Якубовский Евгений Георгиевич

инженер

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский горный университет»

г. Санкт-Петербург

DOI 10.21661/r-562880

ВСЕ РАЗНООБРАЗИЕ ВСЕЛЕННОЙ В ОДНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЕ УРАВНЕНИЙ

***Аннотация**: уравнение ОТО (Общей Теории Относительности) состоит из четырех независимых уравнений, являющимся волновым или уравнением квантовой механики в линейном приближении. Независимых нелинейных уравнений ОТО 4, по числу собственных значений тензора Риччи. Оно основано на сферическом четырехмерном преобразовании координат, из которого можно получить множество метрических тензоров, частное решение которого образует метрический тензор из векторных потенциалов, или зависимости от волновой функции минус плоская волна. Но этой основе можно получить счетное количество метрических тензоров, описывающих разные реальности нашей Вселенной с разными решениями уравнения ОТО.*

***Ключевые слова**: нелинейная система уравнений, общая теория относительности, Вселенная.*

Запишем сферическое нелинейное преобразование координат

$$\lambda_x(x\text{-}x_0) = (s\text{-}s_0)\cdot sh(\chi)\cdot sin\theta\cdot cos\varphi;$$

$$\lambda_y(y\text{-}y_0) = (s\text{-}s_0)\cdot sh(\chi)\cdot sin\theta\cdot sin\varphi$$

$$\lambda_z(z\text{-}z_0) = (s\text{-}s_0)\cdot sh(\chi)\cdot cos\theta;$$

$$\lambda_t c(t\text{-}t_0) = (s\text{-}s_0)\cdot ch(\chi) \qquad (1)$$

Получим значение интервала

$$(s\text{-}s_0)^2 = \lambda_t^2 c^2(t\text{-}t_0)^2\text{-}\lambda_x^2(x\text{-}x_0)^2\text{-}\lambda_y^2(y\text{-}y_0)^2\text{-}\lambda_z^2(z\text{-}z_0)^2 \qquad (2)$$

$$\varphi = \arg\left[\lambda_x\cdot(x\text{-}x_0) + i\lambda_y\cdot(y\text{-}y_0)\right];$$

$$\theta = \arg\left[\lambda_z\cdot(z\text{-}z_0) + i\sqrt{\lambda_x\cdot(x\text{-}x_0)^2 + \lambda_y\cdot(y\text{-}y_0)^2}\right]$$

$$\chi = ath[\frac{\sqrt{\lambda_x \cdot (x\text{-}x_0)^2 + \lambda_y \cdot (y\text{-}y_0)^2 + \lambda_z \cdot (z\text{-}z_0)^2}}{\lambda_t \cdot c(t\text{-}t_0)}$$

Вычисление метрического тензора получается из уравнений

$$\lambda_x = \frac{s\text{-}s_0}{x\text{-}x_0} \cdot sh(\chi) \cdot sin\theta \cdot cos\varphi;$$

$$\lambda_y = \frac{s\text{-}s_0}{y\text{-}y_0} \cdot sh(\chi) \cdot sin\theta \cdot sin\varphi$$

$$\lambda_z = \frac{s\text{-}s_0}{z\text{-}z_0} \cdot sh(\chi) \cdot cos\theta;$$

$$\lambda_t = \frac{s\text{-}s_0}{c(t\text{-}t_0)} \cdot ch(\chi)$$

$$s\text{-}s_0 = \sqrt{\lambda_t^2 c^2 (t\text{-}t_0)^2 \text{-} \lambda_x^2 (x\text{-}x_0)^2 \text{-} \lambda_y^2 (y\text{-}y_0)^2 \text{-} \lambda_z^2 (z\text{-}z_0)^2}$$

Где величина собственных значений метрического тензора определяется из уравнения, т. е. почти произвольная. Эти преобразования тождественные, поэтому метрический тензор произвольный.

$$\lambda_k^2 = \lambda_k^2 [c(t\text{-}t_0), x\text{-}x_0, y\text{-}y_0, z\text{-}z_0]$$

Где в случае гравитационного поля $s\text{-}s_0, k = 0, \dots, 3$ интервал s не является функцией координат и времени, а является функцией разности координат и времени, и образуется метрический тензор единого поля – электромагнитного, гидродинамического или гравитационного. В случае коэффициентов Ламе выполняется условие $x_{k0} = 0, k = 0, \dots, 3$.

В статье [1] выведена формула $\varphi_k = \psi_k \text{-} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} u_k \exp(\text{-}ipx) = \frac{qdA_k}{\rho c_F^2 dV}$. Это означает, что метрический тензор можно записать с помощью волновой функции. Тогда значения метрического тензора равно

$$\lambda_0 = \frac{1\text{-}\frac{qd[ImA_0 + iRe(A_0)]}{\rho c_F^2 dV}}{1 + \frac{qd[ImA_0 + iRe(A_0)]}{\rho c_F^2 dV}} = \frac{1\text{-}Im\varphi_0\text{-}iRe\varphi_0}{1 + Im\varphi_0 + iRe\varphi_0},$$

$$\lambda^0 = \frac{1\text{-}\frac{qd[ImA^0 + iReA^0]}{\rho c_F^2 dV}}{1 + \frac{qd[ImA^0 + iReA^0]}{\rho c_F^2 dV}} = \frac{1\text{-}Im\varphi^0\text{-}iRe\varphi^0}{1 + Im\varphi^0 + iRe\varphi^0};$$

$$\lambda^{0*} = \frac{1 + \frac{qd[ImA_0 + iReA_0]}{\rho c_F^2 dV}}{1\text{-}\frac{qd[ImA_0 + iReA_0]}{\rho c_F^2 dV}} = \frac{1 + Im\varphi_0 + iRe\varphi_0}{1\text{-}Im\varphi_0\text{-}iRe\varphi_0}; \lambda_0\lambda^{0*} = 0$$

$$\lambda_k = \text{-}\frac{1 + \frac{qd[ReA_k + iImA_k]}{\rho c_F^2 dV}}{1\text{-}\frac{qd[ReA_k + iImA_k]}{\rho c_F^2 dV}} = \text{-}\frac{1 + Re\varphi_k + iIm\varphi_k}{1\text{-}Re\varphi_k\text{-}iIm\varphi_k};$$

$$\lambda^k == \text{-}\frac{1 + \frac{qd[ReA^k + iImA^k]}{\rho c_F^2 dV}}{1\text{-}\frac{qd[ReA^k + iImA^k]}{\rho c_F^2 dV}} = \text{-}\frac{1 + Re\varphi^k + iIm\varphi^k}{1\text{-}Re\varphi^k\text{-}iIm\varphi^k}$$

$$\lambda^{k*} = \text{-}\frac{1\text{-}\frac{qd[ReA_k + iImA_k]}{\rho c_F^2 dV}}{1+\frac{qd[ReA_k + iImA_k]}{\rho c_F^2 dV}} = \text{-}\frac{1\text{-}Re\varphi_k\text{-}iIm\varphi_k}{1+Re\varphi_k+iIm\varphi_k}; \lambda_k\lambda^{k*} = 1 \qquad (3)$$

Сначала рассматриваем действительные параметры, обладающие свойством *антисимметрии* $ImA_0 = \text{-}ImA^0; ReA_k = \text{-}ReA^k$; потом добавляем параметры, симметричные $ReA_0 = ReA^0; ImA_k = ImA^k$; Аналогично сначала антисимметрия $Im\varphi_0 = \text{-}Im\varphi^0; Re\varphi_k = \text{-}Re\varphi^k$; *потом симметричные* $Re\varphi_0 = Re\varphi^0; Im\varphi_k = Im\varphi^k$, где ведены обозначения $k = 1, \dots, 3$; причем метрический тензор обладает свойством $\lambda_k\lambda^{k*} = 1; k = 0, \dots, 3$

Уравнения ковариантные содержат ковариантный потенциал, контравариантный метрический тензор содержит контравариантный потенциал, причем вид этих тензоров одинаковый, причем произведение этих тензоров равно 1, один из которых комплексно-сопряженный.

Потенциал и волновая функция должны быть комплексные. В результате получается связь между решением уравнения квантовой механики и уравнением ОТО.

$$\Lambda_0 = 4\pi\left(j_0 + \frac{qd(ImA_0 + iReA_0)}{\rho c_F^2 dV}\right) = 4\pi(j_0 + Im\varphi_0 + iRe\varphi_0)$$

$$\Lambda_k = 4\pi\left(j_k + \frac{qd(ReA_k + iImA_k)}{\rho c_F^2 dV}\right) = 4\pi(j_k + Re\varphi_k + iIm\varphi_k)$$

Запишем уравнение в собственных безразмерных значениях, описывающих уравнение Клейна-Гордона $j_k < \frac{qdReA_k}{\rho c_F^2 dV}$ и волновое уравнение $j_k > \frac{qdReA_k}{\rho c_F^2 dV}$. Оба уравнения получаются в линейном приближении собственных значений ОТО.

$$\Lambda_0 \cong r_g^2[\Delta \frac{qd(ImA_0 + iReA_0)}{\rho c_F^2 dV} \text{-} \frac{\partial^2}{c_F^2 \partial t^2} \frac{qd(ImA_0 + iReA_0)}{\rho c_F^2 dV} = 4\pi(j_0 + \frac{qd(ImA_0 + iReA_0)}{\rho c_F^2 dV})$$

$$\Lambda_k \cong r_g^2 \left[\Delta \frac{qd(ReA_k + iImA_k)}{\rho c_F^2 dV} \text{-} \frac{\partial^2}{c_F^2 \partial t^2} \frac{qd(ReA_k + iImA_k)}{\rho c_F^2 dV}\right]$$

$$= 4\pi \left(j_k + \frac{qd(ReA_k + iImA_k)}{\rho c_F^2 dV}\right)$$

$$\varphi_0 = \psi_0 \text{-} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} u_0 \exp(\text{-}ipx) = \frac{qd(ImA_0 + iReA_0)}{\rho c_F^2 dV};$$

ε- безразмерная действительная плотность энергии

$$\varphi_k = \psi_k \text{-} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} u_k \exp(ipx) = \frac{qd(ReA_k + iImA_k)}{\rho c_F^2 dV}; \varphi = \sqrt{\varphi_0^2 \text{-} \sum_{k=1}^{3} \varphi_k^2}$$

Надо решать уравнение в общем виде, рассматривая ток волнового уравнения как заданный потенциал и определять волновую функцию или векторный потенциал. Причем должно получиться точное значение потенциала с множителем. Возможно, придется прибегнуть к итерациям, решая волновое уравнение, и уточняя значение тока.

Нетрудно подсчитать единственное значение $\Gamma_{kk}^k = \frac{\partial ln\lambda_k^2(s,s_0)}{\partial x_k}; k = (ct, x, y, z)$;

Причем с помощью ОТО можно получить уравнение второго закона Ньютона, которое интегрируется

$$\frac{du^k}{ds} = \text{-}\Gamma_{pq}^k u^p u^q = \text{-} \frac{\partial ln\lambda_k^2(s, s_0)}{\partial x_k} u_k^2; g_{kk} = \text{-}\lambda_k^2; g^{kk} = \text{-}\frac{1}{\lambda_k^2} k = 1, \dots, 3;$$

$$g_{00} = \lambda_0^2; g^{00} = \frac{1}{\lambda_0^2}$$

$$\frac{1}{u^k} \text{-} \frac{1}{u_0^k} = \int_{s_o}^{s} \frac{\partial ln\lambda_k^2(y, s_0)}{\partial x_k} dy = \frac{c(x_k \text{-} x_{k0})}{v}; u^k = \frac{1}{\frac{1}{u_0^k} + \int_{s_o}^{s} \frac{\partial ln\lambda_k^2(y, s_0)}{\partial x_k} dy};$$

$$x^k = x_0^k + \int_{s_o}^{s} \frac{1}{\frac{1}{u_0^k} + \int_{s_o}^{z} \frac{\partial ln\lambda_k^2(y, s_0)}{\partial x_k} dy} dz \to$$

$$\to x_0^k + \frac{u_0^k}{1 + u_0^k \int_{s_o}^{\infty} \frac{\partial ln\lambda_k^2(y, s_0)}{\partial x_k} dy}(s\text{-}s_0); \lim_{s\to\infty} \lambda_k^2(s, s_0) = 1; \frac{dx^k}{ds} = u^k;$$

Данное решение при отрицательной начальной четырехмерной скорости имеет особенность, четырехмерная скорость стремится к бесконечности, асимптотическая формула сохранила координату особенности и при вычислении координаты.

Решение для скорости уравнения ОТО образует водоворот со всеми последствиями см [2], [3] $\frac{1}{u^k} \text{-} \frac{1}{u_0^k} = \int_{s_o}^{s} \frac{\partial ln\lambda_k^2(y,s_0)}{\partial x_k} dy = \frac{c(x_k\text{-}x_{k0})}{v}$. Решением волнового уравнения является колеблющаяся функция, которая описывается сферической четырехмерной системой координат.

$$\frac{1}{cu_x(t)} \text{-} \frac{1}{cu_{x0}(t_0)} = \frac{x\text{-}x_0}{2v} = \frac{(s\text{-}s_0)\cdot \text{sh}\,(\chi)\cdot \sin(\theta)\cdot \cos\,(\varphi)}{2v}$$

$$\frac{1}{cu_y(t)} \text{-} \frac{1}{cu_{y0}(t_0)} = \frac{y\text{-}y_0}{2v} = \frac{(s\text{-}s_0)\cdot \text{sh}\,(\chi)\cdot \sin(\theta)\cdot \sin(\varphi)}{2v}$$

$$\frac{1}{cu_z(t)} \text{-} \frac{1}{cu_{z0}(t_0)} = \frac{z\text{-}z_0}{2v} = \frac{(s\text{-}s_0)\cdot \text{sh}\,(\chi)\cdot \cos(\theta)}{2v}$$

$$\frac{1}{cu_t(t)} \text{-} \frac{1}{cu_{t0}(t_0)} = \frac{c(t\text{-}t_0)}{2v} = \frac{(s\text{-}s_0)\cdot \text{ch}\,(\chi)}{2v}$$

Эта особенность аналогична особенности поля ядерных сил в ядре, которая тоже имеет бесконечный максимум импульса и потенциала в ядре.

Зная четырехмерную скорость, можно определить энергию и импульс системы $E = mc^2 u_0(s, s_0); p_k = mcu_k(s, s_0); \frac{dx_k}{ds} = u_k$

Оценим влияние эффектов ОТО на эксцентриситет и радиус орбиты p. Уравнение по определению орбиты менее массивного чем Солнца тела имеет вид: менее массивное тело является пробной частицей относительно Солнца и не оказывает воздействие на Солнце

$$\varphi = \int_{r_{min}}^{r} \frac{M}{r^2}\left[\frac{E_0^2}{c^2} \text{-} \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right)\left(1\text{-}\frac{r_g}{r}\right)\right]^{0.5} dr =$$

$$=$$

$$= \int_{r_{min}}^{r} \frac{M}{r^2}\left[2m(E\text{-}U)\text{-}\frac{M^2}{r^2}\left(1\text{-}\frac{r_g}{p}\right)\right]^{0.5} dr\,; U = \text{-}\frac{\alpha}{r}$$

Решение этого уравнения приводит к эллиптическим орбитам, значение эксцентриситета и радиуса p которых я и приведу

$$p(\varphi) = \frac{M^2\left(1\text{-}\frac{r_g}{p}(1 + e\cdot cos\varphi)\right)}{m\alpha}; e = \sqrt{1 + \frac{2EM^2\left(1\text{-}\frac{r_g}{p}(1 + e\cdot cos\varphi)\right)}{m\alpha^2}}$$

Получается, что эксцентриситет – это функция угла φ

$$e^2 + \frac{2EM^2\frac{r_g}{p}cos\varphi}{m\alpha^2}\text{-}1\text{-}\frac{2EM^2\left(1\text{-}\frac{r_g}{p}\right)}{m\alpha^2} = 0$$

$$e = \text{-}\frac{2EM^2\frac{r_g}{p}cos\varphi}{m\alpha^2} \pm \sqrt{\left(\frac{2EM^2\frac{r_g}{p}cos\varphi}{m\alpha^2}\right)^2 + 1 + \frac{2EM^2\left(1\text{-}\frac{r_g}{p}\right)}{m\alpha^2}}$$

Данная формула приближенная, но наводит на размышления о постоянстве значения эксцентриситета. Но факт установлен, эксцентриситет планет не является константой см. [4]. Также может стать комплексным радиус круговой орбиты и радиус Бора

$$p = \frac{L^2\left(1\text{-}\frac{r_g}{p}\right)}{m\alpha}; \alpha = GMm; a_0 = \frac{L^2\left(1\text{-}\frac{r_g}{a_0}\right)}{m\alpha}; \alpha = Ze^2$$

$$m\alpha\cdot x^2\text{-}L^2x + L^2\cdot r_g = 0$$

$$x = p = a_0 = \frac{L^2\left[1 + \sqrt{1 - 4m\alpha\cdot\frac{r_g}{L^2}}\right]}{2m\alpha}$$

$$\hbar_{eff} = \hbar\left(1 + \frac{137m^2}{m_{Pl}^2}\right); L^2 = \hbar_{eff}^2(l + 1)(l + 2)$$

При условии $M_{\text{Солнца}} > 137^4 m_{\text{планета}}(l + 1)(l + 2)/4$ радиус p орбиты вокруг Солнца становится комплексным. При подсчете орбитального квантового числа нужно учитывать, что волновая функция атома водорода умножается на радиус, за счет этого орбитальное квантовое число равняется $l + 1$. Для комплексного радиуса Бора a_0 величина количества электронов в этом случае равняется

$Z > \frac{137\sqrt{(l+1)(l+2)}}{2} = 96.8$; $l = 0$. Получается, что следующие за берклием $Z = 97$ элементы имеют комплексный радиус Бора.

Определим скорости по значению метрического тензора

$$\frac{dx}{ds} = -\frac{i\hbar}{mc}\frac{\partial ln\varphi_x}{\partial x} = u_x = -sh(\chi) \cdot sin\theta \cdot \frac{(1\text{-}Im\varphi_x\text{-}iRe\varphi_x)cos\varphi}{(1 + Im\varphi_x + iRe\varphi_x)};$$

$$\frac{dy}{ds} = -\frac{i\hbar}{mc}\frac{\partial ln\varphi_y}{\partial y} = u_y = -sh(\chi) \cdot sin\theta \cdot \frac{(1\text{-}Im\varphi_y\text{-}iRe\varphi_y)sin\varphi}{1 + Im\varphi_y + iRe\varphi_y}$$

$$\frac{dz}{ds} = -\frac{i\hbar}{mc}\frac{\partial ln\varphi_z}{\partial z} = u_z = -sh(\chi) \cdot \frac{(1\text{-}Im\varphi_z\text{-}iRe\varphi_z)cos\theta}{1+Im\varphi_z+iRe\varphi_z};$$

$$c\frac{dt}{ds} = \frac{i\hbar}{mc}\frac{\partial ln\varphi_0}{c\partial t} = u_t = \frac{ch(\chi)[1+Im\varphi_0+iRe\varphi_0]}{1\text{-}Im\varphi_0\text{-}iRe\varphi_0}, \qquad (4)$$

В случае нулевой волновой функции справедливо соотношение, где скорости и производные от логарифмов волновых функций зависят от координат $x_k\text{-}\ x_{k0}$. Несмотря на то, что волновая функция равна нулю, производная от логарифма волновой функции удовлетворяет уравнению предельного перехода

$$\sum_{k=1}^{3}(\frac{\partial ln\varphi_k}{\partial x^k})^2 - \left(\frac{\partial ln\varphi_0}{c\partial t}\right)^2 = \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 = \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 [(u_0)^2 - \sum_{k=1}^{3}(u_k)^2]$$

Причем угловые размеры в этих формулах выражаются через координаты $x_k\text{-}\ x_{k0}$

$$\varphi = \arg [\lambda_x \cdot (x\text{-}x_0) + i\lambda_y \cdot (y\text{-}y_0)];$$

$$\theta = \arg [\lambda_z \cdot (z\text{-}z_0) + i\sqrt{\lambda_x \cdot (x\text{-}x_0)^2 + \lambda_y \cdot (y\text{-}y_0)^2}]$$

$$\chi = ath[\frac{\sqrt{\lambda_x \cdot (x\text{-}x_0)^2 + \lambda_y \cdot (y\text{-}y_0)^2 + \lambda_z \cdot (z\text{-}z_0)^2}}{\lambda_t \cdot c(t\text{-}t_0)}]$$

Причем волновые функции связаны с метрическим тензором

$$\lambda_0 = \frac{1\text{-}Im\varphi_0\text{-}iRe\varphi_0}{1+Im\varphi_0+iRe\varphi_0}; \lambda_k = -\frac{1+Re\varphi_k+iIm\varphi_k}{1\text{-}Re\varphi_k\text{-}iIm\varphi_k}; k = 1, \dots, 3$$

$$\varphi_k = \varphi_k[c(t\text{-}t_0), x\text{-}x_0, y\text{-}y_0, z\text{-}z_0]$$

Попробуем найти метрический тензор из решения уравнений производной по четырехмерной скорости

$$\frac{du_k}{ds} = -\Gamma^k_{kk}u_k^2 = -\frac{\partial ln\lambda_k^2}{\partial x}u_k^2; \frac{1}{u_k} = \frac{1}{u_{k0}} + \int_{s_0}^{s}\frac{\partial ln\lambda_k^2}{\partial x_k}ds; k = 0, \dots, 3$$

$$\frac{dx}{ds} = \frac{1}{\frac{1}{u_{x0}} + \int_{s_0}^{s} \frac{\partial ln\lambda_x^2}{\partial x} ds} = u_x = sh(\chi) \cdot sin\theta \cdot \frac{cos\varphi}{\lambda_x};$$

$$\frac{dy}{ds} = \frac{1}{\frac{1}{u_{y0}} + \int_{s_0}^{s} \frac{\partial ln\lambda_y^2}{\partial y} ds} = u_y = sh(\chi) \cdot sin\theta \cdot \frac{sin\varphi}{\lambda_y}$$

$$\frac{dz}{ds} = \frac{1}{\frac{1}{u_{z0}} + \int_{s_0}^{s} \frac{\partial ln\lambda_z^2}{\partial z} ds} = u_z = sh(\chi) \cdot \frac{cos\theta}{\lambda_z};$$

$$c\frac{dt}{ds} = \frac{1}{\frac{1}{u_{t0}} + \int_{s_0}^{s} \frac{\partial ln\lambda_t^2}{c\partial t} ds} = u_t = \frac{ch(\chi)}{\lambda_t}$$

$$\frac{1}{\frac{1}{u_{k0}} + \int_{s_0}^{\infty} \frac{\partial ln\lambda_k^2}{\partial x^k} ds} = u_{k\infty} = const$$

Откуда определяем значение метрического тензора. Асимптотика значений метрического тензора $\lim_{s\to\infty} \lambda_k(s, s_0) = 1; k = 0, \dots, 3$.

В случае, метрического тензора, равного 1 – $\lambda_k = 1; k = 0, \dots, 3$ получаем движение по инерции в четырехмерном пространстве с радиальной скоростью $\frac{dr}{ds} = sh(\chi), c\frac{dt}{ds} = ch(\chi). (c\frac{dt}{ds})^2\text{-}\left(\frac{dr}{ds}\right)^2 = (u_0)^2\text{-}\sum_{k=1}^{3}(u_k)^2 = 1.$

Получается, что знание метрического тензора решает задачу релятивистского уравнения Навье-Стокса.

Где значения метрического тензора произвольные, и по ним определяется четырехмерная скорость. Кроме того, справедливо $u_k = \frac{dx_k}{ds}$

$$\lambda_t^2(u_t)^2\text{-}\lambda_x^2(u_x)^2\text{-}\lambda_y^2\left(u_y\right)^2\text{-}\lambda_z^2(u_z)^2 = U_t^2\text{-}U_x^2\text{-}U_y^2\text{-}U_z^2 = 1; U_k = \frac{dy_k}{ds}$$

Переменные $y_k, k = 0, \dots, 3$ являются декартовыми, а переменные $x_k, k = 0, \dots, 3$ образуют Риманово пространство. Причем в декартовом пространстве $y_k, k = 0, \dots, 3$ можно построить Риманово пространство, а в Римановом пространстве построить декартовые координаты с новым метрическим тензором. Пространства замкнулись, и можно строить ряд, описывающий все пространство. Для суммы ортонормированных решений уравнения Шредингера справедливо

$$i\hbar \frac{d\gamma_n(t)}{dt}\psi_n = mc^2 H\gamma_n(t)\psi_n; \gamma_n(t) = \sum_{k=0}^{N} \alpha^k c_n^k(t)$$

Получим уравнение

$$\frac{i\hbar}{mc^2}\frac{dc_n^k(t)}{dt}\psi_n = (\frac{\hbar}{mc})^{2(k+1)} H_0^{k+1} c_n^k(t)\psi_n; H = \sum_{k=0}^{\infty}(\frac{\hbar}{mc})^{2(k+1)} H_0^{k+1}$$

$$\psi = \{\frac{1}{1\text{-}\alpha} c_n(t) + i\sum_{k=0}^{\infty}\alpha^k[c_n^k(t)\text{-}c_n(t)]\}\psi_n ; c_n(t) = \lim_{k\to\infty} c_n^k\,(t)$$

При условии $\alpha = 1$ возникает расходимость ряда. Первый член этого ряда определяет среднее значение, а второй член этого ряда определяет среднеквадратичное отклонение и должен быть мнимым, т. е. его надо умножить на мнимую единицу. Коэффициенты этого ряда определяются по формуле $\alpha = \frac{m}{m_{Pl}} \ll 1; \alpha = \frac{m_{Pl}}{m} \ll 1$. Для малых значений α, имеем

$$\psi = \{c_n(t) + i[c_n^0(t)\text{-}c_n(t)]\}\psi_n$$

Т. е. не зависящее от α соотношение. При $\alpha = 1$ среднее стремится к бесконечности, и решения нет. Вернее, надо ограничиться среднеарифметическим этого выражения, а мнимая дисперсия образует сходящийся ряд, не зависящий от α, но каждый член этого ряда стремится к нулю, причем нужно ограничиться большим, но конечным числом этих членов, учитывать среднее возмущение этого ряда

$$\psi = \{c_n(t) + i\sqrt{\sum_{k=0}^{N}\frac{[c_n^k(t)\text{-}c_n(t)]^2}{N\text{-}1}}\}\psi_n$$

При условии $c_n^k(t)\text{-}c_n(t) \sim \frac{1}{N^p}; p > 0$ подкоренное значение равно $\frac{1}{N^{2p}}$ и образует сходящуюся сумму. Причем ряд, при условии $p > 0$ и $N \to \infty$ имеет нулевую сумму, поэтому нужно ограничиться конечным числом членов N, что экспериментально реализуется, для одного моля вещества ряд содержит число членов, равное числу Авогадро. Значение массы при условии коэффициента $0 < \alpha < 1$ требует отдельного рассмотрения значения коэффициента α, возможно комплексного, описывая живую природу, обмен энергией с окружающей средой, описывая увеличение и уменьшение энергии организма. Если эти процессы не чередуются, то наступает смерть при комплексном решении. Вообще-то данная сумма должна не зависеть от коэффициента α. Зависимость от этого коэффициента – это аномальный закон природы, поэтому коэффициент α должен быть либо почти нулевой, либо 1. Но и аномальные законы природы надо рассматривать.

Выводы

Из уравнения ОТО получено волновое уравнение для единого поля и квантовое уравнение при использовании линейного приближения ОТО. Причем получено обобщение ОТО на нелинейный случай квантовой механики. Определение скоростей ОТО решает задачу релятивистского уравнения Навье-Стокса по определению линий тока и значений энергии- импульса по четырехмерным скоростям. Получается, что уравнение ОТО заменяет все основные законы физики. Пожалуй, это может произойти почти с каждой нелинейной системой дифференциальных уравнений в частных производных. Но могут образоваться гиперболические, параболические и волновые системы линейных уравнений. Но, хотя решаются все вопросы волнового, квантового и уравнения Навье-Стокса, решения нелинейной системы дифференциальных уравнений в частных производных все же отличаются между собой из-за оставшейся нелинейности. Вопрос какие из них являются правильными, пока не имеет ответа, но думаю, что он бессмыслен. Все безразмерные дифференциальные уравнения в частных производных отличаются по решениям, но правильны уравнения, выведенные с физическом смыслом нашей реальности и решения которых соответствуют эксперименту по безразмерному значению энергии, импульса и волновой функции или потенциалу. И сравнивать надо безразмерные решения этих уравнений. Откуда и произошло единое поле – электромагнитное, гидродинамическое (звуковое) и гравитационное. Причем общее уравнение ОТО требует введения в тензоре энергии импульса множитель $\left(1+\frac{q^2}{m^2G}\right)$, где используется заряд электромагнитного или звукового поля. Для электромагнитного поля надо использовать мнимый заряд, который для притяжения имеет разные знаки. Но закон Кулона между зарядами должен выполняться для одинаковых полей.

Список литературы

1. Якубовский Е.Г. Безразмерная классическая механика и электродинамика в одном уравнении / Е.Г. Якубовский. – 2023. – 4 с. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://disk.yandex.ru/i/1lCinmd2heFZmQ (дата обращения: 05.08.2024).

2. Якубовский Е.Г. Описание водоворота / Е.Г. Якубовский // Интерактивная наука. – 2024. – С. 62–64. – DOI 10.21661/r-562055. EDN ICSBQM

3. Якубовский Е.Г. Как на самом деле расширялась вселенная / Е.Г. Якубовский // Интернаука. – 2024. – №12-3 (329). – С. 28–31 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.elibrary.ru/item.asp?id=65378072(дата обращения: 05.08.2024). – EDN NVCOAD

4. Якубовский Е.Г. Зависимость от времени энергии элементарных частиц / Е.Г. Якубовский // Научный диалог: естественные науки: сборник тезисов докладов на конференции. – Чебоксары: ЦНС «Интерактив плюс» [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https:/interactive-plus.ru/ru/article/562865/discussion_platform (дата обращения: 05.08.2024).