

рентгеновские наблюдения скопления галактик Coma лучше всего объясняются присутствием в этом скоплении горячего, $T \sim 10^8$ °К, межгалактического газа с плотностью порядка 10^{-3} см $^{-3}$. При этом полная масса газа в скоплении превышает суммарную массу галактик, входящих в скопление, но в несколько раз меньше вириальной, т. е. недостаточна для стабилизации скопления. Дисперсия скоростей галактик в этом скоплении составляет ~ 1500 км/сек. Отметим, что это значение соответствует ($v^2/2 \sim kT/m_p$) наблюдаемой температуре газа в скоплении ($T \sim 10^8$ °К). Следовательно, можно представить себе, что движение газа со скоростью галактик в общем гравитационном поле скопления при столкновении газовых облаков как раз и дает наблюдаемую температуру.

Отметим также, что в радиодиапазоне излучение горячего газа очень мало. Гораздо более сильны комптоновские искажения спектра реликтового излучения при взаимодействии его с горячим газом в скоплении. Средняя энергия фотонов при этом повышается, рэлей-джинсовская температура излучения падает. Соответственно при наблюдениях в сантиметровом диапазоне длин волн реликтовое излучение в направлении на скопление галактик с горячим газом должно иметь яркостную температуру ниже, чем в других направлениях:

$$\frac{\Delta T}{T} = -2\sigma_T N_e l \frac{kT_e}{m_e c^2},$$

где l — размер скопления [Сюняев, Зельдович (1970а; 1972б)]. По-видимому, этот эффект наблюден Парийским (1972).

§ 8. Радиоизлучение ионизованного межгалактического газа и период нейтрального водорода

В § 2 мы рассчитали процесс рекомбинации. Если отсутствуют источники энергии, то после рекомбинации начинается период нейтрального водорода. Он будет продолжаться до тех пор, пока уже в эпоху, близкую к нашей, источники энергии, связанные с возникающими объектами, ионизуют газ. Мы будем обозначать красное смещение, соответствующее моменту ионизации нейтрального газа какими-либо процессами, через $z_{\text{ион}}$, а рекомбинации — $z_{\text{рек}}$. Однако картина может быть более сложной. В §§ 5, 6 рассматривалась картина межгалактического газа и выделение энергии. Возникает вопрос о том, будет ли это выделение энергии мешать рекомбинации. Наши знания о ранних процессах, в которых может выделяться энергия, недостаточны. Вопрос об энергетическом балансе газа, о его рекомбинации и ионизации, тесно связан с теорией возникновения современной структуры — галактик, их скоплений и т. д.; см. об этом следующий раздел. В так называемой теории адиабатических или энтропийных возмущений, растущих вследствие гравитационной неустойчивости, возмущения (см. §§ 2, 8

гл. 14) в момент рекомбинации весьма малы, $\delta\rho/\rho \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Такие возмущения плотности и соответствующая им скорость движения приводят к образованию ударных волн и ионизации газа при $z < 10$. В момент рекомбинации эти возмущения никак не нарушают картину эволюции однородной плазмы, развитую выше.

В вихревой теории начальные скорости значительны, порядка 0,1—0,01 c , столкновения сверхзвуковых потоков и ионизация газа происходят не позже, чем при $z \sim 100$ (см. § 9 гл. 14).

Наконец, в зарядово-симметричных теориях выделение энергии при аннигиляции может полностью предотвратить рекомбинацию. Весьма важно найти все следствия тех или иных предположений о фактическом ходе рекомбинации. В этой связи радиоизлучение ионизованного газа крайне важно [Сюняев (1968)]. Было упомянуто (см. § 5), что тормозное излучение имеет плоский спектр в области частот $\nu < kT/h$ а общая мощность $\sim \sqrt{T}$.

Радиоизлучение на низких частотах пропорционально $T^{-1/2}$; следовательно, если кто-то захочет исследовать все возможные области температуры газа, то нижний предел температуры будет даваться сравнением вычисленного радиоизлучения с наблюдениями. Верхний предел температуры может быть найден из рентгеновского излучения газа или из вычислений энергии, которая требуется для того, чтобы компенсировать тепловые потери.

Наиболее подходящие для исследований длины волн находятся из условия минимума интенсивности суммы реликтового излучения и излучения всех дискретных источников. Пересечение графиков спектров РИ и дискретных источников имеет место при $\lambda \sim 50$ см; при этом значении λ поток с плоским спектром в наблюдениях незаметен, и потому из наблюдений можно дать верхний предел

$$F_{ff} < 10^{-19} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц} \quad (8.8.1)$$

для тормозного излучения, обозначаемого индексами ff (free-free).

Более тщательно проводя измерения, выбирая направления, где источников нет, можно значительно увеличить длину волны и снизить соответствующий предел $F_{ff}^{\text{набл}}$. Прямые вычисления дают *)

$$\begin{aligned} F_{ff} &= 5 \cdot 10^{-20} \Omega^2 \int_0^{z_l} \frac{1+z}{\sqrt{1+\Omega z}} T e^{-1/2}(z) dz \approx \\ &\approx 5 \cdot 10^{-20} \Omega^{3/2} \int_0^{z_l} z^{1/2} T e^{-1/2}(z) dz < F_{\nu}^{\text{набл}}. \end{aligned} \quad (8.8.2)$$

*) Мы применяем формулу для интегрального поля излучения, даваемого однородно распределенными эволюционирующими источниками. Излучательная способность единицы сопутствующего объема горячего газа (см. § 3 этой главы) $\epsilon_{ff}(\nu) = 5,44 \cdot 10^{-39} g T^{1/2} \exp(-h\nu/kT) n_e^2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}$; Ω отнесено к $H = 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$, определение g дано на стр. 232. Спектр излучения в радиообласти считаем плоским, F_{ff} не зависит от ν при малых ν .

Взятое само по себе это условие может выполняться и при $z_i = z_r = 1400$, т. е. согласуется и с отсутствием рекомбинации, так как этот интеграл может быть сделан сколь угодно малым при увеличении $T(z)$. Действительно, это условие выполняется, если $z_i = 1400$ и $\Omega = 1$, $T_i = 6 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K} = \text{const}$ или если $\Omega = 1/40$, $T_i = 10^4 \text{ }^\circ\text{K} = \text{const}$.

Мы предполагаем, что при больших z , которые наиболее важны в интеграле, большая часть материи находится в виде газа, $\Omega_{\text{газ}} \approx \Omega$.

Но есть и другие условия, которые противоречат высокой температуре. Одно из них: энергетические потери газа (при комптоновском взаимодействии с реликтовым излучением, см. § 3) не могут превышать запас полной ядерной энергии вещества $W \text{ эрг/г}$. Это условие дает

$$\int_0^{z_i} \frac{(1+z)^2}{\sqrt{1+\Omega z}} T_e(z) dz < 10^{-6} W. \quad (8.8.3)$$

Условие (8.8.3) слабо зависит от Ω . Есть и другое условие, ограничивающее высокую температуру газа: искажения реликтового спектра, характеризуемые параметром y (§ 6), не должны превышать определенного предела. Основываясь на результатах Блейра и др. (1971), можно взять $y < 0,1$ (см. § 6 этой главы). Неопределенность экспериментальных данных слабо влияет на конечные результаты. После подстановки численных величин условие принимает вид

$$\Omega \int_0^{z_i} \frac{1+z}{\sqrt{1+\Omega z}} T_e(z) dz < 9 \cdot 10^{10} y. \quad (8.8.4)$$

Эта формула основывается на наблюдениях и не использует априорных предположений, в отличие от предыдущего условия (8.8.3).

При составлении условий (8.8.2)—(8.8.4) мы предполагали $T_e \gg T_r$; эти формулы верны только для периода, когда $z < 1500$, $T_e > 4000 \text{ }^\circ\text{K}$ (газ ионизован). Если же $4000 > T_e > T_r$, то газ состоит главным образом из нейтральных атомов. Поставим теперь математический вопрос: как лучше всего использовать два неравенства типа

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{z_i} T_e^{-1/2}(z) f(z) dz < a, \\ \int_0^{z_i} T_e(z) g(z) dz < b \end{aligned} \right\} \quad (8.8.5)$$

Для определения максимума z_i , совместимого с обоими этими условиями? Функции f и g известны из теории, a и b даны наблюдениями,

z_i дает момент вторичной ионизации газа (газ нейтрален при $1400 > z > z_i$ и ионизован при $z_i > z > 0$).

Проблема состоит в выборе $T_e(z)$. Предлагается взять линейную комбинацию двух уравнений с положительными коэффициентами α и β , которые мы определим позже:

$$\int \left(\frac{\alpha}{\sqrt{T}} f + \beta T g \right) dz < \alpha a + \beta b. \quad (8.8.6)$$

Для любого z выбираем $T(z)$, минимизируя выражение в скобках (8.8.6). Обозначим это выражение через B и найдем его минимум:

$$B = \frac{\alpha}{\sqrt{T}} f + \beta T g = \min.$$

Соответствующее T равно

$$T = \left(\frac{\alpha f}{2\beta g} \right)^{2/3} \quad (8.8.7)$$

и

$$B_{\min} = 2^{-2/3} 3 \alpha^{2/3} \beta^{1/3} f^{2/3} g^{1/3}.$$

Подставляя B_{\min} в (8.8.6), получаем

$$\int B_{\min} dz < \int B dz < \alpha a + \beta b,$$

$$1,8 \alpha^{2/3} \beta^{1/3} \int f^{2/3} g^{1/3} dz = 1,8 \alpha^{2/3} \beta^{1/3} \psi(z_i) < \alpha a + \beta b,$$

т. е.

$$\psi(z_i) < 0,55 \frac{\alpha a + \beta b}{\alpha^{2/3} \beta^{1/3}}, \quad (8.8.8)$$

где функция ψ определяется интегралом, приведенным выше. Теперь выбирается отношение α/β , минимизирующее правую часть выражения (8.8.8): $\alpha/\beta = 2b/a$. При этом выборе α/β получим из (8.8.8)

$$\psi(z_i) < a^{2/3} b^{1/3}, \quad (8.8.9)$$

откуда находится верхний предел на z_i . Этот способ, примененный к неравенствам (8.8.2), (8.8.3) [Сюняев (1968)], дает

$$z_i < 1,1 \cdot 10^6 (F_{\nu}^4 W^2 \Omega^{-5})^{1/11} = 250 \Omega^{-5/11}. \quad (8.8.10)$$

Численное значение z_i дано для максимального выделения энергии $W = 2 \cdot 10^{18}$ эрг/г — около половины ядерной энергии газа.

Другой подход, основанный на оценке искажения спектра (8.8.2), (8.8.4) [Зельдович, Сюняев (1969)], дает (при $y < 0,1$)

$$z_i < 1,3 \cdot 10^{11} F_{\nu}^{4/5} y^{1/5} \Omega^{-1/5} < 300 \Omega^{-1/5}. \quad (8.8.11)$$

Мы видим, что для $\Omega=1$ в самом худшем случае должно быть $z_i < 300$. Следовательно, в течение периода $1500 > z > 300$ газ был нейтрален.

Итак, вывод из всего сказанного в этом параграфе заключается в том, что период нейтрального водорода действительно был в прошлой истории Вселенной и должен был кончиться в прошлом. Действительно, представление о вторичной ионизации, происходящей при $z < 300$, неизбежно следует из отсутствия нейтрального водорода в нашу эпоху. Однако напомним, что сделанные выводы относятся к $\Omega=1$. Менее очевидна ситуация с $\Omega < 1/10$ и при $H = 50$ км/сек·Мпс.

В этом случае ограничения недостаточны для того, чтобы быть совершенно уверенным в существовании периода нейтрального водорода. Формулы, приведенные выше, показывают, как дальнейшие измерения смогут помочь в разрешении этой проблемы.

§ 9. Взаимодействие космических лучей с излучением

Космические лучи, которые проводят огромное время в межзвездном или межгалактическом пространстве, взаимодействуют с частицами и полями, заполняющими это пространство [Гинзбург, Сыроватский (1963)]. После открытия реликтового излучения в ряде работ было обсуждено взаимодействие космических лучей с реликтовыми фотонами. Краткое изложение основных результатов дается ниже. Подробнее см. Березинский (1970), Хаякава (1973, 1974), Озерной, Розенталь, Прилуцкий (1973).

1. *Взаимодействие электронов космических лучей с излучением.* Торможение релятивистских электронов *), $E \gg m_e c^2$, дается формулой

$$\frac{dE}{dt} = -\alpha \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \varepsilon, \quad (8.9.1)$$

где $\alpha = 2,7 \cdot 10^{-14}$ см³/сек, ε — полная плотность энергии электромагнитного поля. Она включает энергию магнитного поля $\varepsilon_{\text{магн}} = \mathcal{H}^2/8\pi$ и энергию излучения $\varepsilon_{\text{изл}}$, которая, в свою очередь, состоит из энергии излучения звезд $\varepsilon_{\text{изл.зв}}$ и энергии реликтового излучения $\varepsilon_{\text{рел.изл}}$. Последняя равна $4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³ для планковского спектра при 2,7°К. Если $\mathcal{H} = 10^{-6}$ гс, то $\varepsilon_{\text{магн}} = 4 \cdot 10^{-14}$ эрг/см³ — пренебрежимо мала, но для $\mathcal{H} = 10^{-5}$ гс $\varepsilon_{\text{магн}} = 4 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³ — уже больше, чем $\varepsilon_{\text{рел.изл}}$. Внутри Галактики $\varepsilon_{\text{изл.зв}} = 10^{-12}$ эрг/см³. Вне ее $\varepsilon_{\text{изл.зв}}$ порядка 10^{-14} эрг/см³ — много меньше, чем $\varepsilon_{\text{рел.изл}}$.

*) При этом существенно, что в системе покоя электрона энергия фотонов меньше $m_e c^2$, так что сечение рассеяния томсоновское, без большой поправки от перехода к формуле Клейна — Нишины — Тамма. Это ограничивает $E_e < 10^{15}$ эв.