Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 447 – 449 *5 ноября 1970 г.*

ЛИНЕАРИЗОВАННАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ И МАССА ГРАВИТОНА

В.И.Захаров

В настоящей статье показано, что в линеаризованной теории гравитации нет непрерывного предельного перехода по массе гравитона. Решения уравнений линеаризованной теории тяготения [1], полученные для случая конечной массы гравитона μ при стремлении μ к нулю не переходят в решения линеаризованных уравнений общей теории относительности (ОТО). В частности, если потенциал ϕ, создаваемый массивным телом с массой m видоизменяется следующим образом

$$\phi \to \phi', \quad \phi = -\frac{\gamma m}{r}, \qquad \phi' = -\frac{\gamma m}{r} e^{-\mu r}, \tag{1}$$

где r – расстояние до тела, γ – гравитационная постоянная, то для угла отклонения луча света в поле массивного тела справедливо следующее неравенство

$$\theta(\mu \neq 0) \leqslant \frac{3}{4}\theta(\mu = 0), \tag{2}$$

где $\theta(\mu = 0)$ – угол отклонения луча света, вычисленный в рамках ОТО.

Таким образом, достаточно довольно грубого измерения угла θ для того, чтобы в рамках линеаризованной теории установить, что масса гравитона тождественно равна нулю. Обсуждаемый результат представляет также интерес с точки зрения вопроса о возможности предельного перехода к массе ноль для частиц со спином. С этой точки зрения в последнее время детально рассматривались уравнения Янга – Миллса [2 –5].

Перейдем к доказательству сформулированного выше утверждения. В низшем порядке по гравитационной константе связи все эффекты взаимодействия между двумя частицами a и b описываются диаграммой с обменом одним гравитоном. Такой диаграмме соответствует следующее выражение [6, 7]:

$$\gamma \Gamma^a_{ik} D_{ik,\,i'k'} \Gamma^b_{i'k'} \,,$$

$$D_{ik,\,i'k'} = \frac{1}{2k^2}\left[\delta_{ii'}\delta_{kk'} + \delta_{ik'}\delta_{ki'} - \delta_{ik}\delta_{i'k'}\right],$$

где k – импульс гравитона, Γ^a_{ik}, $\Gamma^b_{i'k'}$ – гравитационные вершины частиц a и b. Члены пропорциональные импульсу в пропагаторе гравитона выпадают в силу поперечности вершины Γ_{ik}, $k_i \Gamma_{ik} = 0$. Поперечность вершины соответствует сохранению тензора энергии-импульса.

Вид пропагатора гравитона может быть найден при непосредственном квантовании линеаризованного лагранжиана ОТО. Для нас важно, что выражение (3) описывает все классические эффекты гравитационного взаимодействия частиц (закон Ньютона, отклонение луча света в поле тяготения и т. д.). Вид пропагатора гравитона может быть установлен исходя из требования соответствия получаемых результатов с классическим рассмотрением. Поэтому наш подход является по существу классическим, и все результаты можно также получить при анализе уравнений классического поля. Этот анализ будет представлен в более подробной публикации.

Предположим теперь, что у гравитона есть конечная масса. Будет показано, что в этом случае даже при $k^2 \gg \mu^2$ выражение, отвечающее обмену одним гравитоном не переходит в (3). Рассмотрим сначала обмен массивной частицей спина 2. Функция распространения такой частицы имеет вид

$$\frac{1}{2(k^2-\mu^2)}\left[\delta_{ii'}\delta_{kk'} + \delta_{ik'}\delta_{ki'} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\delta_{i'k'}\right], \qquad (4)$$

где мы опустили члены, пропорциональные импульсу гравитона, поскольку, как уже отмечалось, такие члены не дают вклада из-за поперечности вершины.

Видно, что пропагатор частицы со спином 2 при $k^2 \gg \mu^2$ не переходит в пропагатор гравитона: отличается коэффициент при последнем члене. Это обстоятельство соответствует тому, что виртуальный гравитон переносит момент не только 2 но и 0 [8]. Естественно поэтому ввести скалярную частицу, наряду с тензорной. Центральным пунктом доказательства является утверждение о том, что обмен скалярной частицей дает следующий вклад в пропагатор

$$\frac{a}{2(k^2-\mu^2)}\delta_{ik}\delta_{i'k'} \,, \qquad (5)$$

где a – положительное число. Положительность коэффициента a следует из положительности энергии скалярного поля. Поскольку $a > 0$, то обмен скалярной частицей не может привести к появлению члена $-\frac{1}{3}\delta_{ik}\delta_{i'k'}$ в пропагаторе массивного гравитона, что необходимо для того, чтобы существовал непрерывный переход к массе ноль.

Таким образом, наиболее общий вид пропагатора массивного гравитона следующий

$$\frac{1}{2(k^2-\mu^2)}\left[b(\delta_{ii'}\delta_{kk'}+\delta_{ik'}\delta_{ki'}-\frac{2}{3}\delta_{i'k'})+a\delta_{ik}\delta_{i'k'}\right], \tag{6}$$

где $a, b > 0$. Если нормировать константы a и b таким образом, чтобы на небольших расстояниях, $r << 1/\mu$, имел место обычный закон Ньютона, то для угла отклонения света получаем

$$\theta(\mu\neq 0)=\theta(\mu=0)\left[\frac{3}{4}-\frac{3}{4}a\right]. \tag{7}$$

Может возникнуть вопрос, почему "неправильный" знак пропагатора скалярной части гравитона не приводит к трудностям в случае, когда μ равна нулю. Ответ заключается в том, что из шести состояний, которые есть у виртуального гравитона, излучаться могут только два, со спиральностью ± 2. Вероятность излучения четырех других состояний равна нулю. Аналогично, в случае электродинамики равна нулю вероятность излучения временных и продольных фотонов. Доказательство того, что скалярные гравитоны не излучаются существенно использует поперечность вершины и безмассовость гравитона [8,9]. Если же у гравитона есть масса, то знак перед скалярной частью пропагатора обязательно должен быть положительным.

Настоящая работа была представлена на конференцию по физике высоких энергий в г. Киеве. На Конференции профессор Зумино сообщил мне, что аналогичная работа была выполнена недавно Бельтманом.

Автор благодарен А.И.Вайнштейну, А.Д.Долгову, И.Ю.Кобзареву, Б.А.Колкунову и Л.Б.Окуню за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
5 октября 1970 г.

Литература

[1] V.I.Ogievetsky, I.V.Polubarinov. Ann. of Phys. 35, 167, 1965.

[2] D.G.Boulware. Ann. of Phys. 56, 140, 1970.

[3] А.А.Славнов, Л.Д.Фаддеев. ТМФ, 3, 18, 1970.

[4] A.I.Vainshtein, I.B.Khriplovich. Paper presented to the Kiev Conference on High Energy Physics, 1970.

[5] R.Kallosh. Paper presented to the Kiev Conference on High Energy Physics, 1970.

[6] S.Gupta. Proc. Phys. Soc., A65, 161, 608, 1952.

[7] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 43, 1904, 1962.

[8] Б.И.Захаров. ЖЭТФ, 48, 303, 1965.

[9] R.Feynmann. Acta Phys. Polon, 24, 697, 1963.