ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001–28
ОТФ

С.С. Герштейн, А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили

РОЖДЕНИЕ ГРАВИТОНОВ В ГОРЯЧЕЙ ОДНОРОДНОЙ И ИЗОТРОПНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

Протвино 2001

УДК 539.1.01 М–24

Аннотация

Герштейн С.С., Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Рождение гравитонов в горячей однородной и изотропной Вселенной: Препринт ИФВЭ 2001–28. – Протвино, 2001. – 5 с., библиогр.: 4.

Показано, что РТГ предсказывает возможность интенсивного рождения гравитонов на ранней стадии развития однородной и изотропной Вселенной. Высказана гипотеза о том, что образованный гравитонный газ мог быть той “темной материей”, которая в настоящее время проявляется во Вселенной как “недостающая масса”.

Abstract

Gerstein S.S., Logunov A.A., Mestvirishvili M.A. The Graviton Production in a Hot Homogeneous Isotropic Universe: IHEP Preprint 2001–28. – Protvino, 2001. – p. 5, refs.: 4.

It is shown that the RTG predicts an opportunity of the intensive production of gravitons at the early stage of evolution of the homogeneous isotropic Universe. A hypothesis is suggested that the produced gas of gravitons could be just the “dark matter” which presently manifests itself as a “missing mass” in our Universe.

В работах [1, 2] подробно исследовался вопрос о возможности рождения гравитонов во Вселенной. В работе [2] была получена формула для скорости рождения гравитонов в однородной и изотропной Вселенной

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\,\frac{d}{dt}(\sqrt{-g}n_g) = \frac{1}{288\pi}R^2 \tag{1}$$

в предположении, что

$$\frac{R^2}{R_{\rho\lambda\mu\nu}R^{\rho\lambda\mu\nu}} \ll 1, \tag{2}$$

где R — скалярная кривизна, а $R_{\rho\lambda\mu\nu}$ — тензор кривизны Римана.

В горячей Вселенной для радиационно-доминантной стадии развития имеет место уравнение состояния

$$p = \frac{1}{3}\rho c^2. \tag{3}$$

Но, поскольку на этой стадии развития Вселенной, согласно общей теории относительности (ОТО), скалярная кривизна R точно равна нулю, авторы [1, 2] пришли к выводу, что рождения гравитонов в горячей однородной и изотропной Вселенной не происходит. В работе [1] было также обращено внимание на то, что рождение гравитонов, по-видимому, запрещает изотропные сингулярности, вблизи которых имеет место уравнение состояния

$$p > \frac{1}{3}\rho c^2. \tag{4}$$

Этот вывод, очевидно, возник из-за того, что в этом случае скалярная кривизна R становилась бы сколь угодно большой, а поэтому должно было происходить чрезвычайно интенсивное рождение гравитонов, а, следовательно, при наличии сингулярности привело бы к противоречию с современными данными по плотности материи во Вселенной.

В релятивистской теории гравитации (РТГ), которая рассматривает гравитационное поле как физическое поле со спином 2 и 0, развивающееся в пространстве Минковского, возникает совершенно другая ситуация: развитие однородной и изотропной Вселенной описывается другими уравнениями [3, 4] и, что чрезвычайно важно, здесь отсутствуют сингулярности:

$$\frac{1}{a}\frac{d^2a}{d\tau^2} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) - 2\omega\left(1 - \frac{1}{a^6}\right), \tag{5}$$

$$H^2 \equiv \left(\frac{1}{a}\frac{da}{d\tau}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{\omega}{a^6}\left(1 - \frac{3a^4}{a_{\max}^4} + 2a^6\right). \tag{6}$$

Здесь

$$\omega = \frac{1}{12}\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)^2, \ m \text{ — масса гравитона.} \tag{7}$$

Из этих уравнений следует [3, 4], что для радиационно-доминантной стадии развития Вселенной в области малых значений масштабного фактора $a(\tau)$ имеет место уравнение

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\omega}{a^6}, \ \text{ где } \ \dot{a} = \frac{da}{d\tau}. \tag{8}$$

В ОТО левая часть уравнения (8) в радиационно-доминантной области точно равна нулю, а поэтому имеет место стадия Фридмана, когда масштабный фактор $a(\tau)$ изменяется со временем по закону $\sqrt{\tau}$. В РТГ, согласно (8), существует в радиационно-доминантной фазе "дофридмановская" стадия развития Вселенной. Скалярная кривизна R для однородной и изотропной Вселенной равна

$$R = -\frac{6}{c^2}\left[\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2\right]. \tag{9}$$

На основании (8) имеем

$$R = -\frac{1}{2}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\frac{1}{a^6}. \tag{10}$$

Из уравнений (6) следует, что масштабный фактор $a(\tau)$ не может обращаться в нуль, а его минимальное значение равно

$$a_{\min} = \left(\frac{\rho_{\min}}{2\rho_{\max}}\right)^{1/6}, \tag{11}$$

где

$$\rho_{\min} = \frac{1}{16\pi G}\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)^2, \tag{12}$$

а максимальная плотность вещества в гравитационном поле $\rho_{\max}$ является фактически интегралом движения и теорией не определяется.

На основании (10), (11) и (12) следует, что в момент времени, когда достигается максимальная плотность вещества, скалярная кривизна эффективного риманова пространства принимает значение

$$R = -\frac{16\pi G}{c^2}\rho_{\max}. \tag{13}$$

В этот момент времени "постоянная" Хаббла H точно равна нулю. Мы видим из формулы (13), что в РТГ в отличие от ОТО скалярная кривизна R в радиационно-доминантной стадии развития Вселенной не обращается в ноль. Более того, она может быть достаточно большой, поскольку определяется максимальной плотностью вещества $\rho_{\max}$ в гравитационном поле.

Таким образом, согласно РТГ, в радиационно-доминантной фазе развития Вселенной имеется "дофридмановская" стадия, в которой скалярная кривизна R не только отлична от нуля, но и может быть достаточно большой, поскольку она определяется максимальной плотностью вещества $\rho_{\max}$. Для определения скорости рождения гравитонов мы не можем воспользоваться формулой (1), так как она получена в приближении (2), которое в нашем случае не выполняется.

Если из соображений размерности предположить, что скорость рождения гравитонов и в общем случае зависит только от величин

$$R^2,\ R_{\rho\lambda\mu\nu}R^{\rho\lambda\mu\nu}, \tag{14}$$

то следует выбрать такой промежуток времени, в течение которого "постоянная" Хаббла достигает максимума, поскольку в дальнейшем уже вскоре наступает фридмановская стадия. Из уравнений (5) и (6) легко найти, что H достигает максимума в момент времени, когда масштабный фактор $a(\tau)$ равен

$$a^2(\tau) = \frac{3}{2}a^2_{\min}. \tag{15}$$

Используя (15), из уравнений (6) находим максимальное значение "постоянной" Хаббла:

$$H_{\max} = 3^{-2}(32\pi G\rho_{\max})^{1/2}. \tag{16}$$

В момент времени, когда H достигает максимума, скалярная кривизна R равна

$$R = -\left(\frac{2}{3}\right)^3 16\pi G\frac{\rho_{\max}}{c^2}, \tag{17}$$

величина $\frac{\ddot a}{a}$ определяется выражением

$$\left(\frac{\ddot a}{a}\right) = 3^{-4}\cdot 32\pi G\rho_{\max}. \tag{18}$$

Инвариант, полученный путем свертки тензора кривизны, для метрики однородного и изотропного риманова пространства равен

$$R_{\rho\lambda\mu\nu}R^{\rho\lambda\mu\nu} = \frac{12}{c^4}\left[\left(\frac{\ddot a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\dot a}{a}\right)^4\right]. \tag{19}$$

Подставляя в это выражение (16) и (18), получаем

$$R_{\rho\lambda\mu\nu}R^{\rho\lambda\mu\nu} = 8 \cdot 3^{-7} \left(\frac{32\pi G}{c^2}\rho_{\max}\right)^2 . \tag{20}$$

Следует отметить, что "постоянная" Хаббла изменяется от нулевого значения до максимального $H_{\max}$, определяемого формулой (16), за весьма малый промежуток времени, равный [3, 4]

$$\tau = \left(\frac{3}{32\pi G\rho_{\max}}\right)^{1/2} \cdot \left[\frac{\sqrt{3}}{2} + \ln\left(\sqrt{\frac{3}{2}} + \sqrt{\frac{1}{2}}\right)\right]. \tag{21}$$

Если скорость рождения гравитонов определяется величинами (14), то за промежуток времени (21) может родиться достаточно большое количество гравитонов, если плотность $\rho_{\max}$ будет значительна по величине. Но если она будет намного меньше планковской плотности, то это означает, что родившиеся гравитоны сразу становятся свободными, а их энергия в дальнейшем будет уменьшаться из-за красного смещения.

Таким образом, должен возникнуть релятивистский реликтовый гравитационный фон нетеплового происхождения. Гравитоны взаимодействуют между собой достаточно сильно, поскольку постоянная взаимодействия их равна единице. Это обстоятельство при достаточной плотности гравитонов может нарушить однородность реликтового гравитационного фона нетеплового происхождения.

Из соображений размерности общее число рожденных квантов гравитационного поля в кубическом сантиметре объема будет пропорционально величинам

$$cR^2\tau, \quad c(R_{\rho\lambda\mu\nu}R^{\rho\lambda\mu\nu})\tau, \tag{22}$$

где величины R^2, $R_{\rho\lambda\mu\nu}R^{\rho\lambda\mu\nu}$, τ заданы выражениями (17), (20) и (21). Из этих формул следует, что скорость рождения гравитонов в горячей радиационно-доминантной фазе развития Вселенной в основном определяется значением максимальной плотности материи $\rho_{\max}$.

Зная более детальную картину о рождении гравитонов, можно было бы определить максимальное значение плотности вещества, которую имела Вселенная в настоящем цикле "расширения". С другой стороны, можно высказать гипотезу: гравитационный фон нетеплового происхождения мог бы быть той "темной материей", которая и проявляется во Вселенной как "недостающая масса". Но все это требует более тщательного анализа.

Авторы благодарны А.А. Грибу, В.А. Петрову, Н.Е. Тюрину, Ю.В. Чугрееву за ценные обсуждения.

Список литературы

[1] *Грищук Л.П.*// ЖЭТФ. 1974. Т. 67, вып.3. С. 825.

[2] *Зельдович Я.Б., Старобинский А.А.*// Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 26, вып. 5, С. 373.

[3] *Gershtein S.S., Logunov A.A., Mestvirishvili M.A.* // Physics of Atomic Nuclei. 1998. V. 61, № 8. P. 1420.

[4] *Логунов А.А.* Теория гравитационного поля. – Москва: Наука, 2000.

Рукопись поступила 20 июня 2001 г.

С.С. Герштейн, А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили.
Рождение гравитонов в горячей однородной и изотропной Вселенной.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.
Редактор Н.В. Ежела Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 25.06.2001. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 0,62. Уч.-изд.л. 0,48. Тираж 100. Заказ 101. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2001–28, И Ф В Э, 2001