

## 12.11. Реликтовое излучение и эпоха рекомбинации

Итак, на радиационно-доминированной стадии в условиях полного термодинамического равновесия спектр излучения был спектром АЧТ с температурой, падающей обратно пропорционально масштабному фактору:  $T \sim 1/a(t)$ . Как только время взаимодействия фотонов с веществом (в основном, за счет томсоновского рассеяния на электронах)  $\tau = 1/(n_e \sigma_T c) \sim (1+z)^{-3}$  стало больше характерного времени расширения  $a/\dot{a}$  (то есть длина свободного пробега фотона начала превышать размер причинно-связанной области  $ct \sim (1+z)^{-3/2}$ ), фотоны перестали обмениваться энергией с плазмой, однако спектр излучения при однородном расширении остался чернотельным с температурой  $T(z) = T_0(1+z)$ ,  $T_0 \simeq 2.73$  К – современное значение температуры реликтового излучения. Вселенная стала прозрачной для излучения при понижении температуры плазмы до  $T_r \approx 3000$  К. При такой температуре происходит рекомбинация свободных электронов с протонами с образованием атомов водорода (гелий рекомбинирует несколько раньше). Эпоха рекомбинации таким образом наступает при  $1+z_r \simeq 3000/3 \sim 1000$ , т. е. формально на стадии доминантности вещества, когда роль излучения в динамике расширения уже пренебрежимо мала. Время расширения до эпохи рекомбинации составляет  $t_r \simeq 3 \cdot 10^5$  лет.

Зависимость роста температуры реликтового излучения от красного смещения была экспериментально подтверждена наблюдениями линий сверхтонкой структуры нейтрального углерода в спектрах далеких квазаров с  $z \approx 1.8$ , для которых кванты реликтового фона с температурой  $T_0(1+z) \sim 7.5\text{--}8$  К играют роль накачки, обеспечивая заселенность соответствующих уровней.

## 12.12. Эффект Сюняева–Зельдовича

После эпохи рекомбинации ( $z \sim 1000$ ) реликтовые фотоны распространяются сначала свободно через нейтральную среду, с которой они не взаимодействуют. После образования первых звезд и галактик (предположительно, начиная с  $z \sim 10\text{--}15$ ) в среде вновь появляются свободные электроны из-за ионизации атомов водорода жестким излучением, и, как мы обсуждали выше в разделе 12.3, межгалактическая среда становится вновь почти полностью ионизованной на красных смещениях  $z < 6$ . Наиболее важный процесс взаимодействия фотонов с электронами — комптоновское рассеяние. При

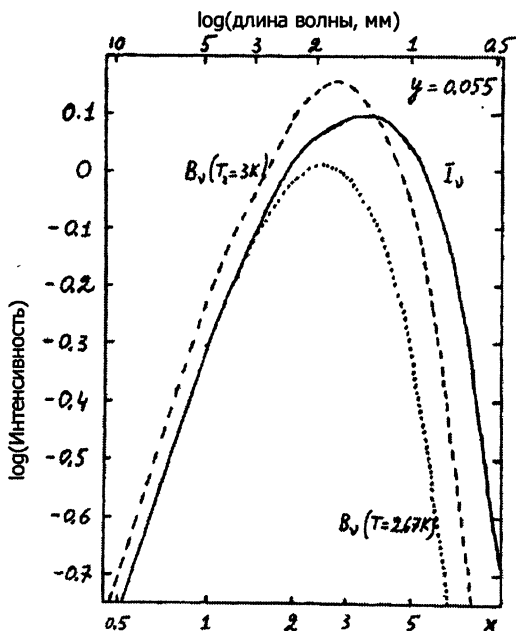


Рис. 12.10. Эффект комптоновского рассеяния фотонов реликтового возмущения на свободных электронах. Начальный (планковский) спектр реликтового излучения с температурой  $T_r = 3$  К показан пунктирной линией. Сплошная линия — спектр после рассеяния. Точками показан спектр АЧТ с несколько меньшей температурой, который совпадает в рэлей-джинсовской области с искаженным рассеянием спектром  $I_\nu$ . Из обзора R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **18**, 537 (1980).

этом, если электроны достаточно «горячие» (имеют энергию больше средней энергии фотонов), преобладает обратный Комптон-эффект, когда часть энергии электрона после рассеяния передается фотону. В результате, рассеяние фотонов реликтового излучения на свободных электронах может исказить наблюдаемый спектр.

Простая оценка показывает, что если бы свободные электроны заполняли межгалактическую среду равномерно с концентрацией, соответствующей 1% от критической плотности,  $n_e \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ , то оптическая толща по томсоновскому рассеянию при прохождении фотоном космологических расстояний  $r_H \sim 10^{28} \text{ см}$  была бы  $\tau_T \sim n_e \sigma_T r_H \sim 10^{-3} \ll 1$ , и искажения спектра реликтового излучения были бы крайне малы. Однако из-за наличия значительной кон-

центрации ( $n_e \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ) «горячих» электронов с  $kT_e \sim 5 \text{ кэВ}$  в скоплениях галактик (которые наблюдаются по их рентгеновскому излучению), вероятность рассеяния реликтового фотона, проходящего сквозь плазму скопления, заметно возрастает. В результате спектр реликтовых фотонов, принимаемых из направлений на скопления галактик, немного «смещается» в сторону более высоких энергий. При рассеянии число фотонов сохраняется, а плотность энергии излучения в рэлей–джинсовской области спектра уменьшается. Этот эффект был впервые рассмотрен в начале 1970-х гг. Я. Б. Зельдовичем и Р. А. Сюняевым. Ожидаемое искажение спектра реликтового излучения в направлении на скопление галактик из их оригинальной работы приведено на рис. 12.10.

При каждом акте обратного комптоновского рассеяния на тепловых электронах фотон с большей вероятностью приобретает энергию, чем теряет. Изменение частоты фотона происходит из-за эффекта Доплера. В линейном по  $v_e/c$  приближении средняя энергия фотонов сохранялась бы из-за равного числа электронов, движущихся в противоположных направлениях. Поэтому изменение энергии фотона происходит в соответствии с релятивистской формулой эффекта Доплера и пропорционально  $(v_e/c)^2 \sim kT_e/m_e c^2$  (точнее,  $k(T_e - T_r)/m_e c^2$ , так как при равновесном значении  $T_e = T_r$  спектр, разумеется, остается планковским).

Расчет показывает, что в рэлей–джинсовской области  $h\nu \ll kT_r$  интенсивность и яркостная температура излучения уменьшаются на величину  $\Delta T/T_r = -(2kT_e/m_e c^2)$ . Эффект, очевидно, пропорционален доле фотонов, испытавших рассеяние при прохождении скопления, т. е.

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_r} = -\frac{2kT_e}{m_e c^2} \tau_T.$$

В результате яркостная температура реликтового фона в направлении на скопления галактик должна быть несколько ниже, чем в соседних областях. Этот эффект был действительно обнаружен по наблюдениям разных скоплений галактик (рис. 12.11).

Если скопление движется как целое с peculiarной лучевой скоростью  $v_r$ , то дополнительно к рассмотренному тепловому эффекту добавится кинематический, связанный с доплеровским изменением температуры

$$\frac{\Delta T}{T_r} = -\frac{v_r}{c} \tau_T$$

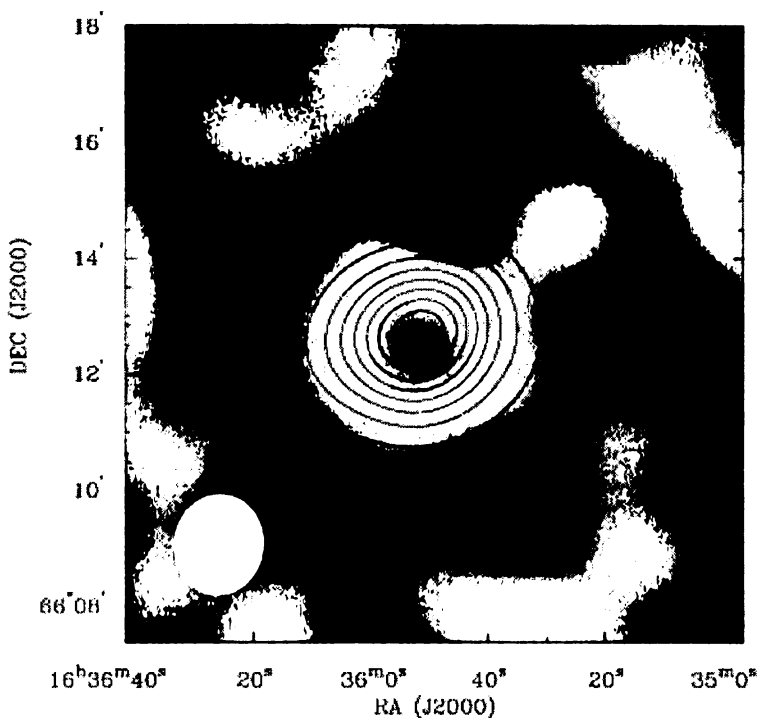


Рис. 12.11. Понижение яркостной температуры реликтового излучения на величину  $\Delta T \approx -2.7 \cdot 10^{-3}$  К в направлении на центр скопления галактик A2218 с  $z = 0.17$  (овальные контуры в центральной части). Светлые пятна — рентгеновское излучение от скопления, зарегистрированное спутником ROSAT. Белый круг слева внизу характеризует угловое разрешение.

(кинематический эффект Сюняева-Зельдовича). Знак изменения температуры зависит от направления лучевой скорости  $v_r$ . Заметим, что в отличие от теплового эффекта, изменение температуры в кинематическом эффекте совсем не зависит от длины волны (тепловой эффект не зависит от длины волны только в рэлей-джинсовской области, см. рис. 12.10).

Эффект Сюняева-Зельдовича на скоплениях галактик, в принципе, позволяет проводить космологические тесты (например, измерять постоянную Хаббла) вплоть до красных смещений  $z \approx 1$ . Действительно, поверхностная яркость рентгеновского излучения  $I_x$  скоплений галактик определяется концентрацией электронов в

межгалактической плазме и функцией охлаждения плазмы  $\lambda(T_e)$  (напомним, что для высоких температур охлаждение в основном происходит из-за тормозного излучения и  $\lambda(T_e) \sim \sqrt{T_e}$ ):

$$I_X \sim \int n_e^2 \lambda(T_e) dl = \int n_e^2 \lambda(T_e) d_a(z) d\theta,$$

где  $d_a = dl/d\theta$  — угломерное расстояние до скопления. Здесь предполагается, что скопление сферически-симметрично, так что видимый угловой размер скопления можно связать с его протяженностью вдоль луча зрения. С другой стороны, понижение температуры реликтового излучения в направлении на скопление равно

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_r} \sim \int n_e T_e dl = \int n_e T_e d_a(z) d\theta,$$

откуда получаем:

$$d_a \sim \frac{\Delta T_{SZ}^2 \lambda(T_e)}{I_X T_e^2}.$$

В правой части этого равенства стоят величины, которые измеряются по радио ( $\Delta T_{SZ}$ ) и рентгеновским ( $I_X, T_e$ ) наблюдениям скоплений. Строя зависимость  $d_a^{(obs)}(z)$  для скоплений галактик на разных красных смещениях, можно тестировать космологические модели, подбирая наилучшим образом теоретический закон  $d_a(z)$ . Однако на практике ситуация усложняется необходимостью учета неоднородностей в распределении горячего газа, и точность измерения космологических параметров по эффекту Сюняева–Зельдовича пока не слишком высока.

### 12.13. Флуктуации реликтового излучения

Важнейший космологический результат, полученный по измерениям реликтового фона, относится к измерениям флуктуаций его температуры на различных угловых масштабах. Существование флуктуаций температуры (а значит и интенсивности) реликтового излучения является обязательным в модели горячей Вселенной, поскольку на стадии рекомбинации должны были существовать флуктуации плотности, из которых впоследствии из-за гравитационной неустойчивости смогла образоваться вся наблюдаемая крупномасштабная структура. Флуктуации температуры реликтового излучения, наблюдаемого с поверхности последнего рассеяния, могут быть