

УДК: 524.86

СИНТЕЗ ЛЕКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОСМОЛОГИЧЕСКИХ  
МОДЕЛЯХ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ

Б. В. ВАЙНЕР, В. В. ЧУВЕНКОВ

Поступила 7 апреля 1987

Принята к печати 20 мая 1987

Рассмотрена эволюция ранней Вселенной при наличии в ней массивных нестабильных лептонов и их влияние на синтез легких элементов. Произведен точный численный расчет динамики нуклеосинтеза с учетом изменения хода температурной истории из-за влияния собственной энергии лептонов и генерации дополнительной энтропии при их распаде. Получены ограничения на массу и время жизни этих частиц, а также на величину плотности барионов во Вселенной.

1. *Введение.* После первых подробных расчетов космологического нуклеосинтеза [1—3] стало понятно, что сопоставление результатов этих расчетов с наблюдаемыми распространенностями легких элементов позволяет прояснить физические условия в ранней Вселенной, в первые несколько минут ее расширения. Современные теории элементарных частиц допускают возможность существования тяжелых (с массами 0.001—1 ГэВ) лептонов, которые должны были входить в состав космологического субстрата в период нуклеосинтеза и, следовательно, могли оказывать определенное влияние на выход легких элементов. Характер эволюции Вселенной в присутствии этих частиц рассматривался в ряде работ. В [4] произведены расчеты конечного выхода дейтерия в приближении существования стабильных лептонов и их влияния на ускорение хода космологического расширения. Эффекты, связанные с взаимодействием продуктов их распада (энергичных антинейтрино) с протонным фоном, и соответственное увеличение содержания дейтерия из-за захватов сформировавшихся при этом нейтронов рассмотрены в [5]. Авторы [6] производят оценки влияния этих частиц на ход температуры и рост энтропии, не рассматривая следствий этих процессов для нуклеосинтеза.

В настоящей работе произведен точный расчет содержания легких изотопов для различных значений параметров, характеризующих тяжелые лептоны (масса, время распада, продукты распада). Исследованы три основных эффекта: 1) изменение темпа космологического расширения за

счет вклада этих частиц в общую плотность энергии; 2) рост удельной энтропии при их распаде; 3) непосредственное взаимодействие продуктов распада тяжелых лептонов с нуклонами.

В результате сравнения полученных содержаний легких изотопов ( $D$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ) с их наблюдаемыми распространенностями, с учетом имеющихся представлений об эволюции элементного состава в Галактике, удалось четко выделить область допустимых параметров, характеризующих тяжелые лептоны, сделать вполне определенные заключения о величине плотности барионов во Вселенной.

Статья построена следующим образом: во 2 разделе рассмотрено влияние распадающихся лептонов на характер температурной зависимости в период нуклеосинтеза, произведен расчет конечных концентраций элементов. В 3 разделе сделаны оценки изменения скорости реакций слабого взаимодействия, вызванные продуктами распада массивных лептонов. Точное решение задачи с учетом всех рассмотренных эффектов получено в 4 разделе. В заключение проводится сравнение полученных обилий элементов с наблюдаемыми в настоящее время, приведены ограничения на параметры рассмотренных частиц и величину плотности барионов.

2. *Влияние собственной энергии тяжелых лептонов на нуклеосинтез.* Проведем расчет динамики синтеза следующих легких элементов:  $D$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ , введя стандартные в этом случае обозначения и используя метод неявной схемы, описанный в [7]. Результаты расчета синтеза элементов в стандартной температурной модели, проведенного для проверки ее работоспособности, дали хорошее согласие с аналогичными результатами при других методах расчета [3].

Далее необходимо учесть влияние на температурную историю тяжелых лептонов  $\nu_H$ , существовавших в период нуклеосинтеза. Рассмотрим эволюцию Вселенной в предположении наличия таких частиц. Обозначим их массу  $m_H$ , а постоянную распада —  $\lambda$ . Предположим, что распадаться они будут в основном по каналам:

$$\nu_H \rightarrow \nu_e + \gamma, \quad \nu_H \rightarrow \nu_e + e^+ + e^-, \quad \nu_H \rightarrow \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e.$$

Так как кривизна пространства  $k$  на ранних стадиях эволюции малосущественна, то интервал пространства-времени можно записать в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) (dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

где  $R(t)$  — масштабный фактор,  $c$  — скорость света.

Система уравнений, позволяющая получить зависимость температуры от времени, состоит из  $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$  — компоненты уравнений Эйнштейна и след-

ствия тождества Бианки, которые с учетом приближения  $k = 0$  записываются соответственно в виде:

$$3 \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = 8\pi G \rho \quad (1)$$

и

$$3 \left( \frac{\dot{K}}{R} \right) = - \frac{\dot{\rho}}{\rho + p/c^2}, \quad (2)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $p$  — давление.

В этом случае для построения температурной истории удобно использовать метод, описанный в [8]. Тогда уравнение для пространственной плотности  $n_H$  тяжелых лептонов запишется в виде:

$$\dot{n}_H = -3 \frac{\dot{R}}{R} n_H - \lambda n_H \quad (3)$$

с решением:

$$n_H = N_H \left( \frac{R_d}{R} \right)^3 e^{-\lambda(t-t_d)}, \quad (4)$$

где  $t_d$  — есть момент отрыва лептонов от остальных частиц, характеризующийся равенством времени их взаимодействия с космологическим,  $R_d = R(t_d)$ ,  $N_H = n_H(t_d)$ . Полная плотность массы  $\nu_H$  при  $T < m_H$  запишется как  $\rho_H = 2m_H n_H$ , где численный коэффициент учитывает наличие у  $\nu_H$  античастицы.

Далее, подставляя (4) и (2) в (1), а также используя уравнение состояния  $p_H = 0$ , можно получить уравнение эволюции масштабного фактора:

$$z^{1/2} \dot{z} = 2e^{-z}, \quad (5)$$

где для удобства введены новые переменные:

$$x = \lambda(t - t_d) \text{ и } z = \left( \frac{3\lambda^2}{8\pi G m_H N_H} \right)^{2/3} \left( \frac{R}{R_d} \right)^2. \quad (6)$$

Начальные условия для (5):

$$z_0 = \left( \frac{3\lambda^2}{8\pi G m_H N_H} \right)^{2/3} \text{ и } z'_0 = \frac{2z_0}{\lambda} \left[ \frac{8\pi G}{3} \left( \chi \frac{\sigma T_d^4}{c^3} + 2m_H N_H \right) \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь  $\chi$  — суммарный статистический вес,  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана ( $\chi = 5.35$  до аннигиляции электрон-позитронных пар и  $\chi = 1.68$  после нее)\*.

\* Мы предполагаем, что число сортов обычных нейтрино во Вселенной  $N_\nu = 3$ .

Согласно [8], температура в данной модели может быть выражена через решение уравнения (5) (Здесь и далее  $T = T/10^9$  К):

$$T = 10^{-9} \left[ \left( \frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G/\sigma} \right) \left( \left( \frac{z'}{z} \right)^2 - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{1/4}. \quad (8)$$

Уравнение (8) не имеет аналитического решения, и для точного построения температурной истории Вселенной необходим численный расчет. Поскольку мы интересуемся влиянием  $\nu_H$  на синтез легких элементов, будем рассматривать частицы с временем жизни  $\tau_H > 1$  с. При этом в качестве начальных условий следует использовать значения  $T$  и  $N_H$ , приведенные в [9]. Значение  $t_d$  можно получить, считая  $\nu_H$  в этот момент стабильными. Тогда система (1), (2), (4) имеет аналитическое решение:

$$t_d = \left( \frac{2\chi^3 \sigma^3}{3\pi G b^4 c^6} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{bc^2}{2\chi\sigma T_d} \right) \left( 1 + \frac{bc^2}{\chi\sigma T_d} \right)^{1/2} \right], \quad (9)$$

где  $b = \frac{2 \cdot 10^{-27} m_H N_H}{T_d^3}$  до момента аннигиляции  $e^+e^-$  и  $b = \frac{7.3 \cdot 10^{-28} m_H N_H}{T_d^3}$

после нее, что также связано с изменением статистического веса.

Численное решение уравнения (8) с данными начальными условиями приводит к следующим результатам. Вклад массы  $\nu_H$  в общую плотность энергии ускоряет расширение Вселенной, что вызывает ее более быстрое охлаждение, а следовательно, и более раннее наступление момента закладки. Кривая зависимости  $T(t)$  идет несколько ниже, чем в стандартной модели. Затем тяжелые лептоны распадаются, и после термализации продуктов их распада зависимость температуры от времени приближается к стандартной. В расчетах исследовались модели с частицами, имеющими массу  $5 \div 100$  МэВ и время жизни  $10^2 \div 10^4$  с. Наиболее сильное влияние на ход температурной истории оказывают частицы с массами  $\sim 5 \div 10$  МэВ, причем температура держится ниже стандартной тем дольше, чем больше время жизни частиц.

Изменение температурной зависимости необходимо учесть при решении задачи нуклеосинтеза. В данном случае, при расчетах зависимости массовых концентраций элементов от времени производится переход к новому аргументу  $T$ , после чего характер их эволюции определяется значением производной  $\frac{dT}{dt}$ , которая в стандартном случае равна:

$$\frac{dT}{dt} = -CT^3,$$

где постоянная  $C$  зависит от числа сортов частиц во Вселенной.

В нашем случае, если считать  $\nu_H$  полностью стабильными, зависимость для  $\frac{dT}{dt}$  следует из (9):

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{стаб.}} = -10^{18} \left[ \frac{8\pi G/\sigma}{3c^2} \left(1 + \frac{10^{-9}bc^2}{\lambda\sigma T}\right) \right]^{1/2} T^3. \quad (10)$$

Таблица 1

КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В МОДЕЛЯХ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ С МАССОЙ  $m_H$  И ПОСТОЯННОЙ РАСПАДА  $\lambda$

$m_H$ , МэВ	$\lambda$ , с <sup>-1</sup>	<sup>4</sup> He	D	<sup>3</sup> He	<sup>7</sup> Li	$\Omega_b$
модель без лептонов		0.253	1.0·10 <sup>-4</sup>	2.9·10 <sup>-5</sup>	2.1·10 <sup>-10</sup>	0.05
5	0	0.307	1.1·10 <sup>-3</sup>	3.0·10 <sup>-5</sup>	8.9·10 <sup>-10</sup>	
5	10 <sup>-4</sup>	0.347	2.2·10 <sup>-5</sup>	1.0·10 <sup>-5</sup>	3.2·10 <sup>-9</sup>	
10	10 <sup>-4</sup>	0.313	4.7·10 <sup>-6</sup>	7.5·10 <sup>-6</sup>	9.0·10 <sup>-9</sup>	
50	10 <sup>-2</sup>	0.256	9.8·10 <sup>-5</sup>	2.9·10 <sup>-5</sup>	2.1·10 <sup>-10</sup>	
модель без лептонов		0.220	1.5·10 <sup>-3</sup>	9.3·10 <sup>-5</sup>	1.0·10 <sup>-9</sup>	0.01
5	10 <sup>-4</sup>	0.283	3.5·10 <sup>-4</sup>	3.1·10 <sup>-5</sup>	2.4·10 <sup>-10</sup>	
10	10 <sup>-4</sup>	0.231	2.1·10 <sup>-4</sup>	3.1·10 <sup>-5</sup>	1.6·10 <sup>-10</sup>	
50	10 <sup>-2</sup>	0.221	1.4·10 <sup>-3</sup>	9.3·10 <sup>-5</sup>	1.0·10 <sup>-9</sup>	
модель без лептонов		0.260	3.6·10 <sup>-5</sup>	1.8·10 <sup>-5</sup>	1.1·10 <sup>-9</sup>	0.1
5	10 <sup>-4</sup>	0.353	4.8·10 <sup>-6</sup>	6.4·10 <sup>-6</sup>	9.9·10 <sup>-9</sup>	
10	10 <sup>-4</sup>	0.329	4.1·10 <sup>-7</sup>	4.8·10 <sup>-6</sup>	1.9·10 <sup>-8</sup>	
50	10 <sup>-2</sup>	0.263	3.4·10 <sup>-5</sup>	1.7·10 <sup>-5</sup>	1.2·10 <sup>-9</sup>	

Результаты расчетов по данной формуле в модели с  $m_H = 5$  МэВ приведены в табл. 1 и обнаруживают хорошее согласие с данными [4]. Однако получить точное аналитическое выражение скорости изменения температуры  $\frac{dT}{dt}$  для нестабильных  $\nu_H$  невозможно. Поэтому численное значение производной, рассчитанное при решении (8), необходимо аппроксимировать приближенной формулой. Установлено, что наилучшим образом зависимость  $\frac{dT}{dt}$  от температуры описывает функция вида:

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{стаб.}} + AT^{5/2}, \quad (11)$$

где коэффициент  $A$  вычислялся в каждом случае ( $m_H, \nu_H$ ) по методу наименьших квадратов.

Как уже отмечалось, целью работы является точный расчет синтеза легких элементов в присутствии тяжелых лептонов с учетом их влияния на изменение температуры и рост энтропии. Но для разделения действий этих эффектов сначала было получено решение без учета изменения энтропии при распадах  $\nu_H$ . При этом обнаружилось, что их существование увеличивает закалочную концентрацию нейтронов из-за соответствующего сдвига времени закалки. Это приводит к увеличению конечного обилия  ${}^4\text{He}$ . Если при этом в модели с лептонами, имеющими массу  $50 \div 100$  МэВ ( $\Omega_b = 0.05$ )\*, выход гелия не превышает верхней наблюдаемой границы  $\sim 0.24$ , то при  $m_H = 5 \div 10$  МэВ гелия получается существенно больше ( $0.28 \div 0.30$ ). Не менее чувствителен к массе лептонов выход дейтерия, причем и здесь наблюдается только его увеличение, которое наиболее сильно при  $m_H \sim 5$  МэВ. При этом зависимость конечных концентраций элементов от  $\lambda$  (при использованных значениях  $\lambda \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$  с $^{-1}$ , что наиболее вероятно, согласно [8, 9]) довольно слабая. Действительно, в этом случае распад происходит при  $t \gtrsim 10^3 \div 10^4$  с, когда основные ядерные реакции синтеза практически не идут.

Полученные результаты хорошо согласуются с выводами [4] при рассмотрении стабильных нейтрино. Однако учет только изменения хода температурной истории с распадающимися  $\nu_H$  не дает полной картины их влияния на ход нуклеосинтеза. При их распадах происходит увеличение удельной энтропии, что также существенно повлияет на выход легких элементов. Этот эффект будет рассмотрен в 4 разделе.

3. Влияние продуктов распада нестабильных лептонов на нуклеосинтез. Предположим, что  $\nu_H$  распадаются на обычные нейтрино по каналу:  $\nu_H \rightarrow \nu_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$  и  $\tau_H < 10^2$  с. Произведем оценку изменения скоростей реакций нуклеосинтеза из-за появления продуктов распада  $\nu_H$ . Относительный выход гелия при этом главным образом зависит от соотношения концентраций протонов и нейтронов, которые превращаются друг в друга вследствие реакций слабого взаимодействия. Изменение скорости этих реакций в присутствии электронных нейтрино можно оценить аналогично тому, как это сделано в [11]:

$$\Delta a = c \sigma_{\nu n} n_\nu,$$

где  $\sigma_{\nu n}$  — сечение данной реакции,  $n_\nu$  — плотность  $\nu_e$ .

\*  $\Omega_b = \rho_b / \rho_{cr}$ , где  $\rho_{cr} = 4.6 \cdot 10^{-30} (H_0/50 \text{ км/с Мпк})^2$ ,  $\rho_b$  — плотность барионов,  $H_0$  — современное значение постоянной Хаббла (везде мы полагаем  $H_0 = 50 \text{ км/с Мпк}$ ).

Согласно [8]:

$$n_\nu = n_H(t_{eq}) \left(1 - e^{-\lambda(t-t_{eq})} \frac{R_{eq}}{R}\right),$$

где

$$t_{eq} = \frac{108}{T_{eq}^2}, \quad T_{eq} = 10^{-9} \frac{bc^2}{\chi_\sigma}.$$

Считая  $\frac{\Delta a}{a^*} \ll 1$ , скорость реакции можно представить в виде:

$$a = a^* \left(1 + \frac{\Delta a}{a^*}\right), \quad (12)$$

где  $a^* \simeq qT^b$ ,  $q = 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-5}$ . Тогда сдвиг температуры закалки можно определить, приравняв  $a$  скорости космологического расширения:

$$T_0 = T_0^* \left(1 - \xi \frac{\Delta a}{a^*}\right),$$

где  $T_0^*$  — температура закалки в стандартной модели,  $\xi = 2/7$  в случае, если закалка происходит при доминировании  $\nu_H$  и  $\xi = 1/3$  в противоположном случае.

Отношение массовых концентраций нейтронов и протонов в момент закалки найдется как

$$\frac{X_n}{X_p} = \left(\frac{X_n}{X_p}\right)^* \left[1 + \frac{\Delta a}{a^*} \left(e^{\frac{\Delta mc^2}{kT_0}} - 1 - \xi \frac{\Delta mc^2}{kT_0}\right)\right],$$

где  $(X_n/X_p)^*$  — отношение концентраций в стандартной модели.

Оценка для верхней границы обилия гелия имеет вид:

$$Y \leq \frac{2 \left(\frac{X_n}{X_p}\right)}{1 + \left(\frac{X_n}{X_p}\right)}.$$

Для согласования с наблюдениями необходимо, чтобы  $Y$  было  $\leq 0.25$ , тогда, соответственно,  $\Delta a/a^* \leq 0.1$ , иначе возникает перепроизводство гелия.

Считая в данном случае, что каждое из электронных нейтрино, образующихся при распаде, уносит с собой  $1/3$  энергии покоя лептона на  $\nu_H$ , можно показать, что максимальное  $\Delta a/a^* \geq 10^{-2}$  соответствует модели с  $m_H = 5 + 10 \text{ МэВ}$  и  $\tau_H < 1 \text{ с}$ , т. е. оказывать какое-либо влияние на нуклеосинтез, в частности на выход  ${}^4\text{He}$ , они не могут.

Следует отметить, что продукты распада  $\nu_H (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \gamma)$  могут участвовать еще в следующих реакциях [5, 12]:

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+, \quad n + p \rightarrow D + \gamma, \quad {}^4\text{He} + \gamma \rightarrow D + \dots, \quad D + \gamma \rightarrow n + p,$$

происходящих в основном позже:  $t > 10^2$  с. Эти реакции в настоящей работе не рассматриваются.

4. *Дополнительная генерация энтропии при распаде  $\nu_H$ .* Предположим, что массивные лептоны с  $\lambda \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$  с $^{-1}$  распадаются по каналам:  $\nu_H \rightarrow \nu_e + \gamma$ ,  $\nu_H \rightarrow \nu_e + e^- + e^+$ . Тогда энтропия после их распада будет превышать энтропию в период образования элементов. В работе [3] установлено, что существует зависимость выхода гелия от величины удельной энтропии. Так, если число сортов нейтрино во Вселенной равно трем, то хорошей аппроксимацией является:

$$Y = 0.435 - 0.0195 \lg s, \quad (13)$$

где энтропия

$$s = 1.4 \cdot 10^8 \Omega_b^{-1} \left( \frac{T}{2.7K} \right)^3.$$

Относительное увеличение энтропии с учетом распадов  $\nu_H$  легко получается из (8):

$$\frac{s}{s_d} = \left[ \left( \frac{z}{z_d} \right)^2 \left( \frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G \chi_\sigma T_d^4} \right) \left( \left( \frac{z'}{z} \right)^2 - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{3/4}. \quad (14)$$

Используя (13) и (14), можно получить значения  $s/s_d$  и оценить относительное увеличение содержания гелия. Результаты представлены в табл. 2, 3. Видно, что верхний предел обилия гелия,  $Y \sim 0.25$ , значительно превышен, если  $m_H \sim 5 \div 10$  МэВ и  $\Omega_b = 0.1$ . При  $m_H = 50 \div 100$  МэВ увеличение концентрации гелия сравнительно мало, но все же лежит выше допустимых пределов. Значение  $\Omega_b = 0.05$  не согласуется с наблюдениями в случаях  $m_H = 5 \div 10$  МэВ при любых  $\lambda$  и  $m_H = 50 \div 100$  МэВ при  $\lambda < 10^{-2}$  с $^{-1}$ , а  $\Omega_b = 0.01$  допускает существование лептонов при  $m_H = 50 \div 100$  МэВ с любыми  $\lambda$ , лежащими в рассмотренных нами интервалах. Однако в последнем случае величина  $\Omega_b$  лежит ниже предела, вытекающего непосредственно из наблюдений видимой материи.

Рассмотрим теперь точное численное решение хода нуклеосинтеза в ранней Вселенной с массивными нестабильными лептонами. Для этого необходимо учесть эффект генерации энтропии и соответствующего измене-

ния при этом характера зависимости плотности барионов от температуры. При этом с учетом (14) получается следующее выражение:

$$\rho_b = h_0 \left( \frac{s_0}{s_d} \right) T_d^3 \left( \frac{z_d}{z} \right)^{3/2}, \quad (15)$$

где  $h_0 = \frac{9.26 \cdot 10^4}{s_0}$  — современное значение параметра  $h$ ,  $s_0$  — удельная энтропия, соответствующая  $h_0$ .

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ РОСТ УДЕЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ ПРИ  
РАСПАДАХ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ С МАССОЙ  
 $m_H$  И ПОСТОЯННОЙ РАСПАДА  $\lambda$

$\lambda, \text{с}^{-1}$	$m_H, \text{МэВ}$			
	5	10	50	100
$10^{-2}$	8.6	7.4	3.0	2.56
$10^{-3}$	20.4	18.8	4.36	3.0
$10^{-4}$	68	56.6	8.9	4.5

Таблица 3

КОНЕЧНЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ  ${}^4\text{He}$ , ОБРАЗОВАВШИЕСЯ  
С УЧЕТОМ РОСТА ЭНТРОПИИ ПРИ РАСПАДАХ  
ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

$\lambda, \text{с}^{-1}$	$m_H, \text{МэВ}$				
	5	10	50	100	$\Omega_b$
$10^{-2}$	0.255	0.254	0.246	0.245	0.01
$10^{-3}$	0.262	0.262	0.249	0.246	
$10^{-4}$	0.272	0.271	0.255	0.249	
$10^{-2}$	0.269	0.267	0.259	0.258	0.05
$10^{-3}$	0.276	0.275	0.269	0.264	
$10^{-4}$	0.286	0.285	0.269	0.264	
$10^{-2}$	0.274	0.273	0.266	0.264	0.1
$10^{-3}$	0.282	0.281	0.269	0.265	
$10^{-4}$	0.292	0.290	0.275	0.269	

Результаты расчетов концентраций легких элементов с учетом всех эффектов представлены на рис. 1 и в табл. 1. Оценки увеличения обилия  ${}^4\text{He}$ , проведенные ранее, с точностью  $\sim 10\%$  согласуются с численным счетом. Весь остальной прирост его конечной концентрации обусловлен изменением хода температурной истории. Конечные содержания других элементов также подвержены влиянию  $\nu_H$ . Так, наблюдается значительное

уменьшение концентрации  $p$ , увеличение выхода  ${}^7\text{Li}$ . Сравнительно мало изменяется конечное обилие дейтерия. Это связано с одновременным действием двух противоположных эффектов: его увеличения из-за более быстрого падения температуры со временем (уменьшается длительность фазы выгорания) и уменьшения из-за более высокой  $\nu_{\beta}$ , что связано с меньшей, чем в настоящее время, удельной энтропией.

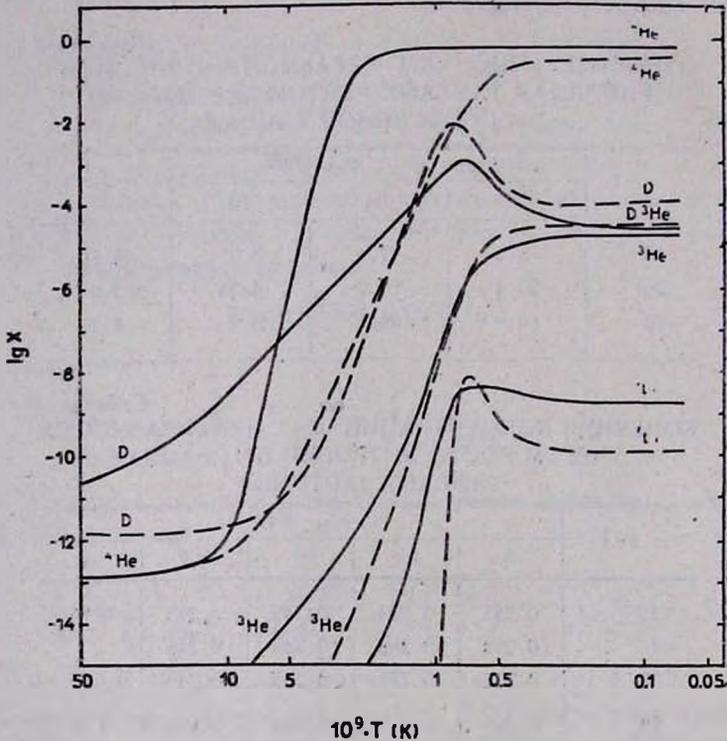


Рис. 1. Зависимость концентраций легких элементов от температуры в модели с массивными нестабильными лептонами с массой 5 МэВ и временем жизни  $10^4$  с (сплошные линии). Пунктиром показано изменение концентраций элементов в модели без лептонов. ( $\Omega_b = 0.05$ ).

5. **Заключение.** Рассмотрим основные полученные результаты. Учитывая только реакции продуктов распада  $\nu_N$  с первичным протон-нейтронным фоном, можно ограничить время их жизни снизу величиной  $\tau_N > 1$  с, иначе возникает некоторый избыток  ${}^4\text{He}$ . Этот эффект сравнительно слабо зависит от массы лептонов. Верхние ограничения на  $\tau_N$  получаются из рассмотрения влияния  $\nu_N$  на нуклеосинтез через изменение зависимостей температуры и энтропии. Все это вызывает только рост обилия  ${}^4\text{He}$ , и поэтому он является хорошим индикатором параметров  $\nu_N$ . Так, при  $\lambda \ll$

$\langle 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  и  $\Omega_b = 0.05$  при любой  $m_H$  его конечная концентрация  $Y \rangle > 0.255$ , что не согласуется с наблюдениями. Отсюда следует верхнее ограничение  $\tau_H < 10^3$  с. В исследованном интервале масс это не противоречит ранее полученным выводам [4, 8]. Рассмотрим теперь зависимость степени влияния на нуклеосинтез от массы тяжелых лептонов. Как можно видеть, сильнее всего она проявляется в ускорении хода температуры и генерации энтропии. Учитывая рост обилия гелия, можно заключить, что наблюдательным данным не противоречит существование лептонов с массой  $50 \div 100$  МэВ. При этом конечное обилие  ${}^4\text{He}$  не превышает верхней наблюдаемой границы  $Y = 0.25$  и при  $\Omega_b = 0.05$ . Если же  $m_H = 5 + 10$  МэВ, то гелия получается существенно больше, и для приведения его в соответствие с наблюдениями приходится предположить, что  $\Omega_b \leq 0.01$  и  $\lambda > 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Следующие отсюда противоречия с оценкой  $\Omega_b$  по массе видимой материи позволяют утверждать, что наличие лептонов с массой  $5 \div 10$  МэВ и  $\lambda < 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  в период нуклеосинтеза невозможно.

Несколько иначе зависит от рассмотренных эффектов конечный выход дейтерия. При учете влияния массы  $\nu_H$  только на температурную зависимость получается его относительное увеличение из-за сдвига времени закали. Оно наиболее отчетливо выражено в случае с  $m_H = 5$  МэВ и  $\lambda = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , при этом выход дейтерия составляет  $\sim 10^{-3}$  ( $\Omega_b = 0.05$ ), что хорошо согласуется с результатами [4]. Но учет распадов  $\nu_H$  неизбежно приводит к дополнительной генерации энтропии, не учтенной в [4]. Это вызывает противоположное следствие: уменьшение обилия дейтерия из-за его разрушения при относительно более высокой  $\rho_b$ , чем в случае без распадов. Сложение этих двух эффектов приводит к тому, что конечное обилие дейтерия оказывается малочувствительным к параметрам  $\nu_H$  и находится в пределах  $10^{-5} \div 10^{-4}$ . Выходы  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  также слабо зависят от присутствия  $\nu_H$  и их параметров.

Поэтому можно заключить, что при  $\Omega_b = 0.05$  наблюдениям не противоречит наличие в ранней Вселенной массивных нестабильных лептонов с массой  $50 \div 100$  МэВ и временем жизни  $10^2 \div 10^3$  с. При  $\tau_H < 10^3$  с  $m_H$  может быть и  $\sim 5 \div 10$  МэВ. Если же  $\Omega_b = 0.01$ , то возможно существование  $\nu_H$  с массой  $5 \div 50$  МэВ при  $\tau_H < 10^3$  с и с массой  $50 \div 100$  МэВ при  $\tau_H < 10^4$  с. Значение  $\Omega_b = 0.1$  приводит к значительным противоречиям с наблюдениями при любых параметрах  $\nu_H$ , лежащих в рассмотренных пределах.

## SYNTHESIS OF THE LIGHT ELEMENTS IN THE COSMOLOGICAL MODELS WITH UNSTABLE LEPTONS

B. V. VAINER, V. V. CHUVENKOV

The evolution of early Universe with massive unstable leptons and their influence on the synthesis of light elements is considered. Exact numerical computation of the nucleosynthesis, taking into account the change of temperature history and the entropy generation, is made. The restrictions on the mass and lifetime of these particles and baryon density in the Universe are obtained.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.*, 148, 3, 1967.
2. R. V. Wagoner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 18, 247, 1969.
3. R. V. Wagoner, *Astrophys. J.*, 179, 343, 1973.
4. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, R. V. Wagoner, *Phys. Rev., Ser. D*, 17, 1529, 1978.
5. R. J. Sherrer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 359, 1984.
6. R. J. Sherrer, M. S. Turner, *Phys. Rev., Ser. D*, 31, 681, 1985.
7. Б. В. Вайнер, О. В. Дрыжакова, В. Л. Загускин, А. С. Марочник, Л. И. Ревницкий, *Астрон. ж.*, 55, 3, 1978.
8. Г. В. Вайнер, Ю. А. Шекинов, М. Б. Энгель, *Астрофизика*, 23, 621, 1985.
9. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, *Astrophys. J.*, 221, 327, 1978.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
11. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, *Письма в Астрон. ж.*, 3, 147, 1977.
12. D. Lindley, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 188, 15p, 1979.