

До настоящего времени измерения ведутся только в области длинных волн, и флуктуации не обнаружены, даются лишь верхние границы  $\frac{\Delta F}{F} \sim 10^{-4}$ . Это значит, что и в области коротких волн нельзя рассчитывать на большие флуктуации, откуда видна трудность экспериментов. Косвенно данные по длинным волнам указывают на то, что отдача энергии от электронов излучению, по-видимому, мала, меньше, чем предел, следующий из современных болометрических наблюдений.

### § 7. Излучение межгалактического газа и его плотность

Во введении было указано на практически полное отсутствие нейтрального газа в межгалактической среде и на трудность исследования излучения горячего ионизованного межгалактического газа\*). Полное излучение такого газа в расчете на один электрон как функция температуры дается на рис. 40. Одна кривая соответствует чистому водороду, другая — 70% H и 30% He. Характерный

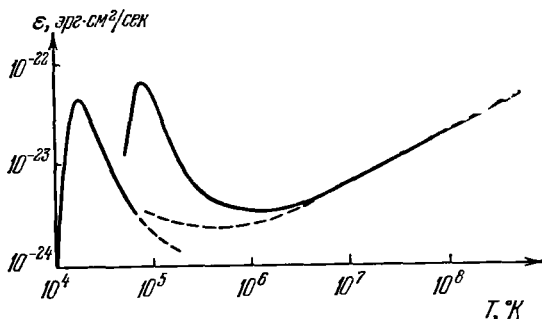


Рис. 40. Зависимость излучения энергии гелиево-водородной плазмы от температуры. По оси ординат отложено излучение энергии плазмой, содержащей 30% He по весу.

максимум при  $2 \cdot 10^4$  °К возникает главным образом из-за эмиссии линий водорода, максимум при  $T \sim 8 \cdot 10^4$  °К возникает из-за эмиссии линии He II ( $\lambda = 304$  Å). При температуре более высокой, чем этот максимум, большая часть энергии излучается тормозным механизмом со спектром который приближенно описывается выражением

$$F_{\nu} \sim e^{-h\nu/kT} g(\nu). \quad (8.7.1)$$

\*) Здесь, по «историческим» причинам, расчеты приводятся для  $H = 100$  км/сек  $\times$  Мпс,  $\rho_e = 2 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>. В конце параграфа мы обсудим, как меняются выводы, если  $H = 50$  км/сек. Мпс.

При других плотностях излучение меняется пропорционально  $\rho_{\text{газ}}^2$ . Подробные вычисления были проделаны Гоулдом, Рамсеем (1966), Вейманом (1967), Дорошкевичем, Сюняевым (1969).

Используем наблюдения далеких квазаров для того, чтобы оценить возможное количество нейтрального водорода в межгалактическом газе. Если бы нейтральный водород присутствовал в заметных количествах, то он давал бы поглощение в спектрах квазаров, соответствующее линии  $L_{\alpha}$ . Так как поглощающие атомы расположены на всем пути от квазара к нам и имеют поэтому разную хаббловскую скорость удаления, то из-за эффекта Доплера линия поглощения в спектре растягивается в полосу. Достаточно иметь плотность нейтральных атомов  $n_{\text{H}} \approx 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ , чтобы квазары с  $z \approx 2$  образовали полосу поглощения с ослаблением непрерывного спектра в несколько раз. Отсутствие подобных полос в спектрах квазаров \*) дает верхний предел на  $n_{\text{H}}$ , и если считать, что межгалактического газа много, то надо предполагать, что он имеет высокую температуру и поэтому ионизован.

Температура газа при  $z \approx 2$  должна быть высокой; чтобы объяснить отсутствие нейтрального водорода \*\*), необходимо, чтобы  $T > 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  [Ганин, Петерсон (1965)]. Рассмотрим энергетический баланс. При  $z < 2$  и  $\Omega < 1/3$  охлаждение происходит главным образом из-за адиабатического расширения, следовательно, даже без нового выделения энергии

$$T_{\text{газ}} > 10^6 \left( \frac{1+z}{3} \right)^2 \text{ }^\circ\text{K}.$$

На рис. 41 показано, какой процесс дает главный вклад в охлаждение газа в зависимости от  $T$  и  $z$ .

С температурой, вычисленной выше, поток, образующийся в газе с  $\Omega = 1$  и падающий на Галактику, дается на рис. 42. Вычисления сделаны Дорошкевичем и Сюняевым (1969), см. Лонгейр и Сюняев (1971). Измерения Роуча и Смита (1968), сделанные в оптическом диапазоне, дают верхний предел на межгалактический фон ( $< 10^{-19} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}$ ). Он включает в себя фон от нашей Галактики и Солнечной системы (зодиакальный свет). Но даже если этот фон устранить, то фон от далеких галактик ( $0,5 < z < 2$ ),

\*) В настоящее время наблюдаются квазары с  $z \approx 3,5$ . Полосы поглощения в их спектрах не обнаружены.

\*\*) Грубая оценка может быть сделана по формуле Эльверта  $\frac{n_{\text{p}}}{n_{\text{H}}} \approx 10^6 \frac{kT}{T} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right)$  для ионизации ударом и рекомбинации с излучением. Температура, которая нужна, может быть ниже, если часть ионизации происходит из-за ультрафиолета, излучаемого гелием раньше, при  $z \approx 2$ . В действительности вычисления были сделаны из рассмотрения кинетики ионизации и рекомбинации и с более точными сечениями. При малой плотности газа существенную роль может играть ионизация газа излучением, и вывод о высокой температуре становится не столь обязательным.

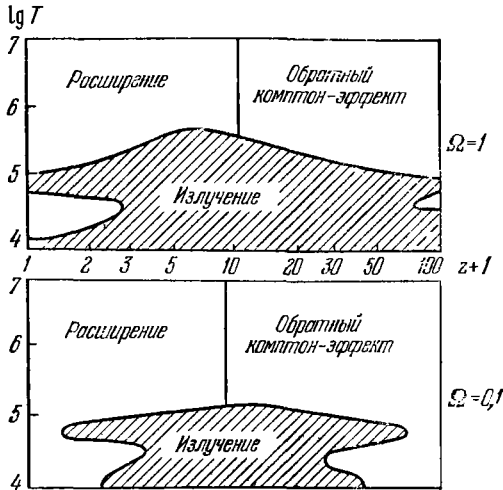


Рис. 41. На плоскости  $\lg T, z$  указаны области, в которых потери энергии определяются излучением плазмы. Кривые построены для двух значений  $\Omega$ . Видно, что при больших  $z$  доминируют комптоновские потери.

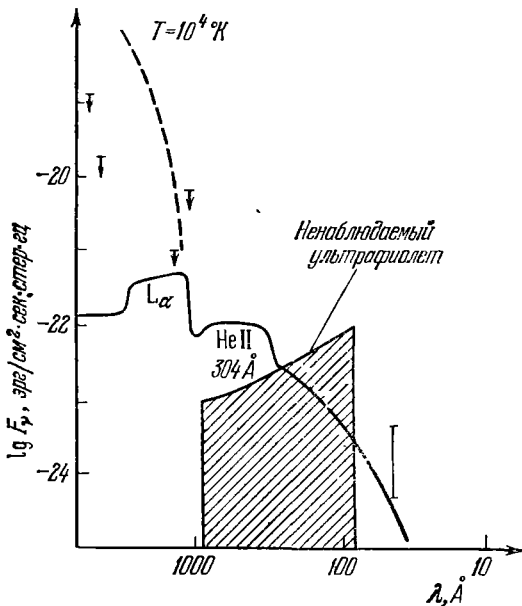


Рис. 42. Спектр излучения межгалактического газа. Данные наблюдений изображены стрелками (верхние пределы потока) и отрезком вертикальной линии, указывающим пределы ошибок.

неразличимых в лучшие телескопы, все-таки даст много больше, чем межгалактический газ.

Следовательно, измерения должны быть сделаны не в оптическом, а в ультрафиолетовом диапазоне, где спектр звезд намного слабее. Для этого нужно вывести приемник за пределы атмосферы, что и сделал Курт; см. Курт, Сюняев (1967а, б; 1970). Измерения Курта были сделаны в интервале 1225—1350 Å при помощи счетчиков на спутнике. В этом диапазоне фон много слабее. Эта область спектра пропускается нейтральным водородом нашей Галактики. Эксперимент был выполнен с помощью ионизационных счетчиков без антисовпадений, поэтому космические лучи давали вклад в фон. Результат для ультрафиолетового потока  $F_\nu < 10^{-21}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·гц [Курт, Сюняев (1967а, б; 1970)], что соответствует  $\Omega_{\text{газ}} < 4$ . Результат не очень значительный, но этот метод можно улучшить. Косвенный подход [Сюняев (1969б)] дает более определенные результаты.

Дело в том, что наблюдение излучения атомарного водорода с длиной волны 21 см дает распределение нейтрального водорода внутри и вокруг галактик, включая и нашу. Известно, что гало HI часто простирается далеко от центра галактики и имеет очень малую плотность ( $n \sim 3 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$  см<sup>-3</sup>). В некоторых случаях имеются мосты между соседними галактиками, также тонкие и разреженные. Сюняев отметил, что такой нейтральный водород очень чувствителен к ионизации ультрафиолетовым излучением ( $h\nu > I$ ). Поток излучения должен быть достаточно слабым; для того чтобы установить верхнюю границу потока, нужно потребовать время существования водородного гало и облаков не меньше чем  $10^7$  лет, что дает  $F_\nu < 10^{-23}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·стер·гц при  $\nu > I/h = 3 \cdot 10^{15}$ .

Вместе с вычислениями излучения межгалактического газа это дает строгий предел на плотность межгалактического газа  $\Omega < 0,3 - 0,2$  (0,3 для чистого H, 0,2 для 70% H и 30% He).

Этот результат служил сильным аргументом в пользу открытой модели Вселенной. Другие слагаемые плотности (галактики, излучение, нейтрино и другие слабовзаимодействующие частицы) дают вклад гораздо меньше единицы. Именно горячий, полностью ионизованный межгалактический газ (точнее, газ между скоплениями галактик) труднее всего поддается наблюдению.

Однако намечающееся снижение постоянной Хаббла, к сожалению, делает этот результат менее определенным. При данном  $\Omega_{\text{газ}}$  плотность пропорциональна  $H^2$ , тормозное излучение единицы объема  $\sim \rho^2 \sim H^4$ , эффективная длина, с которой приходит излучение, порядка  $c/H$ . Окончательно при заданной температуре излучение пропорционально  $\sim \Omega_{\text{газ}}^2 H^3$ , значит, при данной измеренной величине излучения величина  $\Omega_{\text{газ}} \sim H^{-3/2}$ . Снижение  $H$  в два раза — со 100 км/сек·Mpc до 50 км/сек·Mpc — приводит к увеличению  $\Omega_{\text{газ}}$  в три раза, т. е. до 0,9 для чистого водорода или 0,6

для 70% Н+30% He. Напомним, что мы имеем дело с верхними пределами; уточнение наблюдений и теории может снизить эти величины. Однако сегодня отличие 0,6 от 1 слишком мало для того, чтобы уверенно делать выводы об открытой модели Вселенной. В этой связи отсылаем читателя к косвенным соображениям, связанным с рождением галактик и возмущениями однородности Вселенной (§ 6 гл. 9).

Вернемся к излучению газа. Рассмотрим газ, находящийся внутри скоплений галактик. Этот газ, по-видимому, гравитационно связан и лишь медленно и незначительно вытекает в пространство между скоплениями. К тому же аккреция компенсирует отток газа.

Обозначим через  $\Omega_{\text{ск}}$  плотность газа скоплений галактик, деленную на общий объем пространства, приходящийся на каждое скопление.

Измерения на 21 см показывают, что нейтральный водород в скоплениях практически отсутствует;  $n_{\text{H}} < 10^{-7} \text{ см}^{-3}$  в скоплениях соответствует средней  $n_{\text{H}} \sim 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ , т. е.  $\Omega_{\text{ск}}(\text{H I}) < 10^{-4}$ .

Обратимся к вопросу об ионизованном газе в скоплениях. Объем внутри скопления, деленный на полный объем пространства Вселенной, приходящийся на одно скопление, обозначим через  $\alpha^*$ . По-видимому, приблизительно  $\alpha^* \sim 10^{-2}$ . Действительная плотность газа в скоплениях  $\Omega_{\text{ск}}(\alpha^*)^{-1}$ . Излучение пропорционально квадрату плотности ионизованного газа и занимаемому им объему,  $(\Omega_{\text{ск}}(\alpha^*)^{-1})^2 \alpha^* = \Omega_{\text{ск}}^2(\alpha^*)^{-1}$ .

Следовательно, общая плотность ионизованного газа, оцененная по его излучению, даже меньше, если газ сконцентрирован в скоплениях, чем если бы он был однородно распределен.

Возвращаясь к межгалактическому газу, мы должны рассмотреть случай, когда температура выше чем  $10^7 \text{ К}$ . В этом случае излучение в видимой области и ультрафиолете уменьшается ( $\sim T^{-1/2}$ ), но комптоновские потери на реликтовом излучении и рентгеновское излучение увеличиваются.

Измерение рентгеновского фона дает  $F_{\nu} < 5 \cdot 10^{-27} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}$  на  $\lambda \sim 50 \text{ \AA}$  [Бойер, Филд, Мах (1968), Генри и др. (1968), Баннер и др. (1969)]. Легко показать, что температура газа выше чем  $10^6 (1+z) \text{ К}$  противоречит этим экспериментам. Чтобы быть точным, коэффициент  $10^6$  дается для  $\Omega_{\text{газ}} = 1$ ; при меньших  $\Omega_{\text{газ}}$  температура может быть несколько выше. Зависимость оказывается слабой: для больших  $h\nu$   $F_{\nu} \sim \Omega^{3/2} e^{-h\nu/kT}$ , значит, для данного  $F_{\nu}$  температура зависит логарифмически от  $\Omega$ .

Наблюдения со спутника «Ухуру» привели к обнаружению мощного рентгеновского излучения от ряда скоплений галактик. Спектр рентгеновского излучения, по-видимому, свидетельствует о том, что оно рождается в оптически тонком горячем газе. Так, например,

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  $\sim 1500$  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