

## ИЗМЕНЕНИЕ БАРИОН-ФОТОННОГО ОТНОШЕНИЯ ВСЛЕДСТВИЕ РАСПАДА ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2015 г. Е. О. Заварыгин<sup>1,2\*</sup>, А. В. Иванчик<sup>1,2\*\*</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

Поступила в редакцию 05.12.2014 г.

Исследовано влияние процессов распада частиц темной материи на барион-фотонное отношение  $\eta$  в разные космологические эпохи. Рассматриваются различные значения параметров масс, времен жизни, относительной доли частиц темной материи. Показано, что при современном значении относительной плотности темной материи  $\Omega_{\text{CDM}} \simeq 0.26$  реакции распада частиц с массами 10 ГэВ–1 ТэВ способны привести к изменению барион-фотонного отношения вплоть до  $\Delta\eta/\eta \sim 0.01$ –1. Однако такие процессы распада также сопровождаются возникновением дополнительного гамма-фона. Данные наблюдений по гамма-фону ограничивают параметры рассматриваемых моделей и определяют верхний предел на возможное изменение барион-фотонного отношения  $\Delta\eta/\eta \lesssim 10^{-5}$ . Детектирование вариации барионной плотности на таком уровне в будущих космологических экспериментах может стать мощным инструментом изучения свойств частиц темной материи.

*Ключевые слова:* космология, первичный состав вещества, темная материя, барионное вещество.

DOI: 10.7868/S0320010815080070

### ВВЕДЕНИЕ

За последнее десятилетие космология перешла в разряд прецизионных наук. Многие космологические параметры сегодня определяются с высокой точностью, порой достигающей долей процента (Аде и др., 2014). Одним из таких параметров является барион-фотонное отношение  $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ , где  $n_b$  и  $n_\gamma$  — концентрации барионов и фотонов во Вселенной соответственно. В стандартной космологической модели считается, что современное значение  $\eta$  определилось по завершении электрон-позитронной аннигиляции через несколько секунд после Большого взрыва и не менялось до настоящего времени.

Значение  $n_\gamma$ , ассоциирующееся с фотонами реликтового излучения, определяется известным соотношением

$$n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} \left( \frac{kT}{\hbar c} \right)^3 = 410.73 \left( \frac{T}{2.7255 \text{ К}} \right)^3 \text{ см}^{-3},$$

где  $\zeta(x)$  — дзета-функция Римана,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света и  $T$  — температура реликтового излучения в соответствующую эпоху. Температура реликтовых

фотонов определяется сегодня с высокой точностью и имеет значение в современную эпоху  $T_0 = 2.7255(6)$  К (Фиксен, 2009), для других эпох выражается соотношением  $T = T_0(1+z)$ , где  $z$  — космологическое красное смещение соответствующей эпохи. Таким образом, зная  $n_\gamma$ , можно получить связь параметра  $\eta$  с  $\Omega_b$  — относительной плотностью барионов во Вселенной:

$$\eta = 273.4 \times 10^{-10} \Omega_b h^2,$$

где  $h = 0.673(12)$  — безразмерный параметр Хаббла в настоящую эпоху (Аде и др., 2014). По современным представлениям, барионная плотность, которая составляет плотность обычного вещества (атомы, молекулы, планеты и звезды, межзвездный и межгалактический газ), — не превышает 5% от всей материи, заполняющей Вселенную, в то время как 95% плотности во Вселенной состоит из неизвестных форм материи/энергии, проявляющих себя (пока лишь) гравитационным образом (см., например, Горбунов, Рубаков, 2008).

В настоящий момент наблюдения позволяют независимым образом оценить значение  $\Omega_b$  для четырех космологических эпох:

(i) эпоха первичного нуклеосинтеза ( $z_{\text{BBN}} \sim 10^9$ ; см., например, Стейгман, 2007),

\* Электронный адрес: e.zavarygin@gmail.com

\*\* Электронный адрес: iav@astro.ioffe.ru

(ii) эпоха первичной рекомбинации ( $z_{\text{PR}} \simeq 1100$ ; см., например, Аде и др., 2014),

(iii) эпоха, ассоциируемая с  $\text{Ly}\alpha$  лесом ( $z \sim 2-3$ ; т.е.  $\sim 10$  млрд. лет назад, см., например, Раух, 1998; Киркмен и др., 2003),

(iv) современная эпоха ( $z = 0$ ; см., например, Фукуджита, Пиблз, 2004).

Для процессов, протекающих в эпохи первичного нуклеосинтеза и первичной рекомбинации,  $\eta$  является одним из ключевых параметров, определяющих их физику. Для этих эпох методы оценки величины  $\eta$ : (i) сравнение наблюдательных данных об относительной распространенности первичных легких элементов ( $\text{D}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ) с предсказаниями теории первичного нуклеосинтеза и (ii) анализ анизотропии реликтового излучения, дают наиболее точные на сегодняшний день оценки  $\eta$ , которые совпадают в пределах погрешности наблюдений:  $\eta_{\text{BBN}} = (6.0 \pm 0.4) \times 10^{-10}$  (Стейгман, 2007) и  $\eta_{\text{СМВ}} = (6.05 \pm 0.07) \times 10^{-10}$  (Аде и др., 2014). Это говорит в пользу верности принятой модели Вселенной и в пользу справедливости стандартной физики, используемой в теоретических расчетах. Однако следует отметить, что сегодня при увеличении точности наблюдений намечилось некоторое рассогласование результатов наблюдений и предсказываемых в теории первичного нуклеосинтеза значений распространенности первичных элементов. Хорошо известна “литиевая проблема” (см., например, Сибур и др., 2008), не все идеально с гелием и дейтерием (подробное обсуждение этих проблем см. в Иванчик и др., 2015). Эти несоответствия могут быть связаны как с систематическими и статистическими погрешностями экспериментов, так и с проявлениями новой физики (физика за рамками Стандартной Модели, “physics beyond”).

Определение  $\Omega_b$  и соответствующего значения  $\eta$  в эпохи (iii) и (iv) обладает существенно меньшей точностью. Значение  $\eta$ , измеряемое для эпохи, ассоциируемой с  $\text{Ly}\alpha$  лесом, равно  $\eta_{\text{Ly}\alpha} = (5.9 \pm \pm 0.5) \times 10^{-10}$  (Киркмен и др., 2003), которое также в пределах погрешности совпадает с  $\eta_{\text{BBN}}$  и  $\eta_{\text{СМВ}}$ , однако при этом является сильно модельно-зависимым. Измеряемое значение  $\Omega_b$  и  $\eta$  в современную эпоху составляет в лучшем случае половину от того, что предсказывают расчеты первичного нуклеосинтеза и анализ анизотропии реликтового излучения. С этим связана так называемая проблема пропавших барионов (“missing baryons”, см., например, Никастро и др., 2008).

Можно надеяться, что дальнейшие наблюдения и новые эксперименты позволят с большей точностью определять  $\Omega_b$  для различных космологических эпох и соответствующее ей значение  $\eta$ , что в свою очередь может стать мощным инструментом

исследования физики за рамками стандартной модели, где значение  $\eta$  для разных космологических эпох может быть различным. Ограничения на отклонение  $\eta$  позволят осуществлять отбор различных теоретических моделей, допускающих такое изменение.

В данной работе мы обсуждаем возможность изменения  $\eta$  на космологических временах, обусловленную процессами распада частиц темной материи. В роли таких частиц могут выступать, например, суперсимметричные частицы (см., например, Джангмен и др., 1996; Бертоне и др., 2004, и ссылки в них), часть из которых может распадаться в легчайшие стабильные суперсимметричные частицы и частицы стандартной модели (барионы, лептоны, фотоны и др., см., например, Сирелли и др., 2011):

$$X \rightarrow \chi + \dots \begin{cases} \gamma + \gamma + \dots, \\ p + \bar{p} + \dots, \end{cases} \quad (1)$$

где  $X$  и  $\chi$  — нестабильная и стабильная частицы темной материи. Это может привести к изменению  $\eta$ .

Современные наблюдательные данные говорят, что плотность темной материи во Вселенной примерно в 5 раз больше плотности барионов:  $\Omega_{\text{CDM}} \simeq \simeq 5\Omega_b$ , т.е. связь концентрации частиц темной материи с концентрациями барионов и фотонов во Вселенной имеет вид  $n_{\text{CDM}} \simeq 5(m_b/m_{\text{CDM}})n_b = = 5(m_b/m_{\text{CDM}})n_\gamma\eta$ . Полагая в реакциях распада частиц темной материи связь изменений функций концентраций различных типов частиц в виде  $\Delta n_{\text{CDM}} \sim \Delta n_b$  и  $\Delta n_{\text{CDM}} \sim \Delta n_\gamma$ , легко увидеть, что параметр  $\eta$  наиболее чувствителен именно к изменению барионной концентрации. В процессах распада частиц темной материи массой  $m_{\text{CDM}} \sim \sim 10 \text{ ГэВ} - 1 \text{ ТэВ}$  изменение  $\eta$  как следствие изменения концентрации барионов может достигнуть уровня  $\Delta\eta/\eta \sim 0.01 - 1$ <sup>1</sup>. Изменение концентрации фотонов и обусловленное им изменение величины  $\eta$  будет примерно в млрд раз меньше. Исходя из этого, в нашей работе мы сконцентрировали свое внимание на возможности изменения  $\eta$  в результате распада частиц темной материи с образованием барионной составляющей.

Несмотря на пренебрежимо малый вклад в изменение  $\eta$  со стороны фотонной компоненты, сравнение предсказываемого гамма-фона (продуктов распада частиц темной материи) с наблюдаемым

<sup>1</sup> Здесь и далее из всех барионов мы ограничиваемся протонами. Такое предположение справедливо для получения оценок, так как большая часть барионной плотности во Вселенной содержится в ядрах водорода, а генерация более тяжелых барионов (например,  $\text{D}$ ,  $\text{He}$  и др.) идет с существенно меньшей вероятностью.

изотропным гамма-фоном во Вселенной может служить дополнительным источником ограничений на модели распада частиц темной материи. Фотоны, образующиеся в результате таких процессов, являются высокоэнергетическими. Наблюдательные данные по изотропному гамма-фону ограничивают их возможное количество во Вселенной, что в свою очередь сужает область допустимых параметров частиц темной материи, определяет максимально возможное количество барионов, продуктов распада частиц темной материи, и соответствующее изменение барион-фотонного отношения в таких распадах. Таким образом, наблюдательные данные по гамма-фону служат, наряду с вышеописанными космологическими экспериментами, источником ограничений на модели распада частиц темной материи и на возможное изменение  $\eta$ . Забегая вперед, скажем, что на сегодняшний день ограничения, приходящие из наблюдения изотропного гамма фона, сильнее тех, что следуют из космологических экспериментов.

В зависимости от времени жизни частиц темной материи значимое изменение параметра  $\eta$  может происходить в различные космологические эпохи. В работе рассматриваются времена жизни  $\tau$ , соответствующие следующему диапазону:  $t_{\text{BBN}} \ll \tau \lesssim t_0$ , где  $t_{\text{BBN}} \simeq 3$  мин — возраст Вселенной на момент окончания эпохи первичного нуклеосинтеза,  $t_0 \simeq 13.8$  млрд. лет — современный возраст жизни Вселенной (Аде и др., 2014). Распады частиц темной материи с малыми временами жизни ( $\tau \lesssim t_{\text{BBN}}$ ) могут существенно изменить химический состав Вселенной (см., например, Джедамжик, 2004; Кавасаки и др., 2005). Имеющиеся наблюдательные данные о распространённости первичных легких элементов: D,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ , хорошо согласуются с предсказаниями расчетов первичного нуклеосинтеза, что, в свою очередь, ограничивает возможность такого изменения. Для больших времен жизни, превышающих современный возраст жизни Вселенной ( $\tau > t_0$ ), изменение  $\eta$  на указанных четырех космологических эпохах будет столь малым, что это вряд ли позволит его обнаружить без существенного улучшения наблюдательных возможностей.

### БАРИОН-ФОТОННОЕ ОТНОШЕНИЕ В МОДЕЛЯХ С РАСПАДОМ ЧАСТИЦ

Большой класс моделей с распадающимися частицами темной материи предполагает наличие легчайшей стабильной частицы, будем обозначать ее  $\chi$ . Нестабильная частица темной материи, будем обозначать ее X, с течением времени распадется в  $\chi$ -частицу и частицы стандартной модели. Среди таких реакций могут быть реакции типа  $X \rightarrow \chi \bar{p}$ , влияние которых на  $\eta$  исследуется в данной

работе<sup>2</sup>. Количественным параметром, характеризующим долю каналов распада X-частиц, продуктами которых являются адроны (в нашем случае это будут протоны и антипротоны), от общего числа каналов распада, является коэффициент адронизации  $B_h$ , принимающий в нашем случае значение  $B_h = 1$ .

Современные наблюдательные данные говорят в пользу отсутствия (или пренебрежимо малого количества) реликтового антивещества (барион-асимметричная Вселенная). По этой причине в стандартной космологической модели параметр  $\eta$  определяется как отношение концентрации барионов к концентрации фотонов. В нашей же модели распады X-частиц приведут к рождению протонов и антипротонов, поэтому параметр  $\eta$  определим как отношение суммы концентраций барионов и антибарионов к концентрации фотонов во Вселенной

$$\eta(z) = \frac{n_b(z) + n_{\bar{b}}(z)}{n_\gamma(z)} = \tag{2}$$

$$= \frac{n_b^{\text{BBN}} + \Delta n_p(z) + \Delta n_{\bar{p}}(z)}{n_\gamma^{\text{BBN}}} = \eta_{\text{BBN}} + \Delta\eta(z),$$

где  $n_b^{\text{BBN}}$  и  $n_\gamma^{\text{BBN}}$  — концентрации барионов и фотонов, соответствующие значению  $\eta_{\text{BBN}} = n_b^{\text{BBN}}/n_\gamma^{\text{BBN}}$ ;  $\Delta n_p(z)$  и  $\Delta n_{\bar{p}}(z)$  — концентрации продуктов распада X частиц: протонов и антипротонов соответственно (в рассматриваемой модели  $\Delta n_p(z) = \Delta n_{\bar{p}}(z)$ , т.е. генерируемый барионный заряд  $\Delta B = 0$ ). Именно это значение (2) измерялось бы при определении скорости звука барион-фотонной плазмы в момент формирования анизотропии реликтового излучения в случае генерации протонов и антипротонов в соответствии с формулой (см., например, Горбунов, Рубаков, 2010)

$$u_s^2 = \frac{\delta p}{\delta \rho} = \frac{c^2}{3(1 + 3\rho_{\text{B}\bar{\text{B}}}/4\rho_\gamma)}, \tag{3}$$

где  $\rho_{\text{B}\bar{\text{B}}} = \rho_{\text{B}} + \rho_{\bar{\text{B}}}$  является суммой плотностей барионов и антибарионов во Вселенной. В стандартной космологической модели эта величина совпадает с барионной плотностью Вселенной  $\rho_{\text{B}}$ . Таким образом, барион-фотонное отношение, определяемое при анализе анизотропии реликтового излучения, также представляет собой отношение суммы концентрации барионов и антибарионов к

<sup>2</sup> Поскольку мы рассматриваем космологические времена, то все нейтроны и антинейтроны, которые также рождаются в таких распадах, переходят в протоны и антипротоны.

концентрации фотонов и в случае наличия продуктов распада  $X$  частиц имеет вид

$$\eta_{\text{СМВ}} = \frac{n_b(z) + n_{\bar{b}}(z)}{n_\gamma(z)} \Big|_{z=z_{\text{PR}}} = \quad (4)$$

$$= \eta_{\text{BBN}} + \Delta\eta(z_{\text{PR}}),$$

Отметим, что для слишком ранних распадов образующиеся антипротоны успевают проаннигилировать с протонами и величина  $\eta$  вновь возвращается к исходному значению  $\eta = \eta_{\text{BBN}}$ . Распады  $X$ -частиц с большими временами жизни будут происходить в уже достаточно расширенной Вселенной, следовательно, образующиеся антипротоны могут не успевать проаннигилировать. Таким образом, позднее значение  $\eta$  может отличаться от  $\eta_{\text{BBN}}$  и  $\eta_{\text{СМВ}}$ . Однако при формировании крупномасштабной структуры, когда образуются гало, плотность вещества в которых значительно превышает среднюю, избыток антипротонов приводил бы к повышенному гамма излучению от них.

### ВЛИЯНИЕ РАСПАДА ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ НА ИЗМЕНЕНИЕ $\eta$

Эволюция функций концентрации  $X$ -частиц,  $\chi$ -частиц, протонов и антипротонов во Вселенной описывается системой кинетических уравнений

$$\frac{dn_X}{dt} + 3Hn_X = -\Gamma n_X, \quad (5)$$

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = \Gamma n_X, \quad (6)$$

$$\frac{dn_{p,\bar{p}}}{dt} + 3Hn_{p,\bar{p}} = -\langle\sigma v\rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}} n_p n_{\bar{p}} + B_h \Gamma n_X, \quad (7)$$

где формула (7) представляет собой два уравнения, описывающих эволюцию функций концентрации протонов и антипротонов,  $n_p$  и  $n_{\bar{p}}$  соответственно;  $n_X$  и  $n_\chi$  — функции концентраций  $X$ - и  $\chi$ -частиц соответственно,  $H = \dot{a}/a$  — параметр Хаббла,  $a(t)$  — масштабный фактор,  $\Gamma = 1/\tau$  — скорость распада  $X$ -частиц,  $\langle\sigma v\rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}}$  — усредненное по импульсу с функцией распределения произведения относительной скорости  $v$  и сечения аннигиляции  $\sigma_{\text{ann}}$  протона и антипротона. В широком диапазоне энергий ( $10 \text{ МэВ} \lesssim T_{\bar{p}} \lesssim 10 \text{ ГэВ}$ ) можно считать это значение константой  $\langle\sigma v\rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}} = 10^{-15} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  (см., например, Стекер, 1967; Венигер и др., 2013). При решении уравнений (5)–(7) используются параметры стандартной космологической модели, представленные в табл. 1.

Помимо распадов частиц темной материи нами были исследованы процессы их аннигиляции. Было показано, что влиянием аннигиляции частиц

**Таблица 1.** Используемые в работе значения космологических параметров

Параметр	Значение	Ссылки <sup>1</sup>
$\Omega_R$	$5.46 \times 10^{-5}$	1
$\Omega_{\text{CDM}}$	0.265	2
$\Omega_b$	0.05	2
$\Omega_\Lambda$	0.685	2
$H_0$	$67.3 \frac{\text{км}}{\text{с Мпк}}$	2
$t_0$	13.8 млрд. лет	2

<sup>1</sup> Ссылки: 1 — Фиксен, 2009, 2 — Аде и др., 2014.

темной материи с сечением аннигиляции  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\bar{\chi}}^{\text{ann}} = 3 \times 10^{-26} \text{ см}^3/\text{с}$  (см., например, Джангмен и др., 1996) в случае, когда продуктами аннигиляции являются протоны и антипротоны:  $\chi\bar{\chi} \rightarrow p\bar{p}$ , на изменение  $\eta$  на всех интересующих временах можно пренебречь. Этому соответствует отсутствие в уравнении (7) слагаемых, отвечающих за аннигиляцию  $X$ - и  $\chi$ -частиц. Изменение  $\eta$ , обусловленное одними лишь процессами аннигиляции частиц темной материи с массами  $10 \text{ ГэВ} - 1 \text{ ТэВ}$ , даже на момент первичного нуклеосинтеза (на котором вклад от аннигиляции максимален) пренебрежимо мало:  $|\Delta\eta/\eta_{\text{BBN}}| < 10^{-13} - 10^{-11}$  (верхний предел соответствует меньшей массе  $\chi$ -частиц).

Для определения начальных условий для уравнений (5) и (6) мы вводим параметр  $\alpha$ , определяющий долю (по числу частиц) нестабильных частиц темной материи от всей темной материи в эпоху первичного нуклеосинтеза. При рассматриваемом нами диапазоне времен жизни  $t_{\text{BBN}} \ll \tau \lesssim t_0$  вся темная материя в современную эпоху будет состоять из стабильных  $\chi$ -частиц, часть из которых ( $\alpha$ ) образованы при распадах  $X$ -частиц, а часть  $(1 - \alpha)$  — реликтовые, т.е. масса  $\chi$ -частиц определяет начальные условия также и для  $X$ -частиц. Наличие надежных данных о значении параметра  $\eta$  в эпоху первичного нуклеосинтеза позволяет использовать значение  $\eta_{\text{BBN}}$  для определения начального условия к уравнению (7). Таким образом, при решении системы уравнений (5)–(7) мы используем следующие начальные условия:

$$z^0 = z_{\text{BBN}} = 10^9, \quad t^0 = \frac{1}{2H(z_{\text{BBN}})}, \quad (8)$$

$$n_p^0 = \eta_{\text{BBN}} n_\gamma(z_{\text{BBN}}), \quad n_{\bar{p}}^0 = 0,$$

$$n_\chi^0 = (1 - \alpha) \frac{\Omega_{\text{CDM}} \rho_c}{m_\chi c^2}, \quad n_{\bar{\chi}}^0 = \alpha \frac{\Omega_{\text{CDM}} \rho_c}{m_\chi c^2}.$$

Запишем систему уравнений (5)–(7) в сопутствующем объеме, который изменяется с течением времени  $\sim a^3$ , т.е.  $\sim (1+z)^{-3}$ :

$$\frac{dY_X}{dt} = -\Gamma Y_X, \quad (9)$$

$$\frac{dY_{\bar{X}}}{dt} = \Gamma Y_X, \quad (10)$$

$$\frac{dY_{p,\bar{p}}}{dt} = -\langle \sigma v \rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}} Y_p Y_{\bar{p}} (1+z)^3 + B_h \Gamma Y_X, \quad (11)$$

где  $Y_i = n_i / (1+z)^3$  – концентрация  $i$ -го типа частиц в сопутствующем объеме.

В таком виде уравнения (9)–(10) имеют очевидные аналитические решения, описывающие эволюцию концентрации  $X$ - и  $\chi$ -частиц в сопутствующем объеме:

$$Y_X(t) = Y_X^0 e^{-t/\tau}, \quad (12)$$

$$Y_{\bar{X}}(t) = Y_{\bar{X}}^0 + Y_X^0 (1 - e^{-t/\tau}), \quad (13)$$

где  $Y_X^0 = n_X^0 / (1+z^0)^3$  и  $Y_{\bar{X}}^0 = n_{\bar{X}}^0 / (1+z^0)^3$  – начальные концентрации  $X$ - и  $\chi$ -частиц в сопутствующем объеме. Подставляя решение (12),  $\Gamma = 1/\tau$  и  $B_h = 1$  в уравнение (11), получаем окончательную систему уравнений, описывающую эволюцию функций концентрации протонов и антипротонов в рассматриваемой модели:

$$\frac{dY_{p,\bar{p}}}{dt} = -\langle \sigma v \rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}} Y_p Y_{\bar{p}} (1+z)^3 + \frac{Y_X^0}{\tau} e^{-t/\tau}. \quad (14)$$

Соответствующее изменение барион-фотонного отношения:

$$\frac{\Delta\eta(z)}{\eta_{\text{BBN}}} = \frac{\eta(z) - \eta_{\text{BBN}}}{\eta_{\text{BBN}}}, \quad (15)$$

определяемое из решения системы уравнений (14) для случая  $m_\chi = 10$  ГэВ,  $\alpha = 0.5$  и различных значений  $\tau$ , представлено на рис. 1а. Отметим, что параметры  $\alpha$  и  $m_\chi$  входят в систему уравнений (14) в виде отношения, поэтому результат, представленный на рис. 1, также соответствует случаю больших масс частиц темной материи при условии сохранения величины  $\alpha/m_\chi$ .

Видно, что для времен жизни  $\tau \gtrsim 10^{12}$  с изменение барион-фотонного отношения в рассматриваемой модели может достигать значений  $\Delta\eta(z)/\eta_{\text{BBN}} \sim 0.01-1$ , что является потенциально наблюдаемой величиной. Также видно, что концентрации протонов и антипротонов в сопутствующем объеме, образующихся в результате поздних распадов ( $\tau > 10^{13}$  с) в уже достаточно расширенной

Вселенной, замораживаются таким образом, что к современной эпохе значение  $\eta$  может существенно отличаться от  $\eta_{\text{BBN}}$  и  $\eta_{\text{СМВ}}$ . Отметим однако, что в распадах  $X \rightarrow \chi p \bar{p}$  с сохранением барионного заряда (т.е.  $\Delta n_p(t) = \Delta n_{\bar{p}}(t)$ ) величина  $\Delta\eta/\eta_{\text{BBN}} \sim \sim 1$  в современную эпоху означала бы практически равное количество протонов и антипротонов во Вселенной, в то время как наша Вселенная является существенно асимметричной по барионному заряду. Наличие такого количества антипротонов во Вселенной также привело бы к возникновению избытка гамма фона от аннигиляции протонов с антипротонами (см. следующий раздел).

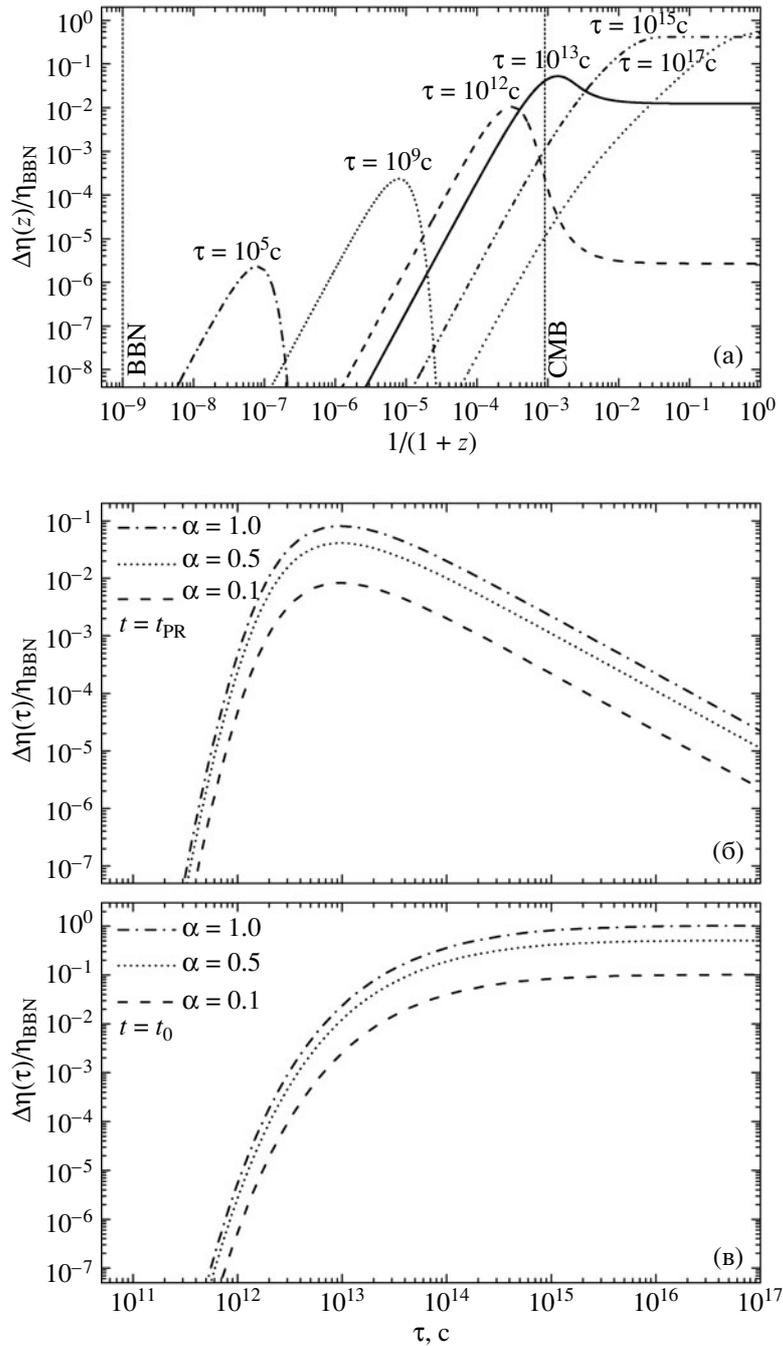
На рис. 1б представлена зависимость  $\Delta\eta(\tau)/\eta_{\text{BBN}}$  изменения  $\eta$  на момент первичной рекомбинации (эпоха, для которой измерения параметра  $\eta$  выполнены наиболее точно на сегодняшний день) от времени жизни  $X$ -частиц  $\tau$  для различных значений  $\alpha$ . Видно, что доля изменения  $\eta$  в эту эпоху может достигать значений  $\Delta\eta/\eta_{\text{BBN}} \sim 0.01-0.1$ , что также является потенциально наблюдаемой величиной. На рис. 1в приведена зависимость  $\Delta\eta(\tau)/\eta_{\text{BBN}}$ , относящаяся к современной эпохе ( $t_0 \simeq 13.8$  млрд. лет). Видно, что в рассматриваемой модели распад  $X$ -частиц приводит к существенному изменению современной барионной плотности для  $\tau > 10^{13}$  с. Однако точность ее определения в эпоху  $z \sim 2-3$  и в современную эпоху пока еще существенно ниже, чем для эпох первичного нуклеосинтеза и первичной рекомбинации.

Полученные результаты не должны входить в противоречие с другими наблюдательными данными:

1. Распады с преобладанием адронных каналов в ранние эпохи  $\tau \ll t_{\text{PR}}$  могут существенно изменить химический состав Вселенной (см., например, Джедамжик, 2004; Кавасаки и др., 2005). Имеющиеся наблюдательные данные о распространности первичных легких элементов: D,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , хорошо согласуются с предсказаниями расчетов первичного нуклеосинтеза, что, в свою очередь, ограничивает возможность такого изменения.

2. Распады с  $\tau \sim t_{\text{PR}}$  могут привести к искажению спектра реликтового излучения, а также повлиять на его угловую анизотропию (см., например, Чен, Камионковски, 2004; Хлуба, Сюняев, 2012). Сравнение с наблюдательными данными также позволяет жестко ограничивать возможные модели.

3. Адронные распады с  $\tau \gtrsim t_{\text{PR}}$  могут привести к возникновению избыточного гамма-фона от аннигиляции образующихся антипротонов с фоновыми протонами, а также непосредственно от распадов  $X$ -частиц (см. следующий раздел).



**Рис. 1.** Доля изменения барион-фотонного отношения  $\frac{\Delta\eta(z)}{\eta_{\text{BBN}}} = \frac{\eta(z) - \eta_{\text{BBN}}}{\eta_{\text{BBN}}}$ , обусловленного процессами распада X-частиц с временами жизни  $10^5 \text{ с} \leq \tau \leq 10^{17} \text{ с}$  (случай  $m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$ ,  $\alpha = 0.5$ ); вертикальными линиями отмечены эпохи первичного нуклеосинтеза ( $z_{\text{BBN}} \sim 10^9$ ) и первичной рекомбинации ( $z_{\text{PR}} \approx 1100$ ). Зависимость  $\Delta\eta(\tau)/\eta_{\text{BBN}}$  изменения барион-фотонного отношения на момент первичной рекомбинации  $t = t_{\text{PR}}$  (б) и в современную эпоху  $t = t_0$  (в) от времени жизни X-частиц для разных значений параметра  $\alpha$ .

В нашем случае мы использовали данные по изотропному гамма-фону для получения ограничений на распады частиц с  $t_{\text{PR}} \lesssim \tau \lesssim t_0$ , так как

для таких времен жизни X-частиц ожидается максимальный эффект изменения барион-фотонного отношения (см. рис. 1). Как мы увидим, на сего-

дняшний день эти ограничения существеннее тех, что могут дать современные космологические эксперименты.

ОГРАНИЧЕНИЕ НА ВОЗМОЖНОЕ  
ИЗМЕНЕНИЕ  $\eta$ , СВЯЗАННОЕ  
С НАБЛЮДЕНИЕМ ИЗОТРОПНОГО  
ГАММА ФОНА

Как было показано в работе Сирелли и др. (2011), среди конечных продуктов распада частиц темной материи помимо протонов и антипротонов будут также присутствовать фотоны и лептоны, причем их доля существенно превышает долю барионов даже в случае  $B_h = 1$  (т.е. когда распа-

ды полностью идут по адронным каналам). Это происходит потому, что в процессе адронизации наряду с протонами и антипротонами рождаются мезоны, которые дают вклад в фотонную и лептонную составляющую. Кроме того, появление доли антипротонов во Вселенной будет сопровождаться возникновением дополнительного гамма-фона от аннигиляции протон-антипротонных пар. Основной гамма-фон в результате такого процесса будет возникать вследствие распада  $\pi^0$ -мезона, образующегося в результате аннигиляции протона и антипротона (Стекер, 1967; Стейгман, 1976). Оба эти процесса, которые схематически можно представить следующим образом:

$$X \rightarrow \chi + \dots \begin{cases} \gamma + \gamma + \dots, \\ p + \bar{p} \rightarrow \begin{cases} \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu), \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\tilde{\nu}_e) + \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu), \end{cases} \end{cases} \quad (16)$$

будут вносить вклад в изотропный гамма фон во Вселенной.

Мы рассчитываем соответствующий гамма фон с учетом его распространения на космологические расстояния. Отметим, что фотоны различных энергий в различные космологические времена будут по разному взаимодействовать со средой, в которой они распространяются (см., например, Здиарски, Свенсон, 1989; Чен, Каминковски, 2004). А именно, имеется окно прозрачности: фотоны с энергиями  $E_\gamma < 10$  ГэВ, испущенные во времена  $0 < z \lesssim 1000$ , распространяются практически без поглощения и доходят до нас в виде изотропного гамма-фона. Возникновение такого гамма фона ожидается от распадов X-частиц с временами жизни  $t_{PR} \lesssim \tau \lesssim t_0$ .

Общая формула, описывающая интенсивность изотропного гамма фона  $I_\gamma(E_\gamma)$  (кэВ·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>ср<sup>-1</sup>кэВ<sup>-1</sup>) от различных процессов, имеет вид (см., например, Пикок, 2010)

$$I_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma \frac{d\Phi_\gamma}{d\Omega dE_\gamma} = \quad (17)$$

$$= \frac{c}{4\pi} \int_0^{1000} dz \frac{\epsilon_\gamma([1+z]E_\gamma, z)}{H(z)(1+z)^4} e^{-\tau(E_\gamma, z)},$$

где  $\Phi_\gamma$  — поток гамма фотонов в единицу времени через единицу площади,  $\tau(E_\gamma, z)$  — оптическая толщина, описывающая поглощение фотона испущенного в эпоху  $z$  с энергией  $E_\gamma(1+z)$ ,  $\epsilon_\gamma$  —

коэффициент объемной эмиссии, который в нашем случае представляет собой сумму двух слагаемых:

$$\epsilon_\gamma(E_\gamma, z) = \epsilon_\gamma^X(E_\gamma, z) + \epsilon_\gamma^{p\bar{p}}(E_\gamma, z), \quad (18)$$

описывающих два вышеупомянутых вклада в гамма фон. Первое слагаемое  $\epsilon_\gamma^X$  связано с фотонами, продуктами распада X-частиц, второе слагаемое  $\epsilon_\gamma^{p\bar{p}}$  — с фотонами, продуктами аннигиляции протонов и антипротонов. Эти слагаемые описываются следующими выражениями

$$\epsilon_\gamma^X(E_\gamma, z) = E_\gamma \Gamma n_X(z) \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \quad (19)$$

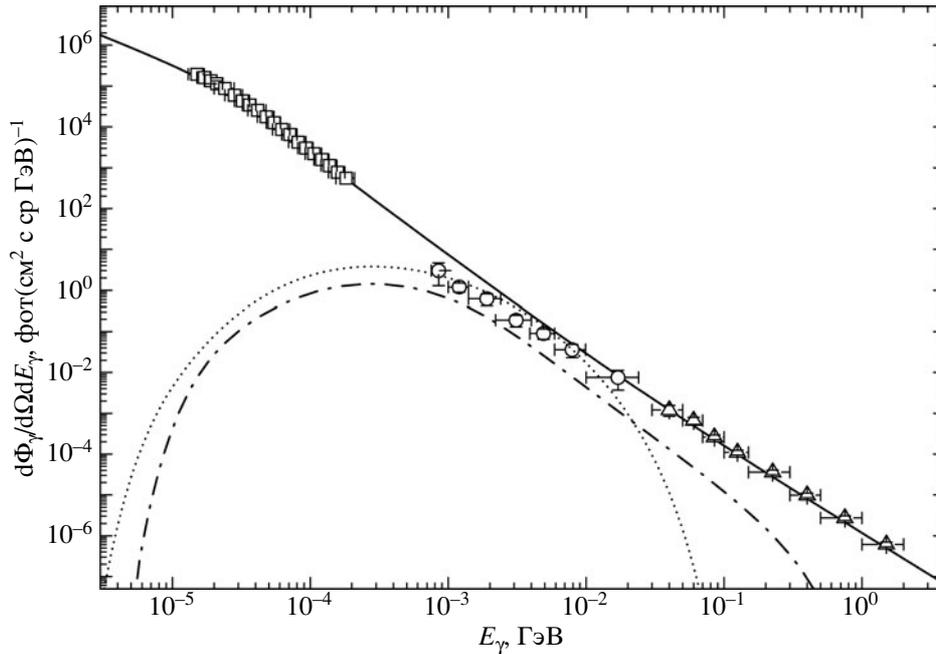
$$= E_\gamma \Gamma Y_X(z) (1+z)^3 \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma},$$

$$\epsilon_\gamma^{p\bar{p}}(E_\gamma, z) = E_\gamma \langle \sigma v \rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}} n_p(z) n_{\bar{p}}(z) \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \quad (20)$$

$$= E_\gamma \langle \sigma v \rangle_{p\bar{p}}^{\text{ann}} Y_p(z) Y_{\bar{p}}(z) (1+z)^6 \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma},$$

где  $dN_\gamma/dE_\gamma$  — спектр фотонов (фот·кэВ<sup>-1</sup>), испущенных в одном акте распада X-частиц (в формуле (19)) и аннигиляции протона и антипротона (в формуле (20)).

В наших расчетах мы используем спектр  $dN_\gamma/dE_\gamma$  фотонов, продуктов распада X-частиц, рассчитанный в пакете RUTHIA. Численный код для расчета спектров продуктов распада и аннигиляции частиц темной материи был взят



**Рис. 2.** Изотропный фон  $d\Phi_\gamma/d\Omega dE_\gamma$  гамма фотонов, обусловленный непосредственно распадами частиц темной материи (пунктирная кривая) и аннигиляцией протонов с антипротонами (штрихпунктирная кривая), в рассматриваемой модели распада  $X$ -частиц с временем жизни  $\tau = 10^{14}$  с (случай  $m_\chi = 10$  ГэВ,  $m_{\bar{\chi}} = 10$  ГэВ,  $\alpha = 5 \times 10^{-6}$ ). Квадратами отмечены экспериментальные данные, взятые из работы Аджелло и др. (2008), кружками — Блюмен и др. (1999), треугольниками — Срекумар и др. (1998), сплошная кривая соответствует фитированию экспериментальных данных Грубер и др. (1999).

с сайта<sup>3</sup>, подробности использования которого можно найти в работе Сирелли и др. (2011). Мы используем данные для случая  $m_\chi - m_{\bar{\chi}} \sim 10$  ГэВ из всего доступного в численном коде диапазона энерговыделения в таких реакциях: 10 ГэВ — 200 ТэВ, для определения верхней границы возможного изменения  $\eta$ . Значения оптической толщины в (17) также взяты с указанного сайта. Спектр  $dN_\gamma/dE_\gamma$  фотонов, продуктов аннигиляции протона и антипротона, взят из работы Бекенстосс и др. (1983).

Для сравнения на рис. 2 представлен гамма фон  $d\Phi_\gamma/d\Omega dE_\gamma$  (фот см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>ср<sup>-1</sup>кэВ<sup>-1</sup>), обусловленный вкладом от каждого из двух слагаемых в (18). Наблюдательные данные об изотропном гамма фоне (10 кэВ–1 ГэВ), взятые из работ Срекумар и др. (1998), Блюмен и др. (1999), Грубер и др. (1999), Аджелло и др. (2008), также представлены на рисунке. Видно, что гамма-фон непосредственно от распадов  $X$ -частиц позволяет сделать более жесткие ограничения на процессы распада.

На рис. 3 изображен итоговый гамма фон  $d\Phi_\gamma/d\Omega dE_\gamma$  с учетом обоих слагаемых в (18) для времен жизни  $X$ -частиц  $t_{PR} \lesssim \tau \lesssim t_0$  и разных

значений параметра  $\alpha$ . Гамма фон, допустимый современными наблюдательными данными, соответствует параметру  $\alpha_{\max}$ , который характеризует максимально допустимую долю нестабильных  $X$ -частиц с соответствующим временем жизни. Значения  $\alpha_{\max}$  для времен жизни  $t_{PR} \lesssim \tau \lesssim t_0$  представлены в табл. 2.

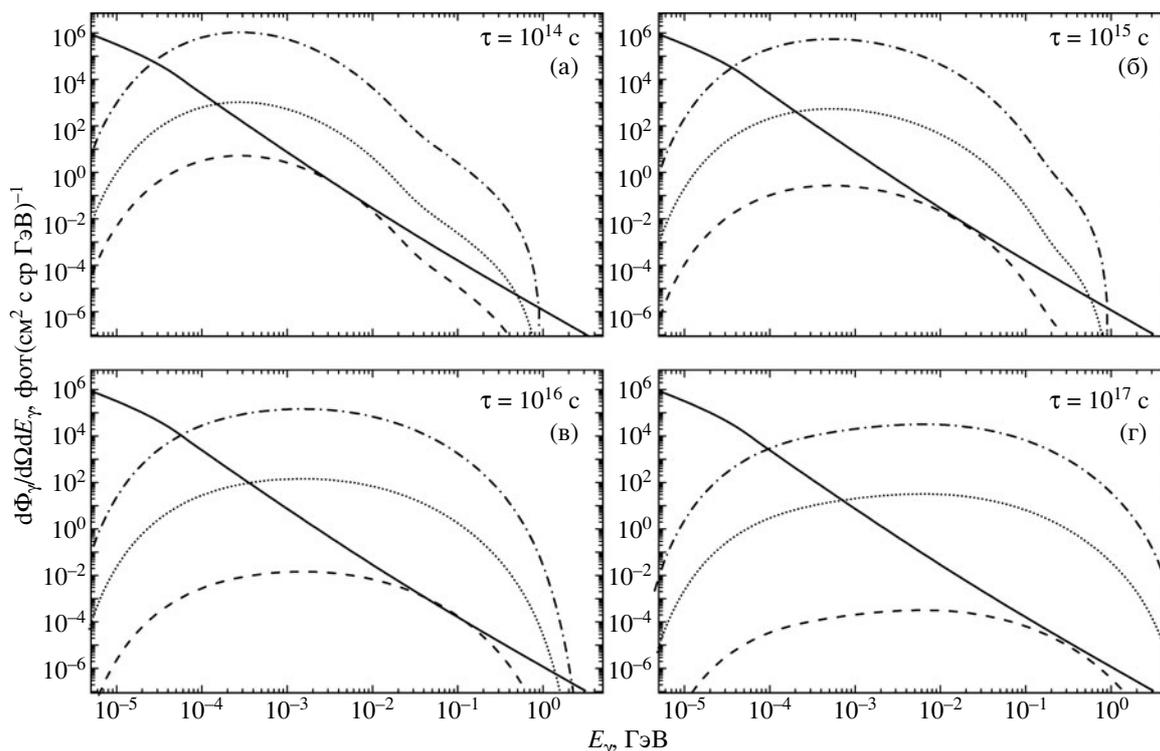
На рис. 4 представлена доля изменения барион-фотонного отношения, соответствующая  $\alpha_{\max}$ , для разных времен жизни  $X$ -частиц (для сравнения на рис. 4 также приведено это изменение для случая  $\alpha = 1$ ). Видно, что это изменение может достигать значений  $\Delta\eta(z)/\eta_{\text{BBN}} \lesssim 10^{-5}$ . Современная наблюдательная точность  $\Delta\eta/\eta \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ . Отметим, что соответствующее количество антипротонов во Вселенной в современную эпоху, связанное с  $\Delta\eta$  через соотношение

$$\frac{n_{\bar{p}}}{n_p} \simeq \frac{1}{2} \frac{\Delta\eta}{\eta_{\text{BBN}}} \Big|_{z=0},$$

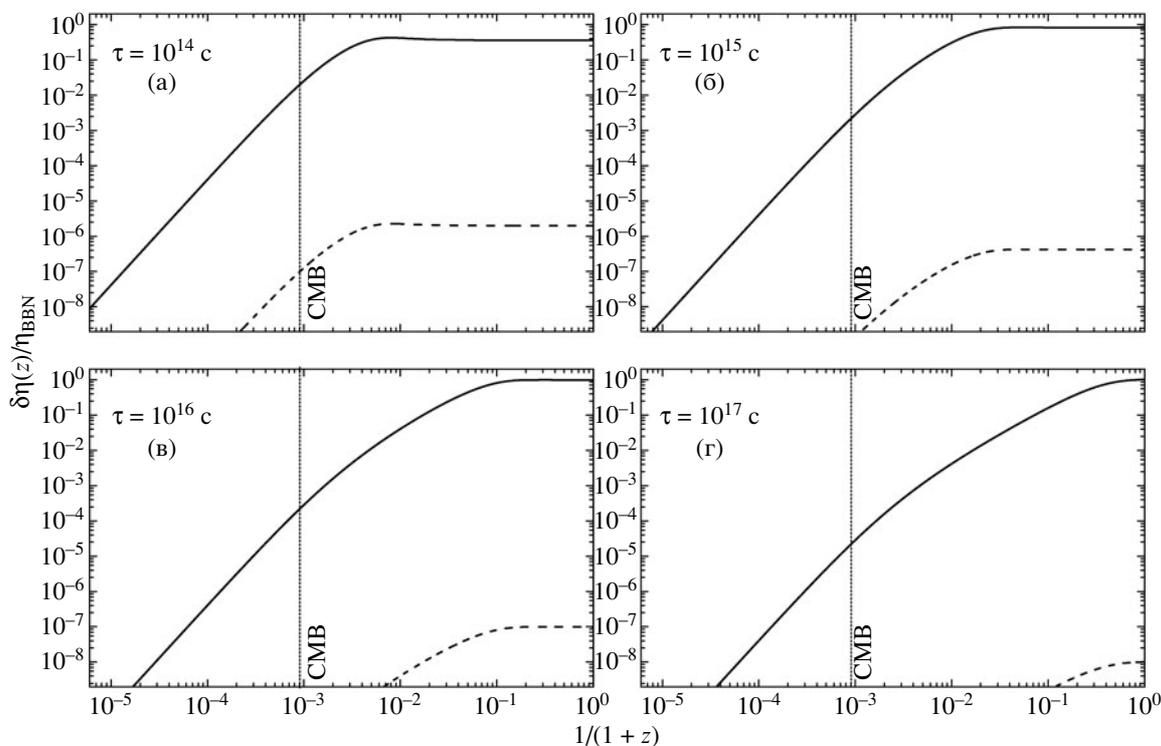
согласуется с наблюдательными данными по антипротонам в космических лучах (см., например, Адриани и др., 2010).

Так как параметры  $\alpha$  и  $m_\chi$  входят в систему уравнений (14) в виде отношения, полученный результат легко обобщается на случай больших масс

<sup>3</sup> <http://www.marcocirelli.net/PPPC4DMID.html>



**Рис. 3.** Изотропный фон  $d\Phi_\gamma/d\Omega dE_\gamma$  гамма фотонов в рассматриваемой модели распада X-частиц с временами жизни  $10^{14} \text{ с} \leq \tau \leq 10^{17} \text{ с}$  для случаев  $\alpha = 1$  (штрихпунктирная кривая),  $\alpha = 10^{-3}$  (пунктирная кривая) и  $\alpha = \alpha_{\max}$  (штриховая кривая) (случай  $m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$ ,  $m_\chi - m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$ ). Сплошная кривая соответствует фитированию экспериментальных данных Грубер и др. (1999).



**Рис. 4.** Доля изменения барион-фотонного отношения  $\frac{\Delta\eta(z)}{\eta_{\text{BBN}}} = \frac{\eta(z) - \eta_{\text{BBN}}}{\eta_{\text{BBN}}}$ , обусловленного процессами распада X-частиц с временами жизни  $10^{14} \text{ с} \leq \tau \leq 10^{17} \text{ с}$  (случай  $m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$ ,  $m_\chi - m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$ ). Сплошная кривая соответствует доли X-частиц  $\alpha = 1$ , штриховая кривая —  $\alpha = \alpha_{\max}$ . Вертикальной линией отмечена эпоха первичной рекомбинации ( $z_{\text{PR}} \simeq 1100$ ).

**Таблица 2.** Максимально допустимая доля  $X$  частиц  $\alpha_{\max}$  с различными временами жизни  $\tau$  для масс  $\chi$ -частиц 10 ГэВ, 100 ГэВ и 1000 ГэВ и соответствующее максимально допустимое изменение барион-фотонного отношения  $\Delta\eta/\eta_{\text{BBN}}$  в эпоху  $z^*$

$\tau, \text{с}$	$\alpha_{\max}$			$\frac{\Delta\eta(z^*)}{\eta_{\text{BBN}}}$	$z^*$
	$m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$	$m_\chi = 100 \text{ ГэВ}$	$m_\chi = 1000 \text{ ГэВ}$		
$10^{14}$	$5 \times 10^{-6}$	$5 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-4}$	$2.3 \times 10^{-6}$	120
$10^{15}$	$5 \times 10^{-7}$	$5 \times 10^{-6}$	$5 \times 10^{-5}$	$4.2 \times 10^{-7}$	18
$10^{16}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-7}$	2.2
$10^{17}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-8}$	0

частиц темной материи. Для  $\chi$ -частиц массой  $m_\chi = 10 \text{ ГэВ}$ ,  $100 \text{ ГэВ}$  и  $1000 \text{ ГэВ}$  полученный результат о значении параметра  $\alpha_{\max}$  и соответствующем ему максимальном изменении  $\Delta\eta/\eta_{\text{BBN}}$  барион-фотонного отношения собраны в табл. 2. Также в таблице приведены значения  $z^*$  космологического красного смещения, соответствующего максимальному изменению  $\eta$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было исследовано влияние барионных каналов распада частиц темной материи  $X \rightarrow \chi\text{RR}$  на изменение барион-фотонного отношения в разные космологические эпохи.

Показано, что величины современной плотности темной материи  $\Omega_{\text{CDM}} \simeq 0.26$  достаточно для того, чтобы реакции распада частиц темной материи массой 10 ГэВ–1 ТэВ приводили к изменению барион-фотонного отношения вплоть до  $\Delta\eta(z)/\eta_{\text{BBN}} \sim 0.01\text{--}1$  (рис. 1). Однако такое изменение  $\eta$  будет приводить к избытку гамма фона от аннигиляции протон-антипротонных пар, продуктов распада частиц темной материи и фоновых протонов, а также от гамма фотонов, образующихся непосредственно в распадах частиц темной материи.

Нами были использованы наблюдательные данные по изотропному гамма фону для ограничения моделей распада частиц темной материи, приводящих к максимальному эффекту изменения  $\eta$ : была определена максимально допустимая доля нестабильных частиц темной материи с временами жизни  $t_{\text{PR}} \lesssim \tau \lesssim t_0$ , а также связанная с ними степень изменения  $\eta$ . Максимально возможное изменение барион-фотонного отношения, обусловленное такими распадами:  $\Delta\eta(z)/\eta_{\text{BBN}} \lesssim 10^{-5}$  (рис. 4).

Несмотря на то что на сегодняшний день данные по гамма фону наиболее сильно ограничивают модели распада частиц темной материи с испусканием

барионов, в будущем, с ростом точности существующих и появлением новых космологических экспериментов, ситуация может поменяться. Обнаружение изменения барион-фотонного отношения в таких экспериментах на уровне  $\lesssim 10^{-5}$  послужит свидетельством существования распадающихся частиц темной материи, а его детальное изучение — мощным инструментом изучения их свойств. Неизменность же барион-фотонного отношения будет служить новым источником ограничений области доступных параметров частиц темной материи.

Авторы благодарят рецензентов за ценные замечания.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №14-12-00955.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аде и др. (P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, 66 (2014).
2. Аджелло и др. (M. Ajello, J. Greiner, G. Sato, D.R. Willis, G. Kanbach, A.W. Strong, R. Diehl, G. Hasinger, et al.), *Astrophys. J.* **689**, 666 (2008).
3. Адриани и др. (O. Adriani, G.C. Barbarino, G.A. Bazilevskaya, R. Bellotti, M. Boezio, E.A. Bogomolov, L. Bonechi, M. Bongi, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **105**, 121101 (2010).
4. Бекенстосс и др. (G. Backenstoss, M. Hasinoff, P. Pavlopoulos, J. Repond, L. Tauscher, D. Tröster, P. Blüm, R. Guigas, et al.), *Nucl. Phys. B* **228**, 424 (1983).
5. Бертоне и др. (G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk), *Phys. Rep.* **405**, 279 (2004).
6. Блюмен и др. (H. Bloemen, W. Hermsen, S.C. Karpadath, J. Ryan, V. Schönfelder, A.W. Strong, M. Varendorff, and G. Weidenspointner), *Astron. Lett. Communicat.* **39**, 213 (1999).
7. Венигер и др. (C. Weniger, P.D. Serpico, F. Iocco, and G. Bertone), *Phys. Rev. D* **87**, 123008 (2013).
8. Горбунов Д.С., Рубаков В.А., *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* (М.: ЛКИ, 2008).

9. Горбунов Д.С., Рубаков В.А., *Введение в теорию горячей Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: ЛКИ, 2010).
10. Грубер и др. (D.E. Gruber, J.L. Matteson, L.E. Peterson, and G.V. Jung), *Astrophys. J.* **520**, 124 (1999).
11. Джангмен и др. (G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest), *Phys. Rep.* **267**, 195 (1996).
12. Джедамжик (K. Jedamzik), *Phys. Rev. D* **70**, 063524 (2004).
13. Зdziарски, Свенсон (A.A. Zdziarski and R. Svensson), *Astrophys. J.* **344**, 551 (1989).
14. Иванчик А.В., Балашев С.А., Варшалович Д.А. и др., *Астрон. журн.* **92**, № 2 (2015) [A.V. Ivanchik et al., *Astron. Rep.* **59**, 100 (2015)].
15. Кавасаки и др. (M. Kawasaki, K. Kohri, and T. Moroi), *Phys. Rev. D* **71**, 083502 (2005).
16. Киркмен и др. (D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J.M. O'Meara, and D. Lubin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **149**, 1 (2003).
17. Никастро и др. (F. Nicastro, S. Mathur, and M. Elvis), *Science* **319**, 55 (2008).
18. Пикок (J.A. Peacock), *Cosmological Physics* (9 ed., Cambridge Univer. Press, 2010).
19. Раух (M. Rauch), *Ann. Rev.* **36**, 267 (1998).
20. Сибур и др. (R.H. Cyburt, B.D. Fields, and K.A. Olive), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11**, 12 (2008).
21. Сирелли и др. (M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hütsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal, F. Sala, and A. Strumia), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **3**, 51 (2011).
22. Срекумар и др. (P. Sreekumar, D.L. Bertsch, B.L. Dingus, J.A. Esposito, C.E. Fichtel, R.C. Hartman, S.D. Hunter, G. Kanbach, et al.), *Astrophys. J.* **494**, 523 (1998).
23. Стейгман (G. Steigman), *Ann. Rev.* **14**, 339 (1976).
24. Стейгман (G. Steigman), *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57**, 463 (2007).
25. Стекер (F. Stecker), *SAO Spec. Rep.* № 261 (1967).
26. Фиксен (D.J. Fixsen), *Astrophys. J.* **707**, 916 (2009).
27. Фукуджита, Пиблз (M. Fukugita and P.J.E. Peebles), *Astrophys. J.* **616**, 643 (2004).
28. Хлуба, Сюняев (J. Chluba and R.A. Sunyaev), *MNRAS* **419**, 1294 (2012).
29. Чен, Камиионковски (X. Chen and M. Kamionkowski), *Phys. Rev. D* **70**, 043502 (2004).