

## О ПРИРОДЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

*Н.М.Полневский-Николадзе*

Измерения сплюснутости Солнца (Дикке, Голденберг [1]) приводят к оценке  $\delta \sim +10\%$  для Меркурия [1], где  $1 - \delta$  есть скорость релятивистского вращения перигелия в единицах ее эйнштейновской величины. Результат ( $\delta$  - эффект) показывает неточность уравнений Эйнштейна (для которых  $\delta = 0$ ) и приводит к вопросу о правильности основного метрического принципа общей теории относительности (отождествление гравитационного поля с полем тензора кривизны 4-пространства). Покажем, что при некотором уточнении, метрический принцип (как таковой) допускает прямые эмпирические проверки. Уточнение заключается в предположении, что уравнения тяготения (аналогично [2, 3]) отвечают вариационному принципу и строго подчиняются принципу эквивалентности в смысле [3] включения гравитационного взаимодействия в лагранжиан материи (допустимо метрическое взаимодействие, при котором принцип эквивалентности выполняется только с заданной степенью точности; частное замечание Е.Л.Фейнберга, 1965). В таком случае уравнения тяготения, независимо от своей конкретной формы, приводят к геодезическим уравнениям движения для частицы в гравитационном поле, из которых следуют некоторые общие выводы.

В применении к  $\delta$ -эффекту, геодезический принцип показывает, что реальная метрика внешнего поля Солнца не совпадает с шварцшильдовской, для которой тензор Риччи  $R^i_k = 0$ . Следовательно, в реальном поле  $R^i_k \neq 0$  в пустоте (плотность солнечного излучения вносит в эмпирическую оценку  $\delta$  вклад  $\sim 10-6\%$ ) и метрической причиной  $\delta$ -эффекта является нелокальная связь между  $R^i_k$  и тензором материи  $T^i_k$ . Нелокальность противоречит только уравнениям Эйнштейна ( $R^i_k = \kappa (T^i_k - 1/2 \delta^i_n T^n_n)$ ) но не общим метрическим уравнениям [2, 3] (из которых она следует) и сама по себе не есть аргумент против метрической теории. Однако этот пункт допускает принципиальную проверку.

Нелокальность приводит к возникновению аномальных гравитационных волн, в поле которых  $R^i_k \neq 0$ . В следующем сообщении будет показано, что метрическая структура уравнений тяготения исключает конечную массу покоя  $\mu$  аномальных гравитонов, если  $\delta \neq 0$ . Следовательно, экспериментальное значение  $\mu$  для реальных гравитационных волн (которое в настоящее время неизвестно) есть один из критериев метрического принципа.

В применении к астрономическим данным, метрический принцип приводит к феноменологическим (независящим от конкретного вида теории) соотношениям между наблюдаемыми неэйнштейновскими величинами. В самом деле, рассмотрим гравитационное поле Солнца, считая его статическим и сферически-симметричным (квадрупольность вносит в численные коэффициенты (4) ничтожные поправки  $\ll 10^{-3}\%$ ). Метрика центрального поля содержит три радиальные функции, из которых одна определяется способом измерения расстояния, а вторая - гравитационным полем, [4]. Измеряя расстояние  $r$  по угловому размеру объек-

та относительно центра Солнца (расстояние по Солнцу) имеем:  $ds^2 = c^2 f dt^2 - (hf)^{-1} dr^2 - r^2 (d\nu^2 + \sin^2 \nu d\phi^2)$ , где  $f$  и  $h$  — функции поля, которые будем считать эмпирическими неизвестными. В метрике Шварцшильда ( $h = 1, f = 1 - r_0 r^{-1}, r_0 = 2 Gm c^{-2}, m$  — гравитационная масса Солнца, [4]) имеется всего 1 эмпирический параметр  $r_0$ . В неэйнштейновском поле  $h = 1 + u(r), f = 1 - r_0 r^{-1} + w(r)$ , где  $u$  и  $w$  вызваны нелокальной связью между  $R_k^i$  и  $T_k^i$ , а  $r_0$  имеет прежний смысл (т.е.  $r w \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ ). Следовательно, здесь имеются 2 эмпирические функции  $u$  и  $w$ , которые можно определить из уравнений движения по двум (очевидно — неэйнштейновским) наблюдаемым величинам, после чего все остальные неэйнштейновские наблюдаемые окажутся связанными с первыми феноменологическими соотношениями, вид которых зависит только от характера уравнений движения; последние являются геодезическими для всех метрических теорий типа [2, 3], что и дает возможность их эмпирической проверки в целом. Независимо от проверки теории, феноменологические соотношения могут оказаться весьма полезными для метрического анализа эмпирических данных.

Получим феноменологическое соотношение для наблюдаемых  $\delta, \delta_K$  и  $\delta_\gamma$ , где  $\delta$  определена в начале,  $\delta_K$  — релятивистская поправка к закону Кеплера ( $T^2 a^{-3} = 4\pi^2 (Gm)^{-1} (1 + \delta K)$ ;  $a$  — большая полуось по Солнцу,  $T$  — по собственному времени планеты),  $1 - \delta_\gamma$  — эмпирический угол гравитационного отклонения светового луча на краю Солнца в единицах его эйнштейновской величины. Считая  $u$  и  $w$  (см. выше) малыми (что допустимо, так как  $\delta \sim 0,1 \ll 1$ ), учитывая их в геодезических уравнениях только в первом приближении и пренебрегая эксцентриситетом (ошибка  $\sim 10\%$  для Меркурия и Плутона и  $< 1\%$  для остальных планет), имеем:

$$\delta(r) = \frac{r}{3r_0} u - \frac{r^2}{3r_0} \frac{dw_1}{dr} + \frac{r}{3r_0} \left( w - 2r \frac{dw}{dr} \right), \quad (1)$$

$$\delta_K(r) = \frac{3r_0}{2r} (1 - 2\delta(r)) + w_1 + \frac{1}{2} w, \quad (2)$$

где  $r_0 = 2 Gm c^{-2}$ ,  $w_1 = -r^2 r_0^{-1} w^{\dot{}}(r)$ ,  $r$  — радиус орбиты (по Солнцу) планеты, к которой относятся  $\delta(r)$  и  $\delta_K(r)$ ;

$$\delta_\gamma = \frac{r_\odot^2}{2r_0} \int_{r_\odot}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{r^2 - r_\odot^2}} \left( u + w - r \frac{dw}{dr} \right), \quad (3)$$

где  $r_\odot = 7 \cdot 10^5$  км есть радиус Солнца ( $r_0 = 3$  км). Оценивая производные делением на  $r$  ( $u$  и  $w$  должны быть степенными функциями вследствие  $\mu = 0$ ;  $\mu$  — см. выше), легко проверить, что с погрешностью  $\sim r_0 r^{-1} \lesssim 10^{-7}$  в (1 — 2) можно вычеркнуть все  $w$  — члены кроме  $w_1$ , а в (3) — оставить только  $u$ . В результате получается весьма простое феноменологическое соотношение:

$$\delta\gamma = \frac{3}{2} r_{\odot}^2 \int_{r_{\odot}}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{r^2 - r_{\odot}^2}} \left[ \delta(r) + \frac{r^2}{3r_0} \frac{d\bar{\delta}_K(r)}{dr} \right], \quad (4)$$

где  $\bar{\delta}_K(r) = \delta_K(r) - 1,5 r_0 r^{-1} (1 - 2\delta/r)$  есть неэйнштейновская часть  $\delta_K$ ; знак  $\approx$  означает погрешность  $\lesssim 10\%$  (пренебрежение эксцентриситетом). Необходимый для проверки (4) уровень эмпирической информации очевиден.

(4) приводит к некоторым предсказаниям. Если для всех планет (как для Меркурия)  $\delta > 0$ , то вероятно  $\bar{\delta}_K(r) < 0$  и  $r^2 r_0^{-1} |\bar{\delta}_K(r)| \sim \delta(r)$ . Результат отвечает вероятному знаку  $\delta\gamma < 0$  и  $|\delta\gamma| \sim \delta$  (данные по затмениям:  $\delta\gamma = -0,13 \pm 0,07$  (1919)  $-0,15 \pm 0,15$  (1947),  $+0,03 \pm 0,06$  (1952)). Если в будущем окажется, что  $\delta\gamma < 0$ ,  $\delta > 0$  и  $r^2 r_0^{-1} |\bar{\delta}_K| \ll \delta$ , то это будет прямым опровержением геодезического принципа.

До получения достаточно точных проверочных данных, сомнения в метрической природе гравитационного поля нам кажутся лишними основаниями.

Тбилисский  
государственный университет

Поступило в редакцию  
16 июня 1967 г.

### Литература

- [1] R. Dicke, H. Mark Goldenberg. Phys. Rev. Lett., 18, 313, 1967.
- [2] Н.М.Полиевктов-Николадзе. Письма ЖЭТФ, 2, 551, 1965.
- [3] Н.М.Полиевктов-Николадзе. ЖЭТФ, 52, 1360, 1967.
- [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Изд. 4-е, Физматгиз, 1962.