О ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ СОЛНЦА

Н.М.Полиевктов-Николадзе

Противоречие следствий уравнений Эйнштейна, результатам измерений Дикке и Гольденберга [1] приводит к обсуждению гравитационного искривления световых лучей. Пусть $\delta_\gamma = 1 - \beta\beta_Э^{-1}$, где β – эмпирический угол отклонения луча на краю Солнца, $\beta_Э$ – эйнштейновское значение (1,75"). Эмпирические данные [2] позволяют предположить, что $\delta_\gamma \sim -0{,}1$. Если допустить существование неметрического (независящего от тензора кривизны) гравитационного поля, то тогда, согласно [3], $\delta_\gamma = (2\omega + 4)^{-1}$, где ω – универсальная постоянная. Оценка по вращению перигелия приводит к $\omega > 6$ и к $0 < \delta_\gamma < 6\%$, что заведомо противоречит опыту, если $\delta_\gamma < 0$.

Рассмотрим метрическую теорию [4]. В простейшем случае неэйнштейновские уравнения тяготения имеют следующий вид:

$$R^i_k - \frac{1}{2} R \delta^i_k + \zeta^2_n \delta^i_k - \zeta^i_k + Y^i_k = \kappa_1 T^i_k , \quad (Y^i_k = \zeta R^i_k - \frac{1}{2} X \delta^i_k), \quad (1)$$

где T^i_k – тензор материи, R^i_k – тензор Риччи, $R = R^n_n$, $X = RF(l^2, R)$, $\zeta = dX/dR$, ζ^i_k – ковариантные производные функции ζ, l и κ_1 – универсальные постоянные ($[l] = M$, $[\kappa_1] = см \cdot эрг^{-1}$). Согласно условиям сходимости интегрального 4-импульса

$$R = \mathrm{const}\, l^{-2} \zeta^n, \quad (\zeta \to 0), \tag{2}$$

причем либо $1 \leqslant n < 3$, либо $n > 3$. В статическом поле условие (2) приводит к асимптотике $\phi = -Gmr^{-1}$, $\zeta = r_1 r^{-1}$, $(r \to \infty)$, где r – расстояние от материи, ϕ – гравитационный потенциал, G – ньютоновская универсальная постоянная, m – гравитационная масса. Асимптотические параметры m и r_1 в общем виде определяют компоненту $P^0 = m_0 c^2$ полного статического 4-импульса, т.е. инертную массу покоя материи:

$$\frac{m_0}{m} = \frac{\kappa}{\kappa_1}\left(1 - \frac{r_1}{r_0}\right), \quad (r_0 = 2Gmc^2, \ \kappa = 8\pi G c^{-4}). \tag{3}$$

Если $1 \leqslant n < 3$, $m_0 r_1 \equiv 0$. Если же $n > 3$, то $r_1 \neq 0$ и в этом случае r_1 определяется параметрами материи. Следовательно, теория допускает неуниверсальность отношения $m_0 m^{-1}$. Результат отнюдь не обязан противоречить действительности, так как равенство $m_0 = m$ точно проверено только для лабораторных масс, а методика независимых прецизионных измерений m_0 и m для астрономических масс еще неизвестна.

Возможность $r_1 = 0$ противоречит опыту. Результат вытекает из нерелятивистского предела уравнений (1) для статического поля:

$$\Delta\phi + \frac{1}{2}c^2 \Delta\zeta = 4\pi \frac{\kappa_1}{\kappa} G\rho, \quad \Delta\zeta - \frac{1}{3}R = -\frac{1}{3}\kappa_1 c^2 \rho, \tag{4}$$

где Δ – лапласиан, ρ – плотность массы. Для согласия с лабораторными данными, учитывая (3), при $r_1 = 0$ следует считать $\kappa_1 = \kappa$. В таком случае, согласно (4) и (2), во внутреннем поле $\Delta\phi = 4\pi G(1 + \epsilon)\rho$, где $\epsilon \sim (\kappa c^2 \rho)^{1/n - 1} a^{-2} \ell^{2/n}$, $(1 \leqslant n < 3)$, a – размер тела, причем поправка ϵ в обычных условиях должна быть малой. Для ее оценки найдем константу ℓ по параметру δ аномального вращения перигелия Меркурия. Из уравнений (1) и из формулы (1) работы [5], следует:

$$R(p) \approx -9\frac{r_0^2}{p^4}\left(\delta - \frac{4}{3}\frac{r_1}{r_0}\right), \tag{5}$$

где R – скалярная кривизна, параметр r_1 относится к полю Солнца, $r_0 \approx 3$ *км* – гравитационный радиус Солнца, $p \approx 5{,}5 \cdot 10^7$ *км* – радиус орбиты Меркурия; по измерениям [1], $\delta \approx +0{,}08$. Согласно (2) и (4), во внешнем пространстве

$$R(r) \approx \ell^{-2}(\ell/r)^{2n/n-1}, \ (1 < n < 3); \quad R(r) \approx \ell^{-2}(r_1/r)^n, \ (n > 3); \tag{6}$$

при $n = 1$, $R(r) = \mathrm{const}\, r^{-1} \exp(-r/\ell)$. Из (5) и из первой формулы (6) получается оценка ℓ для $r_1 = 0$, согласно которой при плотности $\rho \approx 5$ *г·см*$^{-3}$ $\epsilon \sim (a_0/a)^2 \ 10^{9/n - 7}$, где $1 \leqslant n < 3$, $a_0 \approx 6 \cdot 10^3$ *км* – радиус Земли;

для гравиметрического объекта с размерами $a \sim 10$ *км* получается $\epsilon \sim 40$, что не может входить в рассмотрение. Результат полностью исключает возможность $r_1 = 0$, следовательно, согласно (3), равенство $m_0 = m$ не есть точный закон природы.

Нарушение закона $m_0 = m$ приводит к наблюдаемым эффектам. Из уравнений (1) и из формулы (3) работы [5] следует, что при $r_1 \neq 0$, $\delta_\gamma = (r_1 / r_0)_\odot$ с точностью до величин $\sim r_0 r_\odot^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ ($r_\odot = 7 \cdot 10^5$ *км*, индекс $\odot$ относится к Солнцу). Следовательно,

$$\frac{m_0}{m}(\odot) = \frac{\kappa}{\kappa_1}(1 - \delta_\gamma), \tag{7}$$

что позволяет непосредственно найти отношение масс Солнца по наблюденному параметру δ_γ. Численное значение универсальной константы $\kappa\kappa_1^{-1}$ вытекает из (4) и из оценки $\ell \approx \lambda^{n/2} \cdot 10^{20-4n}$ *см*, $\lambda = |o| \delta_\gamma |$, $n > 3$, которая отвечает (5) и второй формуле (6). Согласно (4), уравнение Пуассона выполняется не только при $\Delta\zeta << R$ ($\kappa_1 = \kappa$), но и при $\Delta\zeta >> R$ ($\kappa_1 = 3/4\,\kappa$), причем во втором случае $\Delta\phi = 4\pi G(1 + \epsilon_1)\rho$ и если $\epsilon_1 \lesssim 1$, то $\epsilon_1 \sim R(\Delta\zeta)^{-1} \sim \ell^{-2}(\phi / c^2)^n$, ϕ – ньютоновский потенциал. При данном порядке ℓ, возможность $\kappa_1 = \kappa$ исключается (аналогично случаю $r_1 = 0$), а ϵ_1 оказывается величиной $\sim (a/a_0)^{2n} \times$ $\times (\rho / 5)^{n-1} \lambda^{-n}\, 10^{-14}$ (ρ – в *г/см*$^{-3}$) и приводит к неуловимым (в обычных условиях) нарушениям уравнения Пуассона. Следовательно, в реальном поле

$$\kappa_1 = \frac{3}{4}\kappa \tag{8}$$

и согласно (7) величина $\delta_m = m_0 m^{-1} - 1$ для Солнца имеет нерелятивистский порядок (если только $\delta_\gamma \neq +0{,}25$, т.е. $\beta \neq 1{,}31''$, что по-видимому заведомо исключено). При $\delta_\gamma = -0{,}1$ $m_0(\odot) = 1{,}47\, m(\odot)$ и при всех вероятных значениях δ_γ, $m_0(\odot) > m(\odot)$.

Мы видим, что согласно метрической теории, δ_γ вызвана неравенством масс Солнца. Нерелятивизм δ_m объясняется неэйнштейновским характером внутреннего поля, которое (согласно оценке ϵ_1) может существенно отклоняться от уравнения Пуассона, оставаясь при этом нерелятивистским ($|\phi| << c^2$). Поэтому внутреннее состояние нерелятивистских звезд (как и Солнца) должно заметно отличаться от пуассоновского. Для планет солнечной системы, $\delta_m \sim \epsilon_1 \lesssim 1$ (для Юпитера и Сатурна $\delta_m \sim 10^{-8}$ и 10^{-9} при $n = 4$ и $\delta_m \sim 10^{-7}$ и 10^{-8} при $n = 5$).

Подробная теория будет изложена в ЖЭТФ.

Тбилисский
Государственный университет

Поступило в редакцию
28 августа 1967 г.

Литература

[1] R.Dicke, H.Mark Goldenberg. Phys. Rev. Lett., 18, 313, 1967.
[2] Г.Мак-Витти. Общая теория относительности и космологии. ИЛ, 1961.

[3] C.Brans, R.Dicke. Phys. Rev., 124, 925, 1961.
[4] Н.М.Полиевктов-Николадзе. ЖЭТФ, 52, 1360, 1967.
[5] Н.М.Полиевктов-Николадзе. Письма ЖЭТФ, 6, 874, 1967.

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В НЕОДНОРОДНО ИНВЕРТИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Л.А.Ривлин

Некоторые экспериментальные особенности динамики излучения полупроводниковых квантовых генераторов [1–5] дают основания полагать, что полупроводниковая структура, состоящая из чередующихся участков с различными положениями квазиуровней Ферми μ (например, лазер с изолированными областями инжекции [6,7]), образует нелинейную устойчивую среду с отрицательным поглощением, аналогичную известным двухкомпонентным средам [8–10], со следующим механизмом нелинейности.

В полупроводниковой структуре, устойчивой в исходном состоянии, под воздействием света происходит повышение μ_m на поглощающем участке и понижение μ_n на усиливающем, что сопровождается изменением соответствующих коэффициентов отрицательного поглощения g_m и g_n. В силу асимметрии частотной зависимости коэффициента поглощения эти изменения протекают для заданной частоты света ω с разными скоростями:

$$\frac{dg_m}{dt} > -\frac{dg_n}{dt}.$$

Поэтому полный коэффициент отрицательного поглощения $g = \gamma_n g_n + \gamma_m g_m$ вначале растет, пока не произойдет насыщение участка поглощения, а затем падает по мере приближения к насыщению усиливающего участка ($\gamma_m + \gamma_m = 1$ – относительные протяженности участков структуры). Такой ход типичен для устойчивых двухкомпонентных сред [8–10] и позволяет объяснить данные опыта [1–5].

Можно показать, что для модели с постоянной плотностью состояний ρ_B в валентной зоне и экспоненциальной зависимостью

$$\rho = \rho_{n'} \exp\frac{E}{E_0}$$

от энергии E в зоне проводимости [11] при температуре $T = 0$ такая среда, в которой

$$g(\hbar\omega) = (cA)^{-1}\{[\gamma_n - \exp(-\frac{\mu_B}{E_0})]\exp\frac{\hbar\omega}{E_0} + \gamma_m \exp\frac{\mu_m}{E_0}\},$$