

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 72, ВЫПУСК 7  
10 ОКТЯБРЯ, 2000

Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.7, стр.513 - 517

© 2000г. 10 октября

**РАЗРУШЕНИЕ ПЕРВИЧНОГО ГЕЛИЯ-4 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ  
КАСКАДОМ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ**

*Е.В.Седельников*

Институт математического моделирования РАН  
125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 2000 г.

После переработки 14 сентября 2000 г.

Представлены результаты расчетов образования  ${}^3\text{He}$  +  ${}^3\text{H}$  и  $\text{D}$  при разбивании первичного  ${}^4\text{He}$  электромагнитным каскадом в ранней Вселенной. Развивающийся в космологической плазме электромагнитный каскад, инициированный высокоэнергетической частицей, начинает интенсивно разбивать  ${}^4\text{He}$  после  $t \sim 4 \cdot 10^4$  с и при определенных параметрах источника (сорт частиц, энергия и время появления во Вселенной) является основным механизмом дополнительного образования  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$ . Так, при аннигиляции тепловых антипротонов в период  $\sim 4 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^8$  с первичный  ${}^4\text{He}$  разбивается в основном электромагнитным каскадом.

PACS: 95.30.Cq, 98.80.-k

Разрушение первичного  ${}^4\text{He}$  электромагнитным каскадом, наряду с разрушением вторичным протонным каскадом, является основным механизмом неравновесного космологического нуклеосинтеза (НКН). Действующий в ранней Вселенной гипотетический источник высокоэнергетических частиц порождает в космологической плазме электромагнитный и протонный каскады, разбивающие первичный  ${}^4\text{He}$  на  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  $\text{D}$ , искажая первичный химический состав.

Недавние расчеты по НКН, идущему за счет нуклон-ядерных взаимодействий, представлены в [1]. Развитие электромагнитного каскада в космологической плазме изучено достаточно хорошо (см. [2] и ссылки в них), проведены численные расчеты (см., например, [3], а также недавнюю работу [4]). Продолжая исследования НКН [1], в настоящей работе методом Монте-Карло моделируется разрушение первичного  ${}^4\text{He}$  электромагнитным каскадом, инициированным источником высокоэнергетических частиц, действующим в период  $10^2 \div 10^{16}$  с.

© 2000 Российская академия наук, Отделение общей физики и астрономии,  
Институт физических проблем им. П.Л.Капицы.

Количество ядер элемента А ( ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  или  $\text{D}$ ), образуемого электромагнитным каскадом, можно представить в виде

$$n_A = \int \left( f_{\gamma\gamma} \frac{\sigma_{\gamma^4\text{He} \rightarrow \text{AX}} \cdot n^4\text{He}}{\Sigma_{\gamma}^{\text{tot}}} + f_{\gamma e} \frac{\sigma_{e^4\text{He} \rightarrow \text{AX}} \cdot n^4\text{He}}{\Sigma_e^{\text{tot}}} \right) dE,$$

где функции  $f_{\gamma\gamma}(E)$  и  $f_{\gamma e}(E)$  описывают энергетическое распределение фотонов и электронов в каскаде, инициированном начальным фотоном,  $\Sigma_{\gamma(e)}^{\text{tot}}$  – полное сечение взаимодействия фотона (электрона) с плазмой.

Центральную роль здесь играет реакция  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  образования электрон-позитронной пары при взаимодействии высокоэнергетичного фотона с реликтовым излучением (РИ). Образовавшиеся электрон и позитрон передают большую часть своей энергии фотонам при обратном комптоновском рассеянии на РИ. Происходит лавинообразное увеличение числа электронов и фотонов в каскаде. Разрушение  ${}^4\text{He}$  при этом подавлено слагаемым  $n_{\gamma} \cdot \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-}$  в  $\Sigma_{\gamma}^{\text{tot}}$ . Поскольку по мере расширения Вселенной РИ остывает, порог реакции  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  растет. В тот момент, когда он превысит порог разрушения  ${}^4\text{He}$ , гелий начнет интенсивно разбиваться вторичными фотонами. (Интересно отметить, что разрушение  ${}^4\text{He}$  каскадными электронами так и остается подавленным за счет слагаемого  $n_{\gamma} \cdot \sigma_{e\gamma \rightarrow e\gamma}$  в  $\Sigma_e^{\text{tot}}$ .) Этот эффект иллюстрирует рис.1.

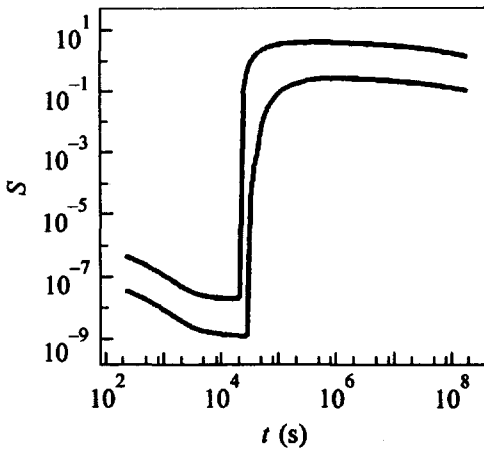


Рис.1. Количество дополнительно образуемых ядер  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  (верхняя кривая) и  $\text{D}$  (нижняя кривая) электромагнитным каскадом, инициированным фотоном с энергией  $E_{\gamma} = 20 \text{ ГэВ}$  в зависимости от времени, когда он появляется во Вселенной

Скачок в образовании  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  и  $\text{D}$  на  $\sim 8$  порядков (в расчетах принято  $n_{\gamma}/n_B = 10^8$ ) происходит при несколько отличающихся временах, что обусловлено различием порогов реакций  $\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$ ,  $\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}p$  и  $\gamma^4\text{He} \rightarrow \text{D}pn$ . (Отличие, обусловленное различием порогов реакций  $\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$  и  $\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}p$  порядка толщины линии на рисунке.) Образование дейтерия идет в основном в реакции  $\gamma^4\text{He} \rightarrow \text{D}pn$ , реакция  $\gamma^4\text{He} \rightarrow \text{DD}$  имеет значительно меньшее сечение. Необходимо отметить, что реакции фоторасщепления  ${}^4\text{He}$  изучены достаточно хорошо, имеются многочисленные экспериментальные данные. При моделировании использовались результаты работ [5], где приведены согласованные данные по всем каналам фоторасщепления  ${}^4\text{He}$ .

На рис.1 видно, что если отвлечься от скачкообразного увеличения образования  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  и  $\text{D}$ , обусловленного наличием порога реакции  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ , количество

образуемых ядер уменьшается по мере старения Вселенной. Это связано с особенностями рассеяния электронов на РИ. Характерная энергия фотонов РИ порядка  $\kappa T$ . Если  $\kappa T / \sqrt{1 - \beta^2} < m_e c^2$ , где  $\beta$  – скорость налетающего на РИ электрона, обратное комптоновское рассеяние происходит в томпсоновском режиме, при котором распределение энергии рассеянного фотона с хорошей точностью можно считать равномерным. В обратном случае рассеяние происходит в комптоновском режиме, при котором все большая доля фотонов рассеивается с энергией, близкой к энергии налетающего электрона. В предельном режиме  $\kappa T / \sqrt{1 - \beta^2} \gg m_e c^2$  практически все фотоны приобретают энергию электрона. По мере старения Вселенной в рассеянии  $e\gamma \rightarrow e\gamma$  происходит (при фиксированной энергии электрона) постепенный переход от комптоновского к томпсоновскому режиму, то есть при прочих равных условиях электромагнитный каскад в более поздней Вселенной быстрее скатывается к низким энергиям. При расчете были использованы точные аналитические формулы дифференциального обратного комптоновского рассеяния на чернотельном излучении, полученные в [6].

Если начальная частица антипротон или протон, то наряду с вторичным протонным каскадом она также инициирует развитие электромагнитного каскада, причем чем выше энергия начальной частицы, тем большая часть ее энергии уходит в электромагнитный каскад. На рис.2 показано количество образуемого  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ , D в зависимости от энергии начальных антипротона, протона и фотона (для электрона кривая практически совпадает с фотонной) для момента  $t = 2 \cdot 10^5$  с.

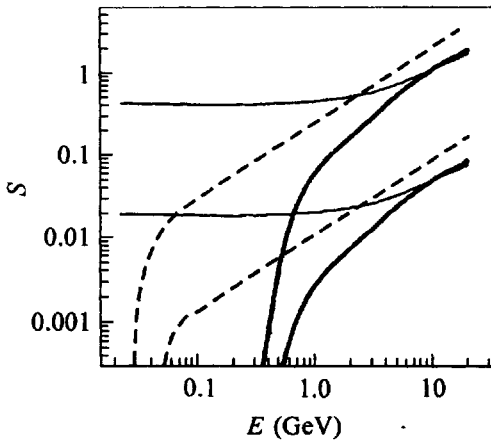


Рис.2. Количество дополнительно образуемых ядер  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  (верхние кривые) и D (нижние кривые), образуемых электромагнитным каскадом, инициированным протоном (толстые сплошные линии), антипротоном (тонкие сплошные линии), фотоном (пунктирные линии) в зависимости от их энергии при  $t = 2 \cdot 10^5$  с

Сравнивая кривые рис.2 с аналогичными кривыми образования легких элементов за счет вторичного протонного каскада из работы [1], можно заметить, что кривые рис.2 идут круче, то есть при определенной энергии начального антипротона или протона, в зависимости от времени действия источника во Вселенной, количество образуемого  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  или D за счет электромагнитного каскада превысит аналогичное количество, образуемое за счет вторичного протонного каскада. Для  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  этот момент настанет значительно раньше, чем для D. Это обусловлено тем, что при энергиях  $\sim 75$  МэВ, когда протонный каскад наиболее интенсивно разрушает  ${}^4\text{He}$ , в неупругом сечении  $\sigma_{p^4\text{He}}^{inel}$  значительное место занимает канал  $p^4\text{He} \rightarrow D^3\text{He}$ , в то время как фоторасщепление  ${}^4\text{He}$  идет в основном по каналам  $\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$  и

$\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}$ , каналы же образования дейтерия  $\gamma^4\text{He} \rightarrow Dp$  и  $\gamma^4\text{He} \rightarrow DD$  составляют очень незначительную долю от полного сечения фоторасщепления.

Этот момент важен с точки зрения космологических приложений. Если разрушение  ${}^4\text{He}$  идет полностью вторичным протонным каскадом, то  $S_D/S_{{}^3\text{He}+{}^3\text{H}} = 0.55$  [1]. В случае, когда первичный  ${}^4\text{He}$  разбивается только электромагнитным каскадом, расчет дает  $S_D/S_{{}^3\text{He}+{}^3\text{H}} = 0.08$ . Если источник действует во Вселенной в течение длительного периода, это отношение будет меняться со временем. Конечное соотношение  $S_D/S_{{}^3\text{He}+{}^3\text{H}}$  дополнительно образованных ядер в общем случае будет определяться сортами испускаемых источником частиц, их энергиями, а также моментом появления и продолжительностью действия источника во Вселенной.

Интересная ситуация возникает, если в качестве начальной частицы взять антипротон. При небольших энергиях антипротона (и при  $t < 5 \cdot 10^8$  с)  ${}^4\text{He}$  разбивается в основном электромагнитным каскадом, обусловленным аннигиляцией на ядрах водорода  $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$ . С повышением энергии (и в зависимости от космологического времени) начинает преобладать разрушение  ${}^4\text{He}$  вторичным протонным каскадом, а при еще больших энергиях ( $E_p > 15$  ГэВ и в зависимости от космологического времени) электромагнитный каскад снова становится доминирующим из-за того, что, как уже отмечалось выше, в него уходит все большая часть энергии начальной частицы (это относится и к протону в качестве начальной частицы). Сказанное иллюстрирует рис.3. Верхняя заштрихованная область по мере роста энергии расширяется вправо. Аналогичная область возникает и для D, она начинается намного выше по энергии.

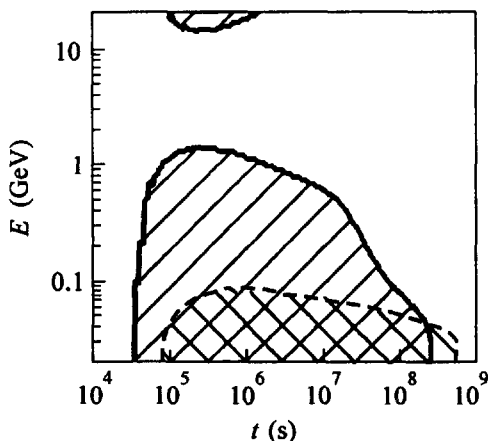


Рис.3. Области (заштрихованы, граница — сплошная линия), в которых образование  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  идет в большей части за счет разрушения  ${}^4\text{He}$  электромагнитным каскадом, возникающим из-за аннигиляции антипротона на ядрах водорода  $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$ . В оставшейся области образование  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  идет в основном за счет разрушения  ${}^4\text{He}$  вторичным протонным каскадом и при аннигиляции на  ${}^4\text{He}$ . Аналогично для D, если в расчетах для канала  $\bar{p}{}^4\text{He} \rightarrow DX$  взять минимальную оценку сечения [7]; граница показана пунктирной линией. Ось абсцисс — энергия антипротона. Ось ординат — момент аннигиляции во Вселенной

При небольших энергиях антипротона неопределенность в сечении канала  $\bar{p}{}^4\text{He} \rightarrow DX$  не позволяет с уверенностью говорить о том, какой механизм, аннигиляция на гелии или фоторасщепление гелия, играет ведущую роль в неравновесном образовании дейтерия. Если в расчете для канала  $\bar{p}{}^4\text{He} \rightarrow DX$  взять максимальную оценку сечения [7], низкоэнергетическая область преобладания фотообразования D, ограниченная пунктирной кривой на рис.3 исчезнет: дейтерий будет образовываться в основном при аннигиляции на гелии  $\bar{p}{}^4\text{He} \rightarrow DX$  и при разрушении  ${}^4\text{He}$  вторичным протонным каскадом.

При расчете дополнительного образования ядер легких элементов необходимо еще учесть механизм косвенного образования дейтерия  $n + p \rightarrow D\gamma$ , когда образующиеся

в основном при разрушении  ${}^4\text{He}$  нейтроны успевают соединиться с ядрами водорода. Этот процесс эффективен при  $t < 10^5 \cdot \Omega_B^{2/3}$  с [8], после нейтроны распадаются до взаимодействия.

Возникающие при разрушении первичного  ${}^4\text{He}$  неравновесные ядра  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  $\text{D}$  взаимодействуют с  ${}^4\text{He}$ , образуя  ${}^6,7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ . Предварительный расчет [9] и оценки [10] показывают, что литий ( ${}^6\text{Li}$  в особенности) является более чувствительным, чем  ${}^3\text{He}$  и  $\text{D}$ , индикатором неравновесных процессов в ранней Вселенной. Еще более информативным может оказаться исследование отношения  $[{}^7\text{Li}] : [{}^6\text{Li}] : [{}^3\text{He}] : [\text{D}]$  количеств образуемых ядер в зависимости от состава испускаемых гипотетическим источником частиц, их энергии, от времени действия источника во Вселенной.

Надежный расчет образования  $\text{Li}$  и  $\text{Be}$  в НКН, сопряжен с рядом трудностей, в первую очередь с недостатком экспериментальных данных (подробнее см. [1]), представляет значительный интерес.

Благодарю Е.И.Леванова за неизменные интерес к работе и поддержку.

- 
1. Е.В.Седелников, Письма в ЖЭТФ **69**, 609 (1999).
  2. R.Svensson and A.A.Zdziarski, Ap. J. **349**, 415 (1990); A.A.Zdziarski, Ap. J. **335**, 786 (1988).
  3. R.J.Protheroe, T.Stanev, and V.S.Berezinsky, Phys. Rev. **D51**, 4134 (1995); S.Dimopoulos, R.Esmailzadeh, L.J.Hall, and G.D.Starkman, Ap. J. **330**, 545 (1988).
  4. K.Jedamzik, Phys. Rev. Lett. **84**, 3248 (2000).
  5. С.И.Нагорный, Ю.А.Касаткин, В.А.Золенко и др., ЯФ **53**, 365 (1991); Ю.М.Аркатов, П.И.Вацет, В.И.Волощук и др., ЯФ **31**, 297 (1980); Ю.М.Аркатов, П.И.Вацет, В.И.Волощук и др., Письма в ЖЭТФ **28**, 710 (1978); Ю.М.Аркатов, А.В.Баззева, П.И.Вацет и др., ЯФ **10**, 1123 (1969).
  6. Д.Фарджон, А.Салис, УФН **168**, 909 (1998).
  7. F.Balestra, S.Bossolasco, M.P.Bussa et al., Nuovo Cim. **A100**, 323 (1988).
  8. Я.Б.Зельдович, А.А.Старобинский, М.Ю.Хлопов, В.М.Чечеткин, Письма в АЖ **3**, 208 (1977).
  9. Е.В.Седелников, Ю.Л.Левитан, И.М.Соболь, Препринт ИММ РАН #1 (1996).
  10. Е.В.Седелников, Письма в АЖ **12**, 889 (1996).