

3.11. Кинетика рекомбинации при наличии источников ионизации

В этом разделе мы рассмотрим возможное искажение кинетики космологической рекомбинации водорода при наличии источников неравновесных Ly- α -квантов, возникающих в ходе распада гипотетических массивных частиц или испарения первичных чёрных дыр. В принципе, эффекты искажений ионизационного баланса существенно зависят от динамики “ионизатора”, его плотности энергии, энергетического спектра распада, кинетики его трансформации от максимальной энергии E_{\max} до энергий квантов $\sim I$ и целого ряда других особенностей источников ионизации. Однако, следуя [Peebles, Seager, Hu, 2000] (далее [PSH, 2000]), можно предложить достаточно общее феноменологическое описание “неравновесной” рекомбинации водорода, формализовав влияние различных механизмов подкачки ионизирующих квантов следующим образом. По аналогии с [PSH, 2000] введём скорость подкачки в плазму избыточных ионизирующих квантов

$$\frac{dn_i}{dt} = \chi(t)n_H H(t), \quad (3.84)$$

где n_H – концентрация нейтральных атомов водорода, $H(t) = \dot{a}/a$ – параметр Хаббла, $\chi_\alpha(t, E)$ – эффективность переработки спектра инжектируемых высокоэнергичных частиц в ионизирующее излучение. Заметим, что в отличие от [PSH, 2000], мы будем считать $\chi_\alpha(E, t)$ функцией времени, тогда как в модели, рассмотренной в [PSH, 2000], $\chi_\alpha(t)$ является константой. При общем анализе кинетики рекомбинации водорода в присутствии ионизатора (уравнение (3.84)) можно указать два характерных временных интервала, принципиально отличающихся по роли Ly- α -квантов в формировании ионизационного баланса (см. раздел 3.3). Первый из них приходится на красные смещения $z < 1400$, когда Ly- α -кванты реликтового излучения играют определяющую роль в формировании зависимости $\chi_e(z)$, и второй – на $z \leq 800$, когда роль Ly- α -квантов становится несущественной и рекомбинационные процессы доминируют над ионизационными в отсутствие дополнительных источников ионизации. Следует подчеркнуть, что столь важная роль Ly- α -квантов в стандартной модели рекомбинации водорода целиком обусловлена планковским характером спектра реликтового излучения и, в частности,

его виновским участком, где квантов с энергией $E \sim I$ оказывается значительно меньше, чем квантов с $E \sim \frac{3}{4}I = h\nu_{Ly\alpha}$. Для неравновесного ионизатора (уравнение (3.84)) это условие, вообще говоря, может как сохраняться, так и нарушаться (см., например, [Doroshkevich, Naselsky, 2002]). Воспользуемся тем обстоятельством, что начальные стадии рекомбинации, когда роль Ly- α -квантов из планковского спектра реликтового излучения существенна, ограничены по времени достаточно узким интервалом красных смещений $\Delta z \sim 200$ при $z \sim 10^3$.

Для качественного анализа ситуации разложим функцию $\chi(t, E)$ в ряд Тейлора в окрестности момента времени t_{rec} , соответствующего $z = 10^3$:

$$\chi(t, E) = \chi(t_{\text{rec}}, E) + \left. \frac{\partial \chi(E_\alpha, t_{\text{rec}})}{\partial t} \right|_{t_{\text{rec}}} (t - t_{\text{rec}}). \quad (3.85)$$

Исходя из уравнения (3.85), введём характерное время изменения $\chi(t, E_\alpha)$ как

$$\tau_\chi = \frac{\chi(t_r, E_\alpha)}{\left. \partial \chi / \partial t \right|_{t_{\text{rec}}, E_\alpha}}.$$

Если подкачка неравновесных квантов в систему носит квазистационарный характер, не связанный с мгновенным выделением энергии, то $\tau_\chi \sim t_{\text{rec}}$ и вторым слагаемым в уравнении (3.85) можно пренебречь. Тогда приближённо $\chi(t, E) \approx \chi(E)$.

Рассмотрим возможные режимы поведения функции $\chi(E)$ в окрестности энергий $E_\alpha = \frac{3}{4}I = h\nu_\alpha$. Из самых общих соображений можно промоделировать зависимость $\chi(E)$ при $E \approx E_\alpha$ в виде степенной функции

$$\chi(E) = \varepsilon_\alpha \left(\frac{E}{E_\alpha} \right)^\gamma, \quad \varepsilon_\alpha = \text{const}. \quad (3.86)$$

При $\gamma > 0$, но не специально большом ($\gamma \sim 1$), отличия в эффективности производства ионизирующих квантов с $E \approx I$ и Ly- α -квантов оказывается порядка

$$\frac{\chi(E=I)}{\chi\left(E=\frac{3}{4}I\right)} \approx \left(\frac{4}{3}\right)^\gamma \sim 1.$$

В этом случае избыточные Ly- α -кванты не играют большой ро-

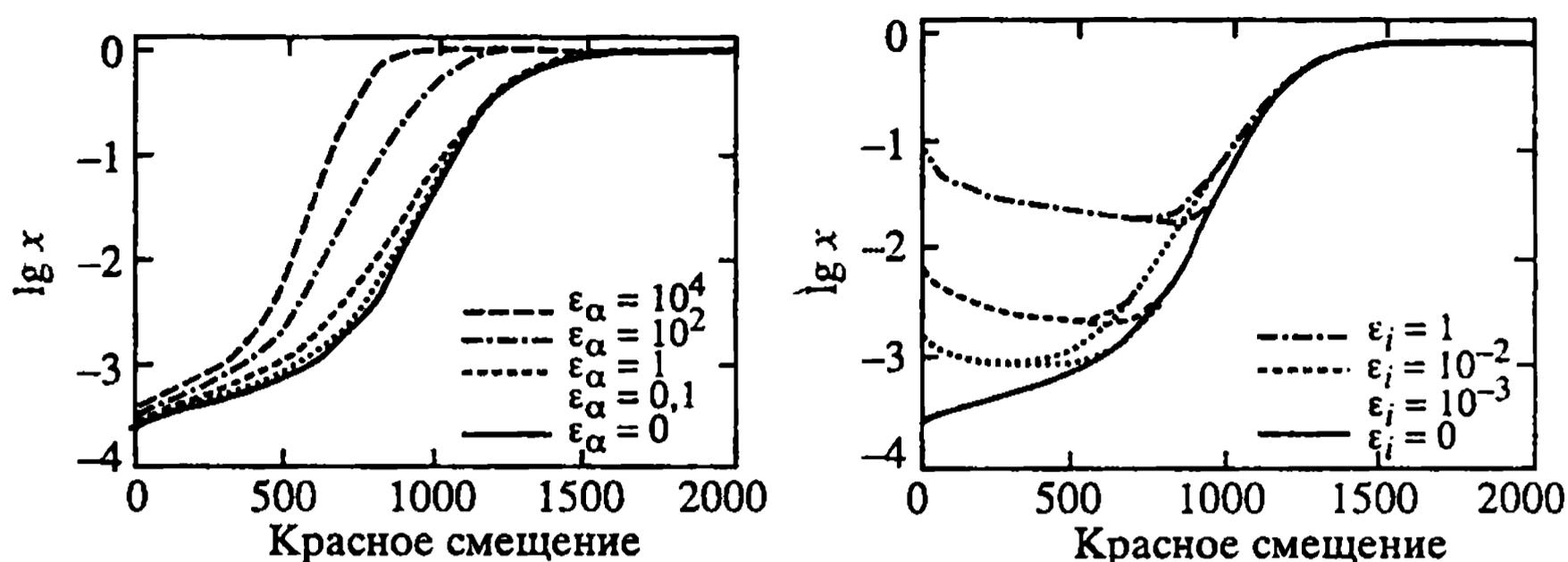


Рис. 3.22. Ионизационные режимы в моделях “затянутой” рекомбинации [Peebles, Seager and Hu, 2000]. Левый рисунок соответствует уравнению (3.87), правый – наличию ионизатора при малых ($z < 10^3$) красных смещениях

ли в кинетике рекомбинации водорода, так как концентрация неравновесных квантов с энергией $E \approx I$ сравнима с концентрацией квантов с $E = \frac{3}{4}I$. Аналогичный вывод имеет место и в

случае, когда показатель спектра $\gamma < 0$, но по-прежнему не специально велик. Исключение составляет случай, когда $\gamma < 0$ и

$|\gamma| \gg 1$. Тогда $\chi(E = I) / \chi\left(E = \frac{3}{4}I\right) \sim \left(\frac{3}{4}\right)^{|\gamma|} \ll 1$ и при больших по-

казателях γ роль квантов с $E = \frac{3}{4}I$ становится преобладающей.

Прежде всего, эти дополнительные кванты аддитивно суммируются с Ly- α -квантами виновской части спектра реликтового излучения и начинают играть существенную роль в ионизационном балансе среды, главным образом выступая в качестве дополнительного источника в уравнении (3.24),

$$\tilde{R} = R + \epsilon_\alpha n_H H(t), \quad (3.87)$$

где выражение для R приведено в уравнении (3.24). С помощью уравнения (3.87) легко учесть перенормировку ионизационного и теплового баланса в рамках программы RECFAST и рассчитать зависимость $x_e(z, \epsilon_\alpha)$ для различных космологических моделей [PSH, 2000]. На рис. 3.22 показаны различные ионизационные кривые в модели “затянутой” рекомбинации при $\Omega_b h^2 = 0,02$, $\Omega_{\text{tot}} = 1$, $\Omega_{\text{dm}} = 0,3$, $h = 0,7$ и $\Omega_\lambda = 0,7$. Как видно из этого рисунка, по мере увеличения мощности ионизатора (ϵ_α) происходит “уп-

лощение” кривой $x_e(\epsilon_\alpha, z)$ в диапазоне $700 \leq z \leq 1400$. Рекомбинация водорода становится всё более затянутой, хотя изменение остаточной степени ионизации (при $z = 0$) оказывается не столь большим по сравнению с перепадом функции $x_e(z)$ в два-три порядка при $z \approx 800 \div 10^3$. Естественно, что малые значения $\epsilon_\alpha \approx 0,1 \div 1$ приводят к незначительным искажениям ионизационного режима при $z \approx 10^3$, наиболее важного для формирования флуктуаций температуры реликтового излучения.

В противоположной асимптотике, когда концентрация квантов с $E \sim I$ сравнима или превышает их концентрацию при $E \sim \frac{3}{4}I$, роль неравновесных Ly- α -квантов уже не столь велика в

формировании ионизационного баланса плазмы. В пределе, когда влиянием избыточных Ly- α -квантов на кинетику рекомбинации можно пренебречь, основным механизмом искажений является ионизация $1S$ состояния атома водорода. На рис. 3.22 мы приводим результаты расчётов степени ионизации $x_e(z)$ в такой модели для различных значений мощности ионизатора $\chi(E) = \epsilon_i = \text{const}$ [PSH, 2000]. Как видно из этого рисунка, неравновесная ионизация водорода вызывает значительные искажения функции $x_e(z)$ при $z < 10^3$ даже при сравнительно небольших значениях параметров $\epsilon_i = 10^{-3} \div 10$.

В заключение этого раздела, следуя [PSH, 2000], оценим величину комптоновских искажений спектра реликтового излучения, возникающих в процессе “подкачки” в плазму неравновесных фотонов с $E \sim I$ в эпоху с $z \leq 10^3$. Поскольку темп подкачки энергии определяется соотношением (3.87) для параметра y , характеризующего уровень искажений спектра реликтового излучения, можно воспользоваться оценкой

$$y \approx \frac{1}{4} \frac{\epsilon_I}{\epsilon_z} = \frac{\epsilon_\alpha n_H I f F}{4(1+z)\sigma T_0^4} \approx 10^{-9} \frac{\epsilon_\alpha f F}{(z/10^3)}, \quad (3.88)$$

где ϵ_I – плотность энергии ионизирующих квантов, $\epsilon_R = \sigma T^4$ – плотность энергии реликтового излучения; $T_0 = 2,73$ К – современная температура реликтового излучения; σ – постоянная Стефана–Больцмана; f – доля энергии ϵ_I , приходящаяся на искажения спектра реликтового излучения; F – доля энергии источников ионизации, приходящаяся на кванты с $E \sim I$. Поскольку наблюдательный предел по y -параметру составляет $y_{\text{obs}} \leq 2 \cdot 10^{-5}$,

ясно, что при $z \sim 10^3 \epsilon_\alpha fF \leq 2 \cdot 10^4$. Как видно из рис. 3.22, даже при экстремально больших значениях параметра $\epsilon_\alpha \approx 10^4$ условие на малость u -искажений заведомо выполняется. Таким образом, спектральные искажения оказываются нечувствительными к параметрам ионизатора и основную информацию о его характеристиках можно получить непосредственно из данных о распределении анизотропии реликтового излучения при учёте более мощных по сравнению со стандартной моделью ионизационных режимах.