

УДК: 524.86Н

НАГРЕВ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА РЕЛИКТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
ПРИ НАЛИЧИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Поступила 29 мая 1985

Принята к печати 20 сентября 1985

Рассматривается эффект нагрева первичного газа реликтовым излучением в космологические эпохи $z \leq 150$. Переработка энергии излучения в тепловую энергию газа осуществляется при переходах между нижними вращательными уровнями молекул H_2 , небольшая примесь которых может присутствовать в первичном газе [1]. Обсуждаемый процесс приводит к повышению температуры первичного газа на несколько десятков градусов. Обсуждается возможность наблюдательной проверки этого эффекта.

1. *Введение.* Молекулярный водород может играть важную роль в эволюции первичного газа. Впервые этот вопрос обсуждался в работе [2], где было показано, что в эпохи $z \sim 50$ в первичном газе может образоваться небольшое количество молекулярного водорода, характеризующееся относительным содержанием $x(H_2) = n(H_2)/n_i \approx 10^{-6}$ ($n(H_2)$ и n_i — концентрация молекул H_2 и полная концентрация газа. Несмотря на относительно малое содержание молекулярного водорода в первичном газе, в отсутствие пыли молекулы H_2 и их изотопзамещенные аналоги HD могут играть важную роль при объемном теплоотводе энергии в процессе гравитационной конденсации первичных фрагментов газа [3—7]. В эпохи $z \sim 50$ образование молекул H_2 идет, главным образом, через ион H^- , причем, как показано в работе [8], образующиеся молекулы H_2 , как правило, находятся в возбужденных колебательных состояниях, $v \sim 5-8$. Последующая колебательная релаксация должна приводить к сильному искажению спектра реликтового излучения в области длин волн $\lambda \lesssim 120 \mu$ [9], наблюдение которого может быть осуществлено при достаточно высокой чувствительности приемной аппаратуры в дальней ИК-области спектра. Такие наблюдения позволили бы определять ряд параметров, характеризующих Вселенную в эпохи $z \approx 30-50$.

Как показано в работе [1], молекулярный водород в значительно большем количестве, чем при $z \approx 30-50$ может образоваться в эпоху

$z \sim 1000$, $x(\text{H}_2) \simeq 4 \cdot 10^{-4}$. В этом случае основной канал реакции образования H_2 содержит в качестве промежуточного звена реакцию образования H_2^+ . Молекулярный водород, образовавшийся в столь ранние эпохи, может играть значительную роль не только при гравитационной конденсации отдельных фрагментов, но и воздействовать на тепловой баланс первичного газа в целом. В работе [10] показано, что даже небольшая примесь тяжелых элементов в первичном газе должна приводить к переработке энергии реликтового излучения в тепловую энергию газа в эпохи $z \lesssim 150$, когда исчезает тепловой контакт между веществом и излучением [11]. К тому же эффекту может приводить присутствие в первичном газе небольшой примеси молекулярного водорода.

Цель данной работы состоит в расчете нагрева первичного газа реликтовым излучением при наличии примеси молекул H_2 , образовавшихся в эпохи $z \sim 1000$, содержание которых, согласно [1], $\sim 4 \cdot 10^{-4}$. Обсуждается также возможность наблюдательной проверки этого эффекта.

2. *Тепловой баланс первичного газа в эпохи $z \lesssim 150$.* Как показано в работе [11], при однородном расширении Вселенной после рекомбинации водорода обмен энергией между остаточными электронами и излучением при эффекте Комптона поддерживает равенство температуры излучения $T_R(z)$ и кинетической температуры газа $T_k(z)$ вплоть до эпохи, характеризующейся красным смещением $z_* \simeq 150$. В последующие этапы расширения эти температуры должны падать с различными скоростями из-за различий в показателях адиабаты,

$$T_R(z) = T_R^{(0)}(1+z), \quad (1)$$

$$T_k(z) = T_k^{(0)}(1+z)^3/(1+z_*), \quad (2)$$

где $T_R^{(0)} = 2.8 \text{ K}$ — температура реликтового излучения в современную эпоху. Поскольку $T_k(z) < T_R(z)$ для всех $z < z_*$, при наличии примеси молекулярного водорода может оказаться эффективным процесс переработки энергии реликтового излучения в тепловую энергию газа. Такая переработка заключается в радиативном возбуждении вращательных уровней молекул H_2 с последующим столкновительным девозбуждением этих уровней, в результате чего скорость поступательного движения молекул возрастает. Возможен и обратный процесс — столкновительное возбуждение вращательных уровней с последующей радиативной деактивацией, который уменьшает тепловую энергию газа. Конкуренция прямого и обратного процессов определяет количество энергии, переданной от излучения к газу.

Уравнение для кинетической температуры газа как функции красного смещения детально обсуждалось нами в работе [10]. Здесь мы кратко суммируем данные, необходимые для дальнейших расчетов.

Уравнение для $T_k(z)$ имеет вид

$$\frac{dT_k(z)}{dz} = \frac{2}{1+z} T_k(z) - \frac{\Lambda(z)}{kH_0(1+z)^3 \sqrt{1+\Omega z}}. \quad (3)$$

В этой формуле k — постоянная Больцмана, H_0 — постоянная Хаббла (принято, что $H_0 = 75$ км/с Мпк $= 2.5 \cdot 10^{-18}$ с $^{-1}$), Ω — отношение средней плотности вещества во Вселенной к критической плотности, $\Lambda(z)$ — функция, определяющая переработку энергии излучения в энергию газа (функция нагрева) в расчете на 1 атом газа, которая для вращательных уровней молекулярного водорода имеет вид

$$\Lambda(z) = x(H_2) \sum_j \xi_j (n_j R_{j \rightarrow j+2} - n_{j+2} R_{j+2 \rightarrow j}) h\nu_{j+2, j}, \quad (4)$$

где n_j — населенность вращательного уровня, характеризуемого квантовым числом j , $R_{j \rightarrow j+2}$ и $R_{j+2 \rightarrow j}$ — вероятности радиационных переходов между уровнями j и $j+2$, h — постоянная Планка, $\nu_{j+2, j}$ — частота перехода. Величина ξ_j представляет собой статистический вес изотопической модификации H_2 . Уровни с четными значениями j относятся к параводороду; для них $\xi_j = 1/4$. Уровни с нечетными значениями j относятся к ортоводороду; для них $\xi_j = 3/4$. Суммирование в формуле (4) формально распространяется на все вращательные уровни. В действительности, необходимо учесть, что при $z < z_*$ $T_k(z)$, $T_k(z) < 2.8(1+z_*)$ К $\simeq 423$ К. Следовательно, уровни, энергии которых в температурной шкале существенно больше этой величины, практически не будут возбуждаться. В параводороде уровень $j=2$ имеет энергию $\epsilon_2/k \simeq 512$ К, а для уровня $j=4$ — $\epsilon_4/k \simeq 1700$ К. В ортоводороде уровень с $j=3$ имеет энергию $\epsilon_3/k \simeq 1020$ К, а для уровня $j=5$ $\epsilon_5/k \simeq 2550$ К. Таким образом, в эпохи $z < z_*$ уровни с $j \geq 4$ для параводорода и с $j \geq 5$ для ортоводорода практически не заселяются. Основную роль в переработке энергии реликтового излучения в тепловую энергию и обратно будут играть вращательные уровни $j=0, 2$ пара- H_2 и $j=1, 3$ в орто- H_2 .

Функция нагрева теперь может быть переписана в упрощенном виде

$$\Lambda(z) = \frac{1}{4} x(H_2) \{ (n_0 R_{0 \rightarrow 2} - n_2 R_{2 \rightarrow 0}) h\nu_{20} + 3 (n_1 R_{1 \rightarrow 3} - n_3 R_{3 \rightarrow 1}) h\nu_{31} \}. \quad (5)$$

Населенности вращательных уровней легко определяются из уравнений баланса и в данном случае могут быть рассчитаны по формулам

$$\begin{aligned} n_0 &= W_{2 \rightarrow 0} / (W_{0 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 0}), & n_2 &= W_{0 \rightarrow 2} / (W_{0 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 0}), \\ n_1 &= W_{3 \rightarrow 1} / (W_{1 \rightarrow 3} + W_{3 \rightarrow 1}), & n_3 &= W_{1 \rightarrow 3} / (W_{1 \rightarrow 3} + W_{3 \rightarrow 1}). \end{aligned} \quad (6)$$

В этих формулах $W_{i \rightarrow k} \equiv R_{i \rightarrow k} + C_{i \rightarrow k}$, $C_{i \rightarrow k}$ — вероятность столкновительного перехода $i \rightarrow k$. Вероятность радиационного перехода может быть вычислена по одной из следующих формул:

$$\begin{aligned} R_{0 \rightarrow 2} &= 5A_{2 \rightarrow 0} \varphi_{20}, & R_{2 \rightarrow 0} &= A_{2 \rightarrow 0} (1 + \rho_{20}), \\ R_{1 \rightarrow 3} &= \frac{7}{3} A_{3 \rightarrow 1} \rho_{31}, & R_{3 \rightarrow 1} &= A_{3 \rightarrow 1} (1 + \rho_{31}), \end{aligned} \quad (7)$$

где ρ_{ik} — плотность фотонов с частотой ν_{ik} в единице фазового объема

$$\rho_{ik}(z) = \left[\exp \left(\frac{h\nu_{ik}}{kT_R^{(0)}(1+z)} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (8)$$

Величины $A_{2 \rightarrow 0} = 2.44 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ и $A_{3 \rightarrow 1} = 4.03 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ представляют собой вероятности спонтанных переходов $2 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 1$. Температурные зависимости вероятностей столкновительных переходов между рассматриваемыми парами уровней могут быть взяты из работы [12], где представлены численные результаты расчетов для столкновений молекул H_2 с атомарным водородом. Эти данные в интересующем нас температурном интервале $T_k \lesssim 500 \text{ К}$ могут быть аппроксимированы формулами

$$C_{0 \rightarrow 2} = N_t A_p \left(\frac{T_k}{T_k^*} \right)^{\alpha_p} \exp \left(-\gamma_p \sqrt{\frac{T_k}{T_k^*}} \right), \quad (9)$$

$$C_{1 \rightarrow 3} = N_t A_0 \left(\frac{T_k}{T_k^*} \right)^{\alpha_0} \exp \left(-\gamma_0 \sqrt{\frac{T_k}{T_k^*}} \right), \quad (10)$$

где величины с индексами p относятся к параводороду, а с индексами o к ортоводороду. Численные значения параметров в аппроксимирующих формулах (9) и (10) следующие:

$$\begin{aligned} A_p &= 4.20 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}, & \alpha_p &= 7.295, & \gamma_p &= 9.75, \\ A_0 &= 5.77 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{с}, & \alpha_0 &= 13.07, & \gamma_0 &= 22.26. \end{aligned} \quad (11)$$

Величина T_k^* в формулах (9) и (10) представляет собой температуру в эпоху $z = z_*$, N_t — полная концентрация газа в эпоху z . $N_t = N_0^{(\text{кр})} \Omega (1+z)^3$, $N_0^{(\text{кр})}$ — значение критической концентрации газа. При $H_0 = 75 \text{ км/с Мпк}$ $N_0^{(\text{кр})} = 6.62 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$. Вероятности столкновительных переходов $2 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 1$ могут быть рассчитаны с использованием выражений (9), (10) и принципа детального равновесия.

С помощью формул (6)–(10) легко рассчитать населенности для каждого значения z . Подстановка n_j в формулу (5) определяет функцию нагрева и, следовательно, позволяет решить уравнение (3). Решение этого

уравнения должно быть получено при начальном условии $T_k(z = z_*) = T_R(z_*) = T_k^*$.

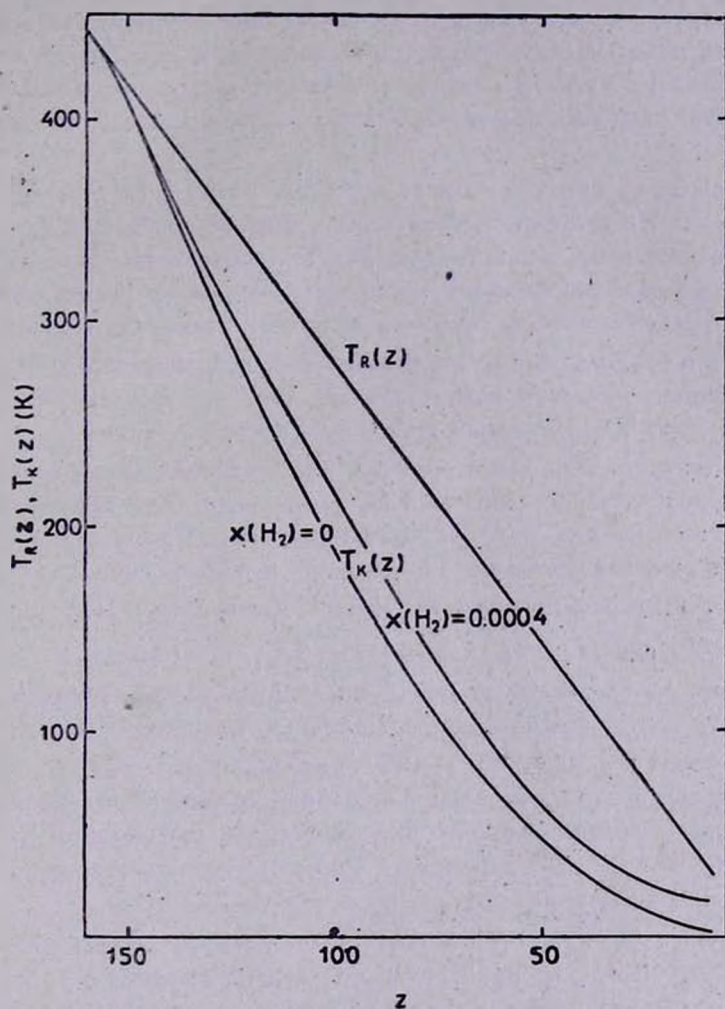


Рис. 1. Температура реликтового излучения T_R и кинетическая температура газа T_k как функции красного смещения z . Зависимость $T_k(z)$ показана для двух значений содержаний молекул водорода в первичном газе $x(H_2)=4 \cdot 10^{-4}$ и $x(H_2)=0$ ($\Omega=1$, $H_0=75$ км/с Мпк).

Результаты численного расчета представлены на рис. 1. Согласно работе [1], относительное содержание молекул H_2 , образовавшихся в эпоху $z \sim 1000$, составляет $4 \cdot 10^{-4}$ при $\Omega \sim 0.1-1.0$. Как можно видеть на

рис. 1, при такой примеси молекул H_2 в первичном газе кинетическая температура газа существенно (на несколько десятков градусов) отличается от температуры, определяемой формулой (2) (см. нижнюю кривую на рис. 1, которая соответствует $x(H_2) = 0$). Таким образом, как показывают расчеты, даже небольшая примесь молекул H_2 в первичном газе существенно воздействует на его тепловой баланс. Возможная наблюдательная проверка этого эффекта обсуждается в следующем разделе.

3. *Проявление эффекта нагрева первичного газа в спектре реликтового излучения.* Простейшим из способов проверки обсуждаемого эффекта было бы наблюдение линий поглощения H_2 , соответствующих переходам $0 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$. Действительно, в этих переходах кванты реликтового излучения перерабатываются в тепловую энергию газа. Следовательно, на частотах ν_{20} и ν_{31} в некоторую произвольную эпоху, характеризующуюся красным смещением z , должны возникнуть две линии поглощения. Оптическая толщина каждой из этих линий определяется как условиями возбуждения уровней в данную эпоху, так и геометрической длиной пути фотона Δl . Последняя может быть легко вычислена, если учесть, что при расширении Вселенной покраснение фотонов выводит их за пределы контура линии поглощения, ширина которого определяется тепловой скоростью молекул в газе v_T в рассматриваемую эпоху. Вычисление [13] дает $\Delta l = \sqrt{\pi} v_T / 2H_z$, где $H_z = H_0(1+z) \sqrt{1+2z}$. Используя это значение и определяя населенности уровней по формулам (6), можно оценить, что в эпохи $z < z_*$ оптические толщины в рассматриваемых линиях довольно малы ($\lesssim 10^{-5} - 10^{-6}$). И хотя максимальные по величине искажения спектра реликтового излучения, связанные с переходами в молекулах H_2 , должны лежать в удобном для наблюдений диапазоне длин волн $\lambda \simeq 1 - 3$ мм, наблюдать такие слабые линии весьма сложно. Поэтому мы рассмотрим другую возможность.

В работе [13] нами было показано, что различие температур $T_R(z)$ и $T_k(z)$ в эпохи $z < z_*$ приводит к образованию в спектре реликтового излучения довольно глубокой (~ 1 К) линии поглощения, возникающей при переходах между уровнями сверхтонкой структуры в атомарном водороде. Глубина линии поглощения при данном Ω определяется разностью температур $T_R(z)$ и $T_k(z)$. Следовательно, атомарный водород может служить термометром первичного газа и, в частности, может быть использован для выявления эффекта нагрева первичного газа реликтовым излучением при наличии в этом газе примеси молекулярного водорода. Глубина обсуждаемой линии поглощения в современную эпоху $z=0$ есть [13]

$$\Delta T_R(z=0, \lambda) = T_R^{(0)} \left(1 - \frac{T_{ex}(z)}{T_R(z)} \right) \tau_z, \quad (12)$$

где $T_{ex}(z)$ — температура возбуждения, характеризующая отношение заселенностей уровней сверхтонкой структуры нейтрального водорода.

$$\frac{1}{T_{ex}(z)} = \frac{1}{T_R(z)} + \frac{1}{1+B(z)} \left(\frac{1}{T_k(z)} - \frac{1}{T_R(z)} \right), \quad (13)$$

$$B(z) = \frac{b}{\Omega(1+z)^3}, \quad b = 1.53 \cdot 10^4 \left(\frac{1+z_*}{150} \right)^{1/2} \left(\frac{55}{H_0} \right)^2. \quad (14)$$

Величина τ_z в формуле (12) представляет собой оптическую толщину в линии $\lambda_0 = 21$ см в эпоху z

$$\tau_z = z(z) \Delta l. \quad (15)$$

Коэффициент поглощения в эпоху z также выражается через температуру возбуждения

$$\kappa(z) = \frac{3}{32\pi} \zeta \frac{A_{10}}{H_0} N_0^{(кр)} \frac{\Omega(1+z)^2}{V(1+\Omega z)} \frac{T_0}{T_{ex}(z)}. \quad (16)$$

Здесь $\zeta = 0.75$ весовое содержание водорода, $T_0 = hc/\lambda_0 k = 0.0682$ К, A_{10} — вероятность перехода между уровнями сверхтонкой структуры в атоме водорода. Подстановка температуры газа, приведенной на рис. 1, в формулу (13) позволяет рассчитать температуру возбуждения, а затем (формулы (12) и (16)) и глубину линии поглощения. Величина ΔT_R как функция красного смещения z (или, что эквивалентно, как функция длины волны λ) приведена на рис. 2 для $\Omega = 1$. Верхняя кривая соответствует содержанию молекулярного водорода в первичном газе $x(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{-4}$ [1]. Нижняя кривая взята из работы [13] и относится к случаю, когда $x(\text{H}_2) = 0$.

Как можно видеть на рис. 2, различие наблюдаемых профилей в двух рассматриваемых случаях достаточно велико. Нагрев первичного газа при наличии в нем примеси H_2 приводит к смещению минимума профиля поглощения к более длинным волнам. Возможность наблюдения подобных профилей поглощения обсуждалась нами в работе [13]. Там, в частности, отмечено, что при оценке относительной глубины поглощения $\Delta T_R(z=0, \lambda)/T_\phi(\lambda)$ необходимо учитывать тот факт, что в длинноволновом диапазоне волн наблюдаемая температура фона $T_\phi(\lambda)$ значительно превосходит температуру реликтового излучения. В рассматриваемом случае

отношение $\Delta T_R(z=0, \lambda)/T_\phi(\lambda)$ на длинах волн $\lambda < 10$ м может оказаться порядка $2 \cdot 10^{-4}$. Эта величина мала, но может быть измерена. От-

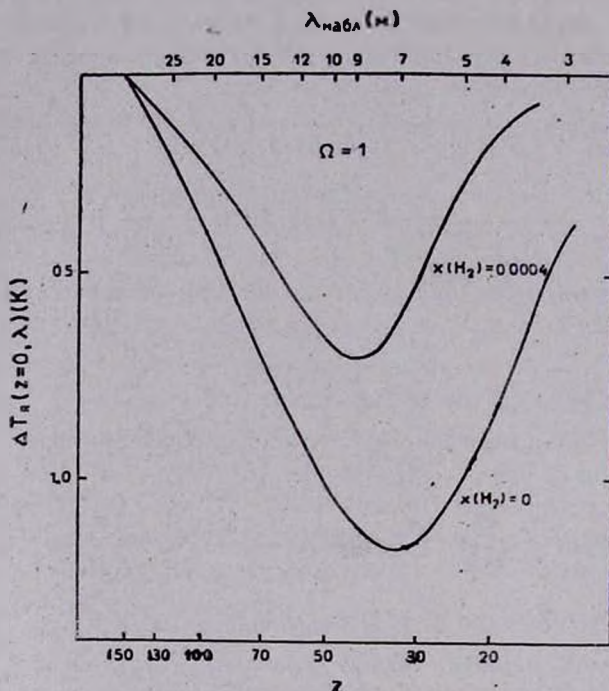


Рис. 2. Профиль линии поглощения $\lambda_0 = 21$ см в современную эпоху в спектре реликтового излучения. Верхняя кривая соответствует относительному содержанию молекулярного водорода в первичном газе $x(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{-4}$. Нижняя кривая построена для $x(\text{H}_2) = 0$.

метим, что ее наблюдение, а также детальное исследование профиля линии поглощения может дать важную информацию о физических условиях во Вселенной в эпохи, характеризующиеся красными смещениями $z \lesssim 150$.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

HEATING OF PRIMORDIAL GAS BY BACKGROUND RADIATION IF MOLECULAR HYDROGEN IS AVAILABLE

V. K. KHERSONSKIY

According to [1], a small impurity of molecular hydrogen can exist in primordial gas in the cosmological epochs $z \approx 1000$. The effect

of heating of the gas by background radiation in the epochs $z \lesssim 150$ is considered. The processing of radiation energy to thermal energy of the gas takes place at transitions between low rotational levels of H_2 molecules. This process leads to the increase of gas temperature to about some scores of Kelvins. The possibility of observational test for this effect is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Щекинов, М. Б. Энтель, Астрон. ж., 80, 1073, 1983.
2. T. Hirasawa, Progr. Theor. Phys., 42, 523, 1969.
3. A. Dalgarno, B. McCray, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 10, 115, 1972.
4. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, Астрон. ж., 55, 487, 1978.
5. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Письма в Астрон. ж., 2, 574, 1976.
6. Ю. А. Щекинов, М. А. Эдельман, Астрон. ж., 57, 1287, 1980.
7. Ю. И. Изотов, И. Г. Колесник, Препринт ИТФ 81—84Р, 38 стр., Киев, 1981.
8. R. J. Bientck, A. Dalgarno, Astrophys. J., 228, 635, 1979.
9. V. K. Khersonskii, Astrophys. and Space Sci., 88, 21, 1982.
10. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Р. А. Сюняев, Астрофизика, 17, 487, 1981.
11. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 278, 1968.
12. S. Green, D. G. Truhlar, Astrophys. J., 231, L101, 1979.
13. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Письма в Астрон. ж., 3, 291, 1977.