

## СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЧАСТИЦЫ И ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Работа проведена в рамках гранта  
РНП.2.1.1.6826

*Высказывается гипотеза о том, что темная материя Вселенной состоит из нейтральных сверхтяжелых частиц. Рассматривается сценарий рождения видимой материи и холодной темной материи в ранней Вселенной. Предполагается, что в конце инфляционной эры гравитация инфлатонного поля рождает сверхтяжелые частицы. Короткоживущая компонента сверхтяжелых частиц, распадаясь, создает барионное число Вселенной. Долгоживущая компонента существует в настоящее время как холодная темная материя. Часть долгоживущей компоненты, благодаря взаимодействию с барионным зарядом, преобразуется в ранней Вселенной в короткоживущие частицы и создает энтропию Вселенной. Обсуждается гипотеза о том, что*

*сверхтяжелые частицы, как частицы холодной темной материи, распадаются в нашей Галактике и наблюдаются сегодня как космические лучи сверхвысокой энергии.*

Как известно из наблюдений, Вселенная только на четыре процента состоит из видимого вещества, двадцать три процента составляет темная материя неизвестной природы, приблизительно семьдесят три процента — «темная энергия», отождествляемая с космологической постоянной.

В наших работах [1] обсуждалась гипотеза о том, что темная материя состоит из нейтральных сверхтяжелых частиц малой плотности. В этом случае оказывается возможным связать существование темной материи с рождением видимого вещества гравитацией из вакуума в ранней Вселенной. Сама же холодная темная материя при этом оказывается реликтовым остатком материи, из которой образовалось видимое вещество.

Рождение частиц гравитационным полем ранней Вселенной активно исследовалось в 70-е годы прошедшего столетия. Выражения для плотности частиц, рожденных в ранней изотропной фридмановской Вселенной, были впервые получены в работе [2]. Подробное изложение теории рождения частиц в однородном изотропном гравитационном поле представлено в книге [3].

В статьях Я. Б. Зельдовича и А. А. Старобинского [4], [5] рассматривалось рождение частиц в анизотропной метрике. В их работе [4] была предложена процедура регуляризации, являющаяся некоторой модификацией регуляризации Паули—Вилларса и называемая теперь  $n$ -волновой регуляризацией Зельдовича—Старобинского. Этот метод широко используется при вычислении квантовых эффектов в ранней Вселенной [3].

Однако физическое значение эффекта рождения частиц в ранней Вселенной было недооценено. Так, в книгах [6], [7] можно прочесть, что этот эффект физически пренебрежимо мал, а в книге [8] вообще нет упоминания о численных результатах! Причиной этого явилось то, что численные оценки были сделаны только для частиц малых масс, наблюдаемых сегодня в наших лабораториях. Но если мы серьезно относимся к идее Великого объединения взаимодействий при высоких энергиях, подтверждаемой поведением эффективной константы связи сильного взаимодействия с ростом энергии, то мы также должны рассматривать гипотезу о существовании сверхтяжелых частиц с массами порядка масштаба Великого объединения. Если произвести вычисления для рождения из вакуума пар таких частиц в ранней фридмановской Вселенной, то нас удивит, что их число — порядка числа Эддингтона—Дирака [9], [10]. Поэтому, приняв гипотезу об их распаде на обычные кварки и лептоны в ранней Вселенной, получим наблюдаемое во Вселенной число протонов и электронов. Все это означает, что эффектом рождения частиц в ранней Вселенной пренебрегать нельзя!

Такое же заключение было позднее получено в работе [11], где авторы обсуждали гипотезу о возможном существовании в холодной темной материи сверхтяжелых частиц, распад которых приводит к наблюдаемым космическим лучам сверхвысокой энергии (КЛСВЭ). Эта гипотеза о том, что так называемые слабовзаимодействующие массивные частицы есть сверхтяжелые частицы, была впоследствии рассмотрена в работах [12]–[15], а также в наших статьях [1]. Наблюдаемым следствием этой гипотезы может быть некоторая анизотропия КЛСВЭ благодаря специфическому положению Солнечной системы в Галакти-

ке [13]. К сожалению, на сегодняшний день статистика КЛСВЭ еще очень мала и мы можем только надеяться на будущие результаты новых экспериментов. В этой статье мы продолжаем исследование возможных следствий рождения в ранней Вселенной сверхтяжелых частиц с массами порядка масштаба Великого объединения. К преимуществам этого подхода можно отнести то, что имеется один механизм для рождения видимых частиц, частиц темной массы, энтропии Вселенной и КЛСВЭ.

### *Сверхтяжелые частицы в ранней Вселенной*

Как известно [9], [10], число частиц с массой порядка масштаба Великого объединения, которые рождаются гравитацией в ранней Вселенной, описываемой радиационно-доминированной фридмановской метрикой, равно по порядку величины числу Эддингтона—Дирака, т. е. порядка числа частиц наблюдаемого вещества.

С другой стороны, ясно, что, если бы родившиеся сверхтяжелые частицы были стабильны достаточно долгое время, они бы привели к коллапсу Вселенной с радиационно-доминированной метрикой за короткое по космологическим масштабам время для замкнутого пространства Фридмана или к нереалистичному масштабному фактору для открытого пространства. Поэтому было предложено, что эти сверхтяжелые частицы должны распадаться на кварки и лептоны с  $CP$ -неинвариантностью, приводящей к наблюдаемому барионному заряду Вселенной. Распад должен происходить до момента времени, когда плотность энергии рожденных сверхтяжелых частиц станет равной плотности энергии, создающей фоновую метрику.

Если сверхтяжелые частицы имеют ненулевой барионный заряд, то их распад по аналогии с распадом нейтральных  $K$ -мезонов будет идти как распад некоторых коротко- и долгоживущих компонент. Предположим, что время жизни долгоживущей компоненты имеет космологический порядок, но число долгоживущих частиц было сильно уменьшено в сравнении с числом частиц короткоживущей компоненты благодаря их взаимодействию с барионным зарядом, созданным ранее, подобно хорошо известному регенерационному механизму для  $K$ -мезонов. Тогда мы можем рассуждать о существовании сверхтяжелых частиц сегодня как холодной темной материи. Редкие события их распада могут быть идентифицированы как экспериментально наблюдаемые космические лучи [16] с энергией, превышающей предел Грейзена—Зацепина—Кузьмина [17].

Здесь мы будем обсуждать различную возможную роль в ранней Вселенной сверхтяжелых частиц с массами порядка масштаба Великого объединения.

1. В предлагаемом сценарии имеется инфлатонная материя, взаимодействующая с обычной материей только через гравитацию. Эта инфлатонная материя проходит различные стадии эволюции: сначала ее уравнение состояния, как это предполагается в моделях инфляции  $p = -\epsilon$ , затем, может быть,  $p = 0$ , затем  $p = \epsilon/3$ , в современную эпоху — опять  $p = -\epsilon$ . Возможно, как это предполагается в некоторых популярных сегодня моделях, эта инфляционная материя есть проявление параллельной вселенной на другой «бране» [18].

Наша идея заключается в том, что инфлатонное поле было источником фридмановской метрики с некоторыми малыми неоднородностями, но видимая материя и энтропия Вселенной были созданы не непосредственно инфлатонным полем, а его гравитацией, которая рождала пары сверхтяжелых частиц. Короткоживущая компонента распадается в эпоху Великого объединения и приводит к ненулевому барионному заряду, наблюдаемому сегодня как видимая материя.

Если долгоживущие компоненты имеют время жизни порядка «ранней рекомбинационной эры», тогда плотность энергии рожденных долгоживущих частиц становится равной плотности энергии фонового инфлатонного поля (горячей темной материи). В этом случае распад всех долгоживущих компонент приводит к наблюдаемому значению энтропии Вселенной. Здесь предполагается, что плотность энергии инфлатонного поля приводит к наблюдаемому космологическому масштабному фактору, поэтому очевидно, что энтропия, произведенная нашим механизмом, будет того же порядка, что и наблюдаемая.

2. Другие возможности реализуются благодаря гипотезе, обсуждавшейся нами ранее [1], о том, что не все долгоживущие компоненты распадаются и создают энтропию, но некоторая часть сохраняется до современной эпохи как холодная темная материя, и сверхтяжелые частицы наблюдаются в виде событий, связанных с космическими лучами. Тогда естественно предположить, что время жизни долгоживущей компоненты — космологического порядка, но большая часть этих частиц регенерируется в короткоживущую компоненту благодаря взаимодействию с барионным зарядом во время, меньшее или равное «ранней рекомбинационной эре», и энтропия появляется благодаря этому распаду.

Теперь проведем некоторые численные оценки. При написании формул используем систему единиц, в которой скорость света и постоянная Планка равны единице.

Общее число частиц массой  $M$ , рожденных во фридмановской радиационно-доминированной Вселенной (масштабный фактор  $a(t) = a_0 t^{1/2}$ ) внутри горизонта, как хорошо известно [3], равно:

$$N = n^{(s)}(t) a^3(t) = b^{(s)} M^{3/2} a_0^3, \quad (1)$$

где  $b^{(0)} \approx 5,3 \cdot 10^{-4}$  — для скаляров и  $b^{(1/2)} \approx 3,9 \cdot 10^{-3}$  — для спинорных частиц ( $N \sim 10^{80}$  для  $M \sim 10^{14}$  ГэВ). Для наших вычислений важна радиационная доминированность в конце эры инфляции. Если бы имела место пылевая ситуация, результаты были бы другими (см. далее). Для времени  $t_x \gg M^{-1}$  имеет место переход от радиационно-доминированной модели к пылевидной модели сверхтяжелых частиц:

$$t_x = \left( \frac{3}{64\pi b^{(s)}} \right)^2 \left( \frac{M_{Pl}}{M} \right)^4 \frac{1}{M}, \quad (2)$$

где  $M_{Pl} \approx 1,2 \cdot 10^{19}$  ГэВ — масса Планка. Если  $M \sim 10^{14}$  ГэВ, то  $t_X \sim 10^{-15}$  с — для скалярных и  $t_X \sim 10^{-17}$  с — для спинорных частиц.

Назовем время  $t_X$  «ранней рекомбинационной эрой».

Для пылеподобного окончания инфляционной эры имеем  $N \sim M$  (см. работу [14]) и, следовательно, отношение плотности энергии  $X$ -частиц  $\epsilon_X$  к критической плотности  $\epsilon_{crit}$  не зависит от времени ( $\epsilon_X < \epsilon_{crit}$  для  $M < M_{Pl}$ ).

Определим теперь  $d$  — допустимую часть долгоживущих  $X$ -частиц из условия: на момент рекомбинации  $t_{rec}$  во Вселенной должно иметь место равенство  $d\epsilon_X(t_{rec}) = \epsilon_{crit}(t_{rec})$ . Это приводит к значению

$$d = \frac{3}{64\pi b^{(s)}} \left( \frac{M_{Pl}}{M} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{M t_{rec}}}. \quad (3)$$

Для  $M = 10^{13} - 10^{14}$  ГэВ имеем  $d \approx 10^{-12} - 10^{-14}$  — для скалярных и  $d \approx 10^{-13} - 10^{-15}$  — для спинорных частиц. Таким образом, время жизни основной части  $X$ -частиц не должно превышать  $t_X$ .

Далее построим модель, которая дает следующее: **(а)** короткоживущие  $X$ -частицы распадаются за время  $\tau_q < t_X$  (более желательно  $\tau_q \sim t_C \approx 10^{-38} - 10^{-35}$  с, т. е. комптоновское время для  $X$ -частиц), **(б)** долгоживущие частицы имеют время жизни  $\tau_l \approx t_X$ . Барионный заряд не сохраняется с  $CP$ -несохранением в полной аналогии с теорией  $K^0$ -мезонов с  $CP$ -несохранением, приводящим к эффективному гамильтониану распадающихся  $X, \bar{X}$ -частиц с неэрмитовой матрицей.

Для матрицы эффективного гамильтониана  $H = \{H_{ij}\}$ ,  $i, j = 1, 2$ , благодаря  $CPT$ -инвариантности, имеем  $H_{11} = H_{22}$ . Обозначим  $\epsilon = (\sqrt{H_{12}} - \sqrt{H_{21}}) / (\sqrt{H_{12}} + \sqrt{H_{21}})$ . Собственные значения  $\lambda_{1,2}$  и собственные векторы  $|\Psi_{1,2}\rangle$  матрицы  $H$  равны

$$\lambda_{1,2} = H_{11} \pm \frac{H_{12} + H_{21}}{2} \frac{1 - \epsilon^2}{1 + \epsilon^2}, \quad (4)$$

$$|\Psi_{1,2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}} [(1 + \epsilon)|1\rangle \pm (1 - \epsilon)|2\rangle]. \quad (5)$$

Выберем матрицу эффективного гамильтониана в виде

$$H = \begin{pmatrix} E - \frac{i}{4}(\tau_q^{-1} + \tau_l^{-1}) & \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \left[ A - \frac{i}{4}(\tau_q^{-1} - \tau_l^{-1}) \right] \\ \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} \left[ A - \frac{i}{4}(\tau_q^{-1} - \tau_l^{-1}) \right] & E - \frac{i}{4}(\tau_q^{-1} + \tau_l^{-1}) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Тогда состояние  $|\Psi_1\rangle$  описывает короткоживущие частицы  $X_q$  со временем жизни  $\tau_q$  и массой  $E + A$ . Состояние  $|\Psi_2\rangle$  соответствует долгоживущим частицам  $X_l$  со временем жизни  $\tau_l$  и массой  $E - A$ . Здесь  $A$  — это произвольный параметр,  $-E < A < E$ , который может быть и нулевым, при этом  $E = M$ .

Отметим, что для сценария **1** существенно выбрать  $\tau_l \approx t_X$ .

В сценарии **2** малая часть  $d \sim 10^{-15} - 10^{-12}$  долгоживущих  $X$ -частиц с  $\tau_l > t_U \approx 4,3 \cdot 10^{17}$  с ( $t_U$  — возраст Вселенной) формирует темную материю. Распад этих сверхтяжелых частиц в современную эпоху может приводить к наблюдаемым КЛСВЭ.

Используя оценку для скорости изменения концентрации сверхтяжелых частиц [13]:  $|\dot{n}_x| \sim 10^{-42} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , мы получим  $\tau_l \approx 10^{22}$  с, если  $n_x$  соответствует критической плотности ( $n_x \approx 10^{-20} \text{ см}^{-3}$ ) в современную эпоху для  $M = 10^{14}$  ГэВ. Здесь учтено, что  $n_x(t) = n_x \cdot \exp(-t/\tau_l)$  и, следовательно,  $\tau_l = n_x / |\dot{n}_x|$ . Если использовать модель неоднородного распределения темной материи с концентрацией к центру Галактики [19] и принять  $n_x \approx 10^{-14} \text{ см}^{-3}$ , соответствующей при  $M = 10^{14}$  ГэВ средней плотности вещества Галактики в окрестностях Солнечной системы, тогда  $\tau_l \approx 10^{28}$  с.

Используем модель с эффективным гамильтонианом (6), где  $\tau_l > t_U$ , и учтем, по аналогии с регенерационным механизмом для  $K^0$ -мезонов, превращение долгоживущей компоненты в короткоживущую благодаря присутствию барионной материи, рожденной распадами короткоживущих частиц. Рассмотрим модель со взаимодействием, которое в базисе  $|1\rangle, |2\rangle$  описывается матрицей

$$H^d = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -i\gamma \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Собственные значения гамильтониана  $H + H^d$  равны

$$\lambda_{1,2}^d = E - \frac{i}{4}(\tau_q^{-1} + \tau_l^{-1}) - i\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\left(A - \frac{i}{4}(\tau_q^{-1} - \tau_l^{-1})\right)^2 - \frac{\gamma^2}{4}}. \quad (8)$$

В случае, когда  $\gamma \ll \tau_q^{-1}$ , для долгоживущей компоненты получим

$$\lambda_2^d \approx E - A - \frac{i}{2}\tau_l^{-1} - i\frac{\gamma}{2}, \quad (9)$$

$$\|\Psi_2(t)\|^2 = \|\Psi_2(t_0)\|^2 \exp\left[\frac{t_0 - t}{\tau_l} - \int_{t_0}^t \gamma(t) dt\right]. \quad (10)$$

Параметр  $\gamma$ , описывающий взаимодействие с барионной субстанцией, очевидно, должен зависеть от ее состояния и от концентрации частиц в ней. Для приближенных оценок будем считать этот параметр пропорциональным концентрации частиц:  $\gamma = \alpha n^{(s)}(t)$ . Для  $\tau_l \gg t_U$ ,  $t \leq t_U$ ,  $a(t) = a_0 \sqrt{t}$ , согласно (1), получим

$$\|\Psi_2(t)\|^2 = \|\Psi_2(t_0)\|^2 \exp \left[ \alpha 2b^{(s)} M^{3/2} \left( \frac{1}{\sqrt{t}} - \frac{1}{\sqrt{t_0}} \right) \right]. \quad (11)$$

Так что распад долгоживущей компоненты по этому механизму происходит вблизи времени  $t_0$ .

Возможно, что такое взаимодействие  $X_l$  с барионным зарядом эффективно для времен, когда барионный заряд становится строго сохраняющимся, т. е. можно взять время, большее или равное электрослабому временному масштабу, определяемому температурой продуктов распада  $X_q$ . Так как в эту эру барионный заряд сохраняется и естественно предположить, как это делается во многих современных теориях, большую разницу в массах  $X_q$  и продуктов распада («великая пустыня»), то такой процесс приводит к появлению ненулевой энтропии ультрарелятивистского газа. Соответствующая температура определяется из соотношения  $M n^{(s)}(\tau_q) \approx \sigma T^4$  и дается формулой

$$T(t) = \left( \frac{30 b^{(s)}}{\pi^2 N_l} \right)^{1/4} \frac{M^{5/8} \tau_q^{1/8}}{k_B \sqrt{t}}, \quad (12)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $N_l$  определяется числом бозонных  $N_B$  и фермионных  $N_F$  степеней свободы всех сортов легких частиц:  $N_l = N_B + \frac{7}{8} N_F$  (см. работу [20]). Для времени  $t_X$  эта температура равна

$$T(t_X) = \frac{64\sqrt{\pi}}{3} \left( \frac{30}{N_l} \right)^{1/4} (b^{(s)})^{5/4} (M \tau_q)^{1/8} \frac{M^3}{k_B M_{Pl}^2}. \quad (13)$$

Если  $\tau_q = 1/M$  и  $N_l \sim 10^2 - 10^4$ , тогда для спинорных  $X$ -частиц  $T(t_X) \approx 300 - 100$  ГэВ, т. е. электрослабый масштаб для рожденных частиц (который, однако, отличается от фонового). Это неожиданное совпадение показывает непротиворечивость наших рассуждений.

Итак, мы полагаем  $t_0 \approx t_X$ . Если  $d$  — часть долгоживущих частиц, сохранившихся ко времени  $t$  ( $t_U \geq t \gg t_C$ ), тогда из выражений (3) и (11) получим оценку для параметра  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{-3 \ln d}{128\pi (b^{(s)})^2} \frac{M_{Pl}^2}{M^4}. \quad (14)$$

Для  $M = 10^{14}$  ГэВ и  $d = 10^{-14}$  получим  $\alpha \approx 10^{-40}$  см<sup>2</sup>. Если  $\tau_q \sim 10^{-35}$  с, тогда условие  $\gamma(t) \ll \tau_q^{-1}$ , используемое в (9), справедливо для  $t > t_X$ .

Таким образом, механизм распада долгоживущей компоненты  $X$ -частиц был важен в ранней Вселенной вблизи времени  $t_0 \approx t_X$ . Этот механизм может порождать наблюдаемый поток КЛСВЭ в современную эпоху, если их источник — это сверхтяжелые частицы, распадающиеся в гало Галактики.

Наблюдаемая энтропия в этом сценарии порождается благодаря превращению  $X_l$  в  $X_q$  и дальнейшему распаду их на кварки и антикварки вблизи времени  $t_X$ , когда симметрия Великого объединения полностью нарушена. Барийный заряд создается вблизи времени  $t_q$ , которое может быть равным комптоновскому времени для  $X$ -частиц  $t_C \approx 10^{-38} - 10^{-35}$  с.

Наша схема одинакова и для скалярных, и для спинорных частиц. Сверхтяжелые фермионы используются, например, в некоторых моделях генерации массы нейтрино (см. так называемый *see-saw* механизм) в теориях Великого объединения [21], [22].

Проблема природы темной материи является одной из основных неразрешенных проблем современной физики. Имеются различные, зачастую противоположные модели строения темной материи. В одних предполагается, что она состоит из легких нейтральных частиц, например, аксионов. В других же, наоборот, предполагается, что она состоит из тяжелых частиц. Наша гипотеза соответствует второй точке зрения. Подтверждением нашей гипотезы могло бы быть доказательство того, что уже наблюдаемые сегодня КЛСВЭ есть наблюдение распадов частиц темной материи. Новые экспериментальные установки для исследования космических лучей сверхвысокой энергии, в частности, уже вступившая в строй установка AUGER в Аргентине, возможно, дадут ответ на поставленные вопросы.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Grib A. A., Pavlov Yu. V. Superheavy particles in Friedmann cosmology and the dark matter problem // Int. J. Mod. Phys. D. 2002. V. 11. P. 433–436; Grib A. A., Pavlov Yu. V. Cold dark matter and primordial superheavy articles // Int. J. Mod. Phys. A. 2002. V. 17. P. 4435–4439.
2. Гриб А. А., Мамаев С. Г. К теории поля в пространстве Фридмана // Ядерная физика. 1969. Т. 10. С. 1276–1281.
3. Гриб А. А., Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М. Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. М., 1988.
4. Зельдович Я. Б., Старобинский А. А. Рождение частиц и поляризация вакуума в анизотропном гравитационном поле // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2161–2175.
5. Зельдович Я. Б., Старобинский А. А. О скорости рождения частиц в гравитационных полях // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 373–377.
6. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. М., 1975.
7. Вайнберг С. Первые три минуты. Современный взгляд на происхождение Вселенной / Пер. с англ. М., 1981.



8. *Burpelle H., Дэвис П.* Квантованные поля в искривленном пространстве-времени / Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
9. *Grib A. A., Dorofeev V. Yu.* Creation of particles and entropy in the early Friedmann Universe // *Int. J. Mod. Phys. D.* 1994. V. 3. P. 731–738.
10. *Grib A. A.* Early expanding Universe and elementary particles. St. Petersburg, 1995.
11. *Kuzmin V. A., Rubakov V. A.* Ultrahigh energy cosmic rays: A window to post-inflationary reheating epoch of the Universe? // *Ядерная физика.* 1998. Т. 61. С. 1122–1124.
12. *Berezinsky V., Kachelriess M., Vilenkin A.* Ultrahigh energy cosmic rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 4302–4305.
13. *Berezinsky V., Blasi P., Vilenkin A.* Signatures of topological defects // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 58. P. 103515.
14. *Kuzmin V., Tkachev I.* Matter creation via vacuum fluctuations in the early Universe and observed ultrahigh energy cosmic ray events // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 123006.
15. *Chou C.-H., Ng K.-W.* Decaying superheavy dark matter and subgalactic structure of the Universe // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 594. P. 1–7.
16. *Takeda M. et al.* Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 1163–1166.
17. *Greisen K.* End to the cosmic-ray spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. P. 748–750; *Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А.* О верхней границе спектра космических лучей // *Письма в ЖЭТФ.* 1966. Т. 4. С. 114–117.
18. *Барвинский А. О.* Космологические браны и макроскопические дополнительные измерения // *УФН.* 2005. Т. 175. С. 569–601.
19. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* The structure of cold dark matter halos // *Astrophys. J.* 1996. V. 462. P. 563–575.
20. *Кландор-Клайнгротхаус Г. В., Цюбер К.* Астрофизика элементарных частиц / Пер. с нем. М., 2000.
21. *Gell-Mann M., Ramond P., Slansky S.* Complex spinors and unified theories // «Supergravity», eds. van Nieuwenhuizen P., Freedman D. Z. Amsterdam, 1979. P. 315–321.
22. *Oda K., Takasugi E., Tanaka M., Yoshimura M.* Unified explanation of quark and lepton masses and mixings in the supersymmetric  $SO(10)$  model // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 055001.

*A. Grib, Yu. Pavlov*

#### SUPERHEAVY PARTICLES AND THE DARK MATTER IN THE UNIVERSE

*Hypothesis is stated that the dark matter of the Universe consists of neutral super heavy particles. The scenario of the creation of the visible matter and the cold dark matter in the early Universe is considered. It is supposed that at the end of the inflation era super heavy particles are created by the gravity of the inflation field. The short-living component of super heavy particles gives, due to its decay, the observable baryon number of the Universe. The long-living component exists today as cold dark matter. A part of the long-living component due to the interaction with the baryon charge was transformed in the early Universe into the short-living particles and gave rise to the entropy of the Universe. The hypothesis that super heavy particles as particles of the cold dark matter decay in our Galaxy and are observed today as ultra-high energy cosmic rays is discussed.*