

## О СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

*А.Д.Сахаров*

В работе отмечается, что из предложенной ранее автором гипотезы нулевого лагранжиана гравитационного поля следует принципиальная ненаблюдаемость скалярного поля скалярно-тензорной теории гравитации, которая таким образом переходит в чисто-тензорную теорию Эйнштейна. Этот вывод связан со специальной формой зависимости гравитационной постоянной от скалярного поля  $G = \mu^{-2}$  ( $\mu$  — скалярное поле, массы частиц пропорциональны  $\mu$ ).

В работе показано также, что при всякой иной зависимости  $G$  от  $\mu$ , например при  $G = \text{const}$ , из скалярно-тензорной теории следуют нарушения принципа эквивалентности инерционной и гравитационной масс.

На протяжении ряда лет в литературе обсуждается скалярно-тензорная теория гравитации и ее возможные экспериментальные следствия [1]. В настоящей статье обращается внимание на существенные для оценки этой теории следствия гипотезы нулевого лагранжиана гравитационного поля (НЛ), высказанной автором в 1967 г. [2]. Из гипотезы НЛ следует, что скалярное поле является ненаблюдаемым и исключается из теории, которая таким образом переходит в обычную чисто-тензорную теорию Эйнштейна.

Если же отказаться от гипотезы НЛ, то скалярное поле проявляется в наблюдаемых эффектах. Но одновременно выявляется невозможность удовлетворить условию эквивалентности (пропорциональности) инерционной и тяготеющей масс. Теория с нарушением принципа эквивалентности не представляется нам удовлетворительной.

В скалярно-тензорной теории гравитации наряду с тензорным гравитационным полем  $g_{ik}(x)$  вводится некоторое скалярное поле  $\mu(x)$ . Предполагается, что массы всех тел зависят от координат и времени и пропорциональны общему переменному масштабному полю  $\mu(x)$ . Ниже мы покажем, что в общем случае этому условию нельзя удовлетворить непротиворечивым образом, но мы пока ограничиваемся традиционной трактовкой, в действительности справедливой только при пренебрежении гравитационным дефектом массы. Действие для материальной точки равно

$$\left. S_t = - \int m(x) \sqrt{dx^i dx^k g_{ik}} \right|_{m(x) \sim \mu(x)} \dots \quad (1)$$

Для классической траектории  $\delta S_t = 0$ ; траектория точки определяется таким образом полями  $g_{ik}$  и  $\mu$ .

Действие (1) инвариантно относительно преобразования масштаба

$$\left. \begin{aligned} g_{ik}^0 &= \mu^2 g_{ik} \\ m^0 &= m/\mu = \text{const} \\ dS^0 &= \mu dS \end{aligned} \right\} . \quad (2)$$

Здесь  $dS$  – интервал в калибровке, допускающей переменное  $\mu$ -поле,  $dS_*$  – преобразованный интервал.

Преобразование (2) особенно подробно исследовалось Дикке [1].

Оказывается, именно интервал  $dS^0$  имеет непосредственный физический смысл. Рассмотрим в качестве примера измерение времени атомными часами, которые движутся по мировой линии в поле  $\mu(x)$ . Частота атомных колебаний  $\omega = \Delta E / \hbar$  ( $\Delta E$  – разность атомных уровней). Энергия пропорциональна массе покоя, т. е.  $\mu$ . Частота  $\omega \sim \mu$ . Поэтому интервал времени, измеренный атомными часами, равен  $\mu dS = dS^0$ . Это заключение непосредственно распространяется на часы, использующие любые другие негравитационные явления (упругие колебания, суточное вращение Земли и т. п.). Но распространение этого же заключения на гравитационные эффекты требует привлечения дополнительных сведений о зависимости от  $\mu$  постоянной гравитации  $G$ . Например, частота колебаний маятника  $\omega = \sqrt{\frac{GM}{R^2 l}} \sim G^{1/2} \mu^2$  ( $M$  – масса

Земли  $\sim \mu$ ,  $R$  – радиус Земли  $\sim \mu^{-1}$ ,  $l$  – длина маятника  $\sim \mu$ ). Если  $G \sim \mu^{-2}$ , ход любых часов меняется в поле  $\mu$  одинаковым образом,  $\omega \sim \mu$ , поле  $\mu$  фактически является ненаблюдаемым, и исключается из теории масштабным преобразованием (2). Физические следствия такой теории полностью совпадают с ОТО Эйнштейна (во всяком случае в классической теории);

Если отказаться от условия  $G \sim \mu^{-2}$ , поле  $\mu$  не устраивается преобразованием (2), и проявляется во множестве явлений (частота колебаний маятника не  $\sim \mu$ ,  $G^0 = \mu^2 G \neq \text{const}$  и т. п.). Но одновременно нарушается принцип эквивалентности. Например, если принять предположение авторов [1]  $G = \text{const}$ ,  $G^0 \approx \mu^2$ , то гравитационный дефект массы оказывается пропорциональным не  $\mu$ , а  $\mu^3$ . Подобная теория представляется мало правдоподобной.

Зависимость  $G \sim \mu^{-2}$  и возможность исключить скалярное поле масштабным преобразованием следуют из гипотезы нулевого лагранжиана [2]. Предположено, что в последовательной квантовой теории поля полная лагранжианская функция и полное действие сводятся к лагранжианской функции материи  $L_m$  и действию материи  $S_m = \int \sqrt{-g} L_m(dx)$ , и действие гравитационного поля (феноменологически равное  $S_g = \int \sqrt{-g} \frac{R}{16\pi G} (dx)$ ) представляет собой поляризационный эффект. Действие материи  $S_m$  инвариантно относительно преобразования (2) при  $L_m \sim \mu^4$ . Гипотеза НЛ распространяет эту инвариантность на гравитационные явления.

Вывод: скалярно-тензорная теория гравитации, отличающаяся по своим физическим следствиям от ОТО, не может быть согласована с гипотезой нулевого лагранжиана гравитационного поля и с принципом эквивалентности.

## Литература

- [1] P.Jordan. Astr.Nach., 276, 1955, 1948; Schwerkraft, Weltall, 1959;  
T.R.Tirry. CR, 226, 216, 1948; P.Bergmann. Ann. Math., 29, 255, 1948;  
C.Brans R.H. Dicke. Phys. Rev., 124, 925, 1961; R.H.Dicke. Phys.  
Rev., 125, 2163, 1962.
- [2] А.Д.Сахаров. ДАН СССР, 177, 1, 70, 1967; А.Д.Сахаров. Статья 3  
в сборнике препринтов Института Прикладной Математики Gravi-  
tation and Fields theory. Okt. 1967; Доклад на семинаре ФИАН,  
июнь 1970.
-