

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ БАРИОГЕНЕЗИС И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Е. В. Арбузова

Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Рассматривается сценарий гравитационного бариогенезиса, модифицированный добавлением R^2 -члена в действие модели. Эта модификация позволяет устранить космологическую неустойчивость, присущую канонической версии гравитационного бариосинтеза. В рассматриваемой модели экспоненциальный рост кривизны переходит в высокочастотные колебания, которые, в свою очередь, приводят к образованию сверхтяжелых частиц темной материи. Медленный распад этих частиц через виртуальные черные дыры может давать вклад в поток космических лучей сверхвысоких энергий.

A scenario of gravitational baryogenesis is considered, modified by adding an R^2 term to the action of the model. This modification eliminates the cosmological instability inherent in the canonical version of gravitational baryogenesis. In the considered model, the exponential rise of curvature turns into high frequency oscillations, which in turn lead to the formation of superheavy dark matter particles. The slow decay of these particles through virtual black holes can contribute to the flux of ultra-high-energy cosmic rays.

PACS: 04.50.Kd; 98.70.Sa; 98.80.Cq

ВВЕДЕНИЕ

Очевидно, что в окружающей нас Вселенной преобладает материя. Количество антиматерии очень мало, и ее можно объяснить как результат высокоэнергетических столкновений в космосе. С другой стороны, материя и антиматерия обладают схожими свойствами, поэтому можно ожидать, что Вселенная будет симметричной по отношению к материи и антиматерии. Удовлетворительная модель нашей Вселенной должна быть способна объяснить происхождение асимметрии между материей и антиматерией вокруг нас. Термин *бариогенезис* используется для обозначения генерации асимметрии между барионами (в основном протонами и нейтронами) и антибарионами (антипротонами и антинейтронами).

В 1967 г. А. Д. Сахаров указал на три условия, сегодня известных как *принципы Сахарова* [1], для создания асимметрии между материей и ан-

тиматерией из первоначально симметричной Вселенной. Эти принципы включают: 1) несохранение барионного числа; 2) нарушение симметрии между частицами и античастицами; 3) отклонение от теплового равновесия. Однако не все из них строго обязательны. Существуют интересные сценарии бариогенезиса, для которых одно или несколько из вышеуказанных условий не выполняются. Например, спонтанный бариогенезис (СБГ) и гравитационный бариогенезис (ГБГ) могут протекать в тепловом равновесии и не требуют явного нарушения C - и CP -симметрии.

Идея о том, что космологическая барионная асимметрия может быть создана спонтанным бариогенезисом в тепловом равновесии, была предложена в оригинальной статье Э. Коэна и Д. Каплана в 1987 г. [2] и в последующих статьях Э. Коэна, Д. Каплана и Э. Нельсона [3, 4] (см. обзоры [5–8]). Основополагающая симметрия теории, которая обеспечивает сохранение общего барионного числа в несмещенной фазе, предполагается быть спонтанно нарушенной. В нарушенной фазе плотность лагранжиана приобретает член $\mathcal{L}_{\text{SBG}} = (\partial\mu\theta)J_B^\mu$, который в пространственно-однородном случае сводится к простой форме:

$$\mathcal{L}_{\text{SBG}} = \dot{\theta} n_B, \quad n_B \equiv J_B^0, \quad (1)$$

где θ — (псевдо)голдстоуновское поле, а J_B^μ — барионный ток полей материи, который становится несохраняющимся в результате спонтанного нарушения симметрии. Здесь n_B — плотность барионного числа, поэтому заманчиво отождествить $\dot{\theta}$ с химическим потенциалом μ_B соответствующей системы. Однако такая идентификация сомнительна и зависит от выбранного представления фермионных полей [9].

Под влиянием спонтанного бариогенезиса была выдвинута идея гравитационного бариогенезиса [10]. Сценарий СБГ был модифицирован введением связи барионного тока с производной скаляра кривизны R :

$$\mathcal{L}_{\text{GBG}} = \frac{1}{M^2} (\partial_\mu R) J_B^\mu, \quad (2)$$

где массовый параметр M определяет энергетический масштаб бариогенезиса. На эту тему имеется множество статей, и частичный список ссылок включен в работы [11–15]. Согласно этим работам механизм гравитационного бариогенезиса может успешно объяснить величину космологической барионной асимметрии Вселенной.

Однако, как показано в работах [16–19], добавление члена, зависящего от кривизны, к обычному лагранжиану общей теории относительности (ОТО) приводит к гравитационным уравнениям движения более высокого порядка, которые становятся сильно неустойчивыми по отношению к малым возмущениям. В настоящей работе мы показываем, что проблема устойчивости может быть решена путем введения в действие Гильберта–Эйнштейна ОТО квадратичного по кривизне члена.

ПРОБЛЕМА НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГРАВИТАЦИОННОГО БАРИОГЕНЕЗИСА

Сначала рассмотрим модель, где барионное число переносится комплексным скалярным полем ϕ с потенциалом $U(\phi, \phi^*)$:

$$S = - \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} R + \frac{1}{M^2} (\partial_\mu R) J^\mu - \right. \\ \left. - g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi^* + U(\phi, \phi^*) \right] + S_m, \quad (3)$$

где g — детерминант метрического тензора пространства-времени; $M_{\text{Pl}} = 1,22 \cdot 10^{19}$ ГэВ — масса Планка; S_m — действие материи.

Если потенциал $U(\phi)$ неинвариантен относительно $U(1)$ -вращения, $\phi \rightarrow e^{i\beta} \phi$, барионный ток, определяемый обычным образом,

$$J_\mu = iq(\phi^* \partial_\mu \phi - \phi \partial_\mu \phi^*),$$

не сохраняется. Здесь q — барионное число поля ϕ .

Соответствующее уравнение движения для скаляра кривизны имеет вид

$$\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} R + \frac{1}{M^2} [(R + 3D^2) D_\alpha J^\alpha + J^\alpha D_\alpha R] - \\ - D_\alpha \phi D^\alpha \phi^* + 2U(\phi) = -\frac{1}{2} T_\mu^\mu, \quad (4)$$

где D_α — ковариантная производная; T_μ^μ — след тензора энергии-импульса материи.

Для однородного скаляра кривизны $R(t)$ в пространственно плоской метрике Фридмана–Леметра–Робертсона–Уокера (FLRW), $ds^2 = dt^2 - a^2(t) d\mathbf{r}^2$, уравнение (4) упрощается до

$$\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} R + \frac{1}{M^2} [(R + 3\partial_t^2 + 9H\partial_t) D_\alpha J^\alpha + \dot{R} J^0] = -\frac{T^{(\text{tot})}}{2}. \quad (5)$$

Здесь J^0 — плотность барионного числа поля ϕ , $H = \dot{a}/a$ — параметр Хаббла, $T^{(\text{tot})}$ — след тензора энергии-импульса материи, включая вклад от поля ϕ .

Ковариантная дивергенция тока в однородном случае имеет вид

$$D_\alpha J^\alpha = \frac{2q^2}{M^2} [\dot{R}(\phi^* \dot{\phi} + \phi \dot{\phi}^*) + (\ddot{R} + 3H\dot{R}) \phi^* \phi] + \\ + iq \left(\phi \frac{\partial U}{\partial \phi} - \phi^* \frac{\partial U}{\partial \phi^*} \right). \quad (6)$$

Средние значения произведений квантовых операторов ϕ , ϕ^* и их производных после теплового усреднения согласно [16] равны

$$\langle \phi^* \phi \rangle = \frac{T^2}{12}, \quad \langle \phi^* \dot{\phi} + \dot{\phi}^* \phi \rangle = 0, \quad (7)$$

где T — температура плазмы.

Уравнение движения для классического поля R в космологической плазме имеет вид

$$\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} R + \frac{q^2}{6M^4} (R + 3\partial_t^2 + 9H\partial_t) \left[(\ddot{R} + 3H\dot{R}) T^2 \right] + \frac{1}{M^2} \dot{R} \langle J^0 \rangle = -\frac{T^{(\text{tot})}}{2}. \quad (8)$$

Здесь $\langle J^0 \rangle$ — усредненное по температуре значение барионной плотности числа ϕ . Этим членом можно пренебречь, так как он мал вначале и позже подавлен.

Сохраняя только линейные по R члены, получаем дифференциальное уравнение четвертого порядка для скаляра кривизны:

$$\frac{d^4 R}{dt^4} + \mu^4 R = -\frac{1}{2} T^{(\text{tot})}, \quad \mu^4 = \frac{M_{\text{Pl}}^2 M^4}{8\pi q^2 T^2}. \quad (9)$$

Однородная часть этого уравнения имеет экспоненциальные решения:

$$R \sim e^{\lambda t}, \quad \lambda = |\mu| e^{i\pi/4 + i\pi n/2}, \quad n = 0, 1, 2, 3. \quad (10)$$

Существуют два решения с положительными действительными частями λ . Это означает, что скаляр кривизны экспоненциально неустойчив относительно малых возмущений, поэтому R должно экспоненциально быстро возрастать с течением времени и быстро осциллировать вокруг этой возрастающей функции.

Теперь мы можем рассмотреть более реалистичный случай, когда барионный заряд переносится фермионами. Начнем с действия в следующей форме:

$$S = - \int d^4 x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} R - \mathcal{L}[Q, L] \right] + S_m, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{L}[Q, L] = & \frac{i}{2} (\bar{Q} \gamma^\mu \nabla_\mu Q - \nabla_\mu \bar{Q} \gamma^\mu Q) - m_Q \bar{Q} Q + \\ & + \frac{i}{2} (\bar{L} \gamma^\mu \nabla_\mu L - \nabla_\mu \bar{L} \gamma^\mu L) - m_L \bar{L} L + \\ & + \frac{f}{m_X^2} \left[(\bar{Q} Q^c)(\bar{Q} L) + (\bar{Q}^c Q)(\bar{L} Q) \right] + \frac{d}{M^2} (\partial_\mu R) J_Q^\mu. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь Q — кварковое (или кваркоподобное) поле с ненулевым барионным числом B_Q , L — другое фермионное поле (лептон), ∇_μ — кова-

риантная производная для фермиона Дирака в тетрадном формализме, $J_Q^\mu = B_Q \bar{Q} \gamma^\mu Q$ — кварковый ток с γ^μ , являющимися гамма-матрицами в искривленном пространстве, $d = \pm 1$ — безразмерная константа связи. Четырехфермионное взаимодействие между кварками и лептонами с безразмерной константой связи f введено для обеспечения необходимого несохранения барионного числа.

Взяв след гравитационных уравнений материи, получаем

$$-\frac{M_{\text{Pl}}^2}{8\pi} R = m_Q \bar{Q} Q + m_L \bar{L} L + \frac{2f}{m_X^2} \left[(\bar{Q} Q^c)(\bar{Q} L) + (\bar{Q}^c Q)(\bar{L} Q) \right] - \frac{2d}{M^2} (R + 3D^2) D_\alpha J_Q^\alpha + T_{\text{other}}, \quad (13)$$

где T_{other} — след тензора энергии-импульса всех остальных полей. На релятивистской стадии можно принять $T_{\text{other}} = 0$.

Для вычисления дивергенции тока мы используем кинетическое уравнение, которое приводит к явной зависимости $D_\alpha J_Q^\alpha$ от $\dot{R}$, если ток не сохраняется (подробности можно найти в работе [17]). В результате получаем уравнение высокого (четвертого) порядка для R .

Пренебрегая вкладом термализованной материи, получаем на фоне FLRW-метрики

$$\frac{M_{\text{Pl}}^2}{8\pi} R = \frac{2d}{M^2} (R + 3D^2) (\partial_t + 3H) n_B. \quad (14)$$

Барионная плотность числа находится из кинетического уравнения

$$n_B \sim \frac{9d}{10} \frac{g_s B_Q \dot{R}}{M^2 T}, \quad (15)$$

где g_s обозначает число спиновых состояний кварка.

Пренебрегая фактором H по сравнению с временными производными R , приходим к очень простому дифференциальному уравнению четвертого порядка для скаляра кривизны:

$$\frac{d^4 R}{dt^4} + \lambda^4 R = 0, \quad \lambda^4 = \frac{5M_{\text{Pl}}^2 M^4}{36g_s B_Q^2 T^2}. \quad (16)$$

Это уравнение имеет экстремально неустойчивое решение со временем неустойчивости гораздо меньшим, чем космологическое время. Это приводит к взрывному росту R .

СТАБИЛИЗАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННОГО БАРИОГЕНЕЗИСА в R^2 -ГРАВИТАЦИИ

Как было показано выше, традиционный гравитационный бариогенезис, основанный на предположении, что существует взаимодействие производной скаляра кривизны $\partial_\mu R$ с барионным током J_B^μ , может успешно объяснить величину космологической барионной асимметрии Вселенной,

но обратная реакция созданной ненулевой барионной плотности приводит к сильной неустойчивости космологической эволюции.

Возможный механизм стабилизации может быть достигнут в R^2 -модифицированной гравитации с действием

$$S_{\text{grav}} = -\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} \left(R - \frac{R^2}{6M_R^2} \right). \quad (17)$$

Член R^2 в каноническом действии ОТО появляется в результате одно-петлевых поправок к тензору энергии-импульса материи в искривленном пространстве-времени, как было впервые обнаружено в работе [20]. Впоследствии этот подход был развит В. Т. Гуровичем и А. А. Старобинским [21]. Как известно, R^2 -член приводит к возбуждению скалярной степени свободы, называемой *скаляроном* массой M_R . В самой ранней Вселенной R^2 -член может генерировать инфляцию [22] и возмущения плотности. Амплитуда наблюдаемых возмущений плотности требует $M_R = 3 \cdot 10^{13}$ ГэВ [23].

Далее мы рассмотрим модели из предыдущих разделов и покажем, как проблема неустойчивости гравитационного бариогенезиса может быть решена в R^2 -модифицированной гравитации [24].

Начнем с действия (3) с R^2 -членом, введенным для стабилизации:

$$S_{\text{tot}}[\phi] = - \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} \left(R - \frac{R^2}{6M_R^2} \right) + \frac{1}{M^2} (\partial_\mu R) J_{(\phi)}^\mu - g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi^* + U(\phi, \phi^*) \right]. \quad (18)$$

Действие (18) описывает инфляцию за счет слагаемого R^2 в точности, как при инфляции Старобинского. Скалярное поле появляется в постинфляционный период за счет рождения частиц, поэтому оно не влияет на инфляционные параметры.

Уравнение (4) для эволюции кривизны принимает следующую форму:

$$\begin{aligned} \frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} \left(R + \frac{1}{M_R^2} D^2 R \right) + \frac{1}{M^2} \left[(R + 3D^2) D_\alpha J_{(\phi)}^\alpha + J_{(\phi)}^\alpha D_\alpha R \right] - \\ - D_\alpha \phi D^\alpha \phi^* + 2U(\phi) = -\frac{1}{2} T^{(\text{matt})}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для релятивистской материи $T^{(\text{matt})} = 0$.

В пространственно плоской FLRW-метрике имеем

$$\begin{aligned} \frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} \left[R + \frac{1}{M_R^2} (\partial_t^2 + 3H\partial_t) R \right] + \\ + \frac{1}{M^2} \left[(R + 3\partial_t^2 + 9H\partial_t) D_\alpha J_{(\phi)}^\alpha + \dot{R} J_{(\phi)}^0 \right] + \\ + 2U(\phi) - (D_\alpha \phi) (D^\alpha \phi^*) = 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Подставляя дивергенцию тока $D_\alpha J_{(\phi)}^\alpha$, используя уравнения (6) и (7), получаем дифференциальное уравнение четвертого порядка для эволюции скаляра кривизны:

$$\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} \left(R + \frac{1}{M_R^2} D^2 R \right) + \frac{q^2}{6M^4} (R + 3\partial_t^2 + 9H\partial_t) \left[(\ddot{R} + 3H\dot{R}) T^2 \right] + \frac{1}{M^2} \dot{R} \langle J_{(\phi)}^0 \rangle = -\frac{T_\mu^\mu(\phi)}{2}. \quad (21)$$

Сохраняя только доминирующие члены, мы упрощаем полученное уравнение до вида

$$\frac{d^4 R}{dt^4} + \frac{\kappa^4}{M_R^2} \frac{d^2 R}{dt^2} + \kappa^4 R = -\frac{1}{2} T_\mu^\mu(\phi), \quad \kappa^4 = \frac{M_{\text{Pl}}^2 M^4}{8\pi q^2 T^2}. \quad (22)$$

Это уравнение похоже на уравнение (9), но отличается от него стабилизирующим членом, пропорциональным второй производной кривизны. Справедливость перехода от уравнения (21) к (22) обоснована в нашей работе [16] в конце §3. В метрике Фридмана кривизна R пропорциональна H^2 , но мы говорим о доминантности высших производных за счет быстрого изменения кривизны. Уравнение (21) подразумевает, что слагаемые, пропорциональные M_{Pl}^2 и q^2 , одного порядка, поэтому, сохраняя только доминирующий быстро осциллирующий член во втором слагаемом, приходим к уравнению (22).

Аналогично далее рассмотрим стабилизацию гравитационного бариогенезиса с фермионами путем введения R^2 -члена в действие (11). Теперь имеем

$$S_{\text{tot}}[Q, L] = - \int d^4 x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{Pl}}^2}{16\pi} \left(R - \frac{R^2}{6M_R^2} \right) + \frac{d}{M^2} (\partial_\mu R) J_Q^\mu - \mathcal{L}[Q, L] \right], \quad (23)$$

где $\mathcal{L}[Q, L]$ задано уравнением (12).

Уравнение для эволюции кривизны имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} -\frac{M_{\text{Pl}}^2}{8\pi} \left(R + \frac{1}{M_R^2} D^2 R \right) &= m_Q \bar{Q} Q + m_L \bar{L} L + \\ &+ \frac{2f}{m_X^2} \left[(\bar{Q} Q^c)(\bar{Q} L) + (\bar{Q}^c Q)(\bar{L} Q) \right] - \\ &- \frac{2d}{M^2} (R + 3D^2) D_\alpha J_Q^\alpha + T_{\text{matt}}. \end{aligned} \quad (24)$$

В ранней Вселенной, когда различные виды частиц релятивистские, $T_{\text{matt}} = 0$. Уравнение высокого порядка для R возникает после подстановки дивергенции тока $D_\alpha J_Q^\alpha$, рассчитанной из кинетического уравнения во внешнем поле R .

Аналогично предыдущим случаям получаем

$$\frac{d^4 R}{dt^4} + \frac{\kappa_f^4}{M_R^2} \frac{d^2 R}{dt^2} + \kappa_f^4 R = 0, \quad \kappa_f^4 = \frac{5M_{\text{Pl}}^2 M^4}{36\pi g_s B_Q^2 T^2}. \quad (25)$$

Величина κ_f лишь незначительно отличается от κ в скалярном случае (22). Как следует из формул (22) и (25), отношение $\kappa_f^4/\kappa^4 = 5$ при $q = 1$, $g_s = 1/2$, $B_Q = 1/3$. Это означает, что κ_f превосходит κ в 1,5 раза.

Представив решение уравнения (22) в форме $R = R_{\text{in}} \exp(\lambda t)$, получаем характеристическое уравнение

$$\lambda^4 + \frac{\kappa^4}{M_R^2} \lambda^2 + \kappa^4 = 0 \quad (26)$$

с собственными значениями λ , определяемыми выражением

$$\lambda^2 = -\frac{\kappa^4}{2M_R^2} \pm \kappa^2 \sqrt{\frac{\kappa^4}{4M_R^4} - 1}. \quad (27)$$

Неустойчивости не будет, если $\lambda^2 < 0$ и уравнение (22) имеет только осциллирующие решения. Это реализуется, если $\kappa^4 > 4M_R^4$. Используя выражение для κ^4 из уравнения (22) и принимая $M_R = 3 \cdot 10^{13}$ ГэВ, находим условие стабильности:

$$M > 3 \cdot 10^4 \text{ ГэВ} \left(\frac{qT}{\text{ГэВ}} \right)^{1/2}, \quad (28)$$

которое выполняется для всех значимых величин M .

Значение λ зависит от соотношения между κ и M_R . Если $\kappa \sim M_R$, то частота осцилляций кривизны порядка M_R и $|\lambda| \sim M_R$. Если $\kappa \gg M_R$, то возможны два решения: $|\lambda| \sim M_R$ и $|\lambda| \sim \kappa(\kappa/M_R) \gg M_R$.

Поскольку значение κ_f в уравнении (25) лишь незначительно отличается от κ в уравнении (22) и имеет такую же зависимость от основных параметров, решения уравнений (22) и (25) практически совпадают. Условие стабильности (28) будет справедливо как для бозонного, так и для фермионного случая.

В заключение этого раздела отметим, что в канонических работах по гравитационному бариосинтезу барионная асимметрия генерируется во фридмановской Вселенной на достаточно поздних стадиях, когда инфляция давно закончилась и вклад члена R^2 пренебрежимо мал, поскольку согласно уравнениям Фридмана $R \sim T_\mu^\mu / M_{\text{Pl}}^2$. R^2 существен на инфляционной стадии, а также при модифицированном гравитационном бариосинтезе в наших моделях (18) и (23), когда кривизна достигает больших значений за счет экспоненциальной неустойчивости. Отметим, что оба слагаемых в первом члене уравнения (19) линейны по R , хотя первое из них возникает из линейного по R действия, а второе — из квадратичного.

Высокочастотные осцилляции R приведут к эффективному гравитационному рождению частиц и, как следствие, к затуханию осцилляций. Интересно рассмотреть, как такие высокочастотные осцилляции кривизны могли бы давать вклад в спектр космических лучей сверхвысоких энергий (УНЕСР).

ОСЦИЛЛЯЦИИ КРИВИЗНЫ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Мы предполагаем, что сверхтяжелые частицы темной материи (ТМ) были созданы осциллирующим скаляром кривизны $R(t)$ в модели инфляции Старобинского [22] с действием (17) (см. работы [25–27]). В теории R^2 осциллирующую кривизну можно рассматривать как эффективное скалярное поле, скалярон массой M_R и шириной распада Γ . Нас интересует случай, когда распады скалярона создают частицы массами порядка 10^{20} эВ, что соответствует энергии УНЕСР. Отметим, что распады сверхтяжелых частиц предлагаются как источник только для космических лучей с энергиями выше 10^{20} эВ, которые не могут быть объяснены каноническими астрофизическими процессами. Такие распады были предложены в многочисленных работах (для обзора см. [28]).

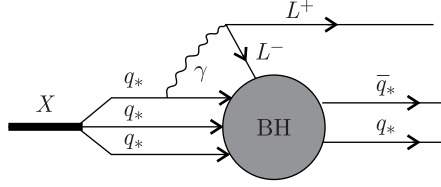
Существует лишь несколько событий с $E > 10^{20}$ эВ, и статистика слишком мала, чтобы быть не соответствующей данным. Вклад предполагаемого механизма в космические лучи с более низкими энергиями достаточно мал и не искажает наблюдаемый поток.

Обычно считается, что частицы ТМ являются абсолютно стабильными. Однако существует механизм, предложенный Я. Б. Зельдовичем [29, 30], который приводит к распаду любой предполагаемо стабильной частицы через создание и испарение виртуальных черных дыр.

В нашей работе [31] мы показали, что сверхтяжелые частицы ТМ массами порядка 10^{12} ГэВ могут распадаться через виртуальную черную дыру со временем жизни, лишь на несколько порядков превышающим возраст Вселенной. Распады таких частиц могут значительно вносить вклад в УНЕСР. Это может быть достигнуто в теории, где гравитационная связь увеличивается на малых расстояниях или при высоких энергиях.

Мы рассматриваем модель, предложенную в работах [32, 33], где наблюдаемая Вселенная с частицами Стандартной модели заключена в 4-мерную брану, встроенную в $(4 + d)$ -мерное пространство-время, в то время как гравитация распространяется по всему пространству. В таких сценариях масса Планка M_{Pl} становится эффективным 4-мерным параметром на больших расстояниях и связь с фундаментальной шкалой гравитации M_* определяется соотношением

$$M_{Pl}^2 \sim M_*^{2+d} R_*^d, \quad (29)$$



Диаграмма, описывающая распад X -частицы на $L^+ \bar{q}_* q_*$ через виртуальную черную дыру

где R_* — характерный размер дополнительных измерений:

$$R_* \sim \frac{1}{M_*} \left(\frac{M_{\text{Pl}}}{M_*} \right)^{2/d}. \quad (30)$$

Для будущего применения мы выбрали $M_* \approx 3 \cdot 10^{17}$ ГэВ, что приводит к $R_* \sim 10^{(4/d)}/M_* > 1/M_*$.

Аналогично распаду протона $p \rightarrow l^+ \bar{q} q$ рассмотрим следующий распад X -частицы: $X \rightarrow L^+ \bar{q}_* q_*$, как показано на диаграмме на рисунке.

Согласно вычислениям в работе [34] ширина распада протона на положительно заряженный лептон и пару кварк–антикварк определяется следующим образом:

$$\Gamma(p \rightarrow l^+ \bar{q} q) = \frac{m_p \alpha^2}{2^{12} \pi^{13}} \left(\ln \frac{M_{\text{Pl}}^2}{m_q^2} \right)^2 \left(\frac{\Lambda}{M_{\text{Pl}}} \right)^6 \left(\frac{m_p}{M_{\text{Pl}}} \right)^{4 + \frac{10}{d+1}} \times \\ \times \int_0^{1/2} dx x^2 (1 - 2x)^{1 + \frac{5}{d+1}}, \quad (31)$$

где $m_p \approx 1$ ГэВ — масса протона; $m_q \sim 300$ МэВ — масса составляющего кварка; $\Lambda \sim 300$ МэВ — масштабный параметр КХД; $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры и d — количество «малых» дополнительных измерений. Предполагается, что константа связи КХД α_s равна единице. Можно убедиться, что скорость распада протона чрезвычайно мала. Это приводит к соответствующему времени жизни $7,3 \cdot 10^{198}$ лет, что значительно превышает возраст Вселенной $t_U \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ лет.

Упомянутый случай распада протона служит лишь иллюстративным примером. Наше основное внимание сосредоточено на сверхтяжелых частицах ТМ массами около 10^{12} ГэВ. Мы стремимся разработать сценарий, при котором эти сверхтяжелые частицы ТМ, распадающиеся через виртуальную черную дыру, имеют время жизни всего на несколько порядков больше возраста Вселенной.

Мы рассматриваем процесс распада $X \rightarrow L^+ \bar{q}_* q_*$ и предполагаем, что тяжелая X -частица ТМ массой $M_X \sim 10^{12}$ ГэВ состоит из трех тяжелых кварков q_* , каждый из которых имеет сопоставимую массу. В этом сце-

нарии мы оставляем Λ_* в качестве свободного параметра. Время жизни X -частиц можно оценить, используя уравнение (31) с изменениями, учитывающими характеристики X -частицы. В частности, мы заменяем постоянную тонкой структуры $\alpha = 1/137$ на $\alpha_* = 1/50$, массу протона m_p на $M_X = 10^{12}$ ГэВ, а массу составляющего кварка m_{q_*} на 10^{12} ГэВ. Кроме того, в этом расчете мы полагаем, что число дополнительных измерений $d = 7$. Таким образом, получаем

$$\tau_X = \frac{1}{\Gamma_X} \approx 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ с} \frac{2^{10} \pi^{13}}{\alpha_*^2} \left(\frac{\text{ГэВ}}{M_X} \right) \left(\frac{M_*}{\Lambda_*} \right)^6 \left(\frac{M_*}{M_X} \right)^{4 + \frac{10}{d+1}} \times \\ \times \left(\ln \frac{M_*}{m_{q_*}} \right)^{-2} I(d)^{-1}, \quad (32)$$

где мы приняли $1/\text{ГэВ} = 6,6 \cdot 10^{-25}$ с и

$$I(d) = \int_0^{1/2} dx x^2 (1 - 2x)^{1 + \frac{5}{d+1}}, \quad I(7) \approx 0,0057. \quad (33)$$

Теперь все параметры, кроме Λ_* , зафиксированы: $M_* = 3 \cdot 10^{17}$ ГэВ, $M_X = 10^{12}$ ГэВ, $m_{q_*} \sim M_X$, что позволяет нам оценить время жизни X -частиц следующим образом:

$$\tau_X \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ лет} (10^{15} \text{ ГэВ}/\Lambda_*)^6 \text{ vs } t_U \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ лет}. \quad (34)$$

Варьируя Λ_* около 10^{15} ГэВ, мы можем получить время жизни X -частиц ТМ в интересном диапазоне. Такие частицы будут достаточно стабильны, чтобы выступать в роли космологической ТМ, и их распады могут существенно вносить вклад в космические лучи на сверхвысоких энергиях. Кроме того, время жизни является свободным параметром, который можно настроить для выполнения существующих ограничений, действующих в низкоэнергетическом диапазоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В сценарии гравитационного бариогенезиса связь производной барионного тока со скаляром кривизны приводит к уравнениям четвертого порядка для гравитационного поля. Эти уравнения проявляют неустойчивость по отношению к малым возмущениям FLRW-фона, что приводит к экспоненциальному росту кривизны. Для широкого диапазона космологических температур развитие неустойчивости происходит гораздо быстрее, чем скорость расширения Вселенной. Проблему стабильности можно решить, включив член R^2 в действие Гильберта–Эйнштейна, что вызывает осцилляции кривизны и приводит к эффективному рождению частиц.

В модели модифицированной многомерной гравитации могут существовать сверхтяжелые частицы ТМ, устойчивые к обычным взаимодействиям частиц. Тем не менее ожидается, что эти частицы ТМ будут распадаться через образование виртуальных черных дыр. При соответствующем выборе параметров время жизни таких квазистабильных частиц может превышать возраст Вселенной всего на несколько порядков. Это позволяет X -частицам существенно вносить вклад в поток космических лучей сверхвысоких энергий с энергиями выше 10^{20} эВ, не искажая основной поток на более низких энергиях. Предлагаемый механизм может обеспечить эффективное рождение нейтрино высоких энергий, как это наблюдается в нейтринной обсерватории IceCube и Байкальской астрофизической обсерватории.

Финансирование. Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-12-00103).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sakharov A. D. Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe // JETP Lett. 1967. V. 5. P. 24–27.
2. Cohen A. G., Kaplan D. B. Thermodynamic Generation of the Baryon Asymmetry // Phys. Lett. B. 1987. V. 199. P. 251–258.
3. Cohen A. G., Kaplan D. B. Spontaneous Baryogenesis // Nucl. Phys. B. 1988. V. 308. P. 913–928.
4. Cohen A. G., Kaplan D. B., Nelson A. E. Spontaneous Baryogenesis at the Weak Phase Transition // Phys. Lett. B. 1991. V. 263. P. 86–92.
5. Dolgov A. D. NonGUT Baryogenesis // Phys. Rep. 1992. V. 222. P. 309–386.
6. Rubakov V. A., Shaposhnikov M. E. Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe and in High-Energy Collisions // Phys. Usp. 1996. V. 39. P. 461–502; arXiv:9603208 [hep-ph].
7. Riotto A., Trodden M. Recent Progress in Baryogenesis // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1999. V. 49. P. 35–75; arXiv:9901362 [hep-ph].
8. Dolgov A. D. Baryogenesis, 30 Years After. doi: 10.1080/01422419808240874; arXiv:9707419 [hep-ph].
9. Arbuzova E. V., Dolgov A. D., Novikov V. A. General Properties and Kinetics of Spontaneous Baryogenesis // Phys. Rev. D. 2016. V. 94, No. 12. P. 123501; arXiv:1607.01247 [astro-ph.CO].
10. Davoudiasl H., Kitano R., Kribs G. D., Murayama H., Steinhardt P. J. Gravitational Baryogenesis // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 201301; arXiv:0403019 [hep-ph].
11. Lambiase G., Scarpetta G. Baryogenesis in $f(R)$ Theories of Gravity // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 087504; arXiv:0610367 [astro-ph].
12. Sadjadi H. M. A Note on Gravitational Baryogenesis // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. P. 123507; arXiv:0709.0697 [gr-qc].
13. Lambiase G., Mohanty S., Pizza L. Consequences of $f(R)$ -Theories of Gravity on Gravitational Leptogenesis // Gen. Rel. Grav. 2013. V. 45. P. 1771–1785; arXiv:1212.6026 [hep-ph].

14. *Fukushima M., Mizuno S., Maeda K.-i.* Gravitational Baryogenesis after Anisotropic Inflation // *Phys. Rev. D.* 2016. V.93, No.10. P.103513; arXiv:1603.02403 [hep-ph].
15. *Odintsov S.D., Oikonomou V.K.* Gauss–Bonnet Gravitational Baryogenesis // *Phys. Lett. B.* 2016. V.760. P.259–262; arXiv:1607.00545 [gr-qc].
16. *Arbuzova E.V., Dolgov A.D.* Intrinsic Problems of the Gravitational Baryogenesis // *Phys. Lett. B.* 2017. V.769. P.171–175; arXiv:1612.06206 [gr-qc].
17. *Arbuzova E.V., Dolgov A.D.* Instability of Gravitational Baryogenesis with Fermions // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2017. V.06. P.001; arXiv:1702.07477 [gr-qc].
18. *Arbuzova E.V.* Gravitational Baryogenesis Revised // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2018. V.15, No.4. P.348–352.
19. *Arbuzova E.V., Dolgov A.D.* Instability Effects in $F(R)$ -Modified Gravity and in Gravitational Baryogenesis // *Phys. Part. Nucl.* 2019. V.50, No.6. P.850–943.
20. *Ginzburg V.L., Kirzhnits D.A., Lyubushin A.A.* The Role of Quantum Fluctuations of the Gravitational Fields in General Relativity Theory and Cosmology // *Sov. Phys. JETP.* 1971. V.60. P.451–459.
21. *Gurovich V.T., Starobinsky A.A.* Quantum Effects and Regular Cosmological Models // *Sov. Phys. JETP.* 1979. V.50. P.844–852.
22. *Starobinsky A.A.* A New Type of Isotropic Cosmological Models without Singularity // *Phys. Lett. B.* 1980. V.91. P.99–102.
23. *Gorbunov D.S., Panin A.G.* Free Scalar Dark Matter Candidates in R^2 -Inflation: The Light, the Heavy and the Superheavy // *Phys. Lett. B.* 2012. V.718. P.15–20; arXiv:1201.3539 [astro-ph.CO].
24. *Arbuzova E., Dolgov A., Dutta K., Rangarajan R.* Gravitational Baryogenesis: Problems and Possible Resolution // *Symmetry.* 2023. V.15, No.2. P.404; arXiv:2301.08322 [gr-qc].
25. *Arbuzova E.V., Dolgov A.D., Singh R.S.* Dark Matter in $R + R^2$ Cosmology // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2019. V.04. P.014; arXiv:1811.05399 [astro-ph.CO].
26. *Arbuzova E.V., Dolgov A.D., Singh R.S.* Superheavy Dark Matter in $R + R^2$ Cosmology with Conformal Anomaly // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V.80, No.11. P.1047; arXiv:2002.01931 [hep-ph].
27. *Arbuzova E., Dolgov A., Singh R.* R^2 -Cosmology and New Windows for Superheavy Dark Matter // *Symmetry.* 2021. V.13, No.5. P.877.
28. *Aloisio R.* Ultra High Energy Cosmic Rays: An Overview // *J. Phys. Conf. Ser.* 2023. V.2429, No.1. P.012008.
29. *Zeldovich Ya.B.* A New Type of Radioactive Decay: Gravitational Annihilation of Baryons // *Phys. Lett. A.* 1976. V.59. P.254.
30. *Zeldovich Ya.B.* A Novel Type of Radioactive Decay: Gravitational Baryon Annihilation // *Sov. Phys. JETP.* 1977. V.72. P.18.
31. *Arbuzova E.V., Dolgov A.D., Nikitenko A.A.* Cosmic Rays from Heavy Particle Decays // *Phys. At. Nucl.* 2024. V.87, No.1. P.49–55; arXiv:2305.03313 [hep-ph].

32. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.R.* The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter // *Phys. Lett. B.* 1998. V.429. P. 263–272; arXiv:9803315.
33. *Antoniadis I., Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.R.* New Dimensions at a Millimeter to a Fermi and Superstrings at a TeV // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 436. P. 257–263; arXiv:9804398.
34. *Bambi C., Dolgov A.D., Freese K.* A Black Hole Conjecture and Rare Decays in Theories with Low Scale Gravity // *Nucl. Phys. B.* 2007. V.763. P. 91–114; arXiv:0606321.