К Р А Т К И Е   С О О Б Щ Е Н И Я

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.12

ИСКРИВЛЕНИЕ ЛУЧЕЙ СВЕТА ЦЕНТРАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМ ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЕМ В СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

В.И. Денисов, Х.Х. Эрнандес

(*кафедра квантовой теории и физики высоких энергий*)

E-mail: denisov@srd.sinp.msu.ru

Показано, что эффект гравитационного искривления лучей света может быть использован для поиска звезд, обладающих скалярным зарядом.

В последнее время в научной литературе большое внимание уделяется гравитационному линзированию электромагнитного излучения. В основе этого явления, как известно, лежит способность гравитационного поля искривлять электромагнитные лучи, в результате чего любое массивное тело служит своеобразной линзой. Интерес к этим вопросам особенно возрос после появления работы [1], в которой сообщалось о первых наблюдениях эффекта гравитационного линзирования. Однако в теоретическом плане эти исследования страдают неполнотой, так как все рассмотренные гравитационные линзы предполагались собирающими. На первый взгляд такое ограничение представляется вполне обоснованным. Действительно, поскольку на движущиеся фотоны в гравитационном поле массивных тел действуют силы притяжения, то искривление лучей в таком поле напоминает искривление лучей после прохождения собирающей линзы.

Но в природе существуют и такие источники, гравитационное поле которых, согласно теории Эйнштейна, оказывает отталкивающее действие на нерадиально движующиеся массивные частицы и фотоны. Следует особо подчеркнуть, что появление сил гравитационного отталкивания в ОТО не связано с существованием каких-либо частиц с отрицательной массой. Таким свойством, как показано в работе [2], обладает гравитационное поле, создаваемое статическим сферически-симметричным безмассовым скалярным полем.

Еще более ярко гравитационное отталкивание должно проявляться в скалярно-тензорной теории гравитации, предложенной в работе [3]. Исследуем это явление в том случае, когда вклад скалярного поля в гравитационное поле центрально-симметричного тела значительно больше вклада от его массы.

Рассмотрим сферически-симметричную звезду массы M, обладающую скалярным зарядом Q, которую в дальнейшем будем называть центром тяготения. Эффективное гравитационное поле этой звезды в сферических координатах будет иметь вид [3]

$$\widetilde{g}_{00} = \Big(1-\frac{a}{r}\Big)^{r_g/a} I^s,$$
$$\widetilde{g}_{rr} = -\Big(1-\frac{a}{r}\Big)^{-r_g/a} I^s + \frac{bQ^2}{r^4}\Big(1-\frac{a}{r}\Big)^{-2} I^p, \qquad (1)$$
$$\widetilde{g}_{\theta\theta} = -r^2\Big(1-\frac{a}{r}\Big)^{1-r_g/a} I^s, \quad \widetilde{g}_{\varphi\varphi} = \widetilde{g}_{\theta\theta}\sin^2\theta,$$
$$I = 1 - \frac{wQ^2}{r^4}\Big(1-\frac{a}{r}\Big)^{r_g/a-2},$$

где $a = \sqrt{r_g^2+\xi}$, r_g означает гравитационный радиус центрального источника, $\xi = 32\pi\lambda Q^2$, b, p, s, w, λ — постоянные величины нашей теории.

При $\xi \to 0$ выражения (1) переходят в решение Шварцшильда [4] в изотропных координатах.

Следует отметить, что в настоящее время трудно сделать какие-либо определенные заключения об экспериментальном статусе метрики (1), и прежде всего о наличии или отсутствии в природе скалярных зарядов. Как известно, ряд теоретических моделей в той или иной степени использует представления о скалярных частицах, и поиски таких частиц в настоящее время проводятся на многих ускорителях мира. Но экспериментальное изучение скалярных частиц требует использования больших энергий. Поэтому образование таких частиц, если они существуют в природе, наиболее вероятно в астрофизических условиях в результате процессов сверхвысоких энергий, которые пока недостижимы на Земле.

Таким образом, наиболее вероятными объектами, которые создают метрику (1), являются звезды, обладающие скалярным зарядом. Такие звезды мы в дальнейшем для краткости будем называть скалярными.

Рассмотрим случай, когда $\xi \gg r_g^2$ и $wsQ^2/r^4 \sim \sim \xi/r^2$. Тогда выражения (1) принимают вид разложений:

$$\widetilde{g}_{00} = 1 - \frac{r_g}{r} - \frac{r_g\sqrt{\xi}}{2r^2} - \frac{wsQ^2}{r^4},$$

$$\widetilde{g}_{rr} = -\Big[1 + \frac{r_g}{r} + \frac{r_g\sqrt{\xi}}{2r^2} - \frac{Q^2}{r^4}(b + ws)\Big],$$

$$\widetilde{g}_{\theta\theta} = -r^2\Big[1 + \frac{r_g}{r} - \frac{\sqrt{\xi}}{r} - \frac{r_g\sqrt{\xi}}{2r^2} - \frac{wsQ^2}{r^4}\Big]. \qquad (2)$$

Исходя из уравнений геодезического движения

$$\frac{dk^i}{d\sigma} + \Gamma^i_{nl}k^n k^l = 0,$$

где σ — некоторый аффинный параметр, находим:

$$k^0 = \frac{dt}{d\sigma} = \frac{E_0}{\widetilde{g}_{00}}, \quad k^\varphi = \frac{d\varphi}{d\sigma} = -\frac{\alpha}{\widetilde{g}_{\varphi\varphi}}, \qquad (3)$$

$$k^r = \frac{dr}{d\sigma} = \left[-\frac{1}{\widetilde{g}_{rr}}\left(\frac{E_0^2}{\widetilde{g}_{00}} + \frac{\alpha^2}{\widetilde{g}_{\varphi\varphi}}\right)\right]^{1/2}.$$

Постоянные интегрирования E_0 и α определим, задавая условие, чтобы на бесконечности для фотона частоты ω_0 выполнялось соотношение $|[\mathbf{rk}]| = \omega_0\rho/c$, где ρ — прицельное расстояние, а c — скорость света. Нормируя последнее выражение при условиях $r \to \infty$ и $\varphi \to \pi$, находим

$$E_0 = \frac{\omega_0}{c}, \quad \alpha = \frac{\omega_0}{c}\rho. \qquad (4)$$

Исключая параметр σ из последних двух выражений (3) и учитывая соотношения (4), имеем:

$$\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 = -\frac{\widetilde{g}^2_{\varphi\varphi}}{\rho^2\widetilde{g}_{rr}}\left[\frac{1}{\widetilde{g}_{00}} + \frac{\rho^2}{\widetilde{g}_{\varphi\varphi}}\right]. \qquad (5)$$

Решение этого уравнения выражается через эллиптические функции. Для вычисления угла искривления луча в постньютоновском приближении (2) сделаем замену $u = r^{-1}$. В результате уравнение (5) с интересующей нас точностью примет вид

$$\left(\frac{du}{d\varphi}\right)^2 = \frac{1}{\rho^2}\Big[1 + 2(r_g - \sqrt{\xi})u + (\xi - \rho^2 - 3r_g\sqrt{\xi})u^2 + \qquad (6)$$
$$+ \rho^2\sqrt{\xi}u^3 + bQ^2u^4 - bQ^2\rho^2u^6\Big].$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$u = \frac{1}{\rho}[A + B\sin\psi(\varphi)], \qquad (7)$$

где A и B — некие пока неизвестные параметры.

Подставляя соотношение (7) в уравнение (6), несложно получить выражения для A, B и ψ:

$$A = \frac{r_g}{\rho} - \frac{\sqrt{\xi}}{2\rho}, \quad B = 1 + \frac{\xi}{8\rho^2} - \frac{r_g\sqrt{\xi}}{\rho^2},$$

$$\psi(\varphi) = \varphi + \varphi_0 + \frac{\sqrt{\xi}}{2\rho}\cos(\varphi + \varphi_0) +$$
$$+ \frac{\xi}{32\rho^2}\Big[2(\varphi + \varphi_0) - \sin 2(\varphi + \varphi_0)\Big] +$$
$$+ \frac{bQ^2}{64\rho^4}\Big[12(\varphi + \varphi_0) - 8\sin 2(\varphi + \varphi_0) + \sin 4(\varphi + \varphi_0)\Big],$$

где φ_0 — постоянная интегрирования.

Если считать, что источник электромагнитного излучения находится в точке $\varphi = \pi, u = 0$, то $\varphi_0 = r_g/\rho - \pi\xi/(16\rho^2) - 3\pi bQ^2/(16\rho^4)$.

После прохождения луча света мимо источника гравитационного поля $u \to 0$. Учитывая, что угол искривления луча $\delta\varphi$ достаточно мал, из этого условия находим с требуемой точностью:

$$\delta\varphi = \frac{2r_g}{\rho} - \frac{\pi\xi}{16\rho^2} - \frac{3\pi bQ^2}{16\rho^4}. \qquad (8)$$

Очевидно, что если константы, связанные со скалярным полем, обратить в нуль, то угол отклонения (8) примет характерное для ОТО значение. Разные знаки у слагаемых этого выражения показывают, что скалярное поле создает гравитационное поле, которое оказывает отталкивающее действие на лучи света.

Эффект гравитационного искривления лучей света может быть использован для поиска звезд, обладающих скалярным зарядом. Действительно, поскольку слагаемые в выражении (8) имеют различную зависимость от прицельного расстояния ρ, то, проводя измерения углов искривления лучей при нескольких значениях прицельного расстояния, можно определить каждое из этих слагаемых независимо и тем самым измерить величину скалярного заряда звезды.

Литература

1. *Flynn C., Gould A., Bahcall J.* // Astrophys. J. 1996. **466**. P. L55.
2. *Denisova I.P., Mehta B.V., Zubrilo A.A.* // Gen. Relat. and Grav. 1999. **31**. P. 821.
3. *Денисов В.И., Эрнандес Х.Х.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. №2. С. 3 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 2. P. 1).
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию
11.07.01