

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

АВГУСТ, 1981

ВЫПУСК 3

УДК 524.8

НАГРЕВ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА РЕЛИКТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д. А. ВАРШАЛОВИЧ, В. К. ХЕРСОНСКИЙ, Р. А. СЮНЯЕВ

Поступила 6 августа 1980

Принята к печати 27 мая 1981

Рассмотрено влияние примесей элементов С, О, Si, S в первичном газе на тепловой режим вещества при космологическом расширении в эпоху $z < 150$. Показано, что примесь этих элементов в количестве нескольких процентов от современного их обилия может приводить к значительному нагреву газа. Оценены соответствующие искажения в спектре реликтового излучения.

1. *Введение.* Как показано в работе [1], при однородном расширении Вселенной после рекомбинации водорода температура излучения $T_R(z)$ и температура вещества $T_M(z)$ оказываются равными вплоть до эпохи, характеризуемой красным смещением $z_* = 150$ из-за наличия дополнительных надтепловых квантов L_* . В последующий период предполагалось, что эти температуры изменялись независимо с различной скоростью из-за различия в показателе адиабаты.

$$T_R(z) = T_0(1 + z) \quad (1)$$

$$T_M(z) = T_0(1 + z)^2/(1 + z_*), \quad (2)$$

где $T_0 = 2.76$ К — современное значение температуры реликтового излучения. Однако, если в такой однородной расширяющейся Вселенной имелась даже небольшая примесь тяжелых элементов типа углерода, кислорода, кремния, серы и т. п., то вследствие взаимодействия этих элементов с реликтовым излучением энергия этого излучения должна была перерабатываться в кинетическую энергию газа и тем самым способствовать выравниванию температур T_R и T_M .

Несомненно, значительная часть тяжелых элементов образовалась в процессе эволюции звезд. Однако некоторая часть обилия этих элементов как малая примесь к водороду и гелию, в принципе, могла образоваться в эпоху первичного нуклеосинтеза, если тогда имели место флуктуации барионной плотности и/или при термоядерных реакциях в самых первых звездах при $z = 1000-500$ [2].

Цель данной статьи состоит в том, чтобы рассчитать нагрев реликтового газа за счет этого эффекта, а также оценить соответствующее искажение спектра реликтового излучения.

2. Уравнение для температуры $T_M(z)$. При однородном и изотропном расширении Вселенной изменение кинетической температуры вещества определяется уравнением

$$\frac{d}{dz} kT_M = \frac{2}{1+z} kT_M + \Lambda(t) \frac{dt}{dz}. \quad (3)$$

Здесь

$$\frac{dt}{dz} = -[H_0(1+z)^2(1+\Omega z)^{1/2}]^{-1}, \quad (4)$$

k — постоянная Больцмана, H_0 — постоянная Хаббла, а Ω — отношение средней плотности вещества во Вселенной к критической плотности при $z = 0$. Функция нагрева $\Lambda(t)$ в расчете на один атом вещества (эрг/с атом) определяется выражением

$$\Lambda(t) = \sum_{\alpha} \xi^{\alpha} \sum_{u,l} \epsilon_{ul}^{\alpha} (n_u^{\alpha} R_{lu}^{\alpha} - n_l^{\alpha} R_{ul}^{\alpha}), \quad (5)$$

где ξ^{α} — относительное обилие атомов типа α , $\epsilon_{ul}^{\alpha} \equiv E_u^{\alpha} - E_l^{\alpha}$ — разности энергий между уровнями u и l для атомов типа α , а n_u и n_l — населенности верхнего и нижнего уровней, связанных радиационными переходами. R_{ul}^{α} и R_{lu}^{α} — вероятности радиационных переходов $u \rightarrow l$ и $l \rightarrow u$, соответственно. В частном случае, когда тяжелые элементы отсутствуют, т. е. все $\xi^{\alpha} = 0$, то $\Lambda = 0$ и из уравнения (3) непосредственно следует формула (2). Функция охлаждения будет равна нулю также и в том случае, когда

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{R_{lu}}{R_{ul}}, \quad \text{т. е. } e^{-\frac{\epsilon_{ul}}{kT_{ex}}} = e^{-\frac{\epsilon_{ul}}{kT_R}}, \quad (6)$$

т. е. когда температура излучения $T_R(z)$ равна температуре возбуждения атомов $T_{ex}(z)$ для всех переходов $u \leftrightarrow l$.

Из данных по относительному обилию элементов в современную эпоху ($z = 0$), а также из анализа эмиссионных спектров самых удаленных квазаров $z = 3.0-3.5$ можно полагать, что в эпоху $z = 150-15$ наиболее обильными из элементов с $A \geq 12$ также были углерод, азот, кислород, кремний, сера. Можно также показать, что при адиабатическом однородном космологическом расширении кинетика процессов рекомбинации рассматриваемых элементов такова, что в данном интервале $z = 150-15$ эти элементы должны быть в виде нейтральных атомов. Существенно, что все эти атомы, за исключением азота, имеют в основном состоянии уровни тонкой структуры с энергией возбуждения $\varepsilon_{ul} \sim kT_R(z)$ при $z \approx 100$. Эти уровни соответствуют конфигурации 3P_I (три уровня с $I = 0, 1, 2$).

Из-за различия радиационной и кинетической температур ($T_R \neq T_M$) населенности уровней тонкой структуры не являются термодинамически равновесными. Они определяются уравнениями баланса

$$\sum_i n_i^a (R_{ik}^a + C_{ik}^a) = \sum_i n_k^a (R_{ki}^a + C_{ki}^a), \quad (7)$$

в которых R_{ik}^a и C_{ik}^a — есть радиационные и столкновительные вероятности переходов, соответственно.

Вероятности переходов C_{ik}^a между уровнями тонкой структуры атомов при столкновениях с атомами водорода и гелия рассматривались в работе [3]. При $z \approx 100$ и $\Omega = 1$ концентрация газа $N(z) = N(0)(1+z)^3 \approx 1-10 \text{ см}^{-3}$ и вероятности всех разрешенных радиационных переходов R_{ul}^a значительно больше вероятностей соответствующих столкновительных переходов C_{ul}^a . Вследствие этого температура возбуждения уровней тонкой структуры $T_{ex}(z)$ близка к радиационной температуре $T_R(z)$. Поэтому выражение в скобках, входящее в формулу (5), в первом приближении по отношению C_{ul}/R_{ul} можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sum_{u,l} \varepsilon_{ul} (n_l R_{lu} - n_u R_{ul}) = \varepsilon_{ba} n_a (T_R) [C_{ab} (e^{\frac{\varepsilon_{ba}}{k\theta}} - 1) + C_{ac} (e^{\frac{\varepsilon_{ca}}{k\theta}} - 1)] + \\ + \varepsilon_{cb} n_c (T_R) [C_{cb} (1 - e^{-\frac{\varepsilon_{cb}}{k\theta}}) + C_{ca} (1 - e^{-\frac{\varepsilon_{ca}}{k\theta}})]. \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь индексами a, b, c обозначены уровни тонкой структуры с энергиями $E_a < E_b < E_c$ (a — основное состояние); $n_a(T_R)$ и $n_c(T_R)$ — бoльцмановские населенности нижнего и верхнего из трех уровней, соответствующие температуре $T_R(z)$; а величина θ определяется со отношением $1/\theta \equiv 1/T_M - 1/T_R$.

Численный расчет $T_M(z)$ был выполнен нами для различных относительных обилий элементов. Пусть ξ_0^* — средняя космическая распространенность элемента α в нашу эпоху ($z = 0$). Расчеты проводились для значений $\xi_i^* = \beta_i \xi_0^*$, где $\beta_i = 1.0, 0.5, 0.1, 0.05, 0.01$. Результаты этих расчетов представлены на рис. 1.

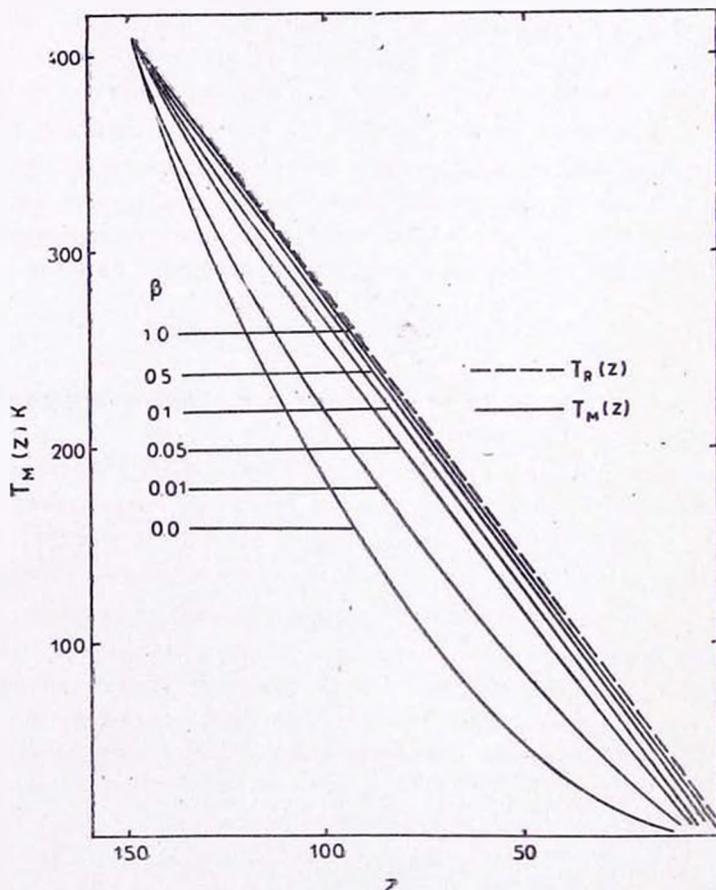


Рис. 1. Графики радиационной температуры $T_R(z)$ и кинетической температуры $T_M(z)$ в зависимости от величины красного смещения z при различном β -относительном обилии тяжелых элементов ($\Omega = 1, H_0 = 55$ км/с Мпс).

т

Таким образом, наличие примеси тяжелых элементов в эпоху $z = 150 \pm 15$ могло значительно изменить кинетическую температуру вещества $T_M(z)$, приближая ее к $T_R(z)$. При нормальном обилии $\beta_i = 1$ $T_M(z) \approx T_R(z) = T_0(1 + z)$; разность $T_R(z) - T_M(z) \lesssim 2K$ в интервале $z = 150 \pm 30$. С другой стороны, при $\beta_i \leq 0.005$ в том же

интервале $T_M(z) \approx T_0(1+z)^2/(1+z_e)$. При промежуточных значениях β , кривые $T_M(z)$ располагаются между указанными предельными кривыми и могут быть аппроксимированы в интересующем нас интервале значений $z = 130 \div 30$ с погрешностью, не превышающей 10%, формулой

$$T_M(z) = T_M(z_1)[(1+z)/(1+z_1)]^{1+\alpha}, \quad (9)$$

где $z_1 = 100$, а величины $T_M(z_1)$ и α как функции относительного обилия тяжелых элементов β представлены на рис. 2.

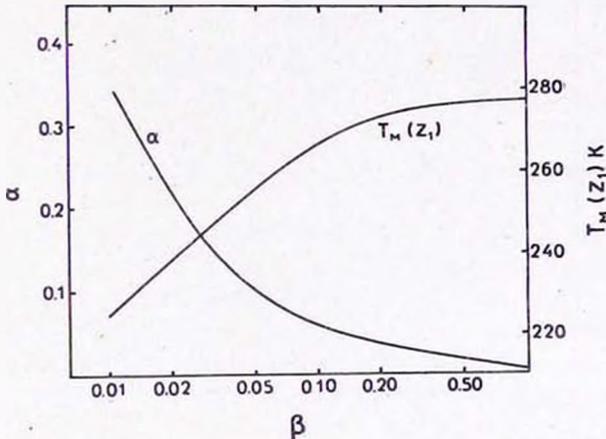


Рис. 2. Зависимость параметров, определяющих кинетическую температуру газа (формула (9)), от β — относительного обилия тяжелых элементов.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1 и 2, соответствуют $\Omega = 1$. Эти же кривые могут быть использованы для других значений Ω при соответствующем изменении значения параметра $\beta \rightarrow \beta\Omega^{1/2}$, поскольку в уравнении (3) $\Lambda(t) dt/dz \propto \beta\Omega^{1/2}$.

3. *Искажение спектра реликтового излучения.* Проведенные вычисления кинетической температуры газа с учетом влияния тяжелых элементов позволяют рассчитать контуры соответствующих искажений спектра реликтового излучения, которые представлены на рис. 3 для значений параметра $\beta = 1.0, 0.1, 0.01, 0.001$.

Метод расчета такого рода искажений спектра реликтового излучения предложен нами ранее при рассмотрении взаимодействия этого излучения с атомами водорода в линии $\lambda_0 = 21 \text{ см}$ в эпоху $z = 150 \div 15$ (см. [4]). В случае атомов тяжелых элементов, для которых в отличие от H I $\varepsilon_{nl} \sim kT_R(z)$ и необходим самосогласованный учет обратного влияния этого взаимодействия на кинетическую температуру газа.

На рис. 3 показана относительная глубина поглощения $(I_B - I_A)/I_B$ как функция длины волны λ в дважды логарифмическом масштабе. Здесь I_A и I_B — интенсивности реликтового излучения на длине волны λ с учетом и без учета эффектов поглощения. При $\beta = 0.001$ нагрев газа в рассматриваемом интервале оказывается уже несущественным; поэтому при построении соответствующей кривой на рис. 3 температура вещества $T_M(z)$ определялась по формуле (2). При $\beta \leq 0.001$ величина поглоще-

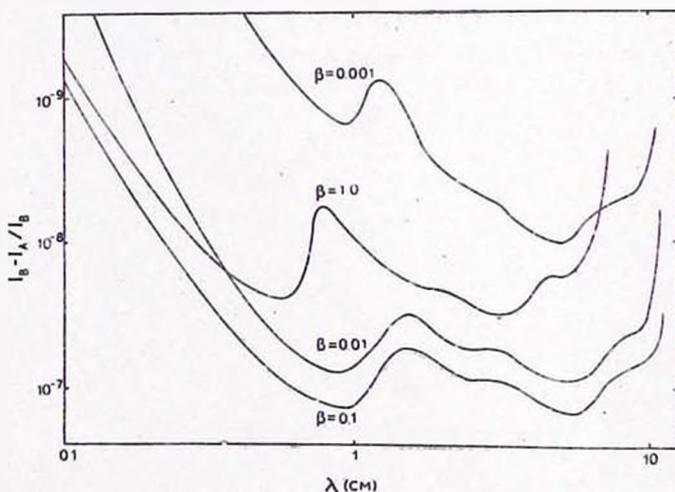


Рис. 3. Искажение спектра реликтового излучения $(I_B - I_A)/I_B$ как функция длины волны λ при $\beta = 1, 0.1, 0.01$ и 0.001 .

ния оказывается пропорциональной β при любых λ . При увеличении β эта пропорциональность нарушается и форма профиля спектрального искажения меняется. Максимальная величина искажения $2 \cdot 10^{-7}$ достигается при $\beta \approx 0.1$. При большом обилии тяжелых элементов, в частности, при нормальном обилии ($\beta = 1$) величина эффекта уменьшается из-за существенного выравнивания температур вещества и излучения.

4. *Заключение.* Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что даже при небольшой примеси атомов указанных элементов ($\beta = 0.1 - 0.01$) за счет их взаимодействия с реликтовым излучением охлаждение вещества в эпоху $z < 150$ не было адиабатическим, вещество нагревалось излучением. Это же взаимодействие должно было привести и к некоторому искажению спектра реликтового излучения. Хотя величина этого искажения пока недостаточна для радиоастрономических измерений, однако такие измерения, по-видимому, будут возможны в будущем. Это позволит непосредственно из наблюдений оценить обилие тяжелых

элементов в эпоху $z = 150 \div 15$, что имеет фундаментальное значение для общей проблемы происхождения химических элементов и образования звезд первого поколения.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Институт космических
исследований

HEATING OF THE PRIMORDIAL GAS BY THE BACKGROUND RADIATION IF HEAVY ELEMENTS WERE AVAILABLE

D. A. VARSHALOVICH, V. K. KHERSONSKY, R. A. SUNYAEV

The thermal evolution of the primordial H and He gas during the cosmological expansion at the epoch $z < 150$ depended on the impurities of the C, O, Si, S atoms. The resonance interaction of these atoms with the background radiation results essential heating of the matter if the abundance of these elements were of some percent of the contemporary values. The proper distortion of the primordial radiation spectrum are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, ЖЭТФ, 55, 278, 1968.
2. M. J. Rees, *Physica Scripta*, 17, 371, 1978.
3. J. N. Bachall, R. A. Wolf, *Ap. J.*, 152, 701, 1968.
4. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Письма АЖ, 3, 291, 1977.