АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 · ДЕКАБРЬ, 1986 ВЫПУСК 3

УДК: 524.3—4

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗД НАСЕЛЕНИЯ III

Б. В. ВАЙНЕР, В. В. ЧУВЕНКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 12 февраля 1986
Принята к печати 10 августа 1986

Рассчитана температурная история газа, нагреваемого вспышками звезд населения III при красных смещениях $z \sim 100$. Определена величина искажений спектра реликтового излучения и интенсивность возникающего рентгеновского излучения. Из сопоставления с имеющимися наблюдениями получены ограничения на величину энерговыделения при взрывах таких звезд. Обсуждается возможность синтеза легких элементов в первичных очень массивных звездах.

1. *Введение.* Сравнение предсказаний теории космологического нуклеосинтеза с имеющимися наблюдательными данными по распространенности легких элементов (D, He^4, He^3, Li^7) указывает на низкую среднюю плотность барионов $\Omega_b h_0^2 \leqslant 0.1$ [1, 2]*. В то же время оценки вириальных масс скоплений галактик соответствуют $\Omega_b \simeq 0.2 \div 0.3$ [3]. Из инфляционных теорий ранних стадий эволюции Вселенной вытекает, что полная плотность гравитирующей материи $\Omega_t = 1$ [4]. Все эти факты можно согласовать между собой, если $70 \div 80\%$ полной массы вещества представляют собой небарионную форму материи, распределенную в высшей степени однородно в пространстве, а подавляющая часть барионов собрана в слабосветящиеся маломассивные объекты или черные дыры. Но тогда практически весь наблюдаемый дейтерий должен иметь некосмологическое происхождение, поскольку при $\Omega_b \geqslant 0.3$ распространенность дейтерия по массе $X \leqslant 6 \cdot 10^{-6}$ существенно меньше наблюдаемой $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$. В последнее время ряд авторов предлагают рассмотреть космологические модели со звездами населения III, т. е. с массивными ($M \approx 10^2 \div 10^5$ $M_\odot$) объектами, образующимися в догалактическую эпоху при больших красных смещениях $z \sim 100$ [5—7]. Хотя законченная теория эволюции таких звезд в настоящее время отсутствует, все же основные черты эволюции та-

* $h_0 = H_0/50$ км/с Мпк — постоянная Хаббла.

ких объектов понятны: согласно расчетам [7], звезды с массами $M = (30 \div 100)\ M_\odot$ взрываются подобно сверхновым, в то время как звезды с $M = (10^2 \div 10^5)\ M_\odot$ испытывают необратимый коллапс [8—10], возможно с существенной потерей массы в виде звездного ветра, поэтому по имеющимся данным можно исследовать вопрос о наблюдательных проявлениях деятельности таких очень массивных объектов (ОМО). Очевидно, что возможность наблюдения каких-либо следов деятельности ОМО в настоящее время зависит от выделенной ими энергии, а также от моментов их рождения и смерти.

ОМО с первоначально водородно-гелиевым химсоставом могут обеспечить выход тяжелых элементов, достаточный для объяснения наблюдаемых обилий в звездах населения II, если энерговыделение в них составляет $\sim 10^{16}$ эрг/г [11]. Для производства наблюдаемой массы дейтерия потребуется уже существенно большее энерговыделение. Это обстоятельство связано с тем фактом, что если космологическая плазма состояла из водорода и гелия, реакции расщепления $p + He^4 \to D + ...$ обязательно будут сопровождаться производством лития в реакциях $He^4 + He^4 \to Li^{6,7} + ...$, и результирующее отношение концентраций Li/D примерно на два порядка превысит наблюдаемое [12]. Если же ускорить протоны и α-частицы в ОМО до энергий ~ 30 ГэВ/нуклон, отношение Li/D можно согласовать с наблюдаемой величиной [13], но тогда энерговыделение должно составить не менее $6 \cdot 10^{18}$ эрг/г при красных смещениях $z \geqslant 300$. Альтернативная модель синтеза дейтерия предложена в [5]. Здесь звезды населения III формируются из чисто водородного космологического субстрата, в них синтезируется весь наблюдаемый гелий, а взаимодействие энергичных частиц звездного ветра (или ускоренных на фронте УВ) с протонами фона приводит к образованию дейтерия. Однако, как показано в [14, 15], для избежания перепроизводства лития необходимы весьма специфические предположения о начальном энергетическом спектре α-частиц, а энерговыделение должно быть достаточно большим ($\sim 3 \cdot 10^{18}$ эрг/г). При таких энерговыделениях окружающий ОМО холодный газ будет разогрет до высоких температур и ионизован. С одной стороны, вторичная ионизация, обусловленная ОМО, может быть причиной уменьшения уровня угловых флуктуаций реликтового излучения в масштабах $\lesssim 1°$ до не наблюдаемых в настоящее время значений [16]. Однако другим важным следствием вторичного разогрева и ионизации являются спектральные искажения реликтового излучения (РИ) [17,18]. Величина отклонения спектра РИ от равновесного определяется температурной историей нагретого электрон-ионного газа и моментом вторичного разогрева. При одинаковом энерговыделении искажения будут тем меньше, чем раньше оно произошло, поскольку большим красным смещениям z соответствует большая величина отношения

плотности энергии реликтового излучения к плотности энергии вещества. В настоящей работе мы исследуем температурную историю вторично разогретого газа, рассчитаем величину спектральных искажений РИ, а также интенсивность и спектр рентгеновского излучения горячего газа с целью получения определенных ограничений на космологические модели с ОМО.

2. *Механизмы охлаждения электронного газа.* Основной механизм охлаждения нагретого до высоких температур $T > 10^6$ К электронного газа — это передача энергии квантам реликтового излучения при обратном комптоновском рассеянии. В однородной изотропной Вселенной характерное время охлаждения электронов

$$t_c = \frac{3m_e c}{8\sigma_T \varepsilon_T} = 1.3\cdot 10^{12}(1+z)^{-4} \text{ лет}, \tag{1}$$

где ε_T — плотность энергии электромагнитного излучения, соответствующая красному смещению z, остальные обозначения общеприняты. Охлаждению электронов на свободно-свободных переходах при полной ионизации вещества соответствует время

$$t_{ff} = 10^8 T_e^{1/2} \Omega_b^{-1} h_0^{-2} (1+z)^{-3} \text{ лет}, \tag{2}$$

которое, как легко видеть, всегда превышает t_c.

Адиабатическое охлаждение, связанное с расширением Вселенной, характеризуется космологическим временем

$$t_H = 1.3\cdot 10^{10}(1+z)^{-3/2} h_0^{-1} \text{ лет}. \tag{3}$$

Безразмерную полную плотность вещества $\Omega\,(\Omega \neq \Omega_b)$ мы положили равной 1. При $z > 10$ $t_c < t_H$ — комптоновский процесс является доминирующим механизмом охлаждения в рассматриваемых нами условиях. Время обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами (протонами) составляет

$$t_{ei} = \frac{3}{8}\frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{2\pi m_e}}\frac{(kT_e)^{3/2}}{e^4 \Lambda n} \simeq 0.1\cdot T_e^{3/2}(\Omega_b h_0^2)^{-1}(1+z)^{-3} \text{ лет}, \tag{4}$$

Λ — кулоновский логарифм, считается, что $T_e/T_i > \dfrac{m_e}{2m_i} \simeq 10^{-3}$. Везде в оценках мы полагаем, что газ полностью ионизован, поскольку время рекомбинации

$$t_r = 7.4\cdot 10^7 h_0^{-1}\Omega_b^{-1} T_e^{3/2}(1+z)^{-3} \text{ лет}$$

превосходит космологическое время для всех z, удовлетворяющих условию

$$1+z<3\cdot10^{-2}(\Omega_b h_0)^{-2/3}\,T_e.$$

Отношение времени комптоновского охлаждения электронов к времени обмена энергией между электронами и ионами составляет

$$\frac{t_c}{t_{ie}}\simeq 5\cdot10^{-2}\Omega_b h_0^2(1+z)^{-1}\left(\frac{kT_e}{m_e c^2}\right)^{-3/2}. \tag{5}$$

При сильном разогреве, когда $T_e>10^8$ K, $t_c/t_{ie}<1$ для всех $1+z>$ $>15\,\Omega_b h_0^2$. Это означает, что если при вторичном разогреве протоны, как и электроны, нагреты до высокой температуры, то, оставаясь горячими более продолжительное время, $t_{ie}>t_c$, они не дают электронам остыть до температуры излучения $T_\gamma<T_e<T_i$ и, тем самым, увеличивают величину искажений реликтового излучения. Вообще говоря, при вторичном разогреве возможны два варианта перераспределения выделившейся энергии в веществе: при нагреве вещества энергичными ионизующими частицами (γ-излучение, e^+e^--пары, космические лучи) нагреваются в первую очередь электроны; если нагрев осуществляется ударной волной, генерируемой, например, при термоядерном взрыве, то вначале разогреваются протоны, а затем часть энергии отдается электронам. В соответствии с этим мы будем рассматривать следующие случаи: $T_e<T_i$, $T_e=T_i$, $T_e>T_i$.

3. *Качественная модель.* Рассмотрим вначале случай мгновенного нагрева, при котором в некоторый фиксированный момент времени происходит выделение энергии, после чего вещество охлаждается указанными выше механизмами. Уравнение теплового баланса для электронного и ионного компонентов можно записать в виде

$$\frac{dT_e}{dt}=-\frac{T_e-T_\gamma}{t_c}+\frac{T_i-T_e}{t_{ei}}-2\frac{\dot a}{a}T_e, \tag{6}$$

$$\frac{dT_i}{dt}=-\frac{T_i-T_e}{t_{ei}}-2\frac{\dot a}{a}T_i, \tag{7}$$

здесь $a=a(t)$ — масштабный фактор. В уравнения (6) и (7) мы включили эффекты космологического расширения, хотя в рассматриваемых нами условиях ($z>10$, $T_e>10^6$ K) t_c, $t_{ie}\ll t_H$. В случае сильного разогрева $T_e\gg T_\gamma$ в уравнении (6) можно пренебречь T_γ. Величина искажений равновесного реликтового излучения характеризуется параметром

$$y=\int\limits_{t_z}^{t}\frac{kT_e}{m_e c^2}\,\sigma_T n_e c\,dt, \tag{8}$$

который зависит от температурного режима электронного газа. Если, как это обычно считается, учитывать только потери энергии электронами на обратном комптоновском процессе, то величина y будет занижена по сравнению с тем значением, которое соответствует данному энерговыделению. Действительно, электронный газ отдает свою энергию излучению за очень короткое время, поэтому y будет характеризоваться той энергией $\delta\varepsilon$, которая содержалась в электронах:

$$y \simeq 0.25 \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon_\gamma^0}.$$

Это равенство следует из того факта, что с одной стороны энергия, заключенная в излучении, равна $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_\gamma^0 e^{4y}$ [17, 18], где ε_γ^0 — плотность энергии равновесного излучения до вторичного разогрева, с другой стороны $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_\gamma^0 + \delta\varepsilon$, $\delta\varepsilon$ — та часть энергии, которая успела передаться излучению от вещества. Здесь все величины соответствуют красному смещению z_s в момент вторичного разогрева, поскольку при $z_s > 10$ время комптоновского охлаждения электронов существенно меньше космологического. Протонный газ, в отличие от электронного, охлаждается значительно медленнее — самый быстрый процесс потерь энергии для протонов — это упругие кулоновские столкновения с более холодными электронами, поэтому перекачка всей тепловой энергии протонов в энергию излучения будет затянута по времени и относительная добавка к плотности энергии излучения при одинаковой с электронами тепловой энергии протонов будет меньше $\delta\varepsilon/\varepsilon_\gamma^0(z)$, поскольку $\delta\varepsilon_b \propto (1+z)^5$, а $\varepsilon_\gamma \propto (1+z)^4$. Обмен энергией между электронами и ионами особенно важно учесть при сильном разогреве $T_e > 10^9$ K и при $\Omega_b \lesssim 0.1$, когда время остывания протонов t_{le} становится сравнимым с космологическим при $z \sim 100$. Таким образом, корректный расчет искажений реликтового излучения и интенсивности возникающего рентгеновского фона требует детального исследования процессов энергообмена для электронов и ионов. Следует отметить, что для релятивистской плазмы с $T_e > 10^{10}$ K спектральные искажения РИ рассчитаны в работе [19].

Для анализа качественных особенностей температурной истории вещества будем вначале полагать t_{le} и t_c постоянными величинами (результаты точного численного расчета приведены ниже). В этом случае решение системы (6), (7) с начальными условиями $T_e\ (t = t_s) = \theta_e$, $T_l(t = t_s) = \theta_l$ имеет вид:

$$T_e' = \left(\frac{1+z_s}{1+z}\right)^2 \cdot T_e = C_1 e^{\lambda_1(t-t_s)} + C_2 e^{\lambda_2(t-t_s)}, \qquad (9)$$

где

$$\lambda_{12} = -\frac{1}{t_{ie}}\left(1 + \frac{t_{ie}}{2t_c} \mp \sqrt{1 + \frac{t_{ie}^2}{4t_c^2}}\right),$$

$$C_1 = \frac{\theta_i - \theta_e\,(t_{ie}/2t_c - \sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2})}{2\sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2}},$$

$$C_2 = \frac{\theta_e\,(t_{ie}/2t_c + \sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2}) - \theta_i}{2\sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2}}.$$

$$T_i' = \left(\frac{1 + z_s}{1 + z}\right)^2 \cdot T_i = \left(1 + \frac{t_{ie}}{t_c} + \lambda_1 t_{ie}\right) C_1 e^{\lambda_1(t - t_s)} +$$

$$+ \left(1 + \frac{t_{ie}}{t_c} + \lambda_2 t_{ie}\right) e^{\lambda_2(t - t_s)}. \qquad (10)$$

Здесь z_s и z — красные смещения, соответствующие моментам времени t_s и t, T' — „приведенная температура", в которой исключено охлаждение, связанное с адиабатическим расширением. Тогда (9), (10) имеет следующий вид:

а) $\theta_i \gg \theta_e$,

$$T_e' = \theta_e e^{-\frac{t - t_s}{t_c}} + \theta_i \frac{t_c}{t_{ie}}\left(e^{-\frac{t - t_s}{t_{ie}}} - e^{-\frac{t - t_s}{t_c}}\right). \qquad (11)$$

Здесь возможны в зависимости от начальных условий две ситуации: либо T_e' монотонно падает вначале с характерным временем t_c до температуры $T_e' \simeq \frac{t_c}{t_{ie}}\theta_i$, а затем с характерным временем t_{ie} до нуля, либо вначале растет с характерным временем t_c до $T_e' \simeq \frac{t_c}{t_{ie}}\theta_i$, а затем падает с временем t_{ie}. Действительно, $T_e(t)$ имеет максимум в момент времени

$$t^* = -t_c \ln \frac{t_c}{t_{ie}}\left(1 - \frac{\theta_e}{\theta_i}\frac{t_{ie}}{t_c}\right)^{-1},$$

если $\frac{\theta_e}{\theta_i}\frac{t_{ie}}{t_c} < 1$. При $\frac{\theta_e}{\theta_i}\frac{t_{ie}}{t_c} \ll 1$ $t^* \simeq t_c \ln \frac{t_{ie}}{t_c}$. Если же $\frac{\theta_e}{\theta_i}\frac{t_{ie}}{t_c} > 1$, то максимум отсутствует.

б) $\theta_e \gg \theta_i$. В этом случае

$$T_e' = \theta_e e^{-\frac{t - t_s}{t_c}}$$

т. е. электроны охлаждаются за счет комптон-эффекта, не успевая нагреть ионы.

в) $\theta_e = \theta_i = \theta_0$,

$$T_e' = \theta_0 \left(e^{-\frac{t-t_s}{t_c}} + \frac{t_c}{t_{ie}} e^{-\frac{t-t_s}{t_{ie}}} \right). \tag{12}$$

Это решение аналогично (11): вначале электроны охлаждаются до $T_e' \simeq \theta_0 \frac{t_c}{t_{ie}}$ с характерным временем t_c, а затем охлаждение замедляется и протекает с временем $t_{ie} \gg t_c$.

В противоположном случае, $t_{ie} \ll t_c$, решение системы (6), (7) имеет вид:

а) $\theta_i \gg \theta_e$,

$$T_e' = \frac{\theta_i}{2} \left[e^{-\frac{t-t_s}{2t_c}} - e^{-\frac{2(t-t_s)}{t_{ie}}} \right] + \theta_e, \tag{13}$$

б) $\theta_i = \theta_e = \theta_0$,

$$T_e' = \theta_0 e^{-\frac{t-t_s}{2t_c}}.$$

В том и другом случае затухание температуры T_e' происходит с характерным временем $t_c \gg t_{ie}$; в первом случае медленному затуханию предшествует быстрый нагрев электронного компонента с характерным временем $\sim t_{ie}$. Полученные качественные результаты позволяют выявить важную закономерность: нагретые ионы поддерживают электронную температуру достаточно высокой в течение времени $\sim t_{ie}$ в том случае, когда $t_{ie} > t_c$.

4. *Тепловая история горячего газа (численные результаты).* На рис. 1 приведены результаты численного решения системы (6), (7) для нескольких вариантов начальных условий. Температуры T_e' и T_i' нормированы на величину $m_e c^2$, безразмерное время x в единицах космологического времени, соответствующего моменту выделения энергии,

$$x = \frac{t - t_s}{t_s}.$$

В том случае, когда в начальный момент $t = t_s$ одновременно нагреты до максимальной температуры электроны и ионы ($\theta_i = \theta_e$), охлаждение электронного газа происходит быстро, за характерное время $t \sim t_c$, при этом вплоть до момента $t \approx t_{ie}$ ионы существенно

горячее, чем электроны. В этом варианте, при $\Omega_b = 0.1$ и $z_s = 100$, спектральные искажения весьма малы ($y = 4 \cdot 10^{-3}$), существенно меньше нижнего предела, доступного современным наблюдениям ($Y_m = 0.03$).

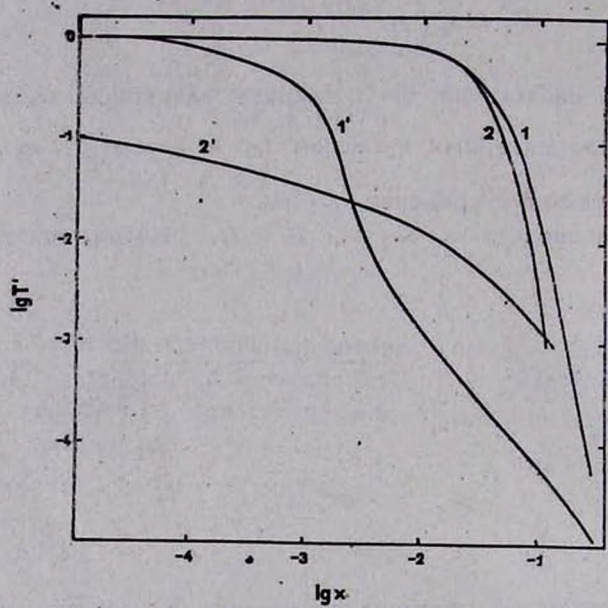

Рис. 1. Зависимость температуры электронного и ионного газов от времени в модели с $z_s = 100$, $\Omega_b = 0.1$. 1 и 1′ — ионная и электронная температуры в случае $\theta_e = \theta_i = 1$. 2 и 2′ — ионная и электронная температуры при $\theta_i = 1$; $\theta_e = 0.1$.

Интересный результат получается, если в начальный момент ионы имеют существенно более высокую температуру, чем электроны. Тогда, как видно из рис. 1, электроны вначале охлаждаются очень быстро, за время $t \gg t_c$, до температуры $T_e' \approx 10^{-2}\theta_i$, а потом в течение достаточно большого промежутка времени, $t = t_{ie}$, их температура почти не изменяется. Ионы же охлаждаются значительно медленнее, вплоть до $T_i' \approx 10^{-3}\theta_i$, когда температуры обоих газов сравниваются. Спектральные искажения РИ и в этом случае меньше доступного наблюдениям предела ($y = 2 \cdot 10^{-3}$).

Если энерговыделение происходит в более поздний момент времени, спектральные искажения будут сильнее (см. выше). Так, в модели с $z_s = 50$ и $\Omega_b = 1$, величина $y = 4 \cdot 10^{-2}$ даже при $\theta_e \approx 10^{-2}$ и $\theta_i = 1$. Интересно, что в этом варианте электронная температура вначале растет за счет электрон-ионных столкновений, а потом начинает уменьшаться с характерным временем $t \approx t_c$.

В другом варианте, когда $\theta_i = \theta_e$, свой запас энергии электроны передают излучению за время t_c, и величина y составит при этом $y_c \simeq \simeq \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e c t_c$. Температура электронного газа, как было показано выше, равна в этот момент $T_e \simeq \frac{t_c}{t_{ie}} T_i$ и поддерживается на этом уровне в течение времени t_{ie}, поэтому вклад в интеграл (8) от этих стадий, в предположении $t_{ie} \ll t_H$, имеет порядок $y \simeq y_c$. Суммарное значение равно:

$$y = 2y_c = \frac{3}{4} \frac{kT_e}{m_p c^2} \frac{\rho_{cr} c^2 \Omega_b h_0^2}{\varepsilon_T^{\prime\prime}(z=0)} (1+z)^{-1} \simeq \frac{7.4 \cdot 10^{-2}}{1+z} \left(\frac{T_e}{10^3\ \mathrm{K}}\right) \Omega_b h_0^2, \qquad (14)$$

т. е. величина, в два раза больше той, которая получается при расчете искажений в предположении $T_e \gg T_i$. Коэффициент 2 возникает из-за того, что при $T_e \approx T_i$ излучению передается еще и энергия, заключенная в протонах. Если при вторичном разогреве $T_i \gg T_e$, то величина y оказывается существенно больше значения, которое соответствует учету только тепловой энергии электронов. Это иллюстрируется на рис. 1 и связано с тем, что в этом случае основной вклад в добавку энергии из равновесного излучения вносят протоны.

В том случае, когда в начальный момент времени $T_i \approx T_e$ и $t_{ie} \lesssim t_H$, искажения реликтового излучения оказываются несколько больше тех, которые получаются в предположении $T_e > T_i$ (см. рис. 2). Это связано с тем, что как уже отмечалось, в таких условиях значительная часть тепловой энергии перекачивается от ионов к электронам, а потом к излучению при малых $z_s - z$. Однако, если при тех же начальных условиях рассчитывать величину y в предположении изотермичности плазмы, т. е. $T_e = T_i$, то, поскольку комптоновское время существенно меньше космологического, искажения составят $y = 2y_c$ — несколько больше действительного значения. Это объясняется тем, что при $t_{ie} \sim t_H$ и при учете неизотермичности $T_e \neq T_i$ протоны быстро теряют свою энергию при адиабатическом расширении, так что их вклад в $\delta\varepsilon$ уменьшается, в то время как в предположении об изотермичности $T_e = T_i$ протоны отдают свою энергию излучению так же быстро, как и электроны, с характерным временем $t_c \ll t_H$.

Очевидно, что существенно бо́льшие искажения получаются в случае стационарных источников энергии, поддерживающих температуру электронов на фиксированном уровне [17, 18, 20]:

$$Y = \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{\sigma_T n_e e}{H} = 5 \cdot 10^{-4} (z+1)^{3/2} \Omega_b \frac{T_e}{10^8\,\mathrm{K}}. \tag{15}$$

В этом случае при $T_e = 10^8$ К и $\Omega_b = 1$ искажения могут быть заметны при $1 + z > 150$. Таким образом, стационарные источники вторичного разогрева, действующие при $1 + z > 150$, могут быть обнаружены, однако соответствующее этому энерговыделение оказывается чрезмерно большим. Действительно, для поддержания температуры электронов, теряющих свою энергию на обратном комптоновском процессе, мощность источников нагрева должна составлять:

$$\dot{Q} = 10^{-33} \Omega_b (z+1)^7 \frac{T_e}{10^8\,\mathrm{K}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3\,\text{с}}. \tag{16}$$

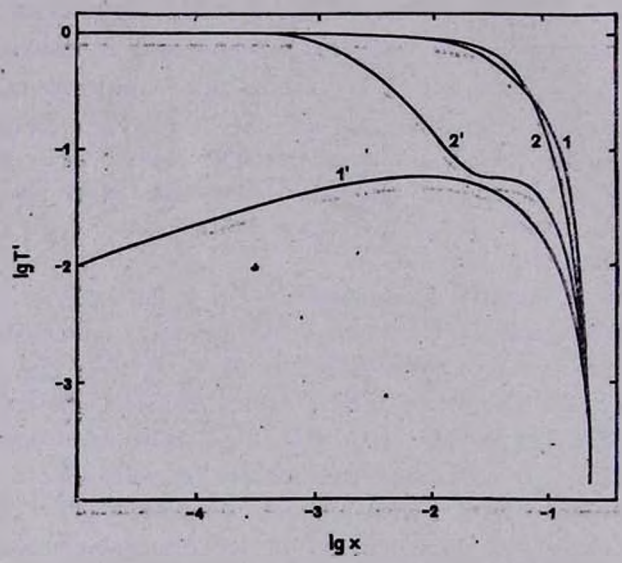

Рис. 2. То же, что на рис. 1 в модели с $z_s = 50$, $\Omega_b = 1$. 1 и 1′ — ионная и электронная температуры при $\theta_i = 1$; $\theta_e = 10^{-2}$. 2 и 2′ — ионная и электронная температуры при $\theta_i = \theta_e = 1$.

Если эти источники действуют в течение времени, сравнимого с космологическим, то энерговыделение составит

$$Q \approx \frac{\dot{Q}}{\rho} \cdot t_s = 8 \cdot 10^{18} \left(\frac{z+1}{100}\right)^{5/2} \cdot \frac{T_e}{10^8\,\mathrm{K}} \frac{\text{эрг}}{\text{г}}, \tag{17}$$

т. е. для поддержания $T_e = 10^8$ К на протяжении $\Delta z \simeq 100$, необходимо энерговыделение $Q \approx 8 \cdot 10^{18}$ эрг/г, что, очевидно невозможно. В частности,

для производства всего наблюдаемого гелия необходимо лишь $Q \approx \approx 3 \cdot 10^{18}$ эрг/г.

Нагретый до температур $T \simeq 10^8$ К газ будет давать при свободно-свободных переходах электромагнитное излучение, интенсивность которого в настоящий момент:

$$I_x(E_0) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_s} \frac{\varepsilon_x(E_0(z+1))\,dz}{(z+1)^5(1+\Omega z)^{1/2}}. \tag{18}$$

Здесь $\varepsilon_x(E)$ — излучательная способность газа, являющаяся функцией температуры и пропорциональная квадрату концентрации [21]. В области высоких энергий квантов $\varepsilon_x(E)$ экспоненциально зависит от температуры, поэтому основной вклад в интеграл (18) дают те значения z, которые соответствуют максимальным значениям температуры. В частности, при мгновенном выделении энергии, происшедшем при $z=z_s$, основной вклад определяется интервалом z, составляющим по порядку величины:

$$\Delta z \sim H_0 \cdot (1+z_s)^{5/2}\, t_{ei}, \quad (t_{ei} < t_H).$$

С учетом этого обстоятельства

$$I_x(E_0) \simeq 60\Omega_b^2 E_0^{-3/2} \exp\left(-\frac{0.116\, E_0(z_s+1)}{T_8(z_s)}\right) \frac{\text{квант}}{\text{см}^2\ \text{с кэВ ср}}. \tag{19}$$

Здесь E_0 выражена в кэВ.

Оценка (19) существенно превышает величину для $I_x(E_0)$, полученную ранее в предположении быстрого охлаждения нагретого газа на обратных комптоновских процессах, т. е. без учета задержки охлаждения на времена $\sim t_{ei}$ [15]. Имеющиеся наблюдательные ограничения в области $E_0 \sim 1$ кэВ согласно [22] составляют $I_x \leqslant 10/E_0^{1.4}$ в тех же единицах, т. е. вторичный разогрев до температуры $T_8 \geqslant 1$ может дать заметный вклад в рентгеновский фон лишь при $\Omega_b \geqslant 0.5$, если $z_s < 100$.

5. *Взрывы звезд населения III.* Как уже упоминалось выше, согласно расчетам [7], звезды с массами $M \lesssim 100\, M_\odot$ заканчивают свою эволюцию взрывом, подобным взрыву сверхновой. Но и более массивные объекты с массами $6 \cdot 10^4\, M_\odot \leqslant M \leqslant 1.5 \cdot 10^5\, M_\odot$ также взрываются, если они имеют водородно-гелиевый начальный химсостав [9]. На адиабатической стадии распространения сферической ударной волны, продолжительность которой определяется временем охлаждения ионов t_{ei}, радиус образующейся оболочки:

$$R_s = 3 \cdot 10^{14}\, \varepsilon_{60}^{2/7} (\Omega_b h_0^2)^{-3/7} (1+z_s)^{-9/7}, \tag{20}$$

где: ε_{60} — энерговыделение в единицах 10^{60} эрг.

Среднее расстояние между такими звездами l_s зависит от требований, предъявляемых к космологической модели с ОМО. Если в этих объектах необходимо синтезировать гелий — дейтерий, как предложено в [5], отношение

$$\frac{l_s}{R_s} = 0.6\,\varepsilon_{60}^{1/21}\,(\Omega_b h_0^2)^{-2/21}\,(1+z_s)^{2/7} \tag{21}$$

оказывается порядка единицы, т. е. оболочки от отдельных звезд перекрываются. Джинсовская масса для газа, сжатого фронтами перекрывающихся ударных волн,

$$M_{Js} = 2\cdot 10^6 \left(\frac{T}{10^2}\right)^{3/2} (\Omega_b h_0^2)^{-1/2} (1+z_s)^{-3/2}\, M_\odot. \tag{22}$$

Численное исследование теплового режима газа в оболочке, проведенное в [23], показывает, что при $z \approx 100$ газ охлаждается до $T \sim 10^3$ К (охлаждение по H_2), поэтому джинсовская масса $M_{Js} \simeq 6\cdot 10^4\,(\Omega_b h_0^2)^{-1/2}\,M_\odot$, т. е. звезды следующего поколения могут опять эволюционировать взрывным путем [9]. Однако, уже при $z_s \leqslant 50$, M_{Js} превысит критическое значение $M_{cr} = 1.5\cdot 10^5\,M_\odot$, и образующиеся вновь объекты будут представлять собой либо ОМО, необратимо коллапсирующие в ЧД, либо фрагментировать в процессе сжатия на менее массивные звезды. В настоящее время нельзя сделать уверенного выбора между этими двумя возможностями.

Температура газа за фронтом ударной волны в конце седовской стадии:

$$T(t_s) \approx 10^9\, Q_{18}\ \text{K}. \tag{23}$$

В этот момент распределение газа в пространстве будет существенно неоднородным: горячий разреженный газ за фронтом ударной волны, плотный охлаждающийся газ в оболочке и сжатый между фронтами горячий газ с температурой $T \approx 10^9$ К.

Коэффициент скученности

$$C = \frac{\langle n^2 \rangle - \bar{n}^2}{\bar{n}^2}$$

может достигать величины $C \simeq 2 \div 10$. Поэтому интенсивность рентгеновского излучения (19) следует в этом случае увеличить в C раз, что приводит к более существенным ограничениям на допустимое энерговыделение. Например, если $\varepsilon_{60} = 10^{-7}$; $M_s = 10^2\,M_\odot$; $Q_{18} = 0.5$; $z_s = 50$, тогда $l_s/R_s = 1$; $T_8 = 5$, и из (19) следует, что в области $E_0 \lesssim 1$ кэВ

$$I_x = 20\,\Omega_b^2 C E_0^{-3/2},$$

т. е. излучение будет превышать наблюдаемый фон, если $\Omega_b \geqslant 0.3$ (при факторе $C \simeq 5$). Если $z_s = 100$, то $I_x \simeq 6\Omega_b^2 C E_0^{-3/2}$, что при $C=5$ дает превышение рентгена над наблюдаемым для $\Omega_b \geqslant 0.6$.

Ослабление рентгеновского излучения, связанное с рассеянием на свободных электронах, несущественно, поскольку в каждом акте рассеяния рентгеновский квант теряет лишь малую долю энергии. $\left(\sim \frac{h\nu}{m_e c^2} \leqslant 2 \cdot 10^{-3}\right)$, а количество рассеяний близко по порядку величины к оптической толще на томсоновском процессе:

$$\tau_T \simeq 8\Omega_b \left(\frac{1+z_s}{50}\right)^{3/2},$$

что при $\Omega_b < 1$ и $1 + z_s \simeq 50$ составляет $\tau_T \simeq 8$. Роль рассеяний сводится фактически к изотропизации рентгеновского излучения.

6. *Заключение.* В настоящее время не вызывает сомнения тот факт, что первыми звездными объектами во Вселенной были звезды населения III, обеспечившие начальное обогащение космологического вещества тяжелыми элементами. С этими объектами сейчас связываются надежды в формировании ими крупномасштабной структуры [7, 24, 25], замывания угловых флуктуаций реликтового фона на масштабах $\theta < 10'$ [16], производстве легких элементов, в частности дейтерия, в космологических моделях с большой средней плотностью барионов $\Omega_b \gtrsim 0.3$ [5].

Наибольшие требования к энергетике звезд населения III предъявляются в последнем случае: даже если предположить первичный космологический субстрат чисто водородным (см. [5]), перепроизводства лития удается избежать только в том случае, если энерговыделение составляло $\sim 3 \cdot 10^{18}$ эрг/г [14, 15]. Хотя при этом спектральные искажения реликтового излучения в виновской области оказываются и незначительными, тормозное излучение горячей плазмы в высокоэнергичной области спектра приводит к избытку рентгеновского фона над наблюдаемым, если столь значительное энерговыделение происходило при $z_s \lesssim 50 \div 100$.

Авторы благодарны Г. С. Бисноватому-Когану, П. Д. Насельскому и И. Д. Новикову за обсуждение работы и замечания.

Ростовский государственный
университет

THE OBSERVATIONAL CONSEQUENCES OF POPULATION III STARS

B. V. VAINER, V. V. CHUVENKOV, YU. A. SHCHEKINOV

The thermal history of gas which is heated by bursts of Population III stars at the red shifts $z \sim 100$ is calculated. The value of distortion of relic radiation spectrum and X-ray flux magnitude are determined. The limits on the released energy quantity have been received by comparing these values with modern observations. The possibility of the synthesis of light elements in primary very massive stars is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Yang, M. S. Turner, G. Steigman, D. N. Schramm, K. A. Olive*, Astrophys. J., 281, 493, 1984.
2. *Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов*, Успехи физ. наук., 146, 143, 1985.
3. *J. Silk*, Nature, 311, 508, 1984.
4. *А. Д. Линде*, Успехи физ. наук, 144, 177, 1984.
5. *J. Audouze, J. Silk*, Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe, eds. J. Audouze, J. Tran Hianh Van, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1984, p. 267.
6. *S. Ramadurai, M. J. Rees*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 215, 53P, 1985.
7. *B. J. Carr, J. R. Bond, W. D. Arnett*, Astrophys. J., 277, 445, 1984.
8. *W. A. Fowler*, Proc. Inernat. School Phys. Enrico Fermi., v. 35, 1966.
9. *Г. С. Бисноватый-Коган*, Астрон. ж., 45, 74, 1968.
10. *K. J. Fricke*, Astrophys. J., 183, 941, 1973.
11. *W. W. Ober, M. F. El. Eid, K. J. Fricke*, Astron. and Astrophys., 119, 61, 1983.
12. *В. З. Гольдберг, В. М. Чечеткин*, Астрон. ж., 53, 782, 1976.
13. *R. J. Epstein*, Astrophys. J., 212, 595, 1977.
14. *Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов*, Астрон. ж., 63, 1986.
15. *Yu. A. Shchekinov, B. V. Vainer*, Astrophys. and Space Sci., 123, 103, 1986.
16. *E. I. Dorosheva, P. D. Naselsky*, Astrophys. snd Space Sci., 1986 (in press).
17. *R. A. Sunyaev, Ya. B. Zel'dovich*, Astrophys. and Space Sci., 4, 301, 1969.
18. *Ya. B. Zel'dovich, R. A. Sunyaev*, Astrophys. and Space Sci., 7, 20, 1970.
19. *M. B. Entel, V. N. Lukash, P. D. Naselsky*, Nuovo Cim., 89B, 47, 1985.
20. *A. Stebbins, J. Silk*, Preprint, 1985.
21. *С. Хакаява*, Физика космических лучей, Мир, М., т. 2, 1973.
22. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979, стр. 268.
23. *A. Wandel*, Astrophys. J., 294, 385, 1985.
24. *J. P. Ostriker, L. L. Cowie*, Astrophys. J., 243, L127, 1981.
25. *S. Ikeuchi*, Publ. Astron. Soc. Jap., 33, 211, 1981.