Что касается окончательной истины, то нет человека, который бы постиг ее, так же как никогда не будет, по моему мнению, человека, познавшего богов и все сущее. Ибо если ему и удалось в полной мере высказать что-то совершенно истинное, то он сам не знает об этом; и печать Мнения наложена роком на все на свете.

*Ксенофан из Колофона*

*Глава 16*

# КОСМОЛОГИЯ: ИНЫЕ МОДЕЛИ

Фридмановская модель большого взрыва (big-bang), обсуждавшаяся в предыдущей главе, ни в каком пункте не вступает в прямое противоречие с наблюдениями. Но сказать, что она определенно подтверждается наблюдениями, пока еще нельзя. Поэтому в этой главе мы коротко рассмотрим некоторые другие космологические модели, которые все еще соперничают со «стандартной» теорией.

## § 1. Наивные модели: парадокс Ольберса

Вероятно, большинство астрономов XVIII и XIX столетий подписались бы под простой космологической картиной, в которой Вселенная предполагается бесконечной, вечной и евклидовой, звезды считаются более или менее покоящимися, а средняя светимость единицы объема постоянна. Подобные наивные модели, по-видимому, исключаются открытием общего красного смещения удаленных галактик, но все же интересно привести один аргумент против таких моделей, который выдвинули швейцарский астроном Ж. П. Л. де Шезо [1] в 1744 г. и независимо от него Г. В. М. Ольберс (1758-1840) [2] в 1826 г. [1]) Их аргумент основан на самом древнем из астрономических наблюдений — на том, что небо темнеет с заходом солнца.

Чтобы понять значение этого наблюдения, вспомним, что в пренебрежении поглощением в наивной космологической модели видимая светимость звезды с абсолютной светимостью $L$, удаленной на расстояние $r$, будет равна $L/4\pi r^2$. Если плотность таких звезд есть постоянная $n$, то число звезд, удаленных на расстояния между $r$ и $r + dr$, равно $4\pi n r^2\, dr$, а плотность общей излученной

---

[1]) В последнее время на парадокс Ольберса обратил внимание Бонди ([3], гл. III).

энергии всех звезд равна

$$\rho_s = \int_0^\infty \left(\frac{L}{4\pi r^2}\right) 4\pi n r^2\, dr = Ln \int_0^\infty dr. \qquad (16.1.1)$$

Этот интеграл расходится, т. е. плотность энергии звездного света бесконечна!

Чтобы устранить этот парадокс, и де Шезо, и Ольберс постулировали существование межзвездной среды, которая поглощает свет очень далеких звезд, вызывающий расходимость интеграла (16.1.1). Однако такое разрешение парадокса неудовлетворительно [3] из-за того, что в вечной Вселенной температура будет расти до тех пор, пока не установится тепловое равновесие между средой и излучением звезд, а тогда среда станет излучать столько же, сколько поглотит, и поэтому не будет понижать плотность энергии излучения. Сами звезды, разумеется, не прозрачны и полностью заслоняют свет достаточно далеких источников, но если *этим* разрешается парадокс Ольберса, то каждый луч зрения должен кончаться на поверхности звезды и все небо должно иметь температуру, равную поверхностной температуре типичной звезды.

Чтобы увидеть, почему в современной космологии не возникает парадокс Ольберса, заметим, что, согласно (14.4.12), видимая светимость звезды с абсолютной светимостью $L$ и с сопутствующей координатой $r_1$ равна (здесь поглощением пренебрегаем)

$$l = \frac{LR^2(t_1)}{4\pi R^4(t_0)\, r_1^2},$$

где $t_0$ — момент, в который звезда наблюдается, и $t_1$ — момент, в который она излучает наблюдаемый свет. Далее, согласно (14.7.4), число звезд со светимостью между $L$ и $L + dL$, свет которых, наблюдаемый в момент $t_0$, был излучен между моментами $t_1 - dt_1$ и $dt_1$, равно

$$dN = 4\pi R^2(t_1)\, r_1^2 n(t_1, L)\, dt_1\, dL,$$

где $n(t_1, L)\, dL$ — плотность в момент $t_1$ звезд со светимостью между $L$ и $L + dL$. Отсюда полная энергия звездного света равна

$$\rho_{s0} = \int\int l\, dN = \int_{-\infty}^{t_0} \mathscr{L}(t_1) \left[\frac{R(t_1)}{R(t_0)}\right]^4 dt_1, \qquad (16.1.2)$$

где $\mathscr{L}$ — собственная плотность светимости:

$$\mathscr{L}(t_1) \equiv \int n(t_1, L)\, L\, dL.$$

В космологии большого взрыва, очевидно, нет никакого парадокса, поскольку интеграл (16.1.2) эффективно обрезается в нижнем пределе $t_1 = 0$, а подынтегральное выражение при $t_1 = 0$

стремится к нулю как $R(t_1)$. Вопрос о парадоксе Ольберса возникает лишь в моделях, в которых, как, например, в стационарной космологии, предполагается, что Вселенная существует бесконечно долго. В таких моделях необходимое условие отсутствия парадокса Ольберса состоит в том, что

$$t_1 R^4(t_1)\,\mathscr{L}(t_1) \to 0 \text{ при } t_1 \to -\infty. \tag{16.1.3}$$

Для нейтрино условие несколько более строгое [4]: вместо $R^4(t_1)$ должно быть $R^3(t_1)$, поскольку один из множителей $R(t_1)/R(t_0)$ в (16.1.2) появляется из-за потери энергии индивидуальными «покрасневшими» фотонами, а для нейтрино в принципе наблюдаемы как плотность *энергии*, так и плотность *частиц*. Единственной популярной космологической моделью, в которой условие (16.1.3) не удовлетворяется, является модель осцилляций, обсуждавшаяся в § 11 гл. 15. В этом случае, чтобы не было парадокса Ольберса, необходимо поглощение, но оно происходит в эру очень сильного сжатия, и красное смещение при последующем расширении спасает нас от нестерпимо яркого ночного неба. С этой точки зрения 2,7-градусный микроволновый фон представляется тусклым отблеском того грозного огненного горнила, о котором поведали нам де Шезо и Ольберс.

## § 2. Модели с космологической постоянной

Когда Эйнштейн создавал общую теорию относительности (1916 г.), все считали Вселенную статической. Согласно (15.1.18) и (15.1.19), масштабный фактор $R(t)$ может быть постоянным, только если

$$\rho = -3p = \frac{3k}{8\pi G R^2}$$

Однако это требует, чтобы или плотность энергии $\rho$ или давление $p$ были *отрицательными*. Чтобы избежать такого нефизического результата, Эйнштейн в 1917 г. видоизменил свои уравнения следующим образом [5]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R_{\rho}{}^{\rho} - \lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu}, \tag{16.2.1}$$

где $\lambda$ — новая фундаментальная постоянная, называемая *космологической постоянной*.

В конце § 1 гл. 7 мы уже отмечали, что уравнение (16.2.1) является наиболее общей модификацией уравнений Эйнштейна, сохраняющей то свойство, что $T_{\mu\nu}$ приравнивается тензору, построенному из $g_{\mu\nu}$ его первых и вторых производных и линейному по вторым производным $g_{\mu\nu}$. Однако для наших нынешних целей удобнее перенести $\lambda g_{\mu\nu}$ в правую сторону уравнений:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R^{\rho}{}_{\rho} = -8\pi G \tilde{T}_{\mu\nu}, \tag{16.2.2}$$