

между нами и «антиподами». Однако эта доля остается все время меньше единицы до тех пор, пока $R(t)$ опять не обратится в нуль, и до этого нам не рассмотреть Вселенную со всех сторон. Если $q_0 = 1$ и $H_0^{-1} = 13 \cdot 10^9$ лет, то длина окружности (15.3.35) в настоящее время определяется с помощью соотношения (15.2.5) и равна $82 \cdot 10^9$ световых лет, а горизонт частиц составляет четверть этого расстояния, или $20 \cdot 10^9$ световых лет.

Аналогично тому как существуют некоторые сопутствующие частицы, которые мы не можем сейчас увидеть, в некоторых космологических моделях могут быть события, которые мы никогда не увидим. Событие, которое произошло в точке r_1 в момент t_1 , станет видимым в точке $r = 0$ в момент t , определяемый уравнением (15.3.31). Если интеграл по t' расходится при $t \rightarrow \infty$ (или в момент следующего сжатия к $R = 0$), тогда в принципе можно принять сигнал любого события, если ждать достаточно долго. Наоборот, если интеграл по t' сходится при больших t , то мы сможем принять сигналы только тех событий, для которых

$$\int_0^{t_1} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} \leq \int_{t_1}^{t_{\max}} \frac{dt'}{R(t')},$$

где t_{\max} равно или бесконечности, или моменту следующего сжатия к $R = 0$. Риндлер [51] называет это явление *горизонтом событий*. При $q_0 < 1/2$ или $q_0 = 1/2$ $R(t)$ растет при $t \rightarrow \infty$, как t или $t^{2/3}$; следовательно, интеграл по t' расходится при $t = \infty$, и нет горизонта событий. При $q_0 > 1/2$ интеграл по t' сходится в верхнем пределе, и, следовательно, имеется горизонт событий. Из событий, происходивших в момент t_1 , станут видимыми до коллапса Вселенной только те, которые по собственному расстоянию ближе, чем

$$d_c(t_1) = R(t_1) \int_{t_1}^{t_{\max}} \frac{dt'}{R(t')} = \frac{R(t_1)}{R_0 H_0 \sqrt{2q_0 - 1}} \times \\ \times \left[2\pi - \arccos \left\{ 1 - \frac{(2q_0 - 1) R(t_1)}{q_0 R_0} \right\} \right]. \quad (15.3.37)$$

Если $q_0 = 1$ и $H_0^{-1} = 13 \cdot 10^9$ лет, то из событий, происходящих сейчас, «мы» когда-либо увидим только те, что произошли на собственном расстоянии менее $61 \cdot 10^9$ световых лет.

§ 4. Процессы излучения и поглощения в межгалактическом пространстве

До сих пор мы имели дело только со световыми сигналами, которые излучаются удаленными дискретными источниками и распространяются к нам, по сути дела, сквозь пустое пространство.

Однако в § 2 этой главы мы видели, что уравнения Эйнштейна требуют, чтобы космическая плотность энергии была около $2 \cdot 10^{-29}$ г/см³ [если $H_0 \approx 75$ км/(с·Мпс) и $q_0 \approx 1$], что в 70 раз больше наблюдаемой плотности масс галактик. Если недостающую массу составляет ионизованный или нейтральный газ, заполняющий межгалактическое пространство, то можно надеяться измерить его плотность, наблюдая поглощение или запаздывание света при прохождении через межгалактический газ или наблюдая фоновое излучение этого газа. Измерение этой плотности позволило бы сделать выбор среди космологических моделей. Поглощение световых сигналов, фоновое излучение и его поглощение становятся еще более существенными, если мы обратимся к ранней Вселенной, когда плотность была значительно больше, а прозрачность — значительно меньше, чем сейчас.

Чтобы иметь основу для изучения этой проблемы, рассмотрим эффекты поглощения и излучения луча света, который покидает источник в момент t_1 , имея частоту v_1 , и достигает Земли в момент t_0 . Если среда сама не излучает, то уменьшение потока светового луча описывается уравнением вида

$$\dot{N}(t) = -\Lambda(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t) N(t), \quad (15.4.1)$$

где N — плотность числа фотонов в луче и $\Lambda(v, t)$ — коэффициент поглощения (в единицу собственного времени) света с частотой v . [Здесь подразумевается, что к моменту t фотоны в луче имеют смешенную частоту $v_1 R(t_1)/R(t)$.] Решение этого уравнения обычно представляется в виде

$$N(t_0) = e^{-\tau} N(t_1), \quad (15.4.2)$$

где τ — оптическая толщина:

$$\tau = \int_{t_1}^{t_0} \Lambda(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t) dt. \quad (15.4.3)$$

Предположим теперь, что единица объема самой среды излучает $\Gamma(v, t)$ фотонов в единицу времени в единичном интервале частот при частоте v . Эти фотоны не становятся частью упомянутого луча света, а добавляются к изотропному фону излучения, обсуждаемому ниже. Однако статистика Бозе требует, чтобы к лучу добавлялись фотоны за счет индуцированного излучения (см., например, [52]); его интенсивность (в расчете на один фотон из луча) в единицу времени дается следующей вполне строгой формулой:

$$\Omega(v, t) = \frac{\Gamma(v, t)}{8\pi v^2}. \quad (15.4.4)$$

Теперь для скорости изменения плотности фотонов в луче вместо (15.4.2) имеем

$$\dot{N}(t) = -\Lambda \left(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t \right) N(t) + \Omega \left(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t \right) N(t), \quad (15.4.5)$$

так что оптическая толщца теперь равна

$$\tau = \int_{t_1}^{t_0} \left(\Lambda \left(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t \right) - \Omega \left(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t \right) \right) dt. \quad (15.4.6)$$

Если среда находится в тепловом равновесии (но не обязательно в равновесии с излучением), то Ω и Λ связаны формулой Эйнштейна [53]:

$$\Omega(v, t) = \exp \left[-\frac{hv}{kT(t)} \right] \Lambda(v, t), \quad (15.4.7)$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана и $T(t)$ — температура среды в момент t . [Этот результат просто получается из принципа детального равновесия. Число фотонов, спонтанно излученных в единицу времени, в единицу фазового объема при любом данном переходе в веществе, равно числу фотонов, поглощаемых при обратном переходе, умноженному на отношение заселеностей верхнего и нижнего уровней, которое равно просто большинскому фактору $\exp(-hv/kT)$. Этот фактор зависит только от v и T , и поэтому общее количество спонтанного излучения в единице объема фазового пространства, которое, согласно (15.4.4), есть как раз Ω , равно полному количеству поглощенного излучения Λ , умноженному на $\exp(-hv/kT)$.] Отсюда оптическая толщца равна

$$\tau = \int_{t_1}^{t_0} \left(1 - \exp \left(-\frac{hv_1 R(t_1)}{kT(t) R(t)} \right) \right) \Lambda \left(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)}, t \right) dt. \quad (15.4.8)$$

Даже если среда не находится в строгом тепловом равновесии, формулы (15.4.7) и (15.4.8), в которых $T(t)$ рассматривается как эффективная температура, часто являются хорошим приближением. Обычно $T > 0$, т. е. $e^{-\tau} < 1$, и луч света становится слабее по мере прохождения сквозь среду. Однако иногда в среде возможно обращение заселеностей уровней, эффективная температура при этом отрицательна, $e^{-\tau} > 1$, и луч усиливается средой. Такие мазерные явления наблюдались внутри Галактики, но пока не обнаружены в межгалактическом пространстве.

Помимо излучения дискретных источников, существует также изотропный фон излучения, создаваемый Вселенной в целом. Пусть $\mathcal{N}(v_0, t) dv_0$ есть плотность в момент t таких фотонов, которые в момент t_0 будут иметь частоту между v_0 и $v_0 + dv_0$. Если не

происходит поглощения или излучения, то по тем же соображениям, которые привели к (14.2.17), зависимость $\mathcal{N}^*(v_0, t)$ от времени дается просто множителем $R^{-3}(t)$, возникающим из-за общего расширения Вселенной. Чтобы вычислить скорость изменения величины $\mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t)$ вследствие процессов спонтанного излучения, заметим, что фотоны, частоты которых в момент t_0 лежат в интервале $[v_0, v_0 + dv_0]$, в момент t имеют частоты, лежащие в интервале $[v_0 R(t_0)/R(t), (v_0 + dv_0) R(t_0)/R(t)]$. Следовательно, скорость изменения числа фотонов $\mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t) dv_0$ в собственном объеме $R^3(t)$ и в интервале частот dv_0 в момент t_0 равна

$$\Gamma \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) R^3(t) \left(\frac{R(t_0) dv_0}{R(t)} \right),$$

где Γ — снова интенсивность спонтанного излучения в единице собственного объема и в единичном интервале частот, причем теперь учитываются как сама среда, так и все дискретные источники. Скорость изменения величины $\mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t) dv_0$ из-за поглощения и индуцированного излучения равна

$$\left(\Omega \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) - \Lambda \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) \right) \mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t) dv_0,$$

как и в (15.4.5). Таким образом, влияние спонтанного и индуцированного излучения и поглощения приводит к следующей скорости изменения $\mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \{ \mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t) \} &= \Gamma \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) R^2(t) R(t_0) + \\ &\quad + \left(\Omega \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) - \Lambda \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) \right) \mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t). \end{aligned}$$

Пользуясь формулой (15.4.4), получим решение этого уравнения:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}^*(v_0, t) R^3(t) &= \exp \left\{ - \int_{t_1}^t \left[\Lambda \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t' \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \Omega \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t' \right) \right] dt' \right\} \mathcal{N}^*(v_0, t_1) R^3(t_1) + \\ &\quad + 8\pi v_0^2 R^3(t_0) \int_{t_1}^t \exp \left\{ - \int_{t'}^t \left[\Lambda \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t'')}, t'' \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \Omega \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t'')}, t'' \right) \right] dt'' \right\} \Omega \left(v_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t' \right) dt' \end{aligned}$$

с произвольным t_1 . Первый член дает число фотонов, оставшихся к моменту t_1 , а второй — число фотонов, излученных с момента t_1 ; в обоих случаях экспоненциальные множители учитывают влияние

последующего поглощения и индуцированного излучения. Этот результат упрощается, если взять момент t совпадающим с настоящим моментом t_0 , а момент t_1 считать удаленным в прошлое настолько, чтобы можно было почти весь фон считать излученным после этого момента. Тогда современная плотность фотонов на единичный интервал частот равна

$$n_{\gamma 0}(\nu_0) \equiv \mathcal{N}(\nu_0, t_0) = \\ = 8\pi\nu_0^2 \int_{t_1}^{t_0} \exp \left\{ - \int_t^{t_0} \left[\Lambda \left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')} , t' \right) - \Omega \left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')} , t' \right) \right] dt' \right\} \times \\ \times \Omega \left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)} , t \right) dt. \quad (15.4.9)$$

Если *среда* находится в тепловом равновесии, то можно, пользуясь (15.4.7), выразить Ω через Λ и получить плотность фотонов в настоящее время в виде

$$n_{\gamma 0}(\nu_0) = 8\pi\nu_0^2 \int_{t_1}^{t_0} \exp \left(- \frac{h\nu_0 R(t_0)}{kT(t) R(t)} \right) \Lambda \left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)} , t \right) \times \\ \times \exp \left\{ - \int_t^{t_0} \left[1 - \exp \left(- \frac{h\nu_0 R(t_0)}{kT(t') R(t')} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \Lambda \left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')} , t' \right) dt' \right\} dt. \quad (15.4.10)$$

Осталось еще не рассмотренным влияние рассеяния фотонов. Любой рода рассеяние выводит фотоны из пучка, и это не сопровождается возвращением части фотонов в пучок путем индуцированного излучения. С учетом этого для оптической толщи вместо (15.4.8) имеем

$$\tau = \int_{t_1}^{t_0} \left[1 - \exp \left(- \frac{h\nu_1 R(t_1)}{kT(t) R(t)} \right) \right] \Lambda \left(\nu_1 \frac{R(t_1)}{R(t)} , t \right) dt + \\ + \int_{t_1}^{t_0} \sum \left(\nu_1 \frac{R(t_1)}{R(t)} , t \right) dt, \quad (15.4.11)$$

где $\sum(v, t)$ есть коэффициент рассеяния фотона частоты v в момент t . Намного труднее учесть влияние рассеяния фотонов изотропным фоном, поскольку при каждом акте рассеяния в составе фона появляется новый фотон вместо исчезнувшего. Одним из простых случаев является томсоновское рассеяние, при котором $h\nu$, и kT много меньше массы заряженной частицы. Такое рассеяние не меняет частоты фотона, и оно просто не влияет на изотропный фон. В наших вычислениях изотропного фона мы будем

вынуждены предположить, что акты рассеяния (не считая томсоновского) происходят намного реже, чем акты поглощения. (Заметим, однако, что резонансное рассеяние нужно считать поглощением, если среднее время жизни резонансного состояния значительно больше среднего времени свободного пробега частиц в среде.)

Применим теперь этот формализм к проблеме обнаружения «недостающей массы» в межгалактической среде. Если межгалактическая среда состоит из разреженного газа нейтральных атомов, таких, как водород, то он будет поглощать излучение на строго определенных дискретных частотах, соответствующих различным переходам между атомными состояниями. Предположим для простоты, что все поглощение происходит в пределах малого частотного интервала, симметричного относительно одиночной частоты поглощения $v_{\text{п}}$. Коэффициент поглощения имеет тогда вид

$$\Lambda(v, t) = n(t) \sigma_{\text{п}}(v),$$

где $n(t)$ — плотность атомов в момент t космического времени, $\sigma_{\text{п}}$ — сечение поглощения, которое предполагается пренебрежимо малым при всех v , кроме резкого пика при $v_{\text{п}}$. Согласно (15.4.8), поглощение луча света, покидающего источник в момент t_1 с частотой $v_1 > v_{\text{п}}$ и доходящего до наблюдателя в момент t_0 с частотой $v_0 < v_{\text{п}}$, будет почти всецело происходить в момент $t_{\text{п}}$, такой, что

$$R(t_{\text{п}}) = \frac{v_1 R(t_1)}{v_{\text{п}}} = \frac{v_0 R(t_0)}{v_{\text{п}}}, \quad (15.4.12)$$

и, следовательно, оптическая толщца равна

$$\tau \approx n(t_{\text{п}}) \left[1 - \exp \left(-\frac{h v_{\text{п}}}{k T(t_{\text{п}})} \right) \right] \int \sigma_{\text{п}} \left(v_1 \frac{R(t_1)}{R(t)} \right) dt.$$

Заменой переменной t на $v \equiv v_1 R(t_1)/R(t)$ получим

$$\tau \approx n(t_{\text{п}}) \left[1 - \exp \left(-\frac{h v_{\text{п}}}{k T(t_{\text{п}})} \right) \right] \left[\frac{R(t_{\text{п}})}{\dot{R}(t_{\text{п}})} \right] I_{\text{п}}, \quad (15.4.13)$$

где

$$I_{\text{п}} \equiv \frac{1}{v_{\text{п}}} \int \sigma(v) dv, \quad (15.4.14)$$

причем интеграл берется по полосе частот, ширину которой достаточно, чтобы включить всю линию поглощения. Выбор конкретной космологической модели необходим при этом только для определения «постоянной» Хаббла \dot{R}/R в момент $t_{\text{п}}$; согласно (15.3.3), (15.4.12) и (15.3.22),

$$\begin{aligned} \frac{\dot{R}(t_{\text{п}})}{R(t_{\text{п}})} &= \frac{R(t_0)}{R(t_{\text{п}})} H_0 \left[1 - 2q_0 + 2q_0 \frac{R(t_0)}{R(t_{\text{п}})} \right]^{1/2} = \\ &= \left(\frac{v_{\text{п}}}{v_0} \right) H_0 \left[1 - 2q_0 + 2q_0 \frac{v_{\text{п}}}{v_0} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (15.4.15)$$

Используя (15.4.15) в (15.4.13), мы видим, что оптическая толщина на принимаемой частоте v_0 равна

$$\tau(v_0) = \frac{v_0 n(t_{\text{п}}) I_{\text{п}}}{v_{\text{п}} H_0} \left[1 - \exp \left(-\frac{hv_{\text{п}}}{kT(t_{\text{п}})} \right) \right] \left[1 - 2q_0 + 2q_0 \frac{v_{\text{п}}}{v_0} \right]^{-1/2}. \quad (15.4.16)$$

Разумеется, этот результат имеет место, только когда можно удовлетворить условию (15.4.12) вдоль луча, т. е. только для v_0 из интервала

$$\frac{v_{\text{п}}}{(1+z)} \leq v_0 \leq v_{\text{п}}, \quad (15.4.17)$$

где $z \equiv (v_1/v_0) - 1$ — красное смещение источника. Следовательно, нужно ожидать окна в пределах этого интервала. Оптическая толщина, порожденная одиночной линией поглощения на частоте $v_{\text{п}}$, исчезает при $v_0 < v_{\text{п}}/(1+z)$, круто поднимается при $v_{\text{п}}/(1+z)$ до значения

$$\tau \left(\frac{v_{\text{п}}}{(1+z)} + \right) = \frac{n(t_{\text{п}}) I_{\text{п}}}{H_0 (1+z)} \left[1 - \exp \left(-\frac{hv_{\text{п}}}{kT(t_{\text{п}})} \right) \right] [1 + 2q_0 z]^{-1/2}, \quad (15.4.18)$$

затем меняется более или менее плавно, пока $v_{\text{п}} > v_0$, принимая при $v_0 = v_{\text{п}}$ значение

$$\tau(v_{\text{п}} -) = H_0^{-1} n(t_0) I_{\text{п}} \left[1 - \exp \left(-\frac{hv_{\text{п}}}{kT(t_0)} \right) \right] \quad (15.4.19)$$

и, наконец, резко спадает к нулю при $v_0 > v_{\text{п}}$.

Одновременно с поглощением световых сигналов межгалактическая среда будет испускать изотропное фоновое излучение. Если среда обладает линией поглощения на частоте $v_{\text{п}}$, то она будет иметь и одиночную линию излучения на той же частоте и соответствующее излучение будет наблюдаться на «покрасневших» частотах $v_0 < v_{\text{п}}$. Используя (15.4.10) и следуя тем же рассуждениям, которые привели к (15.4.16), получим, что современная плотность числа фоновых фотонов в единице интервала частот при частоте наблюдения v_0 равна

$$\mathcal{N}(v_0, t_0) = \frac{8\pi v_0^3 n(t_{\text{п}}) I_{\text{п}}}{v_{\text{п}} H_0} \exp \left(-\frac{hv_{\text{п}}}{kT(t_{\text{п}})} \right) \left[1 - 2q_0 + 2q_0 \frac{v_{\text{п}}}{v_0} \right]^{-1/2}, \quad (15.4.20)$$

где $I_{\text{п}}$ и $t_{\text{п}}$ определяются соответственно выражениями (15.4.14) и (15.4.12).

При изменении частоты v_0 плотность n — числа фоновых фотонов — изменяется более или менее плавно до некоторой частоты $v_{\text{п}}$, определяемой соотношением

$$\mathcal{N}(v_{\text{п}} -, t_0) = 8\pi v_{\text{п}}^2 H_0^{-1} n(t_0) I_{\text{п}} \exp \left(-\frac{hv_{\text{п}}}{kT(t_0)} \right), \quad (15.4.21)$$

а при $v_0 > v_{\text{п}}$ резко падает до нуля.

Более точный характер зависимости оптической толщины (15.4.16) и плотности фоновых фотонов (15.4.20) от частоты v_0 определяется предысторией плотности $n(t)$ и температуры $T(t)$. Если атомы, поглощающие и излучающие линию с частотой $v_{\text{п}}$, не возникают и не исчезают в течение интервала от $t_{\text{п}}$ до t_0 , то

$$n(t_{\text{п}}) = n(t_0) \left[\frac{R(t_0)}{R(t_{\text{п}})} \right]^3 = n(t_0) \left[\frac{v_{\text{п}}}{v_0} \right]^3 \quad (15.4.22)$$

в соответствии с (14.2.17). В частности, при $v_{\text{п}} = v_0(1+z)$ имеем $t_{\text{п}} = t_1$ и, следовательно,

$$n(t_1) = n(t_0)[1+z]^3. \quad (15.4.23)$$

Если «недостающая масса» состоит из атомов межгалактического нейтрального водорода, то при $q_0 \approx 1$ и $H_0 \approx 75$ км/(с·Мпс) плотность этого газа должна быть $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{-29}$ г/см³ (§ 2 гл. 15) и соответственно плотность атомов

$$n(t_0) = \frac{\rho_0}{m_H} \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}. \quad (15.4.24)$$

Верим мы этой конкретной оценке или нет, но плотность атомов порядка 10^{-5} см⁻³ должна служить той выделенной целью, к которой следует стремиться при попытках обнаружить межгалактическую среду.

Наиболее четкой радиочастотной линией поглощения атомов водорода является сверхтонкий переход на длине волны 21 см, вызванный переворотом спинов протона и электрона в 1s-состоянии, при этом происходит изменение полного спина от 0 к 1. Частота этой линии $v_{\text{п}} = 1420$ МГц и соответствует температуре $h\nu_{\text{п}}/k = 0,068$ К, что почти наверняка много ниже любой «спиновой температуры», которая может быть у межгалактического водорода. Следовательно, множитель, учитывающий индуцированное излучение, в данном случае можно записать приближенно:

$$1 - \exp \left(-\frac{h\nu_{\text{п}}}{kT} \right) \approx \frac{h\nu_{\text{п}}}{kT} = \frac{0,068}{T}. \quad (15.4.25)$$

Коэффициент поглощения (15.4.14) равен

$$I_{21\text{см}} = 2,73 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2. \quad (15.4.26)$$

Остроумный метод обнаружения эффектов слабого поглощения в районе 21 см был предложен в 1959 г. Филдом [54] и применен им для поиска таких эффектов в спектре радиогалактики Лебедь А. Красное смещение этого источника $z = 0,056$, и согласно условию (15.4.17) в полосе частот наблюдения 1342–1420 МГц должно оказаться окно. Поскольку эта полоса достаточно узка, оптическую толщину в пределах окна можно хорошо аппроксимировать

значением (15.4.19). Вместе с (15.4.25) и (15.4.26) это дает для отношения плотности к температуре величину (в единицах СГС)

$$\frac{n_{\text{H}}(t_0)}{T(t_0)} \approx \frac{kH_0\tau}{hv_{\text{п}}I_{\text{п}}c} \approx 4,4 \cdot 10^{-5}\tau \text{ см}^{-3} \cdot \text{град}^{-1} \left[\frac{H_0}{75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}} \right]. \quad (15.4.27)$$

Филд [54] не обнаружил какого-либо окна и получил оценку $\tau < 0,0075$, откуда при $H_0 = 75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$ получается, что верхний предел $n_{\text{H}}(t_0)/T(t_0) < 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{град}^{-1}$ для отношения плотности атомов нейтрального водорода к его температуре в настоящий момент времени. Этот эксперимент с тех пор повторялся и Филдом [55] и другими [56—60], но пока никакого окна в этой полосе частот достоверно не установлено. Недавнее измерение Пензиаса и Скотта [69] дало $\tau < 5 \cdot 10^{-4}$, откуда при $H_0 = 75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$ следует

$$\frac{n_{\text{H}}(t_0)}{T(t_0)} < 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{град}^{-1}. \quad (15.4.28)$$

Представляется разумным предположить [61], что эффективная спиновая температура межгалактического водорода должна быть около 2,7 К, т. е. равна температуре фонового микроволнового излучения (§ 5 этой главы). В таком случае неравенство (15.4.28) накладывает ограничение сверху на плотность атомов межгалактического водорода

$$n_{\text{H}}(t_0) < 6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3}, \quad (15.4.29)$$

что в 200 раз меньше ожидаемого значения (15.4.24). Если межгалактическим водородом действительно восполняется недостающая масса, то неравенство (15.4.28) требует, чтобы его температура была выше 500 К.

Предпринимались попытки обнаружить «покрасневшие» абсорбционные эффекты на длине волны 21 см, в спектрах квазаров 3C191, PKS 1116 + 12 и 3C287, но ничего подобного не обнаружено [62].

Одна из возможностей так установить верхний предел для плотности нейтрального водорода в межгалактическом пространстве, чтобы этот предел не зависел от предположений о верхней границе спиновой температуры, состоит в том, чтобы найти «покрасневшее» 21-сантиметровое излучение, которое должен испускать водород. Поскольку в любом случае имеется микроволновый фон, фон за счет 21-сантиметрового излучения должен был бы проявиться в виде скачка в плотности фотонов на частоте $v_0 = v_{\text{п}} = 1420 \text{ МГц}$. Согласно (15.4.21), этот скачок в единичном интервале частот должен быть равен (в единицах СГС)

$$\Delta \mathcal{N} = 8\pi v_{\text{п}}^2 H_0^{-1} c^{-2} I_{\text{п}} n_{\text{H}}(t_0). \quad (15.4.30)$$

[Здесь предполагается, что $T \gg h\nu_{\text{п}}/k = 0,068$ К. В противном случае отсутствие окна ниже 21 см приводит к еще более низкому верхнему пределу для $n_{\text{H}}(t_0)$, чем (15.4.28) или (15.4.29).] Результаты измерений фонового излучения обычно выражают через эквивалентную «температуру антенны» T_a , определяемую по формуле Рэлея — Джинса

$$\mathcal{N} \equiv 8\pi\nu_{\text{п}}kT_a h^{-1}c^{-3}, \quad (15.4.31)$$

так что из (15.4.30) получаем

$$n_{\text{H}}(t_0) = \frac{k\Delta T_a H_0}{h\nu_{\text{п}} I_{\text{п}} c} = 4,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3} \left(\frac{\Delta T_a}{1 \text{ К}} \right) \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/(с·Мпс)}} \right), \quad (15.4.32)$$

где ΔT_a — скачок температуры антенны при 1420 МГц. По данным Пензиаса и Вилсона [63], $\Delta T_a < 0,08$ К, т. е.

$$n_{\text{H}}(t_0) < 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}, \quad (15.4.33)$$

если $H_0 = 75$ км/(с·Мпс). Эта верхняя граница лишь в четыре раза меньше ожидаемого значения (15.4.24), и пока нельзя полностью исключить то, что недостающая масса состоит из нейтрального атомарного водорода.

Другая четкая линия поглощения, используемая при поисках межгалактического водорода, — это линия α серии Лаймана в спектре водорода, возникающая при переходе электрона из $1s$ -в $2p$ -состояние. Длина волны этой линии $\lambda = 1215 \text{ \AA}$, т. е. она лежит в ультрафиолетовой области; поэтому нормальная линия α Лаймана не может проникнуть сквозь земную атмосферу. Однако фотон с $\lambda = 1215 \text{ \AA}$ при $1,5 < z < 6$ сдвигается в «окно» видимой области (3000—7000 \AA) к моменту достижения Земли и может быть зарегистрирован наземными астрономами. Таким образом, атомы межгалактического водорода в принципе могли бы быть обнаружены при наблюдении эффектов поглощения в спектрах квазаров с $z > 1,5$ на частотах испускания линии α Лаймана.

Имеется несколько причин, по которым эта линия поглощения может служить более чувствительным индикатором наличия атомов межгалактического водорода, чем поглощение на 21 см. Прежде всего для нее характерен больший коэффициент поглощения (15.4.14):

$$I_{\text{Ly}\alpha} = 4,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2. \quad (15.4.34)$$

Кроме того, $\nu_a = 2,47 \cdot 10^{15}$ Гц, что соответствует температуре $h\nu_{\text{п}}/k = 118\,000$ К, и поскольку мы здесь предполагаем, что ионизация мала, то с необходимостью получаем

$$\frac{h\nu_{\text{п}}}{kT} \gg 1. \quad (15.4.35)$$

Множители 1 — $\exp(-hv_{\text{п}}/kT)$ в формулах (15.4.16), (15.4.18) и (15.4.19), которые соответствуют ослаблению поглощения вследствие индуцированного излучения, можно теперь положить равными единице. Наконец, в спектрах квазаров часто присутствует линия α Лаймана как линия излучения; если поблизости имеются заметные количества нейтрального водорода, то голубое крыло этой линии должно быть заметно подавлено из-за множителя $e^{-\tau}$ с τ , определяемым в соответствии с (15.4.18), (15.4.34) и (15.4.35) следующим выражением (в единицах СГС):

$$\begin{aligned} \tau \left(\frac{v_{\text{п}}}{1+z} + \right) &= \frac{n_{\text{H}}(t_1) c I_{\text{п}}}{H_0 (1+z) (1+2q_0 z)^{1/2}} = \\ &= \frac{5,5 \cdot 10^{10}}{(1+z) (1+2q_0 z)^{1/2}} \left(\frac{n_{\text{H}}(t_1)}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{75 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})}{H_0} \right). \end{aligned} \quad (15.4.36)$$

Отметим, что подавление голубого крыла линии α Лаймана определяет плотность нейтрального водорода вскоре после момента излучения, а не в настоящее время. (Кроме того, если квазары представляют собой локальные явления, то вообще не следует ожидать какого-либо подавления.)

Попытки обнаружить эффекты поглощения линии α Лаймана были связаны в основном с квазаром ЗС9 с $z = 2,012$. Первые измерения были сделаны в 1965 г. Ганном и Петерсоном [64] (см. также [65]); они обнаружили подавление на 40% в голубом крыле линии излучения α Лаймана, что дает

$$\tau \left(\frac{v_{\text{п}}}{1+z} + \right) \approx 0,5.$$

Полагая $q_0 = 1/2$ и $H_0^{-1} = 10^{10}$ лет, они пришли к заключению, что при $z \approx 2$ плотность атомов водорода равна $6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ или около того. В последующих фотометрических измерениях Оке [66] вообще не обнаружено какого-либо подавления голубого крыла этой линии излучения в спектре ЗС9, и это, по интерпретации Бэрбиджей [67, стр. 146], означает, что $\tau < 0,05$. При $q_0 = 1$ и $H_0 = 75 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$ это дает

$$n_{\text{п}}(z \approx 2) < 6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}. \quad (15.4.37)$$

Если верить равенству (15.4.23), то ожидаемое значение $n_{\text{п}}$ при $z = 2$ в 27 раз больше, чем $n(t_0)$ из (15.4.24), и, следовательно, наблюдаемая верхняя граница (15.4.37) на восемь порядков меньше, чем ожидаемая величина!

Можно думать, что отсутствие нейтрального водорода поблизости от ЗС9 вызвано ионизирующим излучением самого этого квазара. Поэтому важны поиски окна, возникающего вследствие поглощения линии α Лаймана на больших расстояниях от ЗС9 и простирающегося от этой линии излучения дальше

в сторону больших частот [см. (15.4.16) и (15.14.17)]. Оке [66] вообще не обнаружил такого окна, а по наблюдениям Уамплера [68] имеется лишь легкое подавление с $\tau(v_1) < 0,3$.

Были предприняты иные попытки обнаружить межгалактическое поглощение ультрафиолетовой части спектров квазаров, но они также не имели успеха. Филд, Соломон и Уомплер [69] искали эффекты поглощения межгалактического молекулярного водорода в спектре ЗС9 и получили, что плотность его меньше, чем 10^{-32} г/см³. Имеется еще возможность, что межгалактический водород сконцентрирован в виде облаков; в таком случае должно было бы наблюдаваться поглощение линии α Лаймана в спектрах квазаров в виде более или менее широких линий, по одной линии на каждое облако вдоль луча зрения. Анализ спектров квазаров, проведенный Бакалом и Солшитером [70], Вагонером [71] и Пиблзом [72], не обнаружил такого рода эффектов, из чего Пиблз заключил, что общая плотность атомов нейтрального водорода, если даже он сконцентрирован в облака, должна быть менее нескольких процентов от ожидаемого значения (15.4.24). Недавно были найдены три или четыре квазара с различными красными смещениями линий поглощения, много меньшими красного смещения соответствующей линии излучения [73]; выглядит это так, словно поглощение происходило вдоль луча зрения вдали от источника. Однако такое явление встречается редко и вполне может быть объяснено процессами, происходящими внутри самого квазара [74–77].

Если недостающую массу нельзя обнаружить в виде атомов или молекул нейтрального водорода, то, быть может, она состоит из ионизованной межгалактической водородной плазмы, возможно, с малой примесью более тяжелых ионов. Высокая степень ионизации, о чем свидетельствует отсутствие поглощения линии α Лаймана в спектрах квазаров, может быть объяснена равновесием между ионизацией при столкновениях и радиационной рекомбинацией, что требует температуры выше 10^6 К при $z \approx 2$ [25].

Такой горячий газ испускал бы рентгеновские лучи вследствие тормозного излучения, вызванного тепловыми электронными столкновениями. Интенсивность рентгеновского излучения на единицу объема и на единичный интервал частот дается формулой

$$\Gamma(v) = \left[\frac{32\pi g e^6 Z^3 n_i^2}{3h\nu c^3} \right] \left[\frac{2\pi}{3kT m_e^3} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{\hbar v}{kT} \right],$$

где n_i — плотность числа ионов, Z^3 — средний куб атомного числа, g — поправочный фактор Гаунта, имеющий, по оценкам [78], вблизи пика спектра фотонов значение между $1/2$ и 2. Филд и Генри [79] вычислили результирующий космический рентгеновский

фон в предположении, что недостающая масса состоит из H и He^4 (10% по числу атомов), внезапно нагретых до начальной температуры T_0 (между 10^4 и 10^{10} К) в период, когда фактор R был где-то между $R_0/2$ и $R_0/10$, и затем остававшихся адиабатически по закону $T \sim R^{-2}$. Соответствующий спектр быстро спадает при $h\nu > kT_0$, и если учесть, что межзвездная среда в Галактике непрозрачна для мягких рентгеновских лучей с $h\nu < 0,1$ кэВ, то рентгеновский фон, создаваемый межгалактической средой, может быть наблюдаемым лишь при условии, что начальная температура T_0 была выше 10^6 К.

Действительно, ракетные наблюдения (подытоженные недавно Бречером и Бэрбиджем [80]) свидетельствуют о существовании диффузного фона рентгеновских и γ -лучей по меньшей мере в диапазоне от 250 эВ до 100 МэВ. Этот фон в высшей степени изотропен [81], что позволяет предполагать внегалактическое происхождение хотя бы части его. Однако до последнего времени рентгеновский фон, вообще говоря, не рассматривался как возможное свидетельство того, что недостающая масса состоит из ионизованного межгалактического водорода. В частности, это было вызвано тем, что оценки интенсивности рентгеновского излучения были ниже, чем в настоящее время, и вместе с тем Филд и Генри [79] брали несколько большее значение для постоянной Хаббла и, следовательно, для плотности недостающей массы. Поэтому было трудно построить такую температурную историю межгалактической среды, при которой температура была бы достаточно высокой для согласия с вышеприведенными результатами по поглощению линий α Лаймана и по поглощению и излучению на длине волны 21 см, но в то же время и достаточно низкой для того, чтобы не возникало мягкого рентгеновского излучения, большего, чем наблюдалось. К тому же после открытия космического микроволнового фона оказалось возможным объяснить рентгеновский фон обратным комптон-эффектом (см. конец следующего параграфа).

Недавно Коусик и Кобетич [82, 83] вновь рассмотрели вопрос о происхождении космического рентгеновского фона. Они нашли, что рентгеновский спектр ниже 1 кэВ можно приписать обратному комптон-эффекту, а выше 100 кэВ он согласуется с ожидаемым γ -излучением белых карликов. Однако от 1 до 100 кэВ рентгеновский спектр имеет избыточный «излом», который грубо может быть описан следующим потоком в единичном интервале энергии:

$$\Phi_{\text{изб}}(E) \approx 3 \text{ кэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{30 \text{ кэВ}}\right).$$

Именно такого спектра следует ожидать для тормозного излучения межгалактического водорода при эффективной температуре

$3,3 \cdot 10^8$ К и интегральной плотности квадрата числа ионов $\int n^2_i ds$ порядка 10^{17} см $^{-5}$. Такая среда могла бы восполнить недостающую массу, особенно если H_0 имеет значение, близкое к 50 км/(с · Мпс), т. е. несколько ниже, чем принято считать. Однако Филд [79] указывает, что избыток рентгеновского фона может быть создан также «сгустками» вещества, такими, как ионизованный газ внутри скоплений галактик [25] (§ 3 этой главы). В таком случае требующаяся средняя плотность уменьшается в число раз, равное отношению среднеквадратичной массы к средней, и становится ниже критической плотности ρ_{kp} .

Приведем некоторые соображения, подсказанные последними исследованиями ([84—90] и др.) температурной истории межгалактической среды. Риз [91] выдвинул интересное предположение о том, что межгалактическая среда стала ионизованной в момент времени, соответствующий некоторому критическому красному смещению z_{kp} , причем $2 < z_{kp} < 3$. В этом случае поглощение света нейтральным водородом на лаймановских α -, β -, . . . -линиях и в лаймановском континууме снизило бы светимость квазаров, имеющих $z > z_{kp}$, в частности, в голубой области спектра. Тогда заметное отсутствие квазаров с $z > 3$ могло бы быть объяснено эффектом селекции, если идентифицировать квазары на паломарских обзорных фотографиях, как обычно, по их голубому цвету. Если быстрый рост плотности квазаров с ростом z , обнаруженный Шмидтом [40] (§ 3 гл. 15), действительно продолжается за значениями $z = 2$, то эти квазары могут дать количество энергии, вполне достаточное для ионизации межгалактического водорода при $z = z_{kp}$. С другой стороны, возможно, что при $z = z_{kp}$ происходит образование квазаров и именно при этом процессе ионизуется межгалактическая среда. Так или иначе, весьма похоже, что с космической лестницей расстояний происходит нечто особенное при $z \approx 3$.

Влияние ионизованного межгалактического водорода на распространение световых сигналов может быть вычислено без детальных предположений о температуре плазмы. Пока $h\nu$ и kT многое меньше 1 МэВ, происходит главным образом изотропное упругое рассеяние, причем сечение, отнесенное к одному электрону, равно $\sigma_T = 0,6652 \cdot 10^{-24}$ см 2 (томсоновское сечение). Оптическая толщина вычисляется тогда по формуле (15.4.11) без первого члена и с коэффициентом рассеяния, равным

$$\Sigma(v, t) = \sigma_T n_e(t), \quad (15.4.38)$$

где n_e — плотность электронов, равная плотности протонов. Предположим, что вся недостающая масса состоит из ионизован-

ного водорода; тогда из (15.1.22), (15.2.6) и (15.2.3) следует

$$n_e(t) \approx \frac{\rho(t)}{m_H} = \frac{3q_0 H_0^2}{4\pi G m_H} \left(\frac{R(t_0)}{R(t)} \right)^3. \quad (15.4.39)$$

Согласно уравнению (15.3.3),

$$dt = \frac{dR}{\dot{R}} = \frac{dR(t)}{R(t_0) H_0} \left[1 - 2q_0 + 2q_0 \left(\frac{R(t_0)}{R(t)} \right) \right]^{-1/2}. \quad (15.4.40)$$

Используя (15.4.38) — (15.4.40) в формуле (15.4.11), найдем оптическую толщину

$$\tau = \frac{3q_0 H_0 \sigma_T R^2(t_0)}{4\pi G m_H} \int_{R(t_1)}^{R(t_0)} dR R^{-3} \left[1 - 2q_0 + 2q_0 \left(\frac{R(t_0)}{R} \right) \right]^{-1/2}.$$

Отсюда для источника с красным смещением $z \equiv R(t_0)/R(t_1) - 1$ оптическая толщина [92]

$$\tau(z) = \frac{\tau_c}{q_0} [(3q_0 + q_0 z - 1)(1 + 2q_0 z)^{1/2} + 1 - 3q_0], \quad (15.4.41)$$

где (в единицах СГС)

$$\tau_c = \frac{H_0 \sigma_T c}{4\pi G m_H} = 0,035 \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/(с·Мпс)}} \right). \quad (15.4.42)$$

Поскольку квазары с $z = 2$ не кажутся особенно тусклыми, $\tau(2)$, по-видимому, меньше единицы; при $H_0 = 75 \text{ км/(с·Мпс)}$ это дает $q_0 < 10$; при $q_0 = 1$ оптическая толщина меньше единицы вплоть до $z = 6$, и поэтому томсоновское рассеяние, вероятно, не имеет большого значения для изучения квазаров.

Межгалактическая среда из ионизованного водорода не только рассеивала бы радиосигналы, она также и задерживала бы их [93]. Групповая скорость электромагнитной волны с частотой v в ионизованном газе с плотностью электронов n_e равна (см., например, [94])

$$\beta = \left(1 - \frac{v_p^2}{v^2} \right)^{1/2}, \quad (15.4.43)$$

где v_p — плазменная частота:

$$v_p \equiv \left(\frac{e^2 n_e}{m_e \pi} \right)^{1/2} = 8,97 \cdot 10^3 \text{ Гц} (n_e [\text{см}^{-3}])^{1/2} \quad (15.4.44)$$

(опять же все это справедливо, лишь если и $h\nu$, и kT много меньше массы покоя электрона). В локально-инерциальной системе координат имеем $|dx| = \beta dt$, так что инвариантное собственное время

$$d\tau^2 = (1 - \beta^2) dt^2.$$

Приравнивая это выражение элементу длины Робертсона — Уокера с $d\theta = d\phi = 0$, получаем

$$(1 - \beta^2) dt^2 = dt^2 - \frac{R^2(t) dr^2}{1 - kr^2}$$

или проще

$$\beta \frac{dt}{R} = \pm \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}.$$

Радиосигнал, покидающий источник с радиальной координатой r_1 в момент t_1 , приходит с задержкой на Δt , определяемой равенством

$$\int_{t_1}^{t_0 + \Delta t} \beta \frac{dt}{R} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}, \quad (15.4.45)$$

где t_0 — момент времени, в который пришел бы сигнал, если бы не было дисперсии, т. е. t_0 определяется из равенства

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (15.4.46)$$

Во всех практических случаях $v_p \ll v$, и поэтому β почти равно единице:

$$\beta \approx 1 - \frac{v_p^2(t)}{2v^2(t)} = 1 - \frac{v_p^2(t) R^2(t)}{2v_0^2 R^2(t_0)}, \quad (15.4.47)$$

где v_0 — частота, наблюдаемая в момент t_0 . Вычитая (15.4.46) из (15.4.45) и разлагая до первого порядка по Δt и $1 - \beta$, получаем

$$\frac{\Delta t}{R(t_0)} = \int_{t_1}^{t_0} [1 - \beta] \frac{dt}{R} \quad (15.4.48)$$

или, подставляя (15.4.47),

$$\Delta t = \frac{1}{2v_0^2 R(t_0)} \int_{t_1}^{t_0} v_p^2(t) R(t) dt. \quad (15.4.49)$$

Эта полная задержка не равна в точности интегралу от $v_p^2/2v^2$ по времени, как этого можно было ожидать. В формуле (15.4.48) появляется дополнительный множитель $R(t_0)/R(t)$ из-за того, что задержка, образовавшаяся к моменту достижения фотоном данной точки на его пути, вызывает дополнительное увеличение расстояния, которое он еще должен пройти.

При вычислении Δt удобно перейти от переменной t к

$$z' \equiv \frac{R(t_0)}{R(t)} - 1.$$

Тогда, согласно (15.3.3),

$$dt = -H_0^{-1} [1 + 2q_0 z']^{-1/2} (1 + z')^{-2} dz'.$$

Кроме того, если свободные электроны не рождаются и не исчезают, то

$$v_p^2(t) = v_{p0}^2 \left(\frac{R(t_0)}{R(t)} \right)^3 = v_{p0}^2 (1 + z')^3.$$

Теперь из (15.4.49) получаем

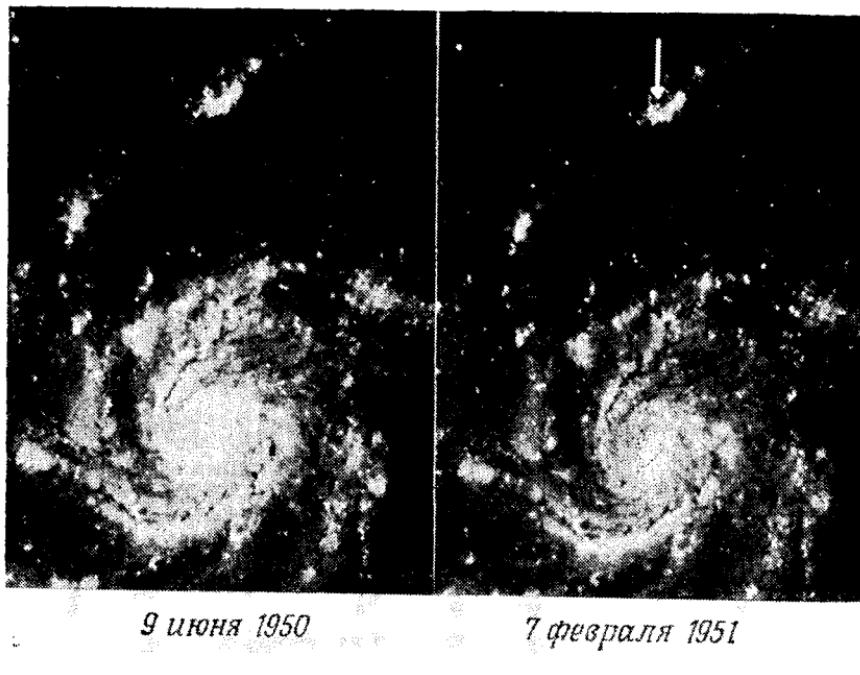
$$\Delta t = \frac{v_{p0}^2}{2v_0^2 H_0} \int_0^z [1 + 2q_0 z']^{-1/2} dz',$$

и отсюда

$$\Delta t = \frac{v_{p0}^2}{2q_0 v_0^2 H_0} \{ [1 + 2q_0 z]^{1/2} - 1 \}. \quad (15.4.50)$$

К примеру, предположим, что $q_0 \approx 1$ и $H_0 \approx 75$ км/(с·Мпс). Тогда следует ожидать, что плотность электронов в настоящее время равна $n_{e0} \approx 1,2 \cdot 10^{-5}$ см⁻³ [см. (15.4.24)], и в таком случае нынешняя плазменная частота $v_{p0} \approx 31$ Гц. Для сравнения укажем, что частоты, на которых наблюдаются флуктуации у квазаров [95], порядка 10 000 МГц, т. е. больше v_{p0} примерно на семь порядков, поэтому возможные задержки сигналов вообще предельно малы. Резкая флуктуация в квазаре с $z \approx 2$ была бы видна нам на частоте $v_0 = 10 000$ МГц на $\Delta t \approx 2,5$ с позднее, чем на очень высоких частотах. Хотя у квазаров действительно наблюдаются флуктуации, к сожалению, не похоже, чтобы имелись какие-либо флуктуации на радиочастотах с временным масштабом короче нескольких дней (см., например, [67], гл. 6). К тому же, даже если бы такие флуктуации существовали, межгалактическая задержка могла бы быть завуалирована дисперсией в пределах самого источника. Однако если бы эти трудности удалось преодолеть, то и v_{p0} и q_0 могли бы в принципе быть определены измерением задержки при различных красных смещениях и сравнением результатов с (15.4.50).

Более скромная и, по-видимому, практически более доступная программа состоит в измерении межгалактической плотности числа электронов вблизи Галактики путем наблюдения зависящей от частоты задержки радиосигналов пульсара, расположенного в какой-нибудь относительно близкой галактике. (Это непосредственное расширение метода, используемого для определения расстояний до пульсаров в пределах Галактики, где плотность электронов известна с вполне приемлемой точностью.) Пульсары считаются остатками сверхновой, и, следовательно, они должны обнаруживаться в других галактиках при поисках очень частых радио- или оптических пульсаций в местах недавних сверхновых,



Фиг. 15.2. Недавняя сверхновая в галактике NGC5457 (M101). Сфотографирована 200-дюймовым телескопом на г. Паломар.

например таких, как сверхновая в галактике M101, удаленная на $d \approx 4$ Мпс (фиг. 15.2). При таких коротких расстояниях следует в (15.4.50) заменить z на малую величину $H_0 d$. Кроме того, только что образовавшиеся пульсары испускают, вероятно, около 10^4 импульсов в секунду, поэтому мы будем интересоваться теперь разницей в задержке на соседних частотах v_0 и $v_0 + dv_0$:

$$-\left(\frac{d\Delta t}{dv_0}\right)\delta v_0 = v_{p0}^2 v_0^{-3} \delta v_0 d.$$

Например, если $v_{p0} = 31$ Гц, разница во времени прихода импульсов пульсара в M101 на частотах 1000 и 1001 МГц будет $4 \cdot 10^{-4}$ с, что сравнимо с ожидаемым периодом пульсара. Работа на частоте 100 МГц вместо 1000 МГц позволила бы обнаружить электронные плотности около 10^{-9} см $^{-3}$. Трудность будет состоять в том, чтобы найти пульсар в какой-либо другой галактике.

К числу других воздействий ионизованной межгалактической среды на световые сигналы относятся сцинтиляция [96, 25], свободно-свободное поглощение [97, 25] и, возможно, фарадеевское вращение [98–101]. В настоящее время обнадеживающим индикатором недостающей массы можно считать только сцинтиляцию.