

Здесь, для того чтобы дать завершенную картину, мы приведем лишь выводы: теория горячей Вселенной как теория огромного этапа эволюции Вселенной в настоящее время установлена окончательно. Решающим аргументом является существование и свойства РИ. Те уточнения, которые могут последовать (в силу того, что точность всех проделанных измерений не абсолютна), не изменят основного вывода о горячей Вселенной, а дадут информацию о деталях процессов, которые протекали в прошлом.

Поэтому уже сейчас ясно, что объяснять отклонения можно (и нужно) будет в рамках теории горячей Вселенной, с учетом небольшой неоднородности, образования галактик и квазаров и других аналогичных явлений. Нуклеосинтез (ситуация с которым не вполне ясна, так как не определена точно роль звезд в синтезе He и некоторых других элементов) не играет решающей роли в доказательстве теории горячей Вселенной, хотя то, что он дает результаты о количестве He^4 (а также отчасти и D), близкие к наблюдениям, несомненно является аргументом в ее пользу.

Сказанное не должно рассматриваться как догматизм. В рамках теории горячей Вселенной остается много невыясненных вопросов, которые, по мере разума, мы будем отмечать ниже. Остаются глубокие, принципиальные нерешенные вопросы о природе сингулярности в начале расширения (см. разделы IV и V).

§ 2. Электромагнитное излучение во Вселенной: обзор наблюдений

Широкий обзор наблюдений всего спектра электромагнитного излучения во Вселенной — от радиоволн до гамма-лучей — служит хорошим введением в детальное изучение реликтового излучения, которое наиболее важно в космологии. Полный обзор электромагнитного излучения дали недавно Лонгейр и Сюняев (1971); мы используем их рисунки и таблицу. Нас интересует средняя плотность излучения вдали от тех или иных источников, поэтому все величины (интенсивность F , плотность энергии ϵ и плотность квантов n) экстраполированы на внегалактическое пространство, вклад нашей Галактики вычтен из наблюдательных данных.

Сравнивая рис. 27 и табл. II, следует помнить очевидные соотношения:

$$\epsilon = \frac{4\pi}{c} \int F \, d\nu = \frac{4\pi}{c} \int \nu F \, d \log \nu,$$

$$n_\nu = \frac{4\pi}{ch} \int \frac{F}{\nu} \, d\nu = \frac{4\pi}{ch} \int F \, d \log \nu.$$

Интегралы (ϵ , n), данные в таблице, не равны площади под кривой на рис. 27 из-за логарифмической шкалы на рисунке; приближи-

тельно для каждой области спектра $\epsilon = \alpha \frac{4\pi}{c} (\nu F)_{\max}$, $n_{\nu} = \beta \frac{4\pi}{ch} F_{\max}$, где α , β порядка единицы *).

Дадим краткое описание различных частей спектра.

Предполагается, что левое крыло обязано дискретным радиоисточникам. Основная часть его дается степенным законом $F_{\nu} = A\nu^{-0,75}$.

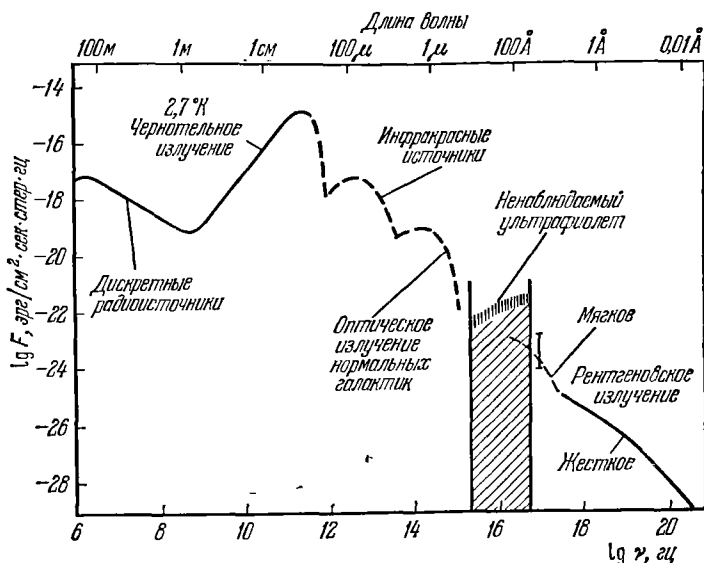


Рис. 27. Спектр электромагнитного излучения во Вселенной.

Принимая во внимание рэлей-джинсовскую формулу $F_{\nu} = 2kT/\lambda^2$, эти данные можно представить формулой для эффективной температуры: $T_{\text{эфф}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \lambda^{2,7}$ (λ в см). При $\lambda = 168$ см, $\nu = 178$ Мгц $T_{\text{эфф}} \approx 30^{\circ}\text{K}$ [см. Бридль (1967, 1968), Ребер (1968)]. На этой длине волны наша Галактика дает минимум $T_{\text{эфф}} \approx 80^{\circ}\text{K}$ (в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики; этот вклад исключается измерениями и вычислениями угловой зависимости галактического вклада). Каково происхождение внегалактической части радиоизлучения, составляющей $T_{\text{эфф}} \approx 30^{\circ}\text{K}$? Более чем половину его дают дискретные источники, только малая часть их ($\sim 5\%$) отождествлена с оптическими источниками. Остальное приписывается дискретным источникам, слишком слабым для современной аппаратуры и не наблюдаемым по отдельности. На длинноволновой части спектра наблюдается излом ($\lambda > 100$ м).

*) По астрономической традиции, пользуясь частотой $\nu = c/\lambda$, мы возвращаемся к неперечеркнутому $h = 6,54 \cdot 10^{-27}$ см²·сек⁻¹·г.

ТАБЛИЦА II

**Плотность энергии и числа квантов фонового излучения
в различных диапазонах**

Диапазон	Плотность энергии излучения ϵ , эв/см^3	Плотность числа фотонов n_γ , см^{-3}
1а. Длинноволновое радиоизлучение	$\sim 10^{-7}$	~ 1
1б. Реликтовое радиоизлучение	0,25	400
2. Инфракрасный	$\sim 10^{-2}$	~ 1
3. Оптический	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
4а. Мягкий рентгеновский ($\mathcal{E} < 1 \text{ кэв}$)	$10^{-4} - 10^{-5}$	$3 \cdot (10^{-7} - 10^{-8})$
4б. Жесткий рентгеновский ($\mathcal{E} > 1 \text{ кэв}$)	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-9}$
5а. Мягкое γ -излучение ($\mathcal{E} \sim 1 - 6 \text{ Мэв}$)	$\leq 10^{-5}$	$\leq 3 \cdot 10^{-12}$
5б. Жесткое γ -излучение ($\mathcal{E} > 10 \text{ Мэв}$)	$< 10^{-5}$	$< 10^{-12}$

Ионосфера, окружающая нашу Землю, отражает достаточно длинные радиоволны; измерения для таких волн выполнены с помощью спутников и межпланетных зондов вплоть до $\lambda \sim 10^6 \text{ см}$, $\nu = 0,4 \text{ Мгц}$ [см., например, Александер, Броун, Кларк, Стоун, Вебер (1969)]. Отчетливый максимум проявляется на частоте 4 Мгц ($F_{\text{max}} \sim 10^{-17} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}$).

В следующем диапазоне, $10^9 - 10^{12} \text{ гц}$, доминирует реликтовое излучение. Оно сильно превышает все другие типы излучения, вместе взятые, как в плотности энергии, так и в плотности квантов (см. табл. II). Мы обсудим РИ отдельно в следующих параграфах.

Инфракрасная часть ($10^{12} - 10^{14} \text{ гц}$) известна сегодня плохо, она показана на рис. 27 пунктирной линией. Приводимые оценки взяты из работы Лоу и Текера (1968). Ядро (центральная часть) нашей Галактики обладает высокой инфракрасной светимостью ($\sim 10^8 L_\odot$ для $\lambda \sim 100 \mu$). Недавняя теория объясняет это пылевым облаком, окружающим ядро. Оптическое излучение поглощается, пыль нагревается и переизлучает при $T \leq 1000^\circ \text{К}$. Светимость квазаров также часто имеет максимум в инфракрасной области. Как указал Шкловский (1965), инфракрасное излучение в квазарах и ядрах

галактик, возможно, лучше объясняется синхротронным излучением особых малых областей с сильным магнитным полем. Интересная гипотеза Бисноватого-Когана и Сюняева (1971) связывает инфракрасный максимум с коллективными механизмами в плазме около релятивистских объектов.

Измерения в оптической области трудны из-за фона, создаваемого рассеянным светом Солнца; наблюдения Роуча и Смита (1968) представляют скорее верхний предел внегалактического излучения.

Многие теоретики вычисляли спектр излучения галактик, предполагая постоянной плотность галактик в сопутствующем пространстве или делая некоторые предположения об эволюции. Результаты слабо чувствительны к космологическим моделям [см., например, Дорошкевич и Новиков (1964)]. Ярчайшие галактики наблюдаются вплоть до $z < 0,5$, поэтому вычисления основаны на экстраполяции в прошлое. Большинство звезд имеют массу $M \leq 1M_{\odot}$, они могут светить без заметной эволюции, оставаясь на главной последовательности, более чем 10^{10} лет, поэтому «исчезновение» галактик как светящихся объектов невероятно. Следует предположить, что плотность галактик в прошлом была не больше, чем сейчас. Однако возможно, что в молодых галактиках процент очень ярких звезд больше, чем сейчас. Расчетные данные в табл. II и рис. 27 для этой области спектра взяты из работ Партриджа и Пиблса (1967 а, б). Наблюдаемый верхний предел в несколько раз выше.

Следует указать, что плотность энергии в оптическом диапазоне, о вычислении которой говорилось выше, а данные даны в табл. II и на рис. 27, составляет очень малую часть ядерной энергии материи. Даже принимая нижний предел для оценки плотности материи в $3 \cdot 10^{-31}$ э/см³ (плотность материи, входящей в галактики), получим, что если предположить превращение в звездах и других источниках 30% всего водорода в гелий, что составляет энерговыделение $7,2 \cdot 10^{18}$ эрг/г, то выделившаяся энергия составит $\epsilon_{\text{яд}} = 0,5$ эв/см³. Эта величина в 200 раз превышает оценку оптического фона. Поэтому нет никаких трудностей в объяснении оптического фона суммарным излучением всех галактик. Важны прямые наблюдения оптического фона; однако измерения яркости ночного неба трудны, так как мешает зодиакальный свет и свет звезд нашей Галактики. Последние измерения дают поток $F_{\nu} < 10^{-19}$ эрг/см²·сек·стер·гц на волне 5300 Å [Роуч и Смит (1968)] и $F_{\nu} < 10^{-20}$ эрг/см²·сек·стер·гц на 4100 Å [Либи (1969)], что соответствует $\epsilon < 10^{-2}$ эв/см³.

Для ультрафиолетового излучения прямые измерения на космических ракетах [Курт, Сюняев (1967 а — в, 1970)] дают верхний предел $F_{\nu} < 3 \cdot 10^{-21}$ эрг/см²·сек·стер·гц ($1350 > \lambda > 1216$ Å). Измерения располагаются по обе стороны от линии Ly- α ($1340 > \lambda > 1225$ Å $1180 > \lambda > 1050$ Å), длина волны которой 1216 Å. Сама линия Ly- α преобладает в излучении газа в нашей Галактике, включая область вблизи Солнца. Данные для $\lambda > 1216$ Å представляют большой ин-

интерес: межгалактический газ должен излучать Ly- α . Будучи сдвинутым космологическим красным смещением, это излучение попадает в интервал $1340 > \lambda > 1225 \text{ \AA}$. Цитированные измерения дают оценку для верхнего предела межгалактической плотности газа $\Omega_{\text{газ}} = \rho/\rho_c < 4$. Конечно, необходимы более точные измерения.

Излучение с длиной волны короче порога ионизации водорода ($\lambda < 916 \text{ \AA}$, Ly-континуум) сильно поглощается нейтральным водородом Галактики, и пока не существует способа прямого его измерения.

Сюняев (1969а, б) предложил остроумную оценку коротковолнового излучения с длиной волны меньше порога Ly-континуума по наблюдениям разреженных нейтральных водородных гало галактик и мостов между галактиками, причем наличие нейтрального водорода определяется по наблюдениям линии 21 см . Присутствие нейтрального водорода с низкой плотностью вокруг галактик несовместимо с большим ультрафиолетовым потоком в межгалактическом пространстве; так как нейтральный водород галактик наблюдается по линии $\lambda = 21 \text{ см}$, то это дает верхний предел потока в ультрафиолетовой области, показанный на рис. 27. Отсюда также следует, что межгалактического нагретого газа, дающего ультрафиолетовый поток, не может быть слишком много; соответствующая оценка $\Omega_{\text{газ}} < 0,3$ *).

Начиная с $\lambda < 70 \text{ \AA}$, Галактика становится достаточно прозрачной, так что коротковолновые рентгеновские лучи и γ -лучи измеряются непосредственно на ракетах и спутниках [см. обзор Лонгейра и Сюняева (1971)].

Если исключить около 150 известных дискретных рентгеновских источников, то фон будет изотропным (вариации в пределах 10%). По-видимому, он не объясняется тепловым излучением горячего межгалактического газа, так как спектр в жесткой области $E > 1 \text{ кэВ}$ степенной, $F \sim \nu^{-\alpha}$, а не экспоненциальный, $F \sim e^{-\beta \nu}$. Имеются основания полагать, что рентгеновское и γ -излучение (или часть его) обязаны обратному комптоновскому рассеянию низкоэнергичных фотонов на релятивистских электронах [Фелтен, Моррисон (1966)]. Не решен вопрос, распределены ли эти электроны более или менее однородно в пространстве или, как полагают Лонгейр и Сюняев (1969а, в), они дают рентгеновское и γ -излучение прямо в окрестности источника электронов. В последнем случае квазиизотропный рентгеновский фон разобьется на много дискретных источников при улучшении углового разрешения. Детальное обсуждение относится скорее к физике космических лучей, чем к космологии. Мы вернемся к наиболее важному вкладу в электромагнитный спектр — реликтовому излучению.

*) Эта оценка отнесена к $H_0 = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$, при $H_0 \leq 50 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ результат менее определенный.