Математические структуры и моделирование
2006, вып. 16, с. 51–55

УДК 530.1:530.145

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ВРЕМЕНИ В МУЛЬТИВЕРСЕ

А.К. Гуц

Для теоретико-топосной теории мультиверса, т.е. в теории параллельных миров, в которой фундаментальные физические константы являются суммой постоянного вещественного числа и бесконечно малого числа, находятся уравнения физических полей: электромагнитного и гравитационного.

В монографии [1] была предложена формальная теория мультверса $\mathcal{T}$, т.е теория параллельных миров, основанная на инфинитозимальном анализе Кока-Ловера [2]. Переход от классического дифференциального и интегрального исчисления к анализу Кока-Ловера означает переход от классической двузначной логики к интуиционистской логике. Теория множеств не может уже служить способом моделирования объектов такой теории и приходится использовать теорию топосов [3].

В исчислении Кока-Ловера «множество вещественных чисел» является коммутативным кольцом R, которое содержит «подмножество» инфинитозималов $D \subset R$, состоящее из элементов $d \in R$, таких, что $d^2 = 0$.

При интерпретации i теории $\mathcal{T}$ в гладкой теоретико-топосной модели $\mathfrak{M}$ – топосе $\mathbf{Sets}^{\mathbf{L}^{op}}$, объекты $\ell A = \ell C^\infty(\mathbb{R}^m)/I$ которого являются конечно порожденными C^∞-кольцами вида $C^\infty(\mathbb{R}^m)/I$, где I идеал вида $(f_1, f_2, ..., f_k)$[1], вещественные числа r представляются гладкими функциями $f(a)$ действительной переменной $a \in \mathbb{R}^m$, а инфинитозималы $d \in D$ классом гладких функций $d(a)(mod\ I)$ действительной переменной $a \in \mathbb{R}^m$, таким, что $d^2(a) \in I$ [4].

Важно отметить, что при интерпретации i отношения $r \in R$, $d \in D$ и другие размножаются, т.е. появляются в разных многочисленных вариантах в зависимости от выбора объекта ℓA. Это следствие неклассичной логики, используемой в теории $\mathcal{T}$. «Размножение» отношений $r \in R$, $d \in D$ в интерпретации $\mathfrak{M}$ записываем в виде

$$i(r) \in_{\ell A} i(R), \quad i(d \in_{\ell A} i(D),$$

Омский государственный университет.
E-mail: `guts@univer.omsk.su`

[1]Через $(f_1, ..., f_k)$ обозначается идеал кольца $C^\infty(\mathbb{R}^n)$, порожденный функциями $f_1, ..., f_k \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$, т.е. имеющий вид $\sum_{i=1}^k g_i f_i$, где $g_1, ..., g_k \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$ – произвольные гладкие функции.

где

$$i(R) = C^\infty(\mathbb{R}), \quad i(D) = C^\infty(\mathbb{R})/(x^2).$$

Размножение, как показало подробное исследование [1], происходит за счет того, что фундаментальные физические константы не являются в действительности тем, что называется вещественным числом, т.е. неизменяемым объектом. Экспериментально это проявляется в том, что физические константы никогда не могут быть точно измеренными: всегда присутствует то, что физики называют погрешностью измерения.

Физическая константа – это функция, измеряемое значение которой соответствует конкретной физической вселенной, конкретному миру. Варьирование физической константы – это варьмирование, перебор миров. Согласно антропному принципу, впервые сформулированному Г.М.Идлисом, тот или иной набор значений физических констант, реализующийся в некоторой вселенной, соответствует форме сознания/осознания, наблюдающему данную вселенную, данный мир. Форма осознания есть не что иное, как форма времени. Следовательно, варьирование физических констант – это варьирование, перебор типов времен, типов восприятия, осознания миров.

1. Уравнения Максвелла

Рассматриваем лагранжиан для электромагнитного поля в плоском пространстве-времени Минковского [5, с.103]:

$$S_{em} = -\frac{1}{16\pi c}\int\limits_{\mathbb{R}^4} F_{ik}F^{ik}dx - \frac{1}{c^2}\int\limits_{\mathbb{R}^4} A_i j^i dx. \tag{1}$$

Начнем варьирование физических констант. В случае кольца R примем, что скорость света, например, есть сумма константы $c_0 \in \mathbb{R}$ (классическая физическая константа – скорость света $3 \cdot 10^{10}$см/с^2) и инфинитозимала $d \in D$, т.е.

$$c = c_0 + d.$$

Надо понять, что понимается под «числами» $1/c$ и $1/c^2$. Примем, что

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{c_0}\left(1 - \frac{d}{c_0}\right), \quad \frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_0^2}\left(1 - \frac{2d}{c_0}\right).$$

Очевидно, что с учетом $d^2 = 0$ получаются нужные соотношения:

$$c \cdot \frac{1}{c} = 1 \;\text{ и }\; c^2 \cdot \frac{1}{c^2} = 1.$$

Лагранжиан (1) в стадии $\ell A = \ell C^\infty(\mathbb{R}^m/I)$ берем, следовательно, в виде

$$S_{em} = \int\limits_{\mathbb{R}^m} da \left[-\frac{1}{16\pi c_0}\left(1 - \frac{d(a)}{c_0}\right)\int\limits_{\mathbb{R}^4} F_{ik}F^{ik}dx - \right.$$

$$-\frac{1}{c_0^2}\left(1-\frac{2d(a)}{c_0}\right)\int\limits_{\mathbb{R}^4} A_i j^i dx\Bigg] \ (mod\ I). \qquad (2)$$

Здесь инфинитозимал $d \in S$ представляется функцией $d(a)$, такой, что $d^2(a) \in I$.

С целью получения полевых уравнений варьируем функционал (2) по A_i и по $d(a)$. Соответственно получаем

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c_0}\left(1-\frac{d(a)}{c_0}\right) j^i \ (mod\ I) \qquad (3)$$

– аналог уравнений Максвелла и

$$\frac{1}{16\pi c_0^2}\int\limits_{\mathbb{R}^4} F_{ik}F^{ik}dx + \frac{2}{c_0^3}\int\limits_{\mathbb{R}^4} A_i j^i dx = 0 \ (mod\ I) \qquad (4)$$

– дополнительное уравнение времени в мультиверсе.

2. Уравнение для гравитационого поля в пустом пространстве

Рассматриваем лагранжиан для гравитационного поля в пустом пространстве для теории $\mathcal{T}$:

$$S_g = -\frac{c^3}{16\pi G}\int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx. \qquad (5)$$

Имеем для $d, d_1 \in D$

$$c^3 = (c_0+d)^3 = c_0^3 + 3c_0^2 d, \quad \frac{1}{G} = \frac{1}{G_0}\left(1-\frac{d_1}{G_0}\right)$$

и

$$\frac{c^3}{G} = \frac{c_0^3}{G_0} - \frac{c_0^3}{G_0^2}d_1 + \frac{3c_0^2}{G_0}d - \frac{3c_0^2}{G_0^2}dd_1.$$

Тогда, варьируя лагранжиан

$$S_g = -\frac{1}{16\pi}\int\limits_{\mathbb{R}^m} da\left[\frac{c_0^3}{G_0} - \frac{c_0^3}{G_0^2}d_1 + \frac{3c_0^2}{G_0}d - \frac{3c_0^2}{G_0^2}dd_1\right]\int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx \qquad (6)$$

по g_{ik}, d_1 и d, получаем соответственно:

$$\left[1-\frac{d_1}{G_0}+\frac{3d}{c_0}-\frac{3}{c_0G_0}dd_1\right]R_{ik} = 0 \ (mod\ I) \qquad (7)$$

– уравнения гравитационного поля в пустом пространстве и

$$(c_0+3d)\int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = 0 \ (mod\ I), \qquad (8)$$

$$(G_0 - d_1) \int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = 0 \ (mod\ I) \tag{9}$$

– дополнительные уравнения времени в мультиверсе.

Заметим, что классические решения Эйнштейна для пустого пространства удовлетворяют уравнениям (7)-(9).

Заметим, что в случае, когда $dd_1 \in I$, вместо (7)-(8) имеем:

$$\left[1 - \frac{d_1}{G_0} + \frac{3d}{c_0}\right] R_{ik} = 0 \ (mod\ I), \tag{10}$$

$$\int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = 0 \ (mod\ I). \tag{11}$$

В любом случае, классические решения $R_{ik} = 0$ с постоянными константами c, G (т.е. $d(a) = d_1(a) = 0$) удовлетворяют уравнениям поля (7)-(9) или (10), (11).

3. Уравнение для гравитационого поля

Рассматриваем лагранжиан для гравитационого поля в пространстве, заполненном материей:

$$S_{gm} = -\frac{c^3}{16\pi G} \int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx + \frac{1}{c} \int\limits_{\mathbb{R}^4} \Lambda\sqrt{-g}dx. \tag{12}$$

Тогда, варьируя лагранжиан для теории $\mathcal{T}$

$$S_{gm} = -\frac{1}{16\pi} \int\limits_{\mathbb{R}^m} da \left\{ \left[\frac{c_0^3}{G_0} - \frac{c_0^3}{G_0^2}d_1 + \frac{3c_0^2}{G_0}d - \frac{3c_0^2}{G_0^2}dd_1\right] \int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{c_0}\left(1 - \frac{d}{c_0}\right) \int\limits_{\mathbb{R}^4} \Lambda\sqrt{-g}dx \right\} \tag{13}$$

по g_{ik}, d и d_1, получаем

$$\left[1 - \frac{d_1}{G_0} + \frac{3d}{c_0} - \frac{3}{c_0 G_0}dd_1\right]\left(R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R\right) = \frac{8\pi G_0}{c_0^4}\left(1 - \frac{d}{c_0}\right) T_{ik} \ (mod\ I) \tag{14}$$

– уравнения гравитационного поля, и

$$(c_0 + 3d) \int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = 0 \ (mod\ I), \tag{15}$$

$$\frac{3c_0^2}{G_0^2}(G_0 - d_1) \int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = \frac{1}{c_0^2} \int\limits_{\mathbb{R}^4} \Lambda\sqrt{-g}dx \ (mod\ I) \tag{16}$$

– дополнительные уравнение времени в мультиверсе.

Заметим, что в случае, когда $dd_1 \in I$, вместо (17)-(19) имеем:

$$\left[1 - \frac{d_1}{G_0} + \frac{3d}{c_0}\right]\left(R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R\right) = \frac{8\pi G_0}{c_0^4}\left(1 - \frac{d}{c_0}\right)T_{ik}\ (mod\ I), \tag{17}$$

$$\int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = 0\ (mod\ I), \tag{18}$$

$$\frac{3c_0^2}{G_0}\int\limits_{\mathbb{R}^4} R\sqrt{-g}dx = \frac{1}{c_0^2}\int\limits_{\mathbb{R}^4} \Lambda\sqrt{-g}dx\ (mod\ I). \tag{19}$$

Литература

1. Гуц А.К. Элементы теории времени. Омск: Издательство Наследие. Диалог-Сибирь, 2004. 364 с.
2. Kock A. Synthetic Differential Geometry. Cambridge University Press, 1981.
3. Гольдблатт Р. Теория топосов. М.: Мир, 1983.
4. Moerdijk I., Reyes G.E. Models for Smooth Infinitesimal Analysis. Springer-Verlag, 1991.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.