В заключение авторы благодарят В. В. Соковишина, Д. Р. Хохлова и В. Н. Никифорова за помощь в проведении измерений и обсуждении результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Акимов Б. А., Брандт Н. Б. и др. ФТТ, 24, 1982, с. 1026. [2] Акимов Б. А., Брандт Н. Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с. 11. [3] Вул Б. М., Воронова И. Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с. 21. [4] Волков Б. А., Панкратов О. А. ДАН СССР, 1980, 255, с. 93.

Поступила в редакцию
07.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1982, т. 23, № 6

УДК 530.12:531.51

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ e/m В ПЯТИМЕРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ, ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА И СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Ю. С. Владимиров, В. В. Кислов

(кафедра теоретической физики)

Попытки объединения гравитации и электромагнетизма в рамках единой теории стали предприниматься сразу же после создания общей теории относительности. В работе Калуцы [1] был предложен пятимерный вариант единой теории. Однако этот вариант и первые его модификации обладали рядом существенных недостатков, отмеченных в свое время Эйнштейном [2] и др. Главным из недостатков было отсутствие предсказаний новых эффектов.

В последнее время вновь оживился интерес к такого рода и более общим единым теориям, в частности, удалось устранить большинство недостатков первых вариантов пятимерных теорий [3, 4]. Одно из предсказаний пятимерной теории изложено в данной работе.

Рассмотрим пятимерное риманово пространство, в котором пятая координата ассоциируется с введением в теорию электрического заряда. 5-метрику запишем в виде

$$G_{AB}=\begin{pmatrix} \varphi^2 g_{\mu\nu}-\dfrac{4k}{c^4}\,\varphi^2 A_\mu A_\nu & \dfrac{2\sqrt{k}}{c^2}\,A_\nu\varphi^2 \\ \dfrac{2\sqrt{k}}{c^2}\,\varphi^2 A_\mu & -\varphi^2 \end{pmatrix},$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрика 4-мерного физического пространства-времени, A_μ — векторный потенциал электромагнитного поля, k — ньютоновская постоянная тяготения, c — скорость света, φ — некоторый возникающий в теории дополнительный фактор, описывающий скалярное поле.

Запишем уравнения Эйнштейна в 5-мерном пространстве-времени:

$${}^5R_{AB}-\frac{1}{2}G_{AB}\,{}^5R=\varkappa Q_{AB},$$

где $A, B=0, 1, 2, 3, 5$; тензор Риччи ${}^5R_{AB}$ и скалярная кривизна ${}^5R$ определяются стандартным образом на основе метрики G_{AB}, а Q_{AB} — пятимерный тензор внешней материи. Производя 1+4-расщепление 5-мерного пространства-времени [4], выделяя явно пятую координату (т. е. представляя $G_{AB}=\tilde{g}_{AB}-\lambda_A\lambda_B$, где $\lambda_A=G_{A5}$, $\tilde{g}_{\mu\nu}=\varphi^2 g_{\mu\nu}$, $\tilde{g}_{\mu 5}=0$), и приняв также условие квазицилиндричности по пятой координате, когда от x^5 не зависят 4-метрика $g_{\mu\nu}$ и $A_\mu = -\frac{c^2}{2\sqrt{k}}\frac{G_{5\mu}}{G_{55}}$, а может зависеть лишь скалярное поле $\varphi^2 = -G_{55}$, получим для соответствующих проекций 10 уравнений Эйнштейна, 4 уравнения второй пары уравнений Максвелла и уравнение Клейна — Фока:

$$
{}^4R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}\,{}^4R = \frac{-2k}{c^4}\left(F_{\mu\alpha}F^{\alpha}_{\cdot\nu} - \frac{1}{4} g_{\mu\nu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}\right) +
$$

$$
+ \frac{3}{\varphi}\left(\overset{+}{\nabla}_\mu \overset{+}{\nabla}_\nu \varphi - g_{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \overset{+}{\nabla}_\alpha \overset{+}{\nabla}_\beta \varphi\right) - \frac{6}{\varphi^2} \overset{+}{\nabla}_\mu \varphi \overset{+}{\nabla}_\nu \varphi + 3 g_{\mu\nu} \frac{\varphi_{,55}}{\varphi} + \varkappa T_{\mu\nu}, \quad (1)
$$

$$
-\overset{+}{\nabla}_\nu\left[\varepsilon F^{\nu\mu}\right] = \varepsilon\left[\frac{3c^2}{\sqrt{k}} g^{\mu\nu}\left(\frac{\overset{+}{\nabla}_\nu \varphi_{,5}}{\varphi} - \frac{2\varphi_{,5}}{\varphi^2}\overset{+}{\nabla}_\nu \varphi\right) + \right.
$$

$$
\left. + \frac{c^2\varkappa}{\sqrt{k}}\varphi^3 Q^{\mu}_{B}\lambda^{B}\right], \quad \varepsilon = \varphi^3,
$$

$$
g^{\alpha\beta}\overset{+}{\nabla}_\alpha \overset{+}{\nabla}_\beta \varphi - \frac{1}{6}\,{}^4R\varphi - \left(\frac{k}{2c^4}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta} + \frac{2\varphi^2_{,5}}{\varphi^2}\right)\varphi = \frac{-\varkappa}{3}\varphi^3 Q_{AB}\lambda^A\lambda^B,
$$

где $\overset{+}{\nabla}_\alpha = \nabla_\alpha + \frac{2\sqrt{k}}{c^2} A_\alpha \frac{\partial}{\partial x^5}$, $T_{\mu\nu} = Q_{AB}G^A_\mu G^B_\nu$,

λ^A — пятимерная монада [4], $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля.

Уравнение геодезической для пробной частицы также может быть записано в пятимерном виде [4]:

$$
\frac{d^2x^A}{dI^2} + P^A_{BC}\frac{dx^B}{dI}\frac{dx^C}{dI} = 0,
$$

где $P^A{}_{BC}$ — пятимерные символы Кристоффеля, $dI^2 = G_{AB}dx^A dx^B$. Проводя опять 1+4-расщепление, получим

$$
\frac{du^\mu}{ds} = -\Gamma^\mu_{\alpha\beta}u^\alpha u^\beta - \frac{2\sqrt{k}}{c^2}\frac{d\lambda}{ds}F^{\mu}_{\cdot\alpha}u^\alpha + \left[1 - \left(\frac{d\lambda}{ds}\right)^2\right](\Phi^\mu - \Phi_\alpha u^\alpha u^\mu), \quad (2)
$$

$$
\frac{d}{ds}\ln\left|\left(\frac{d\lambda}{ds}\right)^2 \Big/ 1 - \left(\frac{d\lambda}{ds}\right)^2\right| = -2\frac{d}{ds}\ln\varphi, \quad (3)
$$

где $\Phi_\mu = \frac{1}{\varphi}\overset{+}{\nabla}_\mu\varphi$, $\frac{d\lambda}{ds} = \frac{q}{2\sqrt{k}\,m}$.

Тогда из (2) находим

$$
\left(\frac{d\lambda}{ds}\right)^2 = \frac{W_1}{\varphi^2 + W_1},
$$

где W_1 — константа интегрирования, или

$$
\frac{q^2}{4km^2} = \frac{W_0}{\varphi^2 + W_0(1-\varphi^2)}, \quad W_0 = \left.\frac{q^2}{4km^2}\right|_{\varphi^2=1} = \frac{q_0^2}{4km_0^2}. \quad (4)
$$

Отсюда видно, что отношение электрического заряда к массе пробной частицы зависит от значения поля φ в данной точке. Последнее определяется решением системы уравнений (1).

Точное статическое сферически-симметричное решение этих уравнений в вакууме ($Q_{AB}=0$, $A_\mu=0$) найдено [5]. Оно обобщает решение Шварцшильда и описывает, в частности, метрику пространства-времени вокруг Земли или Солнца. Более удобно использовать приближенное решение [4]:

$$ds^2 \approx \left[1-(1-\alpha)\frac{r_g}{r}\right]dx_0^2-\left[1+(1+2\alpha)\frac{r_g}{r}\right]dr^2-r^2(d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2), \quad (5)$$

$$\varphi^2 \approx 1-\alpha\frac{r_g}{r}-\frac{\alpha(\alpha+1)}{2}\left(\frac{r_g}{r}\right)^2, \quad (6)$$

где $r_g=2kM/c^2$ — гравитационный радиус источника, α — некоторая константа, αr_g характеризует «скалярный заряд» источника.

Подставляя (5)—(6) в (2), стандартными вычислениями можно найти поправки к классическим эффектам ОТО. Так, для смещения перигелия Меркурия за один оборот имеем

$$\delta\varphi=\frac{3}{2}\pi r_g\left(\frac{1}{r_{\min}}+\frac{1}{r_{\max}}\right)(1+2\alpha)=\delta\varphi_0(1+2\alpha),$$

где $\delta\varphi_0$ — смещение, вычисленное в рамках ОТО. Для отклонения лучей света, проходящих на расстоянии R от источника,

$$\delta\beta=\frac{2r_g}{R}\left(1-\frac{\alpha}{2}\right)=\delta\beta_0\left(1-\frac{\alpha}{2}\right).$$

Значение константы α неизвестно, она может оказаться очень малой, а общерелятивистские эффекты в настоящий момент измеряются с точностью лишь порядка 1%.

Значительно более существенные эффекты пятимерия можно ожидать, используя пятое уравнение геодезической (3). Подставляя (6) в (4), находим для отношения электрического заряда к массе в первом приближении по r_g/r:

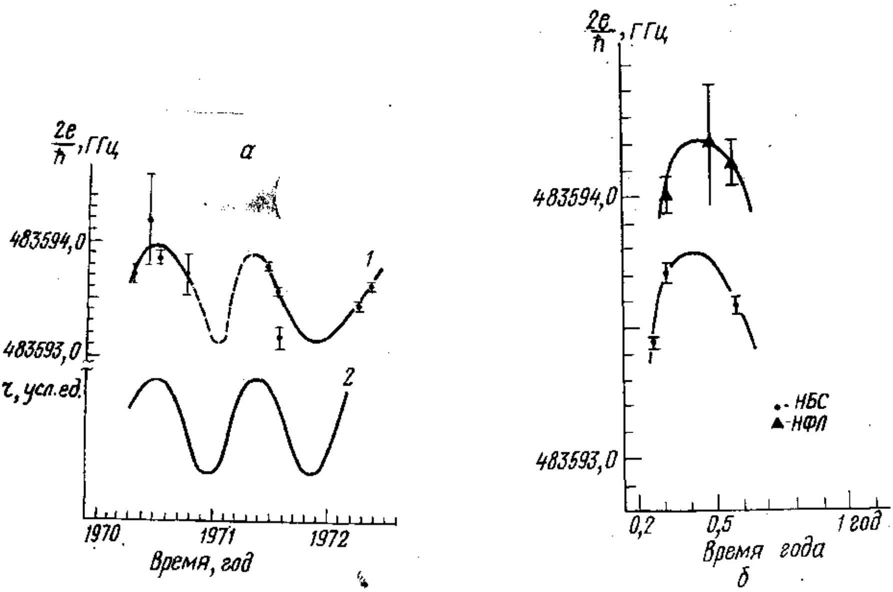
$$\frac{q^2}{m^2}=\frac{q_0^2}{m_0^2}\left(1-\alpha\frac{r_g}{r}\frac{q_0^2}{4km_0^2}\right). \quad (7)$$

Отсюда следует, что это отношение, измеренное на Земле, должно изменяться с высотой из-за влияния скалярного заряда Земли. Кроме того, это отношение должно изменяться вместе с изменением расстояния r от Земли до Солнца (из-за влияния скалярного заряда Солнца на отношение q/m). Учитывая, что орбита Земли — эллипс (максимальное расстояние в начале июля ~152 млн. км и минимальное расстояние в начале января ~147 млн. км), следует ожидать сезонных изменений отношения q/m для измерений, проведенных на Земле. При этом наиболее выгодно производить измерения для частиц с максимальным значением q/m, т. е. для электронов $e/m \simeq 10^{18}$. Величина вариаций зависит от отношения r_g/r, а также от значения параметра α, который должен быть определен экспериментально. Есть косвенные указания на то, что это может быть сделано уже при существующей точности экспериментальных измерений. Оказалось, что результаты измерений джозефсоновской частоты * $\omega_J=2e/\hbar$ обнаруживают тенденцию зависимости величины ω_J от времени года. Ниже (таблица) мы воспроизводим данные лабораторий НБС (США), НФЛ (Великобритания), НЛС (Австралия), ФФТБ (ФРГ), приведенные в работе [6, с. 181].

---

* Заметим, что при измерениях джозефсоновской частоты фактически полагалось m=const, однако нам представляется, что на самом деле измерялась величина, пропорциональная e/m (если считать, что $\hbar$=const).

Лаборатория	2 e/ħ, ГГц/$V_{лаб}$	Погрешность, 10^{-6}	Приблизительный период проведения измерений	Предполагаемое точное среднее время измерений (год и доли года)
НБС	483593,718 (60)	0,12	февраль—май	1970,33
НФЛ	483594,2 (4)	0,8	июнь	1970,50
НЛС	483593,84 (5)	0,1	июнь—июль	1970,52
ФФТБ	483593,7 (2)	0,4	осень	1970,79
НБС	483593,589 (24)	0,05	июль—август	1971,57
НФЛ	483594,15 (10)	0,02	июль	1971,58
НЛС	483593,80 (5)	0,1	июнь—июль	1971,49
НБС	483593,444 (24)	0,05	апрель	1972,29
ФФТБ	483593,606 (19)	0,04	май	1972,38



Характер изменения джозефсоновской частоты (*1*) и расстояния Солнце — Земля (*2*) по суммарным данным [6] — *а* и по данным НФЛ и НБС в отдельности (*б*)

Расстояние от Земли до Солнца изменяется аналогично изменению величины ω_J на рисунке.

Итак, задача состоит в проведении прямого эксперимента по проверке зависимости отношения заряда электрона к массе (e/m) от времени года, точнее, от расстояния до Солнца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Калуца Т. В кн.: Альберт Эйнштейн и теория гравитации. М.: Мир, 1979, с. 529 [2] Эйнштейн А. Собр. науч. трудов. Т. 2. М.: Наука, 1960. [3]. Владимиров Ю. С. В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф.:«Соврем. теорет. и эксперим. пробл. теории относительности и гравитации». М.: Изд-во МГУ, 1981, с. 123 [4] Владимиров Ю. С. Системы отсчета в теории гравитации. М.: Энергоиздат, 1982. [5] Cramer D. K. Acta phys. polon., 1971, B2, p. 807. [6] Квантовая метрология и фундаментальные константы / Под ред. Р. Н. Фаустова и В. П. Шелеста. М.: Мир, 1981.

Поступила в редакцию
16.04.82