

# КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ТЕОРИИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Шипов Г.И.

## Введение

Гипотетические понятия «темная материя» и «темная энергия» появились в космологии после экспериментов, в которых звезды в галактиках двигались по траекториям вокруг ядра галактики с нарушением закона Ньютона [1] и скопления звезд удалялись с ускорением [2] друг от друга.

Обычно, наблюдаемое в галактиках отклонение траекторий массивных тел от траекторий, вычисленных по нерелятивистской теории гравитации Ньютона, объясняется существованием дополнительной массы. Однако, до сих пор эта добавочная масса не наблюдается, поэтому она и была названа темная материя. Большинство теоретиков темная материя рассматривается как гравитационный эффект в теории гравитационного поля, более общей, чем теории гравитации Ньютона и Эйнштейна. Одним из предполагаемых кандидатов на роль темной энергии является вакуум, плотность энергии которого остается неизменной в процессе расширения Вселенной. Энергия вакуума, если она положительна, имеет как раз те свойства, которыми должна обладать темная энергия: однородность в пространстве и постоянство во времени. Если предположить, что темная энергия представляет собой чисто гравитационный эффект более общей теории гравитации, то естественно искать такие решения уравнений обобщенной теории, которые одновременно описывали бы эффекты, порождаемые темной материей и темной энергией.

## Вращательная относительность и обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна

Решение уравнений Эйнштейна  $R_{ik} - g_{ik}R/2 = 8\pi GT_{ik}/c^4$ ,  $i, j, k... = 0, 1, 2, 3$  вне источников (вакуумные уравнения  $R_{ik} = 0$ ), известное как решение Шварцшильда [3], в нерелятивистском приближении хорошо описывает движение звезд внутри галактики, которые движутся на малых расстояниях от ее центра. Это соответствует как раз той области, где уравнения теории Эйнштейна переходят в уравнения теории гравитации Ньютона. Примерно через год после того, как было найдено решение Шварцшильда [3], голландский математик В. де Ситтер нашел решение уравнений [4]

$$R_{ik} - g_{ik}R/2 = -\Lambda g_{ik}, \quad \Lambda = const, \quad (1)$$

которые, как мы видим, обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ . Сам А. Эйнштейн считал, что вакуумные уравнения  $R_{ik} = 0$  являются единственно верными уравнениями, полученными им в рамках общего принципа относительности, а уравнения  $R_{ik} - g_{ik}R/2 = 8\pi GT_{ik}/c^4$  с не геометризированной правой частью, фактически введенной «руками», временным выходом из положения. Поэтому, уравнения (1) можно рассматривать как некоторый частный случай полностью геометризованных уравнений Эйнштейна, с правой частью, имеющей геометрическую природу.

Уравнения (1) могут быть обобщены, если расширить принцип общей относительности Эйнштейна, дополнив его вращательной относительностью [5,6]. В теории гравитации Эйнштейна вращательная относительность не получила своего развития, поскольку свободно падающие лифты Эйнштейна движутся без вращения.

Еще Э. Картаном было отмечено, что вращение материи меняет геометрические свойства пространства, порождая его кручение [7]. Поэтому вращательная относительность с неизбежностью требует введения неголономных угловых координат как элементов пространства событий и задания на множестве угловых координат кручения пространства [8]. Для реализации этой программы [8] удобнее всего использовать групповой подход к геометрии, разработанный Э. Картаном, согласно которому структурные уравнения Картана искомой геометрии должны совпадать со структурными уравнениями заданной группы [9].

Простейшей геометрией, которая обобщает риманову геометрию и, соответственно, вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ , оказывается геометрия абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ . Эта геометрия представляет собой расслоенное многообразие, базу которого образует множество голономных трансляционных координат  $x, y, z, ct$ , а слой множество шести неголономных вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Эти десять координат характеризуют степени свободы произвольно ускоренной 4D системы отсчета, представленной неголономным базисом  $e^a_i$ ,  $i, j, k... = 0,1,2,3$ ,  $a, b, c... = 0,1,2,3$ . Здесь  $i, j, k...$  являются координатными (внешними) индексами, а (внутренние) индексы  $a, b, c...$  нумеруют вектора базиса. Вектора базиса удовлетворяют соотношениям ортогональности

$$e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B, \quad e^A_\alpha e^\beta_A = \delta^\beta_\alpha, \quad (2)$$

где  $\delta^\beta_\alpha$  - символ Кронекера.

На множестве внешних координат  $x, y, z, ct$  задана трансляционная метрика группы  $T_4$

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1). \quad (3)$$

С другой стороны, на множестве внутренних вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  задана вращательная метрика группы  $O(3.1)$

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (4)$$

где  $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$  - матрица бесконечно малого поворота векторов тетрады  $e^a_i$ . Величина  $T^a_{bk}$ , связывающая дифференциалы голономных координат базы  $dx^k$  и дифференциалы неголономных угловых координат слоя  $d\chi^a_b$  соотношением

$$d\chi^a_b = T^a_{bk} dx^k, \quad (4)$$

носит название коэффициентов вращения Риччи [10,11]

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

Здесь  $-\Omega^i_{jk} = -e^i_a \nabla_{[j} e^a_{k]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}) = T^i_{[jk]}$  - объект неголономности [11] и

$\nabla_k$  - ковариантная производная относительно символов Кристоффеля

$\Gamma^i_{jk} = g^{im}(g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m})/2$ . Связность  $\Delta^i_{jk}$  пространства  $A_4(6)$  представима в виде суммы [8]

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k} = -e^a_j e^i_{a,k} \quad (6)$$

и обладает кручением  $-\Omega^i_{jk} = T^i_{[jk]} = \Delta^i_{[jk]}$ . Образуя тензор кривизны пространства по обычному правилу и, используя связность (6), находим, что тензор кривизны пространства  $A_4(6)$  равен нулю

$$S^i_{jkm} = R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j|m]} = R^i_{jkm} + P^i_{jkm} = 0, \quad (7)$$

где

$$R^i_{jkm} = 2\partial_{[k} \Gamma^i_{|j|m]} + 2\Gamma^i_{s[k} \Gamma^s_{|j|m]} \quad (8)$$

- тензор Римана.

Для вывода структурных уравнений Картана геометрии  $A_4(6)$ , введем 1- формы тетрады  $e^a_m$  и связности  $\Delta^a_{bm}$ :  $e^a = e^a_m dx^m$  и  $\Delta^a_b = \Delta^a_{bm} dx^m$ . Вычисляя внешние дифференциалы от  $e^a$  и  $\Delta^a_b$  и учитывая абсолютный параллелизм геометрии  $A_4(6)$ , т.е.  $de^a = d(e^a_m dx^m) = 0$  и  $d\Delta^a_b = d(\Delta^a_{bm} dx^m) = 0$ , получаем первые и вторые структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$  в виде

$$de^a + e^b \wedge T^a_b = 0, \quad (A)$$

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

Эти уравнения могут быть переписаны в смешенных индексах как

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

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

Чтобы показать, что уравнения (A), (B) обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна, используем разложение тензора Римана на неприводимые части

$R_{ijkm} = C_{ijkm} + g_{i[k} R_{m]j} + g_{j[k} R_{m]i} + Rg_{i[m} g_{k]j} / 3$  и перепишем их в виде расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга Миллса [8]

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

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

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

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

В уравнения (B.1) тензор энергии-импульса  $T_{jm}$  имеет геометрическую природу и выражается через тензор кривизны (5) (в конечном счете, через кручение геометрии  $A_4(6)$ ), следующим образом

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left( \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]} \right) \right\}. \quad (9)$$

В уравнения Янга-Миллса (B.2) тензор тока  $J^i_{jkm}$  также геометризирован и выражается через тензор энергии-импульса (9) (т.е. опять же через поле кручения) как

$$J^i_{jkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}. \quad (10)$$

В работе [8] доказана теорема, согласно которой структурные уравнения (A), (B) геометрии  $A_4(6)$  совпадают с основными уравнениями формализма Ньюмена-Пенроуза (НП-формализм)[13, 14], поэтому технология решения уравнений (A), (B) полностью совпадает с методом решения уравнений НП-формализма. В качестве независимых переменных в системе уравнений (A), (B), в общем случае, выступают 20 независимых компонент тензора Римана (8), 24 компоненты коэффициентов вращения Риччи (5) и 6 независимых компонент тетрады  $e^a_i$ .

Для доказательства того факта, что уравнения (1) являются частным случаем уравнений (A), (B) и обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ , приведем решение уравнений (A), (B), содержащее две константы интегрирования  $\Psi^0$  и  $\Lambda$ . В обозначениях, принятых в НП – формализме, это решение с метрикой Шварцшильда-де Ситтера, записанное в трансляционных координатах  $x^0 = u$ ,  $x^1 = r$ ,  $x^2 = \theta$ ,  $x^3 = \varphi$ , имеет вид:

1. Для компонент обобщенных матриц Паули :

$$\begin{aligned} \sigma^i{}_{0\dot{0}} &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = (1, U, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{0\dot{1}} = \rho(0, 0, P, iP), \quad \sigma^i{}_{1\dot{0}} = \bar{\sigma}^i{}_{0\dot{1}}, \\ \sigma_i{}^{0\dot{0}} &= (1, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{1\dot{1}} = (-U, 1, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i), \quad \sigma_i{}^{1\dot{0}} = \bar{\sigma}_i{}^{0\dot{1}} \end{aligned} \quad (11)$$

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

$$\Psi^0 = \text{const}, \quad \tilde{\Lambda} = 6\Lambda = R/4 = \text{const}.$$

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

$$\rho = -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r, \quad \gamma = \rho^2\Psi^0/2 - \tilde{\Lambda}r, \quad (12)$$

$$\mu = \rho/2 + 2\Psi^0/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4.$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\Psi_2 = \Psi = -\Psi^0/r^3, \quad \tilde{\Lambda} = 6\Lambda = R/4 = \text{const}. \quad (13)$$

Используя решение (11)-(13), находим трансляционную метрику (3) этого решения

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r} - \frac{\Lambda r^2}{3}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r} - \frac{\Lambda r^2}{3}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (14)$$

Используя определение (9) и решение (11)-(13), можно вычислить явный вид тензора энергии-импульса в правой части уравнений (B.1)  $T_{ik} = -\Lambda g_{ik}/\nu$ , при этом уравнения (B.1) принимают вид уравнений (1).

### **Темная материя и темная энергия как следствие расширения пространства в решении (11)-(13)**

Из метрики (14) находим следующий вид центрально симметричного потенциала, создаваемого решением (11)-(13)

$$V = -\frac{c^2}{2} \left( \frac{2\Psi^0}{r} + \frac{\Lambda r^2}{3} \right). \quad (15)$$

Чтобы плотность материи, порождающая потенциал (15), была положительна, необходимо выбрать в (15)  $\Lambda < 0$ . Полагая  $\Lambda = 0$ , получим из уравнений (B.1) вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ , при этом метрика (14) переходит в метрику Шварцшильда.

В этом случае, на основе принципа соответствия, находим, что  $2\Psi^0 = r_g = 2MG/c^2$ , где  $M$  - центральная масса, а вакуумные уравнения Янга-Миллса (B.2) принимают вид скалярного уравнения

$$C_{1111} = -r_g/2r^3. \quad (16)$$

Для анализа наблюдаемых явлений в космологии удобно использовать уравнения поля (A), (B), записав их в формализме 1+3 расщепления [15- 19]. Тогда уравнения (A), (B) принимают вид

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

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

где  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  и поле  $T^c{}_{ab}$  выражается через единичный времениподобный вектор  $u_b = dx_b/ds$ ,  $u_b u^b = -1$  как

$$T^c{}_{ab} = e^c{}_i \nabla_a e^i{}_b = e^c{}_0 \nabla_a e^0{}_b = u^c \nabla_a u_b - \\ - A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3} \theta h_{ab} u^c. \quad (17)$$

Здесь четыре параметра: ускорение  $A_a$ , вращение  $\omega_{ab}$ , сдвиг  $\sigma_{ab}$  и расширение  $\theta$  описывают различные виды ускоренного движения системы отсчета  $e^c{}_i$ . Из уравнений (B<sup>1+3</sup>) следует известное уравнение Райчаудури [15]

$${}^4R = R_{ab}u^a u^b = \omega_{ab}\omega^{ab} - \sigma_{ab}\sigma^{ab} + \frac{1}{3}\theta^2 - \frac{d\theta}{ds}. \quad (18)$$

Для решения (11)-(13) трехмерная пространственная часть уравнения (18) выглядит как [17]

$${}^3R = \frac{2}{3}\theta^2 + 2\Lambda, \quad (19)$$

где  $\theta(r) = (\rho + \bar{\rho})/2 = \rho = -1/r$  - оптический параметр расширения.

В (квази)инерциальной системе отсчета наблюдатель, производя наблюдения за космическими объектами, видит их движения как движение пробных масс во внешнем гравитационном поле решения (11)-(13) под действием гравитационного потенциала центрального тела  $M$  (ньютоновская часть воздействия) и «мега- кваркового» потенциала

$$V = -\frac{c^2}{2} \frac{\Lambda r^2}{3}, \quad \Lambda < 0, \quad (20)$$

растущего с увеличением расстояния от центрального тела. На рис.1 представлен качественный анализ влияния мега-кварковой добавки  $-\Lambda c^2 r^2/6$ , к потенциалу Ньютона, приводящая к эффектам, которые получили название темная материя и темная энергия. Для наглядности, масштабы на рис.1 были сознательно деформированы, поскольку в реальных масштабах расстояния в зонах 1, 2 и 3 отличаются на порядки. В зоне 1 мега-

кварковый потенциал  $-\Lambda c^2 r^2 / 6$ , пренебрежимо мал, поскольку  $\Lambda \approx 1/R_0^2 \approx 10^{-56} (m)^{-2}$ , где  $R_0 \approx 10^{26+30} m$ . Поэтому в зоне 1 потенциал Ньютона с большой точностью описывает движение массивных образований. В зоне 2 начинает действовать мега-кварковый потенциал  $-\Lambda c^2 r^2 / 6$ , при этом ньютоновские траектории изменяются таким образом,

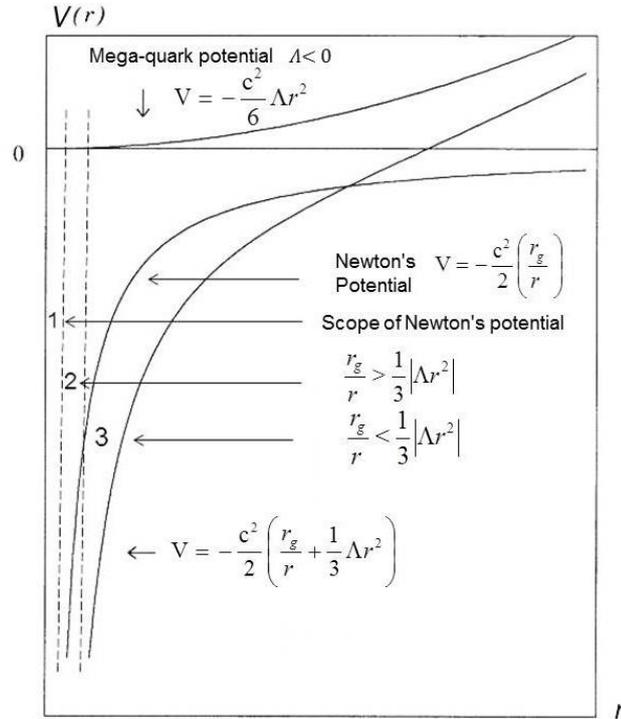


Рис. 1. Графики гравитационного потенциала взаимодействия решения (11)-(13)

что линейные скорости массивных тел почти не меняются с увеличением расстояния до центральной массы. Наконец, в зоне 3 действие мега-кваркового потенциала  $-\Lambda c^2 r^2 / 6$  становится настолько значительным, что порожденные им силы отталкивания перебарывают ньютоновское притяжение и массивные системы начинают разбегаться от центра, причем с ускорением, что и подтверждают космологические наблюдения.

### Новый сценарий рождения Вселенной

Пожалуй, самой очевидной трудностью существующего сценария рождения Вселенной из вакуума в результате взрыва из «сингулярной точки», оказывается нарушение закона сохранения «средней массы Вселенной». С одной стороны, в настоящее время принято считать полную энергию Вселенной, рожденной из вакуума в результате взрыва, положительной, а с другой полная средняя энергия вакуума считается равной нулю. Разрешить это противоречие можно, если предположить, что рождение Вселенной происходит с образованием как положительных  $m^+$ , так и отрицательных  $m^-$ . Эта идея не является новой [20-22], тем не менее, в рамках новой теории гравитационного поля, основанной на

вакуумных уравнениях (A), (B), появились новые представления о плотности массы  $\rho$  и о массе  $m$ , определяемых из (9) как [8]

$$\rho = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left\{ \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{j|m]}^s \right\}, \quad (21)$$

$$m(T_{jm}^i) = \frac{2}{vc^2} \int (-g)^{1/2} \left\{ g^{jm} \left( \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{j|m]}^s \right) \right\} dV. \quad (22)$$

Как показано в работе [23], поле  $T_{jm}^i$ , действуя на пробную массу, порождает в ускоренных системах отсчета силы инерции. Поэтому поле  $T_{jm}^i$  было названо *полем инерции*. Из соотношений (21), (22) следует, что поле инерции  $T_{jm}^i$  образует плотность массы, а сама масса является мерой поля инерции. Поделив обе части равенства (4) на  $ds$ , получим выражение для 4D скорости вращения физической системы отсчета, связанной с материальным объектом

$$\Omega_j^i = T^i{}_{jk} \frac{dx^k}{ds}, \quad \Omega_{ij} = -\Omega_{ji}. \quad (23)$$

Эта формула является аналитическим подтверждением гипотезы Э. Картана [7], согласно которой вращение материи порождает кручение пространства (в нашем случае кручение  $-\Omega^i{}_{jk} = T^i{}_{[jk]} = \Delta^i{}_{[jk]}$  пространства  $A_4(6)$ ), причем именно кручение является источником массы (22) и, следовательно, гравитационного поля в уравнениях (B.1) и (B.2).

Физическая группа вращений  $O(3.1)$ , на которой задана вращательная метрика (4), расщепляется на группу правых  $O^+(3.1)$  и левых  $O^-(3.1)$  вращений материальных объектов (рис.2). Мы свяжем рождение из вакуума положительных  $m^+ > 0$  и отрицательных  $m^- < 0$  масс с группами  $O^+(3.1)$  и  $O^-(3.1)$ , определяя их как [24]

$$m^+ = \int \rho^+ (-g)^{1/2} dV > 0, \quad m^- = \int \rho^- (-g)^{1/2} dV < 0, \quad (24)$$

где  $\rho^+$  и  $\rho^-$  - плотности масс, порожденные правыми и левыми вращениями. Тогда, при рождении из вакуума (средняя плотность вакуума  $\rho = 0$  и средняя масса  $\langle m \rangle = 0$ ) массы  $m^+ > 0$ , из закона сохранения средней массы, с необходимостью, следует одновременно рождение массы  $m^- < 0$ , причем всегда  $m^+ + m^- = 0$ .

Как известно [21], отрицательные массы отталкиваются друг от друга, а положительные притягиваются, поэтому положительные массы скапливаются, образуя планеты, звезды, галактики, а отрицательные равномерно распределяются по Вселенной, образуя среднюю плотность, равную по модулю плотности положительных масс ( $\langle |\rho| \rangle = 10^{-29} \text{ г/см}^3$ ). Согласно теореме Терлецкого [21], существование отрицательных масс и, соответственно,

отрицательных энергий, распространяет применимость уравнений  $(A)$ ,  $(B)$  на все области пространства, а именно: внутри и на поверхности светового конуса будущего и прошедшего, а так же и в области сверхсветовых скоростей. Это следует непосредственно из решений уравнений  $(A)$ ,  $(B)$ , которые носят триплетный характер [8], покрывая все области пространства. Кроме того, существование отрицательных энергий дает теоретическое обоснование существующему в природе, а так же искусственно созданному вечному двигателю 2го рода [21], представляющему собой источник «свободной» энергии.

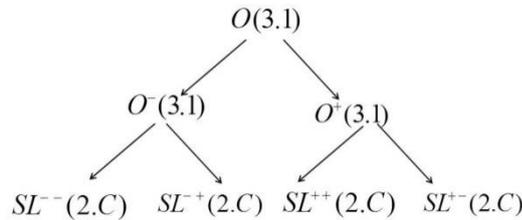


Рис. 2. Расщепление уравнений  $(A)$ ,  $(B)$  Физического Вакуума на уравнения левого, правого Мира (группы  $O^-(3.1)$ ,  $O^+(3.1)$ ) и на спинорные уравнения (группы  $SL^{++}(2.C)$ ,  $SL^{+-}(2.C)$ ,  $SL^-(2.C)$  и  $SL^+(2.C)$ ).

Для описания заряженных частиц необходимо записать уравнения  $(A)$ ,  $(B)$  в спинорной системе отсчета [8], как это сделано в НП-формализме [13]. Такая система отсчета с самого начала является ускоренной, поскольку, по определению, связана со спинирующим объектом. Здесь мы представим спинорные уравнения группы  $SL^{++}(2.C)$ , которые описывают (заряженные или нейтральные) спинорные частицы правого Мира. В физической интерпретации они представляют собой [8]:

- 1) геометризованные нелинейные спинорные уравнения Гейзенберга с кубической нелинейностью

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

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

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

- 2) геометризованные спинорные уравнения Эйнштейна

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

- 3) геометризованные спинорные уравнения Янга-Миллса с калибровочной группой  $SL^{++}(2.C)$

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

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

плюс уравнения, заданные на спинорных  $SL^+(2.C)$  пространствах с калибровочными группами  $SL^{+-}(2.C)$ ,  $SL^{-}(2.C)$  и  $SL^{-+}(2.C)$ . Согласно уравнениям  $(\dot{A}_{s^+}^+ .1)$ ,  $(\dot{A}_{s^+}^+ .2)$ ,  $(\dot{B}_{s^+}^+ .1)$  и  $(\dot{B}_{s^+}^+ .2)$ , рождение частиц из вакуума происходит не парами, а квадрами [22, 8]. В обозначениях, принятых в работе [22], рождение квадриг представляется в виде равенства

$$0 = {}_{+1}\hat{p}^+ + \hat{e}^- + {}_{-1}\check{p}_- + \check{e}_+. \quad (25)$$

Здесь протон и электрон с положительной массой обозначены как  ${}_{+1}\hat{p}^+$  и  $\hat{e}^-$  соответственно («позитоны» по Терлецоу [22]), а протон и электрон с отрицательной массой как  ${}_{-1}\check{p}_-$  и  $\check{e}_+$  («негатоны» по Терлецоу [22]). Слева внизу пишется барионное число  $B = \pm 1$ . Лептонное число в формуле (25) не обозначено. Реакция рождения антипротона и позитрона и соответствующей пары негатонов в принятых обозначениях запишется как

$$0 = {}_{-1}\hat{p}^- + \hat{e}^+ + {}_{+1}\check{p}_+ + \check{e}_-. \quad (26)$$

### а) Рождение первичных полей инерции

Процесс рождения физических объектов начинается появления из вакуума первичных вихрей – первичных полей инерции, для которых в уравнениях  $(\dot{B}_{s^+}^+ .1)$  и  $(\dot{B}_{s^+}^+ .2)$  тензор кривизны Римана (8) равен нулю. В этом случае простейшее решение уравнений описывается трансляционной метрикой вида [8]

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}{r^2 + a^2} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (27)$$

где  $\omega^R = -a \sin \theta \rho \bar{\rho}$ ,  $\rho = -(r - ia \cos \theta)^{-1}$ ,  $a = const$  - оптический параметр правого вращения. Соответственно, для левого вращения имеем  $\omega^L = a \sin \theta \rho \bar{\rho}$  так, что  $\omega^R + \omega^L = 0$ . Энергия и импульс объекта в уравнениях Физического Вакуума определяются через тензор энергии-импульса (9). Если объекты описываются уравнениями вакуума, где  $R_{ijkm} = 0$ , то из уравнений  $(\dot{B}_{s^+}^+ .1)$  следует, что такой обладает энергией и импульсом, равными нулю. Для такого полевого объекта понятие распространения поля в обычном смысле не существует и, если он существует, то он сразу покрывает все пространство Вселенной. Кроме того, потенциал энергетического взаимодействия первичного поля инерции, вычисляемый по приближенной формуле  $V = c^2 (g_{00} - 1) / 2$  [8] равен нулю. По-

этому, если первичное поле инерции и взаимодействует с энергетическим объектом, то это взаимодействие носит информационный характер.

### **б) Рождение Праматерии**

Рождение материи начинается тогда, когда появляются объекты с отличным от нуля тензором энергии-импульса (9). Классификация решений уравнений Физического Вакуума по группам изометрий [8], показывает, что простейшим «возбуждением» пространства Минковского  $E_4(3.1)$ , которое трактуется как Абсолютный Вакуум, является пространство де Ситтера с  $\Lambda < 0$  (или анти де Ситтера с  $\Lambda > 0$ ) с «кварковым» потенциалом (20) [8, 25]. Материю, обладающую потенциалом (20), мы будем называть *праматерией*.

Используя классификацию решений структурных уравнений Картана геометрии  $A_4(6)$  по группам изометрий [8, 26], находим, что изометрическим пространством вложения решения с потенциалом (20) является пятимерное псевдоевклидово пространство  $E_5(4.1)$ , изометрическая группа Ли  $L_5(4.1)$  которого имеет спинорную группу  $SL(4.C)$  с важнейшей подгруппой  $SU(2) \times SU(2)$ .

### **с) Рождение частиц, обладающих кулон-ньютоновским потенциалом**

Рождение заряженных и нейтральных частиц, описываемых уравнениями Физического Вакуума  $(A_{s^+}^+ .1)$ ,  $(A_{s^+}^+ .2)$ ,  $(B_{s^+}^+ .1)$  и  $(B_{s^+}^+ .2)$  происходит на фоне первичных полей инерции и праматерии. Если в решении (11)-(14) положить  $\Lambda = 0$ , потенциал (15) принимает кулон-ньютоновский вид, при этом для заряженных частиц он выглядит (в общем случае) как

$$V = -c^2(\pm r_g \pm r_e) / 2r, \quad (28)$$

где  $r_e = 2Ze^2 / mc^2$  - электромагнитный радиус [8], при этом знак + соответствует случаю притяжения частиц (разноименные заряды), а знак – случаю отталкивания (одноименные заряды). Соответственно, знак + перед гравитационным радиусом  $r_g = 2MG / c^2$  соответствует притяжению (положительные массы или одна положительная другая отрицательная), а знак – отталкиванию (отрицательные массы). Поскольку для элементарных частиц обычно  $|\pm r_g| \ll |\pm r_e|$ , то их гравитационными взаимодействиями можно пренебречь. Поэтому родившиеся из вакуума заряженные частицы с положительной массой и разными зарядами начинают притягиваться, образуя более массивные системы, для которых становится невозможным пренебрегать гравитационными взаимодействиями. Подобное происходит с частицами отрицательной массы, с той лишь разницей, что их гравитационное взаимодействия приводят к их расталкиванию.

### **д) Скалярное и реликтовое излучения**

Потенциал (28) содержит постоянные массы и заряды взаимодействующих частиц. Кроме того, это потенциал является решением уравнений Физического Вакуума, для которых

тензор Риччи  $R_{ij} = 0$ , что соответствует вакуумным уравнениям Эйнштейна. Однако, в процессе рождения частиц их массы и заряды меняются от нуля до некоторого постоянного значения. Этот процесс описывает решение уравнений Физического Вакуума, которое обобщает решение с потенциалом (28) на случай, когда  $r_g(t)$  и  $r_e(t)$  зависят от времени.

Для частиц с переменной функцией источника  $\Psi^0(u)$  и постоянным параметром вращения  $a$  метрика решения уравнений Физического Вакуума запишется как [24]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right) c^2 dt^2 + \frac{4\Psi^0 r a}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta d\varphi c dt - \frac{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}{r^2 - 2\Psi^0 r + a^2} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - \left(r^2 + a^2 + \frac{2\Psi^0 r a^2}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta\right) \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (29)$$

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

$$T_{ik} = \frac{1}{\nu} \left( \left[ -\frac{\ddot{\Psi}^0}{2} r a^2 \sin^2 \theta (\rho \bar{\rho})^2 - \dot{\Psi}^0 r^2 (\rho \bar{\rho})^2 \right] l_i l_k - \sqrt{2} \dot{\Psi}^0 a \sin \theta \rho \bar{\rho} \operatorname{Im}(l_{(i} \bar{m}_{k)}) \rho \right). \quad (30)$$

Здесь  $l_i, \bar{m}_k$  - вектора комплексной нулевой тетрады в НП-формализме [13]

$$\sigma^i{}_{AB} = A \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \overbrace{\left[ \begin{array}{cc} \overset{\dot{0}}{l^i} = (Y^0, V, Y^2, Y^3) & \overset{i}{m^i} = (\xi^0, \omega, \xi^2, \xi^3) \\ \bar{m}^i = (\bar{\xi}^0, \bar{\omega}, \bar{\xi}^2, \bar{\xi}^3) & \overset{0}{n^i} = (X^0, U, X^2, X^3) \end{array} \right]}^{\dot{B}}$$

Если пренебречь спиновым параметром  $a$  и потребовать, чтобы функция источника поля (гравитационного, электромагнитного) стремилась к стационарному состоянию  $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}$ , то плотность (21) при этих условиях запишется в виде плотности точечной частицы и клубка поля инерции одновременно

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \Omega^i{}_{sm} \Omega^s{}_{ji} = -\frac{1}{\nu c^2} T^{ji}{}_s T_{ji}{}^s = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\vec{r}). \quad (31)$$

Из (31) следует, что в (квази)инерциальной системе отсчета рожденные из вакуума частицы ведут себя одновременно как точечные частицы и как полевые клубки, образованные полем инерции  $T^i{}_{jk}$ , при этом неопределенный множитель  $\nu$  в уравнениях (B.1) находится из (31). Например, для случая гравитационных незаряженных частиц, когда  $\rho = M\delta(\vec{r})$  и  $\Psi^0 = MG/c^2$ , множитель  $\nu$  запишется виде  $\nu_g = 8\pi G/c^4$  и уравнения (B.1) принимают вид уравнений Эйнштейна

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{jm} = \frac{8\pi G}{c^4} \rho c^2 u_j u_m = M\delta(\vec{r}) c^2 u_j u_m \quad (32)$$

с плотностью источника (31). Для случая разноименных заряженных частиц с положительной массой в пределе, когда  $\rho = Ze\delta(\vec{r})$  и  $\Psi^0 = kZe/c^2$ , имеем  $v_e = 8\pi k/c^4$ ,  $k = e/m$  и уравнения (B.1) принимают вид уравнений общерелятивистской электродинамики [27]

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{jm} = \frac{8\pi e}{mc^4} \rho c^2 u_j u_m = Ze\delta(\vec{r}) c^2 u_j u_m. \quad (33)$$

Решение уравнений Физического Вакуума с метрикой (29) описывает гравитационные и электромагнитные взаимодействия частиц, если  $2\Psi^0 = \pm r_g \pm r_e$ . Применяя свёрнутые тождества Бианки  $\nabla_i (R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R) = 0$  к уравнениям (32) и (33), получаем уравнения движения плотности (31) клубка поля инерции в виде уравнений гидродинамики, а именно:

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_i (\rho u^i) = \partial_i (\rho u^i) + \rho u^n \Gamma_{nj}^j = 0; \quad (34)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma_{mn}^k u^m u^n = 0; \quad (35)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «жидкости»

$$\nabla_i \rho_\mu = \partial_i \rho_\mu = 0. \quad (36)$$

Уравнение (34) явно показывает, что масса и заряд в общем случае не сохраняются, поэтому в теории Физического Вакуума существует скалярное (монопольное) излучение, как зарядов, так и масс. В общем случае, тензор энергии-импульса монополярного излучения описывается соотношением (30). В частности, в нерелятивистском приближении уравнения (34) и (35) вакуумной электродинамики имеют вид

$$\partial_j (\rho u^j) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = -\rho \frac{e}{m} S, \quad \rho(\vec{r}, t) = Ze(t)\delta(\vec{r}) \cong \text{const}, \quad (37)$$

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \{[\vec{v}\vec{H}] + S\vec{v}\}, \quad (38)$$

где скалярное (монопольное) поле

$$S(\vec{r}, t) = A_{0,0} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Ze(t)}{c\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \quad (39)$$

порождено переменным зарядом  $Ze(t)$ . Наряду с хорошо изученным дипольным электромагнитным излучением, скалярное поле (39) играет важную роль в процессах рожде-

ния заряженных частиц из вакуума. Скалярное монополюное излучение было экспериментально обнаружено в экспериментах Н. Тесла по однопроводной [28] и беспроводной [29] передаче электроэнергии. В уравнения электродинамики Максвелла-Лоренца монополюное излучение не входит изначально, поскольку, по определению, в ней электрический заряд сохраняется.

В астрофизике монополюное излучение должно наблюдаться при взрывах не только сверхновых звездных систем, но и при любых взрывных процессах. Отсутствие сообщений о наблюдении монополюного излучения связано, скорее всего, с отсутствием детекторов этого излучения и с отсутствием соответствующих теоретических работ. Что касается наблюдаемого реликтового излучения, то оно сопровождается появлением квадрил Терлецкого (25) и (26), поскольку эти квадрилы представляют собой зарядовые диполи, порождающие общеизвестное дипольное излучение.

### Макроквантование поля инерции и детерминизм при описании квантовых явлений

В соотношении (31) кручение  $\Omega^i{}_{jk}$  записано в (квази)инерциальной системе отсчета, при этом у него остается 4 независимых компоненты, образующих псевдовектор

$$\widehat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon_{jins} \Omega^{ins} = h_j, \quad (40)$$

где  $\varepsilon_{jins}$  - символ Леви-Чивитта. В обозначениях НП- формализма в спинорном базисе псевдовектору  $h_j$  соответствует 4- компонентный комплексный спинор  $\mu_{A\dot{C}}$

$$h_j \leftrightarrow \mu_{A\dot{C}} = i/2 \begin{pmatrix} (\rho - \bar{\rho}) - (\varepsilon - \bar{\varepsilon}) & (\tau - \beta) - (\bar{\alpha} - \bar{\pi}) \\ -(\bar{\tau} - \bar{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \bar{\gamma}) - (\mu - \bar{\mu}) \end{pmatrix}, \quad (41)$$

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

Через комплексный спинор (41) плотность материи (31) в (квази)инерциальной системе отсчета запишется как

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} \leftrightarrow \rho = -\frac{1}{\nu c^2} h_j h^j. \quad (42)$$

Если вектор  $h_m$  времениподобен, то его можно представить в виде  $h_m = \psi_{,m} = \phi(x^i) u_m$ , где  $u_m u^m = 1$  и  $\phi(x^i)$  – скалярная функция. Это позволяет представить (42) в виде  $\rho = -\phi^2(x^i) / 2\nu c^2$ . В нерелятивистском приближении для описания стационарной плотности материи (42) удобно ввести комплексное скалярное волновое поле инерции  $\psi$ , нормированное на единицу. Тогда в случае гравитирующей частицы мы имеем

$$\rho = M \psi^* \psi = M \delta(\vec{r}), \quad \psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{4\pi r_g}} \phi(x^i) \exp(i\varphi), \quad \int \psi^* \psi dV = 1, \quad \nu_g = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (43)$$

или, в случае электромагнетизма [19]

$$\rho = Ze\psi^*\psi = Ze\delta(\vec{r}), \quad \psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{4\pi r_e}} \phi(x^i) \exp(i\phi), \quad \int \psi^*\psi dV = 1, \quad v_e = \frac{8\pi e}{mc^4}. \quad (44)$$

Возникает следующая физическая ситуация. В приближении стационарного источника и в (квази)инерциальной системе отсчета уравнения Физического Вакуума приводят к уравнениям движения материи в виде уравнения непрерывности (34) и уравнениям Эйлера (35), в которых плотность  $\rho$  определяется соотношениями (31), (42)-(44).

Надо отметить, что, волновую функцию  $\psi$  Э. Шредингер трактовал вначале как «поле материи» [30]. При этом он исходил из известного квантовой электродинамике соотношения  $\rho = e\psi^*\psi = e|\psi|^2$ , где  $\rho$  - плотность заряженной материи,  $e$  - заряд. Действительно, в левой части этого равенства стоит вполне измеряемая физическая величина плотность  $\rho$ . Справа так же должна стоять измеряемая величина, представляющая собой произведение заряда  $e$  на квадрат поля  $|\psi|^2$ . Поскольку заряд  $e$  измеряемая величина, то величина  $|\psi|^2$  должна быть измеряемой. Это возможно, если поле  $\psi$  представляет собой некоторое *реальное физическое поле*, которое А. Эйнштейн назвал Единым Полем, «пока еще неизвестной природы [31]». Почему же теоретики приняли через некоторое время копенгагенскую трактовку величины  $|\psi|^2$  как плотность вероятности найти частицу в данной точке  $\vec{x}$  в данный момент времени  $t$ . Ответ прост – в то время никто из теоретиков не мог указать, с каким *реальным физическим полем связана волновая функция  $\psi$* . В настоящее время, теория Физического Вакуума, основой которой является Всеобщий принцип относительности и уравнения (A),(B) однозначно приводит к выводу, что  $\psi$  порождено полем инерции, при этом уравнение Шредингера описывает простейшую динамику поля инерции. Действительно с помощью подстановок Маделунга [32]

$$\vec{v} = C \text{grad} \ln \frac{\psi}{\psi^*} = C \left( \frac{\text{grad}\psi}{\psi} - \frac{\text{grad}\psi^*}{\bar{\psi}} \right), \quad \rho v = \psi^* \psi \vec{v} = C(\psi^* \text{grad}\psi - \psi \text{grad}\psi^*)$$

уравнение неразрывности (34)

$$\nabla_j(\rho u^j) \approx \partial_j(\rho u^j) = \partial_j \rho + \text{div}(\rho \vec{v}) \leftrightarrow \frac{\partial \psi^* \psi}{\partial t} + \text{div}(\psi^* \psi \vec{v}) = 0. \quad (45)$$

расщепляется на два уравнения, линейных относительно  $\psi$  [32]

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + C\Delta\psi + f\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - C\Delta\psi^* - f\psi^* = 0, \quad (46)$$

в которых  $C = \text{const}$  и  $f(\vec{x}, t)$  - некоторая функция. Очевидно, что уравнения (46) совпадают с уравнениями Шредингера для  $\psi$  и  $\psi^*$

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - U\psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi^* + U\psi^* = 0, \quad (47)$$

если  $C = \hbar/i2m$ ,  $f = iU/\hbar$ . Соотношения (46) и (47) будут аналогичны соответствующими соотношениями квантовой теории, если предположить, что нормированное на единицу поле инерции является комплексным полем, совпадающим, в рассматриваемом приближении, с волной де Бройля,  $\psi(\vec{x}, t) = \sqrt{\rho(\vec{x}, t)} \exp(iS(\vec{x}, t)/\hbar)$ . Тогда уравнения (47) описывают движение плотности поля инерции (43) в гравитационном поле массы  $M$ . В случае электромагнетизма (для разноименных зарядов) мы получаем уравнения (47) с той лишь разницей, что в них  $U = -Ze^2/r$  - потенциальная энергия взаимодействия заряда  $-e$  с центральным зарядом  $+Ze$ .

Напомним, что уравнения движения (33) и (34) записаны в (квази)инерциальной системе отсчета. Чтобы получить запись уравнений (33) и (34) в произвольно ускоренной системе отсчета, необходимо использовать свернутое тождество Бианки  $\nabla^*_i (R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R) = 0$ , в котором ковариантная производная  $\nabla^*_i$  берется относительно связности (6) пространства абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ . Применяя эту операцию к уравнениям поля (32) и (33), получаем для плотности (42)-(44) уравнения движения в виде

1) уравнение непрерывности

$$\nabla^*_i (\rho u^i) = \partial_i (\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^j_{nj} + \rho u^n T^j_{nj} = 0; \quad (48)$$

2) уравнения Эйлера

$$\rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma^k_{mn} u^m u^n + \rho T^k_{mn} u^m u^n = 0; \quad (49)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «жидкости»

$$\nabla^*_i \rho_\mu = \partial_i \rho_\mu = 0. \quad (50)$$

Из уравнений (48) и (49) видно, что они содержат поля  $T^k_{mn}$  и силы  $\rho T^k_{mn} u^m u^n$  инерции в явном виде. Это означает, что они записаны в ускоренной системе отсчета. Из уравнения (48) следует, что монополюсное излучение масс и зарядов отсутствует (масса и заряд сохраняются), если выполняется равенство

$$\rho u^n \Gamma^j_{nj} + \rho u^n T^j_{nj} = 0. \quad (51)$$

С другой стороны, из уравнений (49) следует, что они описывают *точки и траектории либрации* масс и зарядов (в частности в центрально симметричных) гравитационных и электромагнитных системах, когда локально выполняются соотношения

$$\rho \Gamma^k_{mn} u^m u^n + \rho T^k_{mn} u^m u^n = 0. \quad (52)$$

В системах с электромагнитным взаимодействием условие (52) является необходимым и достаточным для существования стационарных состояний системы, т.е. отсутствие дипольного излучения. В этом случае, в каждой точке системы гравитационные силы  $\rho \Gamma^k_{mn} u^m u^n$  скомпенсированы силами инерции  $\rho T^k_{mn} u^m u^n = 0$ . Например, при движении в поле центральных гравитационных сил по стационарной траектории (по траектории либрации) 3D нерелятивистские уравнения (49) принимают вид

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\rho \nabla U - \rho [\vec{\omega} \vec{v}] = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}]] = 0. \quad (53)$$

Здесь гравитационная сила  $\rho \vec{g}$  ( $\vec{g}$  - напряженность гравитационного поля) скомпенсирована центробежной силой инерции  $-\rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}]]$  ( $\vec{\omega}$  - орбитальная угловая скорость плотности  $\rho$  и  $\vec{v}$  - ее линейная скорость), создавая локально состояние невесомости. В случае электромагнетизма, при движении электрона в поле ядра, уравнения (53) описывают компенсацию силы Кулона так же силой инерции [8], создавая стационарные орбиты в атоме.

В механике нам известны четыре типа сил инерции, при этом только две из них обладают потенциальной энергией: это сила, возникающая при поступательном ускорении  $\vec{W}$ , а именно  $\vec{F}_1 = -m\vec{W}$  и центробежная сила  $\vec{F}_2 = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$  [33]. Соответственно, потенциальные энергии этих сил имеют вид  $U_1 = m\vec{r}\vec{W}$  и  $U_2 = -m[\vec{\omega}\vec{r}]^2/2$ . Это означает, что, если мы запишем Гамильтониан некоторой системы в инерциальной системе отсчета (не существующей в теории Физического Вакуума), и, затем, перейдем в произвольно ускоренную систему отсчета, то в Гамильтониане должны появляться дополнительные энергии  $U_1$  и  $U_2$ . С точки зрения любой физической теории, основанной на основе специального принципа относительности, это нонсенс, поскольку происходит нарушение закона сохранения энергии. Однако в рамках Всеобщей относительности плотность материи (21), масса (22), поле инерции (5) да и все другие фундаментальные физические поля (гравитационное и электромагнитное) являются относительными. Поэтому *всегда найдется система отсчета или аналитическое преобразование уравнений физики*, в которых фундаментальное поле, так или иначе, может быть обращено в нуль.

Примером, в котором аналитическое преобразование уравнений приводит к дополнительной энергии, служит процедура Маделунга [34]. Эта процедура позволяет записать комплексное уравнение Шредингера (47), в виде системы двух действительных уравнений относительно плотности  $\rho = |\psi|^2$  и скорости  $\vec{v}$ . В эту систему входит уравнение непрерывности  $\partial\rho/\partial t + \text{div} \rho\vec{v} = 0$  и уравнение Эйлера вида

$$m\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\rho \nabla U - \rho \nabla Q = -m\rho \nabla V - m\rho \nabla Q/m, \quad \rho = |\psi|^2 \quad (54)$$

с дополнительной потенциальной энергией

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta|\psi|}{|\psi|}. \quad (55)$$

Когда массы положительны и движение плотности  $m\rho$  происходит в гравитационном поле массы  $M$ , потенциал  $V$  в уравнениях (54) равен потенциалу Ньютона  $V = -MG/r$ , а потенциальная энергия (55) не может быть ничем, кроме как потенциальной энергией центробежной силы  $Q = U_2 = -m\rho[\bar{\omega}\bar{r}]^2/2$ , где  $\rho = |\psi|^2$ . На рис. 3 представлены графики потенциальной энергии Ньютона  $U = -mMG/r$  и потенциальной энергии центробежной силы  $Q$ . На траекториях либрации (53), графики этих энергий пересекаются (рис.3), при этом полная энергия  $E = U + Q = const$  постоянна и квантована.

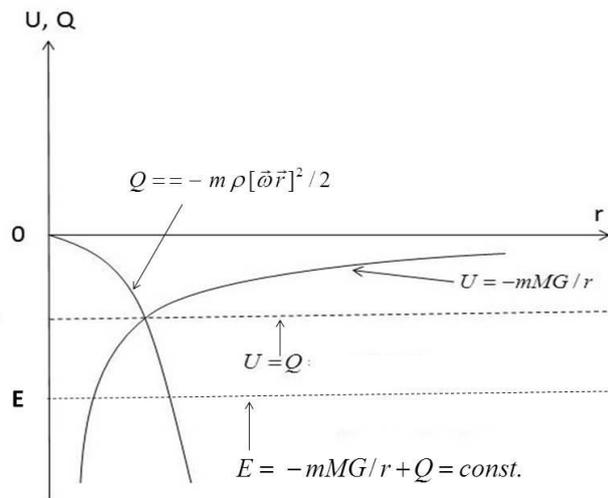


Рис.3. Стационарные состояния и потенциал центробежной силы инерции

В самом деле, если правая часть уравнений (54) равна нулю, имеем  $Q + U = const$ . Обе эти энергии отрицательны, но имеют разную зависимость от  $\bar{r}$ . В точке их пересечения они равны

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta|\psi|}{|\psi|} = U = -\frac{m[\bar{\omega}\bar{r}]^2}{2} . \quad (56)$$

Полагая в (59)  $\bar{v} = [\bar{\omega}\bar{r}]$ , получим из равенства (56) уравнение

$$(\Delta - \lambda^{-2})|\psi| = 0 , \quad (57)$$

где  $\lambda = \hbar/mv$  - длина волны де Бройля. Уравнение (57) описывает стационарные состояния при движении плотности  $\rho$  поля инерции массы  $m$  со скоростью  $v$  в центральном гравитационном поле массы  $M$ .

Проведя процедуру Маделунга [34] уравнения Шредингера для электрона  $-e$ , движущегося в поле центральных сил ядра с зарядом  $+Ze$  и, используя условие стационарности орбит (56), опять получаем уравнение (57).

В работе [35] Питер Холланд показал, что для водородоподобного атома с потенциальной энергией  $U = -Ze^2/r$  на стационарных орбитах Бора выполняется соотношение

$$E_n = \hat{m}^2 \hbar^2 / 2mr^2 - Ze^2/r + Q = -mZ^2 e^4 / 2\hbar^2 n^2 = const,$$

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

$$E_n = -Ze^2/r + Q = -mZ^2 e^4 / 2\hbar^2 n^2 = const.$$

Отсюда следует, что квантовая потенциальная энергия (56), совместно с кулоновской энергией ядра  $-Ze^2/r$ , образует стационарные состояния. В квантовой механике поле инерции, представленное через угловую скорость  $\vec{\omega}$  в соотношении (56) (см. формулу (23)), является необходимым элементом любой квантовой структуры. Мы опять приходим к выводу, что единственной физически обоснованно потенциальной энергией в уравнениях движения Маделунга (54) является потенциальная энергия центробежной силы инерции. Это означает, что уравнения (54) записаны в ускоренной системе отсчета, а *аналитические преобразования Маделунга соответствует переходу из инерциальной системы отсчета, в которой записано уравнения Шредингера (47), в ускоренную систему, где действует центробежная сила инерции  $\rho \nabla Q$  и наблюдается потенциальная энергия (56) этих сил.*

Например, одномерные уравнения движения линейного осциллятора в ускоренной системе отсчета запишутся в виде уравнений (54), где  $U = kx^2/2 = m\omega^2 x^2/2$ , а  $Q = -U$  в стационарных состояниях осциллятора. Полная энергия квантового осциллятора в ускоренной системе отсчета оказывается равной

$$E_n = U + Q = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega = const, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (58)$$

Когда  $n = 0$  эта энергия отлична от нуля и соответствует нулевым колебаниям Физического Вакуума. В работах [36,37] дано экспериментальное доказательство существования этой энергии, получившей название энергии нулевой точки. Существование энергии (58) при  $n = 0$  является *прямым доказательством отсутствия в микромире инерциальных систем отсчета.* Такие системы отсутствуют в силу воздействия энергии (58) на любую квантовую частицу (и связанную с ней систему отсчета) в любой точке пространства. *Поэтому любая квантовая теория неполна и построение ее полной модели требует отказа от инерциальной системы отсчета.*

## Заключение

В статье были рассмотрены некоторые теоретические следствия теории Физического Вакуума, основанной на Всеобщем принципе относительности. Эта теория принципиально исключает понятие инерциальной системы отсчета и указывает на то, что ни одна фи-

зическая теория не является полной, если она основана на понятии инерциальной системы отсчета. Теория Физического Вакуума работает с тремя фундаментальными физическим полями – гравитационным, электромагнитным и полем инерции, порождающим силы инерции в ускоренных системах отсчета. Эти три поля оказываются единственными фундаментальными полями, данными нам в ощущения. Все остальные физические поля являются феноменологическими или конструктивными и, скорее всего, имитируют проявление трех фундаментальных полей в тех областях физики, где ускорения требуют учета сил и полей инерции. Приведены решения уравнений физического вакуума, которые объясняют космологические эксперименты, которые привели физиков к понятию темной материи и темной энергии. Этот результат дает возможность не только отказаться в космологии от теории Большого взрыва, но и устраняет в этой теории некоторые ее трудности, нерешенные до сих пор.

Особый интерес вызывает результат теории, который впервые связал квантовую физику с полем инерции, показывая, что уравнения современной квантовой механики описывают простейшую динамику поля инерции, как это и предполагал А. Эйнштейн.

14.01.2019

## Литература

1. Zwicky, F.. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. Helvetica Physica Acta , 1933, 6, 110—127.
2. Slipher V., "Astronomer, Dies". The New York Times. Flagstaff, AZ November 9, 1969. p. 47.
3. Schwarzschild K. // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1916, Bd. 189. S. 195.
4. De Sitter W. // Proceedings of Nederlandse Akademie van Wetenschappen (1917) **19** 1217-1225.
5. Carmeli, M. Nuovo Cimento Letter. 1984, Vol. 41. P. 551.
6. Carmeli, M. Intern. Journ. Theor. Phys. 1986, Vol. 25. No1. P. 89.
7. Cartan E. // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
8. Shipov G. // A theory of Physical Vacuum, M.: ST-Center, 1998. P. 312.
9. Карпан Э. // Теория конечных непрерывных групп и дифференциальная геометрия, изложенная методом подвижного репера. Платон, 1998, с. 367.
10. Ricci G. // Mem. Acc. Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-322.
11. Schouten J. Ricci-Calculus. B.; Heidelberg: Springer, 1954.
12. Favard J. //Cours de G'eome'trie Diff'erentielle Locale. Gauthier-Villars, 1957; Фавар Ж. // Курс локальной дифференциальной геометрии, Москва, Изд-во иностранной литературы, 1960.
13. Newman E., Penrose R. // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566 -587.
14. Debney G., Kerr R., Schild A. // Ibid. 1969. Vol. 10, \No 10. P. 1842.
15. Raychaudhuri A.// Phys. Rev. 98, 1123 (1955).
16. Raychaudhuri A.// Relativistic cosmology, I, Phys. Rev. **98**, 1123 (1955). Reprinted as a 'Golden Oldie' in GRG **32**, 749 (2000).
17. Ellis G.R., Elst H.// Cosmological Models, Cargese Lectures 1998, LANL e-print archives: gr-qc/9812046, 1999.

18. *Hawking S. W., Ellis G.F. R.* // The large scale structure of space-time (Cambridge University Press, Cambridge, 1973).
19. *Shipov G.* // 50 years of Creativity in Fundamental Physics, M.: RUDN, 2018. P. 79.
20. *Terletsky J.P.* // J. Phys. Radiant. 1962. Vol. 23. P. 910.
21. *Терлецкий Я.П.* // Парадоксы теории относительности. М.: Наука, 1966.
22. *Терлецкий Я.П.* // Материалы VII Всесоюзн. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации», Ереван, 1988, С. 457.
23. *Шунов Г.И.* // Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. 132.
24. *Shipov G., Skalsky V.*, //Proc. of the Intern. Conf. on Differential geometry and Its Applications. Brno,(1989).
25. *Gubarev E.A.* // Theory of Real Relativity. Moscow.: New Center, 2010. -199 p.
26. *Maia D.* // J. Math. Phys. 1973. Vol. 14. № 7. P. 882-887.
27. *Шунов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98- 102.
28. *Tesla N.* // The one-wire transmission system. U.S. Patent 0,593,138, "*Electrical Transformer*" (1897).
29. *Tesla N.* "The True Wireless". Electrical Experimenter (May 1919).
30. *Schrodinger E.* // Naturwiss., 14 Jahrgang, 1926, H.28, s. 666.
31. *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1967. Т. 4. С. 286.
32. *Маделунг Э.* // Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
33. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
34. *Madelung E.* // Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 - 336.
35. *Holland P.* // The Quantum Theory of Motion. Cambridge University Press, Cambridge, England, 2004, p. 598.
36. *Лэмб У. Е., Резерфорд Р. К.*, // Тонкая структура водородного атома, пер. с англ., "УФН", 1951, т. 45 с. 553.
37. *Casimir H. B. G.* // On the attraction between two perfectly conducting plates, Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, Vol. **51**, pp. 793–795 (1948).