

## КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА КАК ДИНАМИКА ПОЛЕВЫХ ГИРОСКОПОВ

### Введение

Большинство ведущих теоретиков, принимавших участие в создании квантовой механики (Планк, Эйнштейн, Шредингер, Дирак и др.) полагали, что никто из физиков не понимает существующую квантовую механику. Математикам этот факт никак не мешает работать с уравнениями квантовой теории и получать существенные результаты, однако для физиков такое положение вещей неприемлемо. А.Эйнштейн считал, что существующая квантовая теория неполна, носит временный характер и не может быть исходным пунктом для дальнейшего развития физики, поскольку в ней отсутствует образное мышление, и нет классического детерминизма. Квантовый дуализм волна - частица, выраженный аналитически соотношениями

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

$$S = i\hbar \ln \frac{\psi}{\sqrt{\rho}} = -mc \int ds, \quad (**)$$

связывает наблюдаемую в эксперименте плотность материи  $\rho$  с ненаблюдаемой волновой функцией  $\psi$ . В соотношении (\*\*) величина  $S$  определяется как интеграл действия. Для физика соотношения (\*) и (\*\*) будут иметь физический смысл в том случае, если: 1) поле  $\psi$  связано с реальным (наблюдаемым) физическим полем; 2) поле  $\psi$  должно иметь геометрическую природу, т.е. должно быть связано с метрикой пространства  $ds^2$  в соответствии с (\*\*). Как полагал А.Эйнштейн, этим двум свойствам должно удовлетворять Единое поле  $\psi$ , следующее из уравнений Единой Теории Поля, которые великий физик искал почти 40 лет (вторая проблема Эйнштейна). Таким образом, вторая проблема Эйнштейна состоит в том, чтобы геометризовать волновую функцию  $\psi$  квантовой теории, отыскав связанное с ней реальное физическое поле и, одновременно, проквантовать гравитационное поле. Ни то, ни другое в современной теоретической физике не сделано до конца.

В настоящей работе продемонстрирован подход к решению второй проблемы Эйнштейна на основе Всеобщего принципа относительности и уравнений теории Физического Вакуума.

### 1. Общий подход к геометризации физических взаимодействий

Идея геометризации физических взаимодействий связана с представлением интеграла действия  $S$  в виде

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

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

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

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

Пусть мы имеем частицу с массой  $m$ , которая движется в ньютоновском гравитационном поле массы  $M \gg m$ . Нерелятивистский лагранжиан для этого события представляется как

$$L = T - U = \frac{mv^2}{2} + \frac{mMG}{r}, \quad (3)$$

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

Из соотношения (3) видно, что на большом расстоянии от массы  $M$  потенциальная энергия пространства событий  $U$  обращается в нуль (поле отсутствует)

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

В результате из (2) мы имеем

$$L_\infty = -mc \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} = T, \quad (4)$$

где  $\eta_{ik}$  – метрический тензор пространства Минковского. Теперь можно геометризовать потенциальную энергию гравитационного взаимодействия, используя формулу [1]

$$U = L_\infty - L = -mc \left[ \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right]. \quad (5)$$

В нерелятивистском приближении эта формула принимает вид

$$U = \frac{mc^2}{2} (g_{00} - 1) \quad (6)$$

или

$$g_{00} = 1 + \frac{2U}{mc^2} = 1 - \frac{2MG}{r} = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}, \quad (7)$$

где  $\varphi = -MG/r$  – ньютоновский потенциал. Из формулы (7) видно, что при обращении ньютоновского потенциала в нуль  $g_{00} = \eta_{00} = 1$ , т.е. пространство событий становится плоским пространством Минковского.

Иногда удобно представить метрический тензор пространства событий в виде

$$g_{ik} = \eta_{ik} + \gamma_{ik}, \quad (8)$$

где  $\gamma_{ik}$  – тензорный потенциал геометризованной гравитационной динамики.

Подставляя (8) в интеграл действия (1) и производя вариационную процедуру, получим уравнения движения пробной массы в виде уравнений геодезических риманова пространства

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (9)$$

где

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

- символы Кристоффеля.

В случае, когда гравитационное поле оказывается слабым, мы имеем

$$\|\gamma_{ik}\| = \left| \frac{2\varphi}{c^2} \right| \ll 1 = \|\eta_{ik}\| \quad (11)$$

и мы можем рассматривать искривленное риманово пространство почти плоским.

Надо отметить, что формула (5) имеет общее приложение и может быть использована для геометризации любых физических взаимодействий, например электромагнитных.

## 2. Приближение векторного потенциала в теории гравитации Эйнштейна

При условии (11) мы с большой точностью можем описывать гравитационное поле векторным потенциалом  $\Theta_i$  с компонентами, определяемыми как

$$\Theta_0 = \frac{c^2}{2} \gamma_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \Theta_\alpha = \gamma_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} \gamma_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (12)$$

Действительно, линейный элемент риманова пространства в интеграле (1) мы представим как

$$ds = \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} dt = \left( \eta_{ik} dx^i dx^k + \gamma_{ik} dx^i dx^k \right)^{1/2} = \left( 1 + \gamma_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0, \quad (13)$$

где  $ds_0 = \eta_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$  – линейный элемент пространства Минковского. Далее распишем второй член в скобках в соотношении (13) в виде

$$\left\{ \gamma_{00} \left( \frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2\gamma_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + \gamma_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \right\}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (14)$$

или, учетом (12), как

$$\left\{ \Theta_0 \frac{dx^0}{ds_0} + \Theta_\alpha \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\} = \Theta_i \frac{dx^i}{ds_0}. \quad (15)$$

Теперь соотношение (13) запишется как

$$ds = \left( 1 + \Theta_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0. \quad (16)$$

Линейный элемент (16) мало отличается от линейного элемента пространства Минковского при условии

$$\left| \Theta_i \frac{dx^i}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (17)$$

При условии (17) квадратный корень в (16) с большой точностью можно представить как

$$ds \cong \left( 1 + \Theta_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (18)$$

Подставляя (18) в интеграл действия (1), получим

$$S = -mc \int ds = \int (-mc ds_0 - mc \Theta_i dx^i). \quad (19)$$

Применяя к (19) стандартную вариационную процедуру и приравнявая  $\delta S$  к нулю, получим 4D уравнения движения гравидинамики, подобные уравнениям Лоренца классической электродинамики

$$m \frac{du^i}{ds_0} = \frac{m}{c^2} \Phi^{ik} u_k, \quad i, k = 0, 1, 2, 3, \quad (20)$$

где

$$\Phi_{ik} = \Theta_{k,i} - \Theta_{i,k} \quad (21)$$

- тензор (относительно преобразований Лоренца) гравитационного поля и  $u_k = dx_k / ds_0$  – 4D скорость. В силу антисимметрии тензора (21), он удовлетворяет соотношению

$$\Phi_{ik,l} + \Phi_{kl,i} + \Phi_{li,k} = 0, \quad k = \frac{\partial}{\partial x^k} \quad (22)$$

которое по форме эквивалентно первой паре уравнений Максвелла. Если мы теперь введем плотность тока массы

$$j^i = \rho \frac{dx^i}{dt}, \quad j^i = (c\rho, \vec{j}), \quad (23)$$

где  $\rho = m\delta(\vec{r})$  – плотность точечной массы  $m$ ,  $\delta$  – дельта функция Дирака,  $\vec{j} = m\vec{v}\delta(\vec{r})$  – 3D ток массы,  $\vec{v}$  – 3D скорость массы, то мы можем записать полевое действие максвеллоподобной гравидинамики в виде

$$S = -\frac{1}{c} \int \left( \frac{1}{c} \Theta_i j^i - \frac{1}{16\pi G} \Phi_{ik} \Phi^{ik} \right) d\Omega, \quad d\Omega = c dt dx dy dz. \quad (24)$$

Вариационная задача для этого действия приводит к уравнениям поля

$$\Phi^{ik}_{,k} = \frac{4\pi G}{c} j^i, \quad (25)$$

которые по форме соответствуют второй паре уравнений Максвелла. Эти уравнения можно записать через векторный потенциал (12) как

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Theta^i = -\frac{4\pi G}{c} j^i, \quad (26)$$

Если риманова кривизна пространства равна нулю, то уравнения гравидинамики (20),(22) и (26) запишутся как

$$\begin{aligned} m \frac{du^i}{ds_0} &= 0, & i, k &= 0, 1, 2, 3, \\ 0 &= 0, \\ \frac{4\pi G}{c} j^i &= 0 \end{aligned}$$

в силу геометрической природы гравитационного поля гравидинамики. Максвеллоподобные уравнения гравитационного поля были предложены ранее Пуанкаре, Зоммерфельдом и др. (см. статьи по интернету). Наши уравнения отличаются тем, что в них гравитационное поле имеет геометрическую природу и исчезает в плоском пространстве, а у Пуанкаре и Зоммерфельда и др. нет. Кроме того, с помощью наших уравнений можно анализировать точные решения уравнений Эйнштейна и сравнивать их с экспериментом. Возможны также применение уравнений для описания астрофизических явлений.

### 3. Геометризация электромагнитного поля

Формула (5) позволяет провести геометризацию любого физического поля, для которого известна потенциальная энергия  $U$  в нерелятивистском приближении. Действительно, используя потенциальную энергию заряда в кулоновском поле, можно записать

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

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

В общем случае геометризированной электродинамики мы должны представить метрический тензор пространства событий в виде

$$g_{ik} = \eta_{ik} + k a_{ik}, \quad (7^*)$$

где  $k = e/m$  – удельный заряд пробной частицы,  $a_{ik}$  – тензорный потенциал геометризированной электродинамики. Их формулы (7\*) видно, что, в отличие от теории

гравитации Эйнштейна, в геометризированной электродинамике пространство событий зависит от параметра  $k = e/m$ . В данном случае мы используем более общую параметрическую риманову геометрию.

Подставляя (7\*) в интеграл действия (1) и производя вариационную процедуру, получим уравнения движения пробного заряда в виде уравнений геодезических

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

где

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

- символы Кристоффеля и

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

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

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

и мы можем рассматривать искривленное пространство почти плоским. Электромагнитные поля, удовлетворяющие условию (11\*) определяются неравенством

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

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

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

но, в отличие от уравнений Эйнштейна, тензор Риччи в уравнениях (13\*) определяются через метрический тензор (7\*). Сферически-симметричное решение уравнений (13\*), удовлетворяющее соответствию с компонентой (6\*) метрического тензора (7\*), в (квази)декартовых координатах имеет вид [2]

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

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

1) закон сохранения полной энергии

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

2) закон сохранения орбитального момента

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

$\phi$  - где азимутальный угол.

### 3.1 Приближение векторного потенциала в тензорной геометризированной электродинамике

Уравнения (8\*) и (13\*) содержат тензорный потенциал сильного электромагнитного поля. Однако, когда геометризованные электромагнитные поля удовлетворяют условию

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

мы вполне можем описывать поле векторным потенциалом  $A_i$  с компонентами, определяемыми как

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

Действительно, линейный элемент риманова пространства в интеграле (1) мы теперь представим как

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

где  $ds_0 = \eta_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$  – линейный элемент пространства Минковского. Далее, распишем второй член в скобках в соотношении (19\*) в виде

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

или, с учетом (18\*), как

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

Теперь соотношение (19\*) запишется как

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

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

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

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

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

Подставляя (24\*) в интеграл действия (1), получим

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

Применяя к (25\*) стандартную вариационную процедуру и приравнявая  $\delta S$  к нулю, получим 4D уравнения движения электродинамика Максвелла-Лоренца

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

где

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

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

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

#### 4. Традиционное квантование гравитационного поля в приближении векторного потенциала

Представим действие (19) как

$$S = -mc \int ds = \int \left( -mc ds_0 - mc \Theta_i dx^i \right) = \int \left( -mc \frac{ds_0}{dt} - mc \Theta_i \frac{dx^i}{dt} \right) dt = \int L dt. \quad (27)$$

Определяя обобщенный импульс частицы как

$$P_i = -\frac{\partial S}{\partial x^i}, \quad i, k = 0, 1, 2, 3, \quad (28)$$

запишем функцию Лагранжа в (27) в виде

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + m\vec{\Theta}\vec{v} - m\varphi = T - U, \quad (29)$$

а 3D обобщенный импульс (28) как

$$\vec{P} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + m\vec{\Theta} = \vec{p} + m\vec{\Theta}. \quad (30)$$

Функция Гамильтона исследуемой системы вычисляется по формуле

$$H = \vec{v} \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} - L = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m\varphi = T + U. \quad (31)$$

Поскольку для свободной релятивистской частицы выполняется соотношение

$$p_i p^i = \left(\frac{E}{c}\right)^2 - \vec{p}^2 = m^2 c^2, \quad (32)$$

то из (30) и (31) следует

$$\vec{p} = \vec{P} - m\vec{\Theta}, \quad E = T = H - U = H + m\varphi. \quad (33)$$

Подставляя соотношения (33) в (32), находим

$$H = \sqrt{m^2 c^2 + c^2 (\vec{P} + m\vec{\Theta})^2} - m\varphi, \quad (34)$$

или, в нерелятивистском приближении,

$$H = \frac{1}{2m} (\vec{P} + m\vec{\Theta})^2 - m\varphi = E + U. \quad (35)$$

Теперь мы можем формально приступить к квантованию уравнений гравидинамики, заменив соответствующие физические величины дифференциальными операторами. Например, квантовое уравнение движения массивной частицы (26\*) при условии, что гравитационное поле вихревого типа равно нулю

$$\vec{H}_g = \text{rot } \vec{\Theta} = 0,$$

мы запишем в виде уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi. \quad (36)$$

Это уравнение получено формальной заменой физических величин во втором уравнении (33) на дифференциальные операторы следующего вида (традиционный подход)

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad p_\alpha = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\alpha}$$

и в результате введения оператора Гамильтона

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U, \quad (37)$$

действующего на волновую функцию (волну де Бройля)

$$\psi(x_\alpha, t) = \psi_0 \exp\left\{i\left(\frac{p_\alpha x_\alpha}{\hbar} - \frac{Et}{\hbar}\right)\right\}. \quad (38)$$

Теперь плотность массы в соотношении (23) определяется как

$$\rho = m\psi^*\psi. \quad (39)$$

В левой части этого равенства стоит детерминированная и измеряемая в эксперименте величина. В правой части масса  $m$  также детерминированная и измеряемая величина, а величина

$$W = \psi^*\psi = |\psi|^2 \quad (40)$$

не измеряется в эксперименте, имеет вероятностную трактовку и, в этом смысле, не детерминирована. Поэтому равенство (39) не является физическим, имеет условный характер и, фактически, конвенционально по своей природе. С другой стороны, плотность классической точечной массы в соотношениях (23)

$$\rho = m\delta(\vec{r}) \quad (41)$$

тоже идеализирована и не встречается в реальных экспериментах. Между

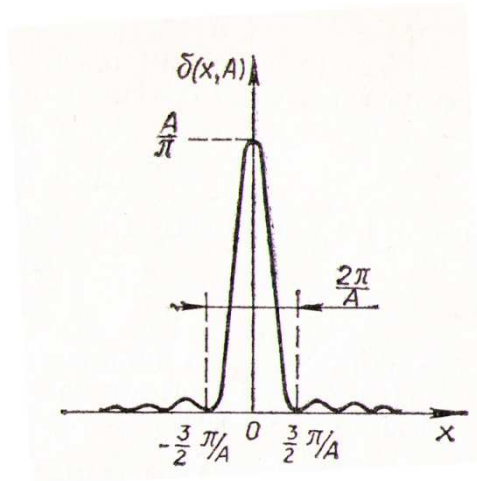


Рис.1

соотношениями (39) и (41) можно поставить знак равенства, если рассмотреть (41) как предельный случай волнового пакета (рис.1), состоящего из волн де Бройля (38). Из теории обобщенных функций известно следующее представление дельта функции Дирака (для простоты мы рассмотрим зависимость от одной координаты)  $x$

$$\delta(x) = \lim_{A \rightarrow \infty} \delta(x, A) = \pi \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 Ax}{\pi^2 x^2} = \pi \lim_{A \rightarrow \infty} \phi^*(A, x)\phi(A, x) = \psi^*(x)\psi(x), \quad (42)$$

где



$$\phi(A, x) = \frac{\sin Ax}{\pi x} = \frac{1}{2\pi} \int_{-A}^A e^{ikx} dk, \quad \phi^*(A, x) = \frac{\sin Ax}{\pi x} = \frac{1}{2\pi} \int_{-A}^A e^{-ikx} dk, \\ \psi = \sqrt{\pi} \phi. \quad (43)$$

Противоречие в соотношении (39) можно снять только в том случае, если поле (43) будет связано с реальным физическим полем, которое наблюдается в эксперименте и его можно измерить.

Не составляет труда записать уравнение Шредингера для случая, когда вихревое гравитационное поле отлично от нуля

$$\vec{H}_g = \text{rot } \vec{\Theta} \neq 0.$$

Отметим, что существует три приближения при исследовании уравнений гравидинамики (20) и (26):

1) когда мы имеем теорию гравитации Ньютона

$$\Theta_0 = \frac{c^2}{2} \gamma_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \Theta_\alpha = 0, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3; \quad (44)$$

2) когда мы имеем уравнения гравидинамики, подобные уравнениям Максвелла

$$\Theta_0 = \frac{c^2}{2} \gamma_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \Theta_\alpha = \gamma_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3; \quad (45)$$

3) и общий случай, учитывающий тензорную природу гравитационного потенциала

$$\Theta_0 = \frac{c^2}{2} \gamma_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \Theta_\alpha = \gamma_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} \gamma_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (46)$$

Все эти три случая можно проквантовать и исследовать их, используя решения уравнений вакуумных Эйнштейна.

## 5. Геометризация тензора энергии-импульса материи в уравнениях Эйнштейна

Существующая квантовая теория, по мнению А.Эйнштейна, не может быть исходной точкой для дальнейшего развития физики, поскольку она не согласуется с общим принципом относительности и содержит недетерминированные величины. Совершенная квантовая теория должна появиться в теории поля, в которой правая часть уравнений Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (47)$$

тоже имеет геометрическую природу (вторая проблема Эйнштейна). Поскольку в тензор энергии-импульса в правой части (47) входят источник гравитационных полей, плотность которых при приближенном описании должна удовлетворять соотношениям (41) и (39), то мы должны геометризировать волновую функцию (38) квантовой теории. Эйнштейн это понимал и долгое время искал Единое Поле, которое должно было определить новый физический смысл волновой функции в соотношении (39), придав ему детерминированный характер.

Решение этой задачи было дано в рамках Всеобщего принципа относительности и аналитически описано уравнениями Физического Вакуума следующего вида [1]:

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

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

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

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

Здесь в полностью геометризованных уравнениях Эйнштейна (B.1)  $T_{ik}$  – геометризованный тензор энергии – импульса, образованный торсионным полем  $T^i_{jk}$  (или полем материи, или квантовым полем) как

$$T_{ik} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left( \nabla_{[n} T^n_{i|k]} + T^n_{s[i} T^s_{n|k]} \right) - \frac{1}{2} g_{ik} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T^i_{p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{p|n]} \right) \right\}. \quad (48)$$

В полностью геометризованных уравнениях Янга-Миллса (B.2) тензорный ток  $J_{ijkm}$  определяется через тензор (48) следующим образом

$$J_{ijkm} = g_{ik} T_{jm} - T_{im} g_{kj}. \quad (49)$$

Плотность поля материи  $\rho$  определяется, в общем случае, как

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{j|m]} + T^i_{s[j} T^s_{i|m]} \right\}. \quad (50)$$

Соответственно, масса источника представляет собой меру поля инерции

$$m = \int \rho (-g)^{1/2} dV = \frac{2}{\nu c^2} \int g^{jm} \left( \nabla_{[i} T^i_{j|m]} + T^i_{s[j} T^s_{i|m]} \right) (-g)^{1/2} dV,$$

где

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

Торсионное поле в уравнениях (A) и (B) имеет следующую структуру

$$T^i_{jk} = -\Omega^{.i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{.s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{.s}_{mj}) = e^i_a \nabla_k e^a_j \quad (51)$$

где

$$g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1) \quad (52)$$

- метрический тензор пространства,  $e^a_i$  – неголономная тетрада (произвольно ускоренная 4D система отсчета),  $\nabla_i$  – ковариантная производная относительно символов Кристоффеля (10)

и

$$\Omega^{.i}_{jk} = -e^i_a e^a_{[j,k]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}), \quad .k = \frac{\partial}{\partial x^k} \quad (53)$$

- кручение пространства абсолютного параллелизма. В теории Физического Вакуума пробные массы движутся не в соответствии с уравнениями кратчайших (9), как в теории Эйнштейна, а согласно уравнениям прямейших [1]

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (54)$$

В этих уравнениях

$$F^i_g = m \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \quad (55)$$

- эйнштейновская гравитационная сила, а

$$F^i_{iner} = m T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \quad (56)$$

- сила инерции. Этот факт установлен при использовании соответствия уравнений (54) локальными уравнениями движения массы  $m$  в поле источника с массой  $M$ . Отсюда следует, что торсионное поле в (56) является полем инерции. Теперь нам не надо задавать тензор энергии-импульса в уравнениях (В.1), поскольку его явный вид легко вычислить, если известно решение уравнений Физического Вакуума (А), (В).

### 6. Торсионное поле в (квази)инерциальной системе отсчета как волна де Бройля

Ускоренная система отсчета считается (квази)инерциальной, если сила инерции (56) в ней равна нулю.

$$F^i_{iner} = m T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (57)$$

С учетом (51) решение уравнений (57) имеет вид

$$T_{ijk} = -T_{jik} = -T_{ikj} = -\Omega_{ijk}, \quad (58)$$

т.е. торсионное поле отлично от нуля, антисимметрично по всем трем индексам, имеет четыре независимых компоненты и совпадает, с точностью до знака, с кручением (53). В этом случае тензор энергии-импульса (48) принимает вид

$$T_{jm} = \frac{1}{V} (\Omega_{sm} \dots^i \Omega_{ji} \dots^s - \frac{1}{2} g_{jm} \Omega_s \dots^{ji} \Omega_{ji} \dots^s), \quad (59)$$

а плотность торсионного поля записывается в виде

$$\rho = \frac{T}{c^2} = -\frac{1}{Vc^2} \Omega_s \dots^{ji} \Omega_{ji} \dots^s. \quad (60)$$

Полностью антисимметричное поле можно заменить псевдовектором  $h_m$

$$\Omega^{ijk} = \varepsilon^{ijkm} h_m, \quad \Omega_{ijk} = \varepsilon_{ijkm} h^m \quad (61)$$

и записать тензор (59) как

$$T_{jm} = \frac{1}{2V} (h_j h_m - \frac{1}{2} g_{jm} h^i h_i). \quad (62)$$

Возможна запись этого тензора в виде

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \Phi^2(x^i) l_j l_m, \quad l^m l_m = 0, \quad h_m = \Phi(x^i) l_m \quad (63)$$

или как

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \varphi^2(x^i) (u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm}), \quad u^m u_m = 1, \quad h_m = \varphi(x^i) u_m. \quad (64)$$

Соответственно, для тензоров (63) и (64) плотность материи записываются

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \Phi^2(x^i), \quad (65)$$

как

$$\rho_m = -\frac{1}{vc^2} \varphi^2(x^i) = m \psi^* \psi = m |\psi|^2. \quad (66)$$

В этих соотношениях поля  $\varphi(x^i)$  и  $\Phi(x^i)$  выражаются через торсионное поле (61) а поле

$$\psi(x^i) = \sqrt{-\frac{1}{mvc^2} \varphi(x^i)}, \quad \text{при} \quad -\frac{1}{mvc^2} > 0$$

в (66) нормировано на единицу

$$\int \psi^* \psi dV = 1. \quad (67)$$

Теперь мы можем рассматривать комплексное поле  $\psi(x^i)$  как волну де Бройля (38), для которой справедливы соотношения (39)-(43).

Поскольку  $u^m u_m = 1$ ,  $g_{jm} g^{jm} = 4$ , то тензор (64) можно переписать как

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \varphi^2(x^i) (\frac{1}{4} g_{jm} g^{jm} u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm}) = -\frac{1}{4v} \varphi^2(x^i) g_{jm} = \lambda(x^i) g_{jm}, \quad \lambda = -\frac{1}{4v} \varphi^2(x^i). \quad (64^*)$$

С другой стороны, учитывая (66), имеем

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \varphi^2(x^i) (\frac{1}{4} u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm} g^{jm} u_j u_m) = -\frac{1}{v} \varphi^2(x^i) u_j u_m = \rho c^2 u_j u_m \quad (65^*)$$

или

$$T_{jm} = \rho_m c^2 u_j u_m = mc^2 \psi^* \psi u_j u_m. \quad (66^*)$$

### 7. Солитонное решение уравнений Физического Вакуума для 3D точечной частиц

Покажем, что точное решение уравнений вакуума (A), (B) приводит в нестационарном случае  $m = m(t)$  к тензору энергии-импульса (63) и в пределе  $m(t) \rightarrow m = const$  к плотности энергии точечной частицы (41).

Рассмотрим решение уравнений (A), (B.1) и (B.2) с переменной функцией источника, которое описывает сферически симметричное полеобразование - торсион. В координатной системе трансляционных координат

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

записанное в обозначениях формализма Ньюмена-Пенроуза, это решение имеет следующий вид [1]:

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

$$\begin{aligned}\sigma^i{}_{0\dot{0}} &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = (1, U, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{0\dot{1}} = \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i{}^{0\dot{0}} &= (1, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{1\dot{1}} = (-U, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i),\end{aligned}\quad (68)$$

где

$$U(u) = -1/2 + \Psi^0(u)/r, \quad P = (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4), \quad \zeta = x^2 + ix^3, \quad (69)$$

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

2. Для спинорных компонент торсионного поля:

$$\begin{aligned}\rho &= -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0(u)/2r^2, \\ \mu &= -1/2r + \Psi^0(u)/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4.\end{aligned}\quad (70)$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\Psi_2 = \Psi = -\Psi^0(u)/r^3, \quad \Phi_{22} = \Phi = -\dot{\Psi}(u)/r^2 = -\frac{\partial\Psi^0}{\partial u} \frac{1}{r^2}. \quad (71)$$

В (квази)сферических координатах

$$ct = x^0 - \int dr/2U, \quad r = x^1, \quad \sin\theta = \frac{(\zeta\bar{\zeta})^{1/2}}{(1+1/4\zeta\bar{\zeta})}, \quad \text{tg}\varphi = \frac{x^3}{x^4}, \quad (72)$$

трансляционная метрика

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

вычисленная с помощью формул

$$\begin{aligned}g_{ik} &= \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i{}^{A\dot{B}} \sigma_k{}^{C\dot{D}}, \\ \varepsilon_{AC} = \varepsilon^{AC} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (73)$$

и соотношений (28), имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (74)$$

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

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

метрика (74) переходит в метрику, подобную метрике Шварцшильда.

Используя соответствие метрики (33) метрике Вайдя, находим

$$\Psi^0(t) = \frac{m(t)G}{c^2}, \quad (75)$$

где  $m(t)$  - переменная масса источника, излучающего массу (монопольное излучение). Используя (75), мы можем определить множитель  $\nu$  в уравнениях поля (B.1). Для этого рассчитаем тензор энергии-импульса материи в уравнениях (B.1) с помощью соотношений (68)-(74) и (48)

$$T_{jm} = \rho_m c^2 l^j l^m = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{\nu r^2} l^j l^m, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad (76)$$

где  $l^m = \sigma^m_{00}$ ,  $l^m l^m = 0$  - изотропный вектор. Опуская подробности, которые можно найти в книге автора «Теория физического вакуума» [1], запишем плотность материи в (76) в пределе  $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$

$$\rho_m = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\vec{r}) = m\delta(\vec{r}), \quad (77)$$

где  $\delta(\vec{r})$  - 3D функция Дирака и  $m = const$ . Из (75) и (77) следует, что в этом предельном случае  $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$  множитель  $\nu$  в уравнениях (B.1) равен

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4}$$

и в этом случае они описывают точечный 3D солитон, образованный торсионным полем. Заметим, что в описанном предельном случае полевая плотность (77) «сжата в точку» и равна нулю везде, кроме одной точки. Поэтому в чисто полевой теории, которая описывается уравнениями (A), (B.1) и (B.2), сингулярный источник внешнего поля представляет собой предельный случай. Тем не менее, во многих теоретических работах точечная модель устойчивой частицы используется как единственно возможная. Тензор энергии-импульса (76) в пределе  $m(t) \rightarrow m = const$  совпадает с тензором (63) или с тензором (66\*).

## 8. Проблема движения материи и квантовая механика торсионного поля

Мы будем изучать движение материи в уравнениях (B.1) используя закон сохранения тензора энергии-импульса (48). Для этого, используем тождества Бианки для тензора Римана

$$\nabla_{[n} R^i{}_{|j|km]} = 0, \quad (78)$$

которые, после применения их к уравнениям (B.1), позволяют записать закон сохранения тензора энергии-импульса в виде (48)

$$\nabla_m (R^{mj} - \frac{1}{2} g^{mj} R) = \nu \nabla_m T^{mj} = 0. \quad (79)$$

Подставляя сюда тензор энергии-импульса в (квази)инерциальной системе отсчета, записанный в виде (66\*)

$$\nabla_k T^{kj} = \nabla_k (\rho_m c^2 u^k u^j) = c^2 \nabla_k (\rho_m u^k) u^j + \rho_m c^2 u^k \nabla_k (u^j) + c^2 u^k u^j \nabla_k \rho_m = 0,$$

получим следующие уравнения движения плотности материи

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_k(\rho_m u^k) = \partial_k(\rho_m u^k) + \rho_m u^n \Gamma_{nk}^k = 0; \quad (80)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho_m \frac{du^j}{ds} + \rho_m \Gamma_{kn}^j u^k u^n = 0; \quad (81)$$

3) уравнение для несжимаемой «жидкости»

$$\nabla_k \rho_m = \partial_m \rho_m = 0. \quad (82)$$

### 8.1 Соответствие с квантовой теории первого уровня

Для этого нам достаточно уравнения непрерывности (80), которое при условии выполнения закона сохранения массы  $m = const$  принимает вид

$$\nabla_j(\rho_m u^j) = \partial_j(\rho_m u^j) = \partial_j \rho_m + div(\rho_m \vec{v}) = 0. \quad (83)$$

Поскольку  $\rho_m = m \psi^* \psi$ , то уравнение (83) нелинейно относительно волновых функций  $\psi^*$  и  $\psi$ . Запишем это уравнение как

$$\frac{\partial \psi^* \psi}{\partial t} + div(\psi^* \psi \vec{v}) = 0 \quad (84)$$

и используем подстановки Э. Маделунга [3]

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

$$C = const.$$

В результате подстановки, из (84) мы получим

$$\psi \left( \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - C \Delta \psi^* \right) + \psi^* \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} + C \Delta \psi \right) = 0$$

или

$$\frac{\left( \frac{\partial \psi}{\partial t} + C \Delta \psi \right)}{\left( \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - C \Delta \psi^* \right)} = - \frac{\psi}{\psi^*} \quad (85)$$

Уравнение (85) распадается на два следующих

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

где  $f(\vec{x}, t)$  - некоторая функция. Предположим теперь, что нормированное на единицу торсионное поле  $\psi$  представляет собой волну де Бройля (38)

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

Тогда мы получим из уравнений (86) уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi - U \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi^* + U \psi^* = 0, \quad (87)$$

при этом  $2mC = \hbar/i$ ,  $2mCf = U$ ,

где  $U$  - потенциальная энергия и  $f = iU / \hbar$ . Таким образом, что уравнения (46) описывают простейшую динамику торсионных полей, подчиняющихся (в общем случае) уравнениям (A), (B.1) и (B.2).

### 8.2 Соответствие с квантовой теории второго уровня

Из соотношений (61) видно, что торсионное поле имеет 4 независимых компоненты, образующих 4D псевдовектор. С другой стороны, в спинорной системе отсчета четыре независимых компоненты в соотношении (89) образуют спинор Дирака, поэтому поле в уравнениях (87) имеет спинорную природу и порождено собственным вращением источника. В модели Маделунга [4] уравнения Шредингера (87) после подстановки волновой функции, записанной в виде  $\psi = \sqrt{\rho} \exp(iS / \hbar)$ , и приравнивания реальной и мнимых частей полученного уравнения к нулю, может быть представлено в виде уравнения непрерывности ( для простоты, опустим значок у плотности масс)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0 \tag{88}$$

и «гидродинамических» уравнений Эйлера

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho}{m} \nabla U - \frac{\rho}{m} \nabla Q, \tag{89}$$

где  $\rho = m \psi^* \psi$  - плотность жидкости и

$$Q = -2s^2 \nabla^2 |\psi| / m |\psi| \tag{89*}$$

- квантовая потенциальная энергия, записанная через спин электрона  $s = \hbar / 2$ . Уравнения (89) переходят в классические уравнения гидродинамики Эйлера в пределе, когда  $s = \hbar / 2 \rightarrow 0$  поэтому квантовые уравнения (88) и (89) можно интерпретировать как движение классической «капли жидкости» (в нашем случае полевой клубок поля инерции) с собственным моментом вращения  $s$ .

Уравнения движения следуют из решения уравнений вакуума (A), (B), которое описывает полевой клубок поля инерции, обладающий собственным угловым моментом вращения. В координатной системе трансляционных координат

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

это решение имеет следующий вид [1]:

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

$$\begin{aligned} \sigma^i{}_{00} &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{11} = \rho \bar{\rho} (\Omega, -Y, 0, a), \quad \sigma_i{}^{00} = (1, 0, 0, -a \sin^2 \theta), \\ \sigma^i{}_{01} &= -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} (ia \sin \theta, 0, 1, i \cos \theta), \quad \sigma^i{}_{10} = \bar{\sigma}^i{}_{01}, \\ \sigma_i{}^{11} &= \rho \bar{\rho} (Y, (\rho \bar{\rho})^{-1}, 0, -a \sin^2 \theta Y), \quad \sigma_i{}^{01} = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} (ia \sin \theta, 0, -(\rho \bar{\rho})^{-1}, i \Omega \sin \theta), \\ \sigma_i{}^{10} &= \bar{\sigma}_i{}^{01}, \end{aligned} \tag{90}$$

где

$$\Omega = r^2 + a^2, \quad Y = \left( r^2 + a^2 - 2\Psi^0 r \right) / 2, \quad a = const, \quad \Psi^0 = const. \tag{91}$$

2. Для спинорных компонент торсионного поля:



$$\rho = -(r - ia \cos \theta)^{-1}, \quad \beta = -ctg \theta \bar{\rho} / (2)^{3/2}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \quad \pi = ia \sin \theta \rho^2 / (2)^{1/2}, \quad (92)$$

$$\gamma = \mu + (r + \Psi^0) \rho \bar{\rho} / 2, \quad \mu = Y \rho^2 \bar{\rho}, \quad \tau = ia \sin \theta \rho \bar{\rho} / (2)^{1/2}.$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана

$$\Psi_2 = \Psi = \Psi^0 / \rho^3. \quad (93)$$

Компонента  $g_{00}$  имеет трансляционной метрики решения (90)-(92) имеет вид

$$g_{00} = 1 - \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \quad (94)$$

Метрика подобного вида известна в общей теории относительности как метрика Керра. Эта метрика описывает массивный источник гравитационного поля, имеющий собственный угловой момент (спин), определяемый через параметр Керра  $a$ .

Потенциальная энергия взаимодействия (или самодействия) массы  $m$  с источником, создающим метрику (94) можно рассчитать по формуле (5)

Для наших целей вполне пригодна упрощенная нерелятивистская формула

$$U^* = \frac{mc^2}{2} (g_{00} - 1) = -\frac{mc^2}{2} \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \approx -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} + mc^2 \frac{\Psi^0}{r} \frac{a^2}{r^2} = U + Q, \quad (95)$$

которая получена при условиях  
 $r \gg a$ ,  $\cos \theta = 1$ .

Первый член в правой части формулы (95) описывает потенциальную энергию кулон-ньютоновского типа, а второй – потенциальную энергию вращения источника поля. Расписывая уравнения движения (81) для плотности материи (66) мы получаем в нерелятивистском приближении

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho}{m} \nabla U - \frac{\rho}{m} \nabla Q, \quad (96)$$

где, с учетом (75) и (77) при  $m = const$ ,

$$U = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} = -\frac{m^2 G}{r}, \quad Q = mc^2 \frac{\Psi^0}{r} \frac{a^2}{r^2} = \frac{m^2 G a^2}{r r^2}. \quad (97)$$

Из (97) мы получаем квантовую потенциальную энергию (89\*) при условии, что:

1. параметр Керра совпадает с комптоновской длиной волны квантовой частицы,  
 $a = \lambda = \hbar / m c$ ; (98)

2. модуль волновой функции в равенстве (66\*) и уравнениях (96) удовлетворяет дополнительно уравнению

$$\left( \nabla^2 - \frac{2U}{mc^2 r^2} \right) |\psi| = \left( \nabla^2 + \frac{2mG}{c^2 r^3} \right) |\psi| = \left( \nabla^2 + \frac{r_g}{r^3} \right) |\psi| = 0. \quad (99)$$

В формулу (97) потенциальная энергия самодействия оказываются конечной в силу существования гравитационного радиуса и эргосферы в решении (90)-(94).

Таким образом, движение торсиона, обладающего спином, в линейном приближении описывается уравнениями квантовой механики (87) при условиях (98) и (99). При этом квантовая динамика торсиона связана с проявлением его классических гироскопических (или инерционных) свойств.

### 8.3 Квантовая теория третьего уровня

Если мы запишем уравнения (А) относительно спинорного базиса, то они принимают вид нелинейных геометризованных спинорных уравнений типа Гайзенберга [1]

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

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

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

где  $o_{\beta}$  и  $l_{\alpha}$  - двухкомпонентные спиноры, образующие обобщенные матрицы Паули и содержащие информацию о движении спина. Используя решение (68)-(74) в стационарном пределе, находим из  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$

$$\left( \nabla_{\beta\dot{\chi}} - \frac{\Psi^0}{2r^2} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} \right) o_{\alpha} = -\frac{1}{r} l_{\alpha} \bar{l}_{\dot{\chi}} o_{\beta}, \quad (100)$$

$$\left( \nabla_{\beta\dot{\chi}} + \frac{\Psi^0}{2r^2} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} \right) l_{\alpha} = -\left( \frac{2\Psi^0 - r}{2r^2} \right) o_{\alpha} \bar{o}_{\dot{\chi}} l_{\beta}, \quad (101)$$

Поскольку в стационарном случае  $\Psi^0 = mG/c^2$ , то можно представить в этих уравнениях функцию источника как

$$\Psi^0 = \alpha_g \frac{\hbar}{mc}, \quad (102)$$

где

$$\alpha_g = \frac{m^2 G}{\hbar c} \quad (103)$$

- безразмерная константа, характеризующая гравитационное взаимодействие,

$$\lambda = \frac{\hbar}{mc} \quad (104)$$

- комptonовская длина волны массивной частицы. Если масса частицы равна нулю, то мы получаем геометризованные уравнения Вейля,

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} o_{\alpha} = -\frac{1}{r} l_{\alpha} \bar{l}_{\dot{\chi}} o_{\beta}, \quad (105)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} l_{\alpha} = \frac{1}{2r} o_{\alpha} \bar{o}_{\dot{\chi}} l_{\beta}, \quad (106)$$

которые описывают нейтрино, переносящее только спин. Обычные уравнения Вейля получаются из уравнений (105) и (106) при нулевом нелинейном члене. Среднее значение спина в уравнениях (105) и (106) вычисляется по формуле

$$\langle \hat{s} \rangle = \frac{\hbar}{2} (\Psi \hat{\sigma} \Psi), \quad (107)$$

где  $\hat{s} = \hat{\sigma} \hbar / 2$  и

$$\Psi = \begin{pmatrix} o_\alpha \\ l_\alpha \end{pmatrix}. \quad (108)$$

Следует отметить, что не надо находить решения уравнений (100), (101) или (105), (106), если найденные соответствующие решения уравнений вакуума (А),(В).

### 9. Квантовая механика полевого заряженного гироскопа

Решение вакуумных уравнений (90)-(94) описывает полевой гироскоп, который в (квази)инерционной системе отсчета и при определенных ограничениях ведет себя как квантовая частица. Квантование появляется в теории Физического Вакуума как своеобразный гироскопический эффект. Надо отметить, что традиционный подход к квантованию классических уравнений вполне допустимый прием и в нашем подходе. Используя приближение векторного потенциала в геометризированной электродинамике, представленной в разделе 3 нашей статьи, мы можем получить не только уравнение Шредингера, но и геометризованное уравнение Дирака в геометризованном электромагнитном поле. Волновая функция в этом случае определяется через поле инерции (торсионное поле).

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

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[ \frac{1}{2m} \left( \hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - \hat{\mu} \vec{H} + e\phi \right] \psi. \quad (109)$$

где  $\hat{\mu} = (e\hbar/mc)\hat{s}$  - собственный магнитный момент заряженной частицы (в данном случае электрона со спином  $1/2 \hbar$ ),  $\hat{s} = \vec{\sigma}/2$  - оператор спина и  $\vec{\sigma}$  - вектор Паули, компоненты которого определяются матрицами Паули. Фактически уравнение (109) описывает динамику заряженного квантового гироскопа. Если мы теперь определим в уравнении (109) плотность заряда  $\rho_e$  как

$$\rho_e = e\psi^* \psi = e\rho, \quad \rho = \psi^* \psi, \quad (110)$$

где  $\psi$  - нормированное на единицу поле инерции (торсионное поле), то, используя процедуру Маделунга, мы получим поступательные

$$\rho \left( \frac{d\vec{v}}{dt} \right)_\alpha = \frac{\partial T_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \frac{\rho}{m} \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{ rot } \vec{H}] \right\}_\alpha, \quad (111)$$

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

и вращательные

$$\rho \left( \frac{d\vec{s}}{dt} \right)_\beta = \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left( \frac{\hbar}{m} \rho \varepsilon_{\alpha\gamma\delta} s^\gamma \frac{\partial s_\delta}{\partial x^\beta} \right) + \rho \left\{ \frac{e}{mc} [\vec{s}\vec{H}] \right\}_\beta, \quad (112)$$

уравнения движения квантового гироскопа. В уравнениях (111), (112)

$$T_{ik} = \left( \frac{\hbar}{2m} \right)^2 \left\{ \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} - 4\rho \frac{\partial s}{\partial x_i} \frac{\partial s}{\partial x_k} \right\} \quad (113)$$

- квантовый потенциал с учетом собственного вращения квантового гироскопа.

После усреднения по плотности вероятности  $\rho = \psi^* \psi$ , из уравнений (111) следуют макроквантовые (классические) уравнения движения центра масс заряженного гироскопа во внешних  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  полях

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{ rot } \vec{H}] \right\}. \quad (114)$$

Здесь добавочные к силе Лоренца «квантовые спиновые силы»

$$\vec{F}_{\text{tor}} = \frac{e\hbar}{mc} (\vec{s}\vec{\nabla})\vec{H} + \frac{e\hbar}{mc} [\vec{s} \text{ rot } \vec{H}] \quad (115)$$

имеют торсионную природу.

После усреднения, вращательные квантовые уравнения движения гироскопа (112) принимают вид

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{mc} [\vec{s} \vec{H}] \quad (116)$$

или, после умножения (116) на  $e/mc$ ,

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma [\vec{\mu} \vec{H}], \quad (117)$$

где

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

- гиромагнитное отношение для электрона. Уравнения (116) описывают прецессию спина, а уравнения (117) магнитного момента заряженного гироскопа под действием внешнего магнитного поля и известны как уравнения Блоха.

Заряженный квантовый гироскоп при движении образует квантовую плотность тока

$$\vec{J} = \frac{ie\hbar}{2m} [(\nabla \psi^*)\psi - \psi^*(\nabla \psi)] - \frac{e^2}{mc} \psi^* \psi \vec{A} + \frac{e\hbar}{2mc} \text{rot}(\psi^* \vec{\sigma} \psi), \quad (118)$$

которая имеет три составляющих:

1) плотность тока проводимости

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

2) плотность орбитального тока (например, в атоме)

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

3) плотность спинового тока

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

В экспериментах с торсионными полями плотность спинового тока играет, по-видимому, определяющую роль, поскольку именно он позволяет преобразовать принятый торсионным

датчиком электроторсионный сигнал в ток проводимости и наоборот, преобразовать ток проводимости в электроторсионном генераторе в электроторсионное излучение.

### **Заключение**

Итак, можно утверждать, что понятная физику квантовая теория описывает динамику полевых гироскопов, образованных полями инерции. Явление инерции оказывается, в этом случае, основным физическим явлением, единым образом (через уравнение Шредингера) описывающее все физические поля и взаимодействия. Соотношения (\*) и (\*\*), записанные во введении данной статьи, становятся теперь физически осознанными, поскольку волновая функция в них определяется реальным физическим полем – полем инерции, связанным с кручением пространства. А.Эйнштейн оказался прав, утверждая, что полная квантовая будет получена путем дальнейшего развития принципа относительности и обобщения его вакуумных уравнений (13\*). Именно таким обобщением являются уравнения Физического Вакуума (А), (В).

### **Ссылки**

1. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
2. *Шипов Г.И.* // ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА С ТЕНЗОРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. Известия вузов, Физика, 1972, No 10, с. 98- 102.
3. *Маделунг Э.* // Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
4. *Madelung E.*// Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 - 336.