая потенциальная энергия (59) не входит, поэтому естественно сделать вывод, что обратная процедура Маделунга соответствует переходу из (квази)инерциальной системы отсчета в ускоренную систему. Иными словами, квантовая потенциальная энергия (59) в уравнениях (156) и потенциальная энергия  $Q$ , порождающая силы инерции и в уравнениях (74), имеют единую торсионную природу. Для водородоподобного атома для стационарных орбит

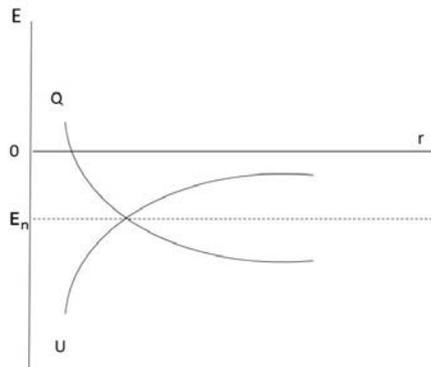


Рис.4. На стационарных орбитах кулоновская потенциальная энергия  $U = -Ze^2/r$  скомпенсирована квантовой потенциальной энергией  $Q$

Бора выполняется соотношение (см. книгу Питера Холланда «The Quantum Theory of Motion». Cambridge University Press, Cambridge, England, 2004.)

$$E_n = m^2 \hbar^2 / 2\mu r^2 - Ze^2 / r + Q = -\mu Z^2 e^4 / 2\hbar^2 n^2 = \text{const}, \quad (157)$$

где  $|m| = 0, 1, 2, \dots, n \geq l + 1, l = 0, 1, 2, \dots$ . Для основного состояния  $m = 0$ , поэтому

$$E_n = -Ze^2/r + Q = -\mu Z^2 e^4 / 2\hbar^2 n^2 = const, \quad (158)$$

откуда следует, что квантовая потенциальная энергия полностью компенсирует кулоновскую потенциальную энергию (рис. 4). Если в уравнениях (156)  $U_e = -Q$ , то единственной физически осмысленной потенциальной энергией в уравнениях движения (156) является потенциальная энергия электромагнитной силы инерции. Это означает, что уравнения (156) записаны в ускоренной системе отсчета, а процедура Маделунга соответствует переходу из инерциальной системы отсчета, в которой записано уравнение Шредингера, в ускоренную систему, где действуют силы инерции.

#### 6.4. Вывод формулы Подаровской-Блоха для заряда со спином

До сих пор мы рассматривали физические следствия «поступательных» уравнений движения (22) механики ориентируемой точки. Перейдем теперь к уравнениям движения (26), которые описывают движение спинирующей частицы во внешних полях. В вакуумной электродинамике эти уравнения запишутся как (уравнения Подаровской)

$$\frac{de^{\alpha_A}}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} - T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}, \quad (159)$$

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

В (квази)инерциальной системе отсчета второй член в правой части (159) обращается в нуль, поэтому для пространственной части уравнений (159) имеем

$$\frac{de^{\alpha_A}}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}. \quad (160)$$

Для триады  $e^{\alpha_A}$  уравнения (160) принимают вид

$$\frac{de^{\alpha_A}}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{\beta k} e^{\beta_A} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{\beta 0} e^{\beta_A} \frac{dx^0}{ds} + \frac{e}{\mu c^2} E^{\alpha}_{\beta \gamma} e^{\beta_A} \frac{dx^\gamma}{ds}. \quad (161)$$

Как было показано выше, в слабых полях и при нерелятивистских скоростях, в уравнениях (161) можно полагать

$$E_{\alpha, \beta 0} = -\frac{1}{2} c^2 \left( \frac{\partial a_{\alpha 0}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial a_{\beta 0}}{\partial x^\alpha} \right) = \frac{1}{2} (A_{\beta, \alpha} - A_{\alpha, \beta}) = \frac{1}{2} F_{\alpha \beta}, \quad ds \approx ds_0 = c dt, \quad \frac{dx^0}{ds_0} \approx 1. \quad (162)$$

Пренебрегая последним членом в (161) и используя условия (162), имеем

$$\frac{de^{\alpha_A}}{dt} = \frac{e}{2\mu c} F^{\alpha \beta} e_{\beta A} \quad (163)$$

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

где  $F^{\alpha \beta}$  напряжённость магнитного поля электродинамики слабых полей. Выберем вектор  $e^{\alpha_3}$  за ось  $z$  и направим по ней спин  $s = \hbar/2$ . Тогда, после умножения левой и

правой части уравнения (163) на  $s = \hbar/2$ , движение спина будет описываться уравнением Марии Подаровской (159)

$$\frac{ds^\alpha}{dt} = \frac{e}{2\mu c} F^{\alpha\beta} s_\beta, \quad (164)$$

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

или, в векторной записи,

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{2\mu c} [\vec{s}\vec{H}] = [\vec{s}\vec{\omega}_L], \quad \vec{\omega}_L = \frac{e}{2\mu c} \vec{H}, \quad (165)$$

где  $\vec{\omega}_L$  - частота Лармора.

Уравнение (165) ранее было известно как феноменологическое уравнение Блоха

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = g[\vec{s}\vec{\omega}_L], \quad \vec{\omega}_L = \frac{e}{2\mu c} \vec{H}, \quad g = 1, 2, \quad (166)$$

Отличие уравнения Подаровской (165) от уравнения Блоха (166) заключается в том, что спин  $\vec{s}$  и магнитное поле  $\vec{H}$  в уравнениях (165) имеют геометрическую природу, поскольку спин выражается через тетраду  $e^\alpha_A$ , а магнитное поле  $F^{\alpha\beta}$  через метрический тензор (92) вакуумной электродинамики. Кроме того, в уравнении Блоха (166) входит феноменологический  $g$  - фактор (фактор Ланде), принимающий значения 1, 2. Уравнения (164)-(166) описывают прецессию вектора  $\vec{s}$  спина орбитального электрона в атоме вокруг направления внешнего магнитного поля  $\vec{H}$ . Поскольку спин перпендикулярен плоскости орбиты, то это означает, что плоскость орбиты (как тонкий диск) прецессирует вокруг направления внешнего магнитного поля.

Перейдем теперь в систему отсчета, связанную с электроном, тогда уравнения движения Подаровской запишутся в виде (159). При принятых нами ограничениях (162) и с учетом матрицы угловой скорости собственного вращения (27), имеем, вместо (164)

$$\frac{ds^\alpha}{dt} = \frac{e}{2\mu c} F^{\alpha\beta} s_\beta - \Omega^{\alpha\beta} s_\beta. \quad (167)$$

Переходя к векторной записи, находим

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = [\vec{s}\vec{\omega}_L] + [\vec{s}\vec{\omega}]. \quad (168)$$

При  $\vec{\omega} = \vec{\omega}_L$ , мы получаем из (168)

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = 2[\vec{s}\vec{\omega}_L] = g[\vec{s}\vec{\omega}_L], \quad g = 2. \quad (169)$$

Отсюда следует, что в уравнениях Подаровской фактор Ланде – это квантовый эффект, вызванный полем инерции. Важно отметить, что явление прецессии вращающихся объектов вызвано действием сил инерции в ускоренной системе отсчета, но результат этого действия мы можем наблюдать, находясь в (квази)инерциальной системе. Действительно применим теперь уравнение (129) для описания движения электрона в атоме по стационарной орбите (ускоренное движение без излучения) в нерелятивистском приближении слабого поля, но с учетом магнитного поля  $\vec{H}$ . В этом случае, вместо (144), мы имеем

$$\frac{D^* u^k}{ds} = \frac{du^k}{ds} + \Gamma^k_{mn} u^m u^n + \Omega^k_m u^m = 0, \quad (170)$$

где  $\Gamma^k_{mn}$  и  $\Omega^k_m$  определяются из (130a) и (27). В нерелятивистском приближении 3D часть уравнений (170), записанная с точностью до членов порядка  $(v/c)^1$  имеет вид

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] - \mu W - 2\mu[\vec{\omega}\vec{v}] = 0, \quad (171)$$

где  $\vec{\omega}$  - частота прецессии. Если электрон со спином движется в полях  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  по стационарным орбитам без излучения, то в (171) электромагнитные силы скомпенсированы силами инерции одинакового порядка по отношению  $(v/c)$

$$e\vec{E} - \mu W = 0, \quad (172)$$

$$\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] = -2\mu[\vec{v}\vec{\omega}] = 0. \quad (173)$$

Второй и четвертый члены в уравнении (171) компенсируют друг друга ( см. уравнения (148)), а из (173) следует

$$\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] = -2\mu[\vec{v}\vec{\omega}]. \quad (174)$$

Поскольку ось прецессии совпадает с направлением поля  $\vec{H}$ , то (174) можно расписать как

$$\frac{|e|}{c} v H \sin(\vec{v}\vec{H}) = -2\mu v \omega \sin(\vec{v}\vec{\omega}), \quad (175)$$

откуда немедленно следует частота Лармора

$$\vec{\omega}_L = -\frac{|e|}{2\mu c} \vec{H}, \quad g = 1. \quad (176)$$

и орбитальный  $g$  - фактор Ланде в уравнении Подаровской (165). Здесь модуль  $| |$  был взят из соображений отрицательного заряда электрона. Таким образом, фактор Ланде надо рассматривать как следствие компенсации электромагнитных сил силами инерции, когда электроны находятся на стационарных орбитах. Поскольку силы инерции порождены полем инерции (торсионным полем (5)), то  $g$  - фактор Ланде имеет торсионную при-

роду, связанную квантовым постулатом Бора о существовании в атомах стационарных орбит.

Чтобы получить уравнение Подаровской с фактором Ланде  $g = 2$ , необходимо использовать уравнения движения (128) для плотности заряженной материи  $\rho_e = Ze\psi^*\psi$ . Ранее мы показали, используя подстановки Маделунга, что в нерелятивистском приближении слабого поля система уравнений (127) и (128) полностью эквивалентна геометризированным уравнениям Шредингера (154). При этом было показано, что эта эквивалентность является полной, включая квантовую энергию Маделунга (59). Усложняя задачу, будем рассматривать движение центра масс с плотностью  $\rho_e = Ze\psi^*\psi$ , считая при этом, что *интегральный заряд  $Ze$  «размазан по 3D сфере с электромагнитным радиусом(123)» и ведет себя как вращающееся твердое тело (заряженный шар)*. При таком ограничении нерелятивистские уравнения (171) для центра масс вращающегося тела и в случае стационарных состояний будут выглядеть как

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{H}] - \mu W - \mu[\vec{\omega}\vec{v}] = 0, \quad (177)$$

где  $q = Ze$  - полный заряд,  $\mu$  - его масса заряда. В уравнениях (177) сила Кориолиса в два раза меньше той же силы в уравнениях (171) по той причине, что расстояние между бесконечно малыми элементами  $d\rho_e$  не меняется и половина силы Кориолиса (эта сила состоит из суммы двух слагаемых) обращается в нуль. Теперь, вместо (175), мы имеем

$$\frac{|q|}{c} vH \sin(\vec{v}\vec{H}) = -\mu v \omega \sin(\vec{v}\vec{\omega}). \quad (178)$$

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

$$\vec{\omega}_L = -\frac{|e|}{\mu c} \vec{H}, \quad (179)$$

с фактором Ланде  $g = 2$ . Соответственно, уравнение Подаровской (169) принимает вид уравнения Блоха для собственного вращения электрона.

## 7. Механика Декарта

В год столетия специальной теории относительности (2005) научной общественности на конференции в Бельгии была представлена механика Декарта (см. *Shipov G. // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178.*). Механикой Декарта была названа механика ориентируемой материальной точки, в которой все ускоренные движения материи сводятся к вращению в шести углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Уравнения движения (18) описывают эти вращения. Некоторые следствия уравнений (18) были рассмотрены выше при исследовании движения спиннирующей заряженной частицы во внешних электромагнитных полях. Подобные исследования могут быть проведены в вакуумной гравитинамике.

Для определения физических следствий механики Декарта мы используем математический аппарат 1 + 3 расщепления уравнений Физического Вакуума

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

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

где  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  - локальные индексы,  $u_a = dx_a / d\tau$  - локальная 4D скорость удовлетворяющая соотношению  $u_a u^a = -1$ ,  $A_a = du_a / ds$  - локальное 4D ускорение,  $h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b$  - 4D метрический тензор пространственно-подобного 3D сечения, ортогонального  $u_a$ ,  $g_{ab}$  - 4D локальный метрический тензор. Локальная риманова кривизна  $R^d{}_{abc}$  и локальное торсионное поле (поле инерции)

$$\begin{aligned} T^c{}_{ab} = e^c{}_i \nabla_a e^i{}_b = e^c{}_0 \nabla_a e^0{}_b = u^c \nabla_a u_b = \\ = -A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3} \theta h_{ab} u^c. \quad (180) \end{aligned}$$

определяются через ускорение  $A_a = du_a / ds$  и три независимых параметра:

расширение

$$\theta = \nabla_a u^a, \quad u_a u^a = -1; \quad (181)$$

вращение

$$\omega_{ab} = \nabla_{[b} u_{a]} + A_{[a} u_{b]}, \quad A_a = \frac{du_a}{ds}, \quad \omega_{ab} u^b = 0 \quad (182)$$

и сдвиг (или деформацию)

$$\sigma_{ab} = \nabla_{(b} u_{a)} + A_{(a} u_{b)} - \frac{1}{3} h_{ab} \theta, \quad h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b, \quad \sigma_{ab} u^b = 0, \quad h_{ab} u^b = 0. \quad (183)$$

Из уравнений  $(B^{1+3})$  следует уравнение связи

$$\nabla_a \omega^a - A_a \omega^a = 0, \quad (184)$$

показывающее, что 4D локальный (псевдо)вектор вращения  $\omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2$  связан с 4D поступательным ускорением  $A_a$ . Управляя локально (псевдо)вектором  $\omega_a$ , мы можем изменять скорость  $u_b$  и ускорение  $A_a$  центра масс. Хотя этот вывод явно противоречит тео-

реме ньютоновской механики о сохранении импульса центра масс изолированной от внешних сил механической системы, имеются эксперименты, подтверждающие справедливость уравнения (184).

Зависимость импульса центра масс от угловой скорости вращения следует из уравнений Эйлера, описывающих движение твердого в ускоренной системе отсчета под действием внешних сил  $\vec{F}_e$  и моментов  $\vec{M}_e$

$$\frac{d'}{dt} \vec{P} + [\vec{\omega} \vec{P}] = \vec{F}_e , \quad (185)$$

$$\frac{d'}{dt} \vec{L} + [\vec{\omega} \vec{L}] = \vec{M}_e . \quad (186)$$

В механике Декарта уравнения (185), (186) заменяются уравнениями движения ориентированной материальной точки (18). Из уравнений (18) следуют уравнения движения центра масс (22) (аналог уравнений (185)) и «вращательные» уравнения (26) (аналог уравнений (186)).

Как известно, система уравнений (185), (186) описывает движение гироскопа во внешнем гравитационном поле. Эта задача была сформулирована Л. Эйлером как задача о движении твердого тела вокруг неподвижной точки, причем, несмотря на усилия таких выдающихся математиков как Л. Эйлер, Ж. Лагранж, С. Ковалевская и др. в общем случае, не был найден первый дополнительный интеграл поставленной задачи. Возможно, причина такого положения дел является уравнения связи (184), которое отсутствует в механике твердого тела. Особенно важно указать на разногласия между теоретиками и практиками, работающими с гироскопами, по поводу вопроса, является ли механика твердого тела следствием механики Ньютона или это принципиальное обобщение ньютоновской механики. Например, вот что пишет по этому вопросу известный ученый К. Магнус в книге «Гироскоп: теория и применение. М.: Мир, 1974, с.» 526»: «Чтобы объяснить поведение вращающегося тела, часто проводят аналогию между вращательным движением тела и движением материальной точки. Однако эта аналогия в теории гироскопа скорее вредна, чем полезна, так как область, в которой она справедлива, кончается как раз там, где начинаются типичные гироскопические явления». Для доказательства этого утверждения, М. Магнус рассматривает в книге короткий удар по оси  $3'$  вращающегося гироскопа (на рисунке не показан) производимый силой  $F_i$  (рис.5), под углом  $90^\circ$  к оси.

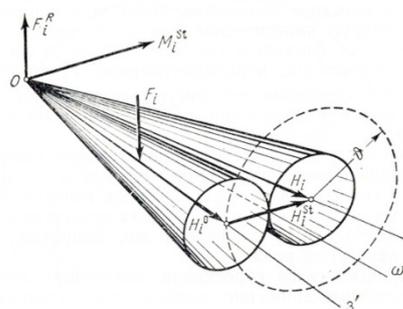


Рис.5. Реакция гироскопа на короткий удар

Ось гироскоп опирается на неподвижную точку  $O$ , к которой приложена реакция опоры  $F^R_i$ . В результате удара гироскоп движется *не в направлении действующей силы*, а под углом  $90^\circ$  к линии удара, в направлении возникшего момента  $M^{St}_i$ , так, что начальный кинетический момент  $H^0_i$  скачкообразно меняет свое направление до конечного кинетического момента  $H_i$ . Ось гироскопа не совпадает с  $H_i$ , а вращается с частотой  $\omega_i$  вокруг нового неподвижного направления кинетической оси  $H_i$ . Это вращение называется *нутацией* гироскопа. На что следует обратить внимание, так это на тот факт, что в случае «упругого удара» гироскопа и не вращающейся массы сохраняется не поступательный импульс системы, а их сумма, поскольку часть поступательного импульса после удара может перейти во вращательный импульс нутации.

### 7.1 Управление прецессией 4D гироскопа как новый способ перемещения в пространстве

В 2000 г. автором было исследовано устройство, названное 4D гироскопом (рис.6),

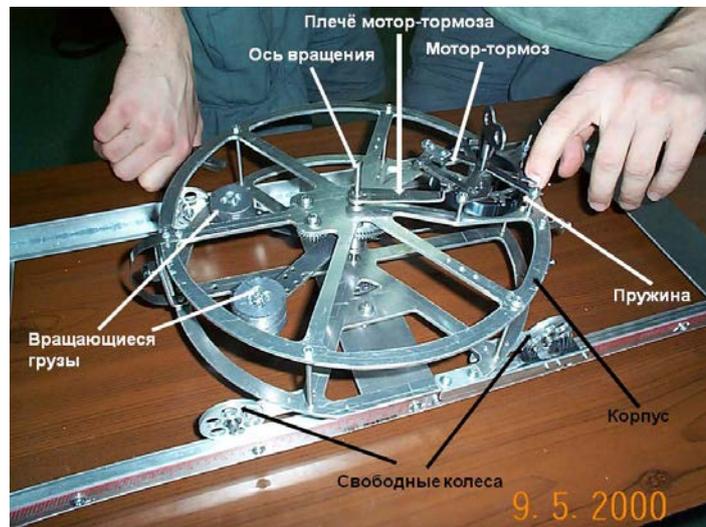


Рис. 6. Простейший 4D гироскоп

в котором механическая пружина, создающая момент  $L$  на оси вращения 4D гироскопа, управляет его пространственно-временной прецессией. Изменение механической энергии 4D гироскопа описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}T = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (M + 2m)v^2 + mr^2 \omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi \right) = L\omega. \quad (187)$$

В модели, представленной на рис. 6, энергия  $T$  гироскопа увеличивается при увеличении угловой скорости вращения  $\omega$  грузов  $m$  в секторе  $330^\circ - 0^\circ$  и уменьшается при уменьшении угловой скорости  $\omega$  вращения грузов  $m$  в секторе  $160^\circ - 180^\circ$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (M + 2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi \right) = \begin{cases} L\omega_1 (330^\circ - 0^\circ) \\ L\omega_2 (160^\circ - 180^\circ) \end{cases} \omega_1 > \omega, \omega_2 < \omega. \quad (188)$$

В остальных секторах правая часть (187) равна нулю. Здесь  $T$  - энергия 4D гироскопа,  $M$  - масса корпуса,  $m$  - масса вращающегося груза,  $r$  - длина рычага,  $\phi$  - угол поворота рычага,  $\omega$  - угловая скорость вращения грузов,  $v$  - скорость тележки,  $L$  - момент, создаваемый мотор - тормозом. Если момент  $L$  равен нулю, из решения уравнений движения следует, что центр масс 4D гироскопа покоится или движется прямолинейно и равномерно. Поскольку расстояние между массами  $m$  и центром масс системы сменяется со временем, то для описания движения 4D гироскопа мы уже не можем использовать уравнения Эйлера (185), (186). Теперь при выводе уравнений движения 4D гироскопа мы используем метод геометризации уравнений механики, предложенный Дж. Сингом. Для этого представим метрический тензор и метрику геометрии абсолютного параллелизма  $A_1(1)$  в виде

$$ds^2 = g_{jk} dx^j dx^k = g_{jk} = \Lambda_{ab} e^a_j e^b_k dx^j dx^k, \quad (189)$$

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

где

$$\Lambda_{ab} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

и ортонормированная неголономная тетрада  $e^a_k$  определяется как

$$e^b_k(\eta(t)) = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\sin \eta & \sqrt{g'} \cos \eta \end{pmatrix}, \quad e^k_a(\eta(t)) = \begin{pmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \frac{1}{\sqrt{g'}} \cos \eta \end{pmatrix},$$

$$g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \phi).$$

Уравнения движения свободного 4D гироскопа для метрики (189) принимают вид

$$\frac{dV_c}{ds} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega^2, \quad \phi' = r\phi, \quad V_c = \frac{dx_c}{ds}, \quad (190)$$

$$\frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega V_c, \quad \Omega = \frac{d\phi'}{ds} \quad (191)$$

где правая часть этих уравнений порождена внутренним полем инерции, которое вызывает изменение скорости центра масс без всякого внешнего воздействия, т.е. нутацию свободного 4D. Переходя к дифференцированию по времени и вводя обозначение

$$\Phi(t) = -\frac{\sqrt{g'}}{k^2} \frac{d\eta}{dt},$$

запишем уравнения (190) и (191) в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = B\Phi\omega, \quad B = rk^2, \quad (192)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin\phi \cos\phi}{1 - k^2 \sin^2\phi} \omega^2 = -\frac{k^2}{rg'} \Phi v_c. \quad (193)$$

Решение этих уравнений показывает, что центр масс свободного 4D гироскопа может двигаться ускоренно под действием внутренних полей инерции. Подставляя в правую часть уравнений (193) момент  $L$ , действующий на ось вращения, получим уравнения движения 4D гироскопа в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{2BL\sin\phi/mr^2 + k^2\Phi(r\omega - v\sin\phi)}{1 - k^2 \sin^2\phi}, \quad (194)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin\phi \cos\phi}{1 - k^2 \sin^2\phi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L/2mr^2 + \Phi(B\omega\sin\phi - v)/r}{1 - k^2 \sin^2\phi}. \quad (195)$$

Здесь  $v_c$  - скорость центра масс,  $\omega$  - угловая скорость вращения грузов,  $L$  - момент, создаваемый мотор-тормозом,  $v$  - скорость тележки,  $\phi$  - угол поворота,  $m$  - масса груза,  $r$  - длина рычага,  $k^2 = 2m/(M + 2m)$ ,  $M$  - масса корпуса,  $B = k^2 r$ ,  $\Phi(t)$  - функция, обеспечивающая связь между угловым ускорением  $d\omega/dt$  и ускорением центра масс  $a_L$ . Выражая  $\Phi(t)$  через  $d\omega/dt$  и момент  $L$  из уравнения (195) и подставляя полученное выражение в уравнение (194), находим

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{LB}{2mr^2 g} \cdot \left( \sin\phi - \frac{r\omega - v\sin\phi}{B\omega\sin\phi - v} \right) + \frac{B}{g} \cdot \left( \frac{(r\omega - v\sin\phi)(g\dot{\omega} - k^2\omega^2 \sin\phi \cos\phi)}{B\omega\sin\phi - v} \right),$$

$$g = 1 - k^2 \sin^2\phi.$$

Из этих уравнений видно, что изменяя внутренний момент  $L$ , мы можем менять скорость центра масс. Уравнения (194), (195) представляют собой двухмерные обобщенные уравнения механики Декарта на случай, когда на гироскоп действует внутренний момент  $L$ . Для экспериментальной проверки формул (194), (195) был создан 4D гироскоп с мотор-тормозом, который ускоряет грузы  $m$  в секторе  $230^\circ - 0^\circ$  (смотри фильм <http://www.youtube.com/watch?v=hPHmXrxWcEo>). На рис. 7 представлены изменения  $\omega$  и  $v_c$  под действием мотор - тормоза (одиночный внутренний удар), измеренные в эксперименте. На графике видно, что как только мотор-тормоз начинает действовать на ось вращения масс  $m$ , создавая момент  $L$ , ускоряющий вращение, и тут же появляется скорость центра масс  $v_c$  у покоящегося перед этим 4D гироскопа. Угловая скорость  $\omega$  и скорость центра масс  $v_c$  возрастают до тех пор, пока грузы не пройдут отметку  $\phi = 0^\circ$ . В этот момент угловая скорость  $\omega$  и скорость  $v_c$  достигают максимального значения (см. рис. 7).

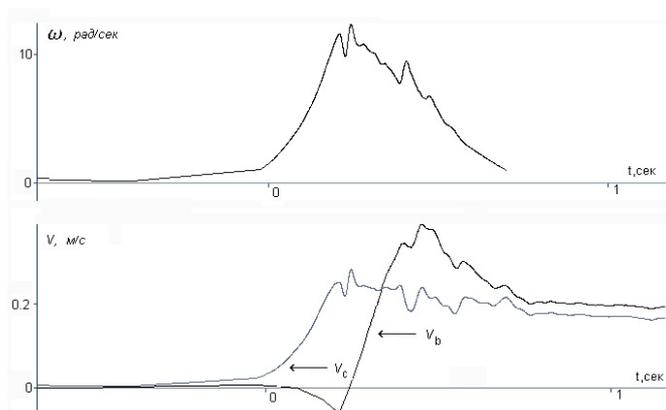


Рис.7. Экспериментальные графики: 1) верхний график - изменение частоты  $\omega$  вращения масс  $m$ ; 2) нижний график - изменение скорости  $v_c$  центра масс и скорости  $v_b$  корпуса 4D гироскопа.

После отметки  $\phi = 0^\circ$  включается момент торможения  $L_T$ , который действует в секторе углов  $0^\circ - 135^\circ$  до полной остановки вращения. После остановки вращения скорость центра масс  $v_c$  почти постоянна и слегка уменьшается из-за действия сил трения. Если совершать внутренние удары многократно и периодически, то мы и получим движитель абсолютно нового типа.

На рис.8 представлен 4D гироскоп, у которого роль мотор - тормоза выполняет сервомотор, управляемый компьютерной программой. Движение 4D гироскопа под действием множественных внутренних ударов только вперед можно увидеть в фильме

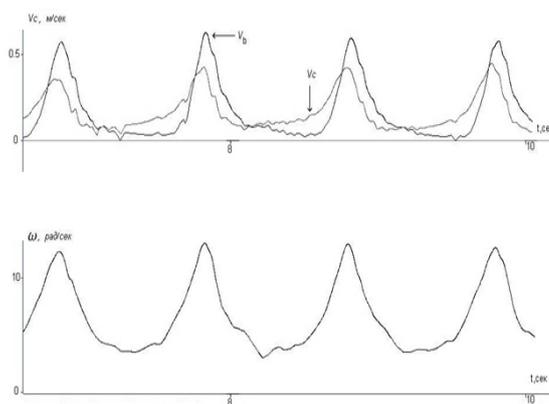


Рис.8. Слева - 4D гироскоп с многократными внутренними ударами, которые создаются сервомотором и контролируются компьютерной программой. Справа - экспериментальные графики: скорости корпуса  $v_b$  и скорости центра масс  $v_c$ , угловой скорости вращения грузов  $\omega$

<http://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc> . Движение 4D гироскопа только вперед по горизонтальной поверхности, смазанной маслом, демонстрируется в фильме <http://www.youtube.com/watch?v=-KI3Cb3uejg> .

Полученные результаты позволяют нам с уверенностью говорить, что 4D гироскоп представляет собой простейшую модель нового типа движителя, способного передвигаться в космическом пространстве без отбрасывания реактивной массы.

После отметки  $\phi = 0^\circ$  включается момент торможения  $L_T$ , который действует в секторе углов  $0^\circ - 135^\circ$  до полной остановки вращения. После остановки вращения скорость центра масс  $v_c$  почти постоянна и слегка уменьшается из-за действия сил трения. Если совершать внутренние удары многократно и периодически, то мы и получим движитель абсолютно нового типа.

## 8. Тонкоматериальные миры и психофизические явления

Если риманова кривизна  $R^i{}_{jkm}$  в уравнениях Физического Вакуума равна нулю, то уравнения (B.1) обращаются в тождество  $0 \equiv 0$  и уравнения (A), (B) принимают вид

$$\nabla_{[k} e^a{}_{m]} + e^b{}_{[k} T^a{}_{b|m]} = 0, \quad (A)^*$$

$$0 = 0, \quad (B.1)^*$$

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

Обращение в нуль тензор энергии-импульса  $T_{ik}$  в уравнениях (B.1) означает, что в этом первичном состоянии Физического Вакуума материальные объекты отсутствуют. В этом случае уравнения Физического Вакуума описывают только *первичные поля инерции (или первичные торсионные поля)*. Уравнения Физического Вакуума описывают семь уровней реальности (см. рис. 9): I - твердое дело, II - жидкость, III - газ, IV - элементарные частицы (уровни I-IV образуют материальный мир), V - физический вакуум, VI – первичные поля инерции (торсионные поля), VII - АБСОЛЮТНОЕ НИЧТО, для которого уравнения Физического Вакуума вырождаются в тождество  $0 \equiv 0$  (уровни V-VII образуют мир Высшей Реальности). Таким образом, в теории Физического Вакуума существуют уровни реальности, которые принципиально отсутствуют в понятийном аппарате современной теоретической физики. Наивысший уровень реальности – АБСОЛЮТНОЕ НИЧТО не поддается формальному анализу в рамках двоичной логики и, фактически, является синонимом Бога в новой научной картине Мира. В новой научной парадигме АБСОЛЮТНОЕ НИЧТО является началом и концом всех событий, как в Мире Высшей Реальности, так и в Материальном мире.

Первичные торсионные поля имеют аналитическое описание в рамках двоичной логики в виде уравнений  $(A)^*$ ,  $(B.1)^*$  и  $(B.2)^*$ . Из тождества  $(B.1)^*$  видно, что уровень VI, с точки зрения материальных уровней I-IV, просто не существует.



Рис.9. Семь Уровней Реальности в теории Физического Вакуума

В 1993 г. была опубликована книга автора «Теория физического вакуума», в которой, на базе принципа Всеобщей относительности, найден синтез теории материальных полей с полем Сознания, которому соответствует уровень VI. Работа Сознания впервые в науке «геометризирована», поскольку, на наш взгляд, связана с первичными и вторичными торсионными полями, подчиняющимся полностью геометризированным уравнениям Физического Вакуума ( $A$ ) и ( $B$ ). В теории физического вакуума всякое сознание носит квантовую природу, связано со спинорной структурой пространства событий. Поле Сознания появляется до рождения материи из вакуума, не обладает энергией и способно «мгновенно переносить» информацию в любую точку Вселенной.

### 8.1 Модель сознания в теории Физического Вакуума

Будем строить модель сознания, опираясь на вакуумные уравнения, записанные в спинорной форме. Это означает, что все элементы сознания являются решениями расширенной нелинейной системы спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса

$(\dot{A}_{s^+} .1)$ ,  $(\dot{A}_{s^+} .2)$ ,  $(\dot{B}_{s^+} .1)$  и  $(\dot{B}_{s^+} .2)$ . Большинство идей, высказанных многими авторами, получают аналитическое, экспериментальное и философское обоснование в уравнениях физического вакуума. Коротко перечислим эти идеи:

#### 8.11.Суперпричинность.

Из психофизического опыта известно, что сознание способно получать информацию, как из будущего, так и из прошлого. Для объяснения этих явлений побудило многих исследователей использовать не только запаздывающие, но и опережающие решения вол-

новых квантовых уравнений. Безотносительно к теории сознания, первым движение «вспять по времени» исследовал Дирак после вывода из уравнения Клейна-Гордона уравнения Дирака. Как известно, решение уравнения Дирака описывает состояния с отрицательной энергией (решение для позитрона), которое можно рассматривать как движение электрона вспять по времени, что приводит к нарушению классической причинности. В современной квантовой теории поля отрицательные энергии (и движение вспять по времени) в микро масштабах вполне допустимо. Однако принято считать, что при усреднении по большому ансамблю частиц (т.е. в макро масштабах) стрела времени всегда направлена только в будущее. Суперпричинность утверждает, что движение вспять по времени возможно и на макроуровне.

Суперпричинность заложена в решениях спинорных уравнений вакуума Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса  $(A_{s^+}^+.1)$ ,  $(A_{s^+}^+.2)$ ,  $(B_{s^+}^+.1)$  и  $(B_{s^+}^+.2)$  для правой материи, поскольку любое из решений этих уравнений, которое описывает обладающий энергией материальный объект, носит триплетный характер. Первое решение описывает объект, движущийся с до световой скоростью (брадион), второе решение описывает световой образ этого объекта (люксон), а третье решение соответствует сверхсветовому образу объекта (таххиону). Добавляя сюда решения спинорных уравнений левой материи  $\bar{A}_{s^+}, \bar{B}_{s^+}$ , а также уравнения для правой и левой антиматерии, то мы получим триплетные решения, описывающие объекты с отрицательной энергией.

### 8.1.2. Гиперпричинность.

Это понятие вводится в науку впервые для Первичного торсионного поля, которое рождается из «Абсолютного Вакуума» до того, как появляется обычная, несущая энергию, материя. Первичное торсионное поле (первичные спинорные вихри) не обладает энергией, поэтому его можно рассматривать как тахион с бесконечной скоростью движения, но с отличным от нуля импульсом! К такому объекту, вообще говоря, понятие скорости его движения не применимо, поскольку, если он есть, то он есть сразу во всех точках Вселенной, а если он меняется (информационно), то это изменение происходит мгновенно во всех точках Вселенной. Подобным образом происходит изменение голографического изображения, поэтому Первичные торсионные поля (поле Сознания) представляют собой торсионную Голограмму, охватывающую всю Вселенную и пронизывающие всю материю в ней. Любое, сколь угодно малое изменение материи во Вселенной мгновенно отражается в Голограмме на информационном уровне, что делает Первичное торсионное поле отличным инструментом для мгновенного контроля за процессами, происходящими во Вселенной, и для управления ими.

### 8.1.3. Адресный признак

В макро квантовых системах перепутывание волновых функций отдельных подсистем так же имеет место. Поэтому, во многих психофизических экспериментах и в экспериментах с торсионными полями наблюдаются наиболее сильное действие оператора или торсионного генератора не на все окружающие объекты, а только на тот объект, адресный

признак которого (например, фотография объекта) имеется у оператора или заложена в специальную камеру торсионного генератора. На основе анализа многих психофизических экспериментов можно прийти к выводу, что мысль человека (тонко) материальна и имеет в качестве носителя Первичные торсионные поля или их комбинацию со свободными вторичными торсионными полями. Именно эти свойства мысли позволяют нам получать знания прямо из Космического Банка Данных, которым является поле Сознания. Косвенным доказательством этого положения являются ведические и эзотерические знания, которые, как оказалось, являются питательной средой для многих физических теорий. Например, в «Книге Урантии» мы читаем: «Каждая наша мысль, душевное движение, эмоции становятся известны во Вселенной практически мгновенно. Образно говоря, с помощью информации, содержащейся в оболочках ауры, мы «отчитываемся» о своей жизни перед Высшим Разумом Вселенной». Перечисленные свойства торсионных полей выводят нас далеко за рамки общепринятых физических теорий. Надо понимать, однако, что это происходит всегда, когда физика развивается по вертикали.

В последнее время интенсивно развивается раздел физики, который получил название *психофизика*. В психофизике наблюдаются явления, когда сознание человека оказывает весьма активное влияние на протекание физических процессов. Это никак не укладывается в материалистическое представление о соотношении материи и сознания, поскольку нас всегда учили, что материя существует независимо от сознания человека и сознание является продуктом высокоразвитой материи. Но факты упрямая вещь и мы не можем не признавать весьма распространенные психофизические явления. К таким явлениям относятся:

- 1) телекинез (передвижение мелких предметов, не прикасаясь к ним);
- 2) биогравитация (притяжение телом тяжелых предметов, весом до 150 кг.);
- 3) левитация (изменение веса);
- 4) антигравитация (преодоление человеком силы земного притяжения);
- 5) прирокинез (поджог «взглядом» различные предметы на расстоянии);
- 6) биоинтроскопия (видение через непрозрачные среды) и т.д.

Попытки объяснить наблюдаемые явления в рамках существующей научной парадигмы оказались безуспешными. В свою очередь, теория Физического Вакуума предсказывает целый ряд новых потенциалов взаимодействия, включая взаимодействие спинулирующих макрообъектов, и, я надеюсь, приступит к аналитическому описанию наблюдаемых психофизических явлений.

## **Заключение**

Суммируя полученные результаты, мы выделим 5 основных принципов, на которых базируется теория Физического Вакуума, это:

1. Отсутствие в природе инерциальных систем отсчета.
2. Принцип Всеобщей относительности.
3. Принцип геометризация физики - в мире ничего нет, кроме изменения кривизны и кручения пространства.

4. Пространство событий теории Физического Вакуума образует множество ориентированных точек, которое 10ти мерно (4 трансляционных  $x, y, z, ct$  и 6 вращательных  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  координат), расслоено и наделено структурой геометрией абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ .
5. Уравнениями Физического Вакуума представляют собой структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$ .

Вместо инерциальной системы отсчета в теории Физического Вакуума появляется ускоренная (квази)инерциальная система, ускорением которой можно пренебречь. Уравнения физики, которые сформулированы в инерциальных системах, следуют из уравнений Физического Вакуума, когда системы отсчета становятся (квази)инерциальными. Поскольку основные системы отсчета в теории оказываются ускоренными, то основную роль в теории Физического Вакуума играют поля и силы инерции. Так, например, квантовые принципы оказываются связанными с неголономными координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ , а волновая функция в уравнении Шредингера оказывается *реальными физическим полем – нормированным на единицу полем инерции*, связанным с каждой квантовой частицей.

Развитие теоретической физики можно сравнить с ростом дерева (рис.10). Крону дерева



Рис.10. Пунктиром обозначено дерево теории Физического Вакуума.

теоретической физики образуют физические теории разного класса как классические, так и квантовые, а корневая система дерева состоит из физических принципов теорий. Современная теоретическая физика представляет собой уродливое растение с очень разросшейся по горизонтали кроной, что характеризует развитие физических теорий по горизонтали. Ствол дерева разделен на тонкую квантовую часть и на более солидную классическую древесную опору. Как и считал А. Эйнштейн, точка дальнейшего роста теоретической физики оказалась на классической части ствола. Именно теория Физического Вакуума, дополняя принцип общей относительности Эйнштейна вращательной относительностью, привела к росту корневой системы, объединив квантовый принцип и принципы теории относительности в 5 принципов Всеобщей относительности. В результате произошло объ-

единение не только ствола дерева теоретической физики, но крона дерева выросла вверх, объединив классическую и квантовую физики.

26.10.2015.