1971 г. Сентябрь *Том 105, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

523.11

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ КОСМОЛОГИИ *)

М. фон Рейнгардт

Введение. 1. *Космическая кинематика.* 2. *Физическая космология.*

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в космологии на передний план выдвигаются вопросы, связанные с физической сущностью проблем, до сих пор рассматривавшихся главным образом с точки зрения стандартной кинематики — это похоже на превращение астрономии из небесной механики в астрофизику во второй половине девятнадцатого столетия. Исходным пунктом послужило *открытие в* 1965 г. *фонового излучения в микроволновой области.* Если в будущем оправдается широко распространенное сейчас мнение о том, что это фоновое излучение является остатком (реликтом) от очень ранней стадии развития Вселенной, то это открытие будет принадлежать к разряду великих, дающих вклад в процесс выяснения картины мира и равных либо открытию планетарных орбит, либо обнаружению расширения Вселенной.

Мы сделаем два основных предположения [1].

1. Физические законы, установленные в лабораторных условиях, в частности законы сохранения, действительны во всем пространственно-временно́м континууме, т. е. в любой точке и в любой момент времени.

Особенно нежелательной экстраполировать физические законы до тех пор, пока нас к этому не принудят надежные эксперименты. Некоторыми экспериментальными данными, на которые опирается это предположение, могут служить следующие:

а) Дайсон [2] сумел доказать, зная распространенность различных изотопов, что *элементарный заряд* в течение истории Земли не мог измениться более чем на $\Delta e/e = 1/1600$.

б) Из экспериментов Юза [3] следует совпадение зарядов электрона и протона с точностью, лучшей чем 10^{-21}.

в) *Изотропия инертной массы*, т. е. независимость ускорения масс от направления движения при прохождении через поле, выполняется согласно экспериментам Юза [3] с точностью 10^{-22}.

г) Время жизни протонов относительно распада на π-мезоны больше 10^{26} лет по измерениям Рейнеса [4], что является веским аргументом в пользу закона сохранения барионного заряда.

д) Бакал и Шмидт [5] представили подтверждение сохраняемости постоянной тонкой структуры — α. По тонкой структуре OIII-дублета

---

*) M. von Reinhardt, Neuere Probleme der Kosmologie, Naturwiss. 56 (12), 581 (1969). Перевод Владислава М. Дубовика. Автор статьи Микаель фон Рейнгардт — сотрудник Института астрофизики и внеземных исследований при Боннском университете.

(5007 и 4959 Å) в эмиссионных спектрах пяти радиогалактик с красным смещением $z = 0{,}2$ (что соответствует временно́му интервалу в $2 \cdot 10^9$ лет или приблизительно расстоянию 10^9 *пс* (1 *пс* = 1 *парсек* $\approx$ 3,3 свет. года)) они нашли, что $\alpha\ (z = 0{,}2)/\alpha_{\text{лабор}} = 1{,}001 \pm 0{,}002$, где $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$, e — элементарный заряд, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Едва ли необходимо подчеркивать значение и важность этих экспериментов. Они подкрепляют предусмотрительность нашей формулировки первого предположения.

Во-вторых, мы принимаем на вооружение следующую гипотезу фундаментального характера.

2. Общая теория относительности — далее везде сокращенно ОТО — является наилучшим вариантом теории гравитации.

Здесь следовало бы заметить следующее: не существует надежных экспериментальных данных, противоречащих ОТО. До сих пор все тесты подтверждают предсказания ОТО, хотя они бедны и требуется более высокая точность. Зато нет экспериментов, которые недвумысленно указывали бы на какие-либо другие варианты теории гравитации, кроме теории Эйнштейна.

В дальнейшем мы не будем опираться на космологические модели, которые находятся в противоречии с одним из наших основных предположений, например, на теорию стационарного состояния или космологию Бранса — Дике.

1. КОСМИЧЕСКАЯ КИНЕМАТИКА

1.1. Константа Хаббла

В 1929 г. Хаббл показал, что все Галактики, за исключением очень близко расположенных к нам, обнаруживают красное смещение в спектрах излучения, причем это смещение линейно растет с расстоянием. В рамках нашего первого основного предположения мы обязаны интерпретировать это красное смещение как эффект Допплера и сделать вывод о том, *что Вселенная расширяется*. Отношение $H_0 = \dot{r}_{12}/r_{12}$ относительной скорости $\dot{r}_{12}$ двух точек (Галактик) и их взаимного положения r_{12} является хорошо известной константой Хаббла. Сначала ее значение считалось слишком большим — вплоть до 600 *км/сек*$\cdot 10^6$ *пс* — из-за наличия различных ошибок в шкале расстояний, из которых, пожалуй, самой тогда распространенной было незнание того, что существуют Цефеиды двух сортов. (Цефеиды — это переменные звезды, имеющие сильную зависимость между светимостью и периодом изменения яркости). Современные данные изменяются в следующих пределах: $50 < H_0 < 125$ *км/сек*$\cdot 10^6$ *пс*. Причиной этих колебаний является трудность нахождения точных расстояний для галактик с большими красными смещениями. Чтобы избежать ошибок от случайных собственных смещений галактик, нужно продвинуться именно до красных смещений, бо́льших чем 0,01. Здесь уже нельзя более находить удаление по наблюдаемой яркости Цефеид. Необходимо определять, например, абсолютную яркость наиболее яркой галактики из данного скопления галактик. Неточность этого метода заключена в систематических ошибках при определении абсолютной яркости наиболее яркой галактики из данной группы.

В настоящее время наилучшими считаются данные Сэндейджа [6]: $H_0 = 75$ *км/сек*$\cdot 10^6$ *пс*. Значение H_0, равное 50 *км/сек*$\cdot 10^6$ *пс*, также еще приемлемо по Сэндейджу. Эйбелом и Истмондом [7] получено меньшее значение H_0.

1.2. Изотропия и однородность

Мы знаем, что в относительно малых масштабах — так, например, в масштабе расстояний между ближайшими галактиками — материя распределена неоднородно. А как обстоит дело в том случае, если выбрать большие масштабы расстояний? По шкале приблизительно в $50 \cdot 10^6$ *пс* галактики образуют скопление с колеблющимся общим числом — от 20 в местной группе и до 2500 в скоплении Девы. Более громоздкие структуры — образования, состоящие из групп галактик, согласно Цвики с сотр. [8–12] не существуют; правда, этот вопрос окончательно еще не решен.

Распределение галактических скоплений при значениях z вплоть до $z = 0{,}2$, что соответствует удаленности приблизительно в 10^9 *пс*, считается однородным по Эйбелу [13], т. е. их пространственная плотность постоянна и изотропна; следовательно, H_0 одно и то же во всех направлениях. Согласно Юзу и Лонгейру [14] радиоисточники 4С-каталога тоже изотропны вплоть до потоков в 0,2 е. п. (единица потока), что соответствует $z \approx 4$. Исследуя источники радиоизлучения из каталога Паркса, Пейн [15] также не обнаружил анизотропии в диапазоне от 15′ до 40°. Таким образом мировое пространство является в хорошем приближении однородным и изотропным.

1.3. Сингулярность

Теперь давайте поставим вопрос о *Прошлом и Будущем* Вселенной. Если мы будем удаляться все дальше и дальше в Прошлое, то столкнемся ли мы с сингулярностью? То есть сконцентрируется ли вся Вселенная в некоторый момент времени в одной точке? С другой стороны, что нас ожидает в Будущем? Будет ли Вселенная расширяться всегда, или же «в один прекрасный день» расширение сменится обратным процессом? Какие ответы на эти вопросы дает нам ОТО? Если Вселенная однородна и изотропна, то, безусловно, следует предположить особенность в Прошлом, как показал еще Фридман в 1922 г. (при исчезающе малой космологической постоянной).

Вопрос о том, предсказывает ли ОТО вообще какую-либо сингулярность, в настоящее время широко обсуждается. В первую очередь, Хокинг и Эллис [16–21] показали, что при некоторых, очень слабых предположениях сингулярность неизбежна. Правда, нельзя это утверждение понимать слишком буквально. Видимо, они утверждают только, что Вселенная раньше концентрировалась в очень малом объеме и с огромной плотностью. Поскольку все физические законы (в том числе законы ОТО) суть лишь некоторое приближение к действительности и обладают определенной областью применимости, когда-нибудь при плотностях, бóльших некоторой критической плотности, которую мы, вообще говоря, не знаем, ОТО в ее сегодняшней форме, по всей вероятности, также потеряет свою законность.

1.4. Модели Фридмана

Мы установили, что Вселенная однородна и изотропна в первом приближении. В 1922 г. Фридманом было найдено решение уравнений Эйнштейна для однородного и изотропного случая и показано, что это решение является **нестационарным**, т. е. что Вселенная либо должна расширяться, либо сжиматься. Покоиться она не может. Фридман не дожил до подтверждения своего предсказания, сделанного Хабблом,—

он умер в 1925 г. В моделях Фридмана метрика и способ расширения зависят от:

1) уравнения состояния материи $P = P(\rho)$, где P — давление, ρ — плотность;

2) постоянной Хаббла H_0 в заданный момент времени;

3) средней плотности ρ_0 в настоящее время.

Все это — локально определенные величины. Когда они заданы и когда в качестве временнóй координаты t выбрано собственное время в сопутствующей системе координат, плотность однозначно меняется со временем, и условие однородности гласит: $\rho = \rho(t)$, т. е. плотность не зависит от пространственных координат.

Далее, имеются две возможности:

1) *Вселенная расширяется вечно*, $\rho(t)$ — монотонная убывающая функция времени t. Это имеет место, если кинетическая энергия больше гравитационной, или если ρ меньше критического значения плотности $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$, где G — гравитационная постоянная. Схема, соответствующая такой концепции, называется «открытой моделью».

2) *Вселенная сначала расширяется, а затем снова сжимается*, т. е. $\rho(t)$ убывает, достигает некоторого минимума и затем снова возрастает. Это выполняется, если кинетическая энергия меньше гравитационной или если $\rho > \rho_c$. Эта модель называется «закрытой моделью».

В промежуточном случае, когда кинетическая и гравитационная энергия равны, т. е. $\rho = \rho_c$, функция $\rho(t)$ тоже монотонно убывает со временем и Вселенная тоже вечно расширяется.

Эти модели можно также характеризовать и другим параметром вместо плотности, например, *параметром замедления* q_0, определяемым соотношениями

$$q_0 = \frac{\ddot{r}_{12} r_{12}}{\dot{r}_{12}^2} = -\frac{\ddot{r}_{12}}{r_{12} H_0^2} = (\rho_0/2\rho_c)\,[1 + (3P/\rho_0 c^2)].$$

Когда материя удовлетворяет уравнению состояния пыли: $P = 0$ (например, этим уравнением состояния описываются галактики, так как их собственные скорости значительно меньше скорости света c), то Вселенная открыта, если $0 < q_0 < 1/2$, и закрыта, если $q_0 > 1/2$. Неравенство $q_0 < 0$ означало бы ускоренное расширение Вселенной и, таким образом, привело бы к наличию некоторой силы, которая компенсирует притяжение. Нам неизвестны силы такого рода. В стационарной теории и модели Леметра (неисчезающая космологическая константа) предполагаются такие силы, поэтому там возможно также и отрицательное значение q_0 (например, $q_0 = -1$ в стационарной теории). Однако мы не будем обсуждать эту модель в рамках наших предположений.

Максимальная величина давления $P = \rho c^2$, так как скорость звука не может превышать значения c. Для мирового пространства, заполненного излучением, мы имели бы давление $P = 1/3\rho c^2$. Вселенная была бы закрытой при $q_0 > 1$ и открытой, если $0 < q_0 < 1$. В настоящее время в хорошем приближении мы полагаем $P = 0$, так как плотность энергии излучения и релятивистских частиц много меньше плотности материи. Хочется заметить кстати, что ρ_c — критическая средняя плотность — не зависит от уравнения состояния материи и что давление не может вызвать расширение, так как оно постоянно в пространстве. Напротив, из-за бóльшей плотности энергии при $P \neq 0$ расширение замедляется.

Далее, в открытой модели *кривизна пространства отрицательна*. В двумерном случае в качестве примера можно выбрать седловую поверхность. В закрытой модели пространственная кривизна положительна,

радиус кривизны также положителен; примером может служить шаровая поверхность.

Здесь уместно сделать замечание относительно пространственной кривизны в различных частных случаях. Хотя в критической ситуации ($\rho = \rho_c$) трехмерное сечение, т. е. гиперповерхность при $t = \text{const}$, является плоским (псевдоевклидовым), тем не менее само пространство ни в коем случае не плоское. В случае так называемой модели Милна ($\rho \ll \rho_c$) пространство почти плоское, но трехмерное сечение не является псевдоевклидовым.

1.5. Космологическая постоянная

Космологическая постоянная Λ была введена Эйнштейном ad hoc в 1917 г. в качестве добавочного члена в уравнения поля для того, чтобы получить стационарную картину Вселенной. Ну, а какова же физическая природа этой величины? Если $\Lambda \neq 0$, то вакуум имеет плотность массы $\rho_v = \frac{c^2\Lambda}{8\pi G}$ и давление $P = -\rho_v c^2$. Одно физически некорректное свойство этой вакуумной плотности массы заключается в том, что она не может быть измерена, поскольку в лабораторных условиях всегда измеряется разность между энергией частиц плюс вакуум и просто энергией вакуума. Если $\Lambda \neq 0$, то мы имеем некую отталкивающую силу, противодействующую притяжению. Сингулярность может не возникать, и Вселенная может расширяться вечно, даже если она является закрытой. В случае $\Lambda \neq 0$ космологическая модель определяется не одним параметром q_0 (или ρ_0), а уже посредством двух величин, потому что

$$q_0 = \frac{\rho_0}{2\rho_c} - \frac{c^2\Lambda}{8\pi G\rho_c} \quad \text{при} \quad P = 0, \ \Lambda \neq 0.$$

Различные оценки [22–25] дают $|\Lambda| \leqslant 10^{-55}$ *см*$^{-2}$.

В дальнейшем мы будем предполагать, что условие $\Lambda = 0$ находится в согласии с нашими основными предположениями. До 1965 г. усилия космологов направлялись главным образом на определение q_0 или ρ_0, т. е. на определение хода развития Вселенной. Этот раздел можно назвать «*космической кинематикой*».

1.6. Определение параметра q_0

В процессе нахождения величины q_0 было проявлено много остроумия. Возможен следующий вариант. Устанавливается зависимость видимых величин (m) объектов с одинаковыми абсолютными величинами от красного смещения (z), и эта наблюдаемая ($m - z$)-зависимость сравнивается с теорией. Различные космологические модели, т. е. разные q_0, дают отличные друг от друга ($m - z$)-соотношения, поскольку отклонения закона $1/r^2$ для интенсивности определяются по отклонению геометрии модели от евклидовой. Проблема заключается «лишь в том», чтобы отыскать объекты с одинаковой абсолютной яркостью (так называемые «космические близнецы»). В хорошем приближении эллиптические галактики светятся подобным образом. К сожалению, предсказания различных моделей отличаются существенно лишь на таких больших расстояниях, на которых нашими телескопами эти эллиптические галактики больше не могут наблюдаться. Сэндейдж [26] и Баум [27–28], наблюдая за эллиптическими галактиками, сделали оценку: $0{,}5 < q_0 < 1{,}5$ при $z = 0{,}46$; правда, без учета увеличения яркости. Если учитывают в расчетах последнее обстоятельство (из-за эволюции звезд), то из тех же самых данных Сэндейджа [29] получают значения q_0, начиная с 0,2. Уже здесь видно, сколь

тернист этот путь, сколь ненадежна сама поправка на эволюцию для таких известных объектов, как галактики. В принципе невозможно выбрать космологическую модель согласно наблюдениям за очень удаленными источниками, не зная их эволюции. Для квазаров, в предположении космологического красного смещения, получается лишь, что эволюция, будь это эволюция плотности или светимости, должна появиться с расстоянием; однако нахождение q_0 невозможно, так как мы ничего не знаем об их эволюции — но все же мы знаем кое-что об их строении.

Роуэн-Робинсон [30] показал, что у радиогалактик также должна появляться эволюция с удалением. Эти данные значительно более ценны здесь, чем в случае квазаров, ибо никто не может утверждать, что радиогалактики являются локальными. Так что это дает наиболее сильный аргумент против стационарной теории, в которой никакие эволюционные эффекты в зависимости от расстояния не могут возникнуть, поскольку эта теория постулирует, что Вселенная представляет собой одну и ту же картину в любой момент времени. Однако при этом мы не продвинемся дальше в определении величины q_0. Сказанное выше справедливо, конечно, также и в расчетах для радиоисточников. Эти расчеты указывают на эволюцию с расстоянием, но не могут определить космологическую модель при наших современных знаниях об источниках радиоизлучения. На основе расчетов радиоисточников Лонгейр [31] и Дэвидсон [32] заключают, что они прекращают свое существование где-то при $z \approx 4$. Окажись этот вывод правильным, он был бы крайне важным открытием — ведь мы определили бы тем самым момент времени, к которому формируются радиоисточники, а вместе с тем, по всей видимости, также и галактики.

1.7. Определение величины ρ_0

Очевидно, что определение космологической модели по наблюдениям за весьма удаленными источниками в настоящее время довольно-таки безнадежно. С другой стороны, можно было бы попытаться найти среднюю плотность ρ_0. Для этого следует определить порознь парциальные плотности различных форм излучения материи.

1) Во-первых, можно найти плотность материи, входящей в галактики. Для определения нужно знать следующее: отношение светимости к массе для галактик различного типа и функцию светимости галактик. Приведем средние значения плотности для галактик:

Оорт	$\rho_{гал} = 3{,}2 \cdot 10^{-31}$ *г/см*^{3} [33],
Ван ден Берг	$6{,}8 \cdot 10^{-31}$ *г/см*^{3} [34],
Псковский	$7 \cdot 10^{-30}$ *г/см*^{3} [35],
Пиблс и Партридж	$4{,}5 \cdot 10^{-31}$ *г/см* [36].

Как видим, разброс значений довольно-таки велик. Было бы крайне важно найти точное значение, насколько это вообще позволяют сделать приведенные данные. И все же мы видим, что средняя величина плотности материи, входящей в галактики, по всем оценкам меньше критической $\rho_c \approx 10^{-29}$ *г/см*^{3}. Согласно этому Вселенная была бы открытой, если бы материя концентрировалась в галактиках.

2) Как велика плотность нейтральных *атомов межгалактического водорода*?

а) По наличию континуума при длинах волн, меньших чем Ly_α, Ганн с Петерсоном [37] и Бакал с Солпитером [38] нашли в спектре квазара 3C9 ($z = 2{,}012$) верхнюю границу плотности HI, равную 10^{-34} *г/см*^{3} в пространстве между галактиками — в предположении, что красное смещение имеет космологическую природу.

б) Имеется целый ряд радиоастрономических попыток найти межгалактический HI по 21-сантиметровой линии в спектрах поглощения сверхгалактических радиоисточников. Эти попытки — главным образом для радиогалактик CygA и VirA — дали верхние границы между 10^{-31} *г/см*^{3} и $7 \cdot 10^{-31}$ *г/см*^{3} [39–42].

Приведенные оценки довольно существенно зависят от предположений относительно спиновой температуры. Более высокую верхнюю границу предлагает Голдстейн [43] по измерениям яркости фона при 21 *см*, а именно $\rho_{HI} < 10^{-29}$ *г/см*^{3}. Если принять во внимание более новые результаты измерений, то это значение, конечно, довольно существенно могло бы уменьшиться, так как Голдстейн экстраполировал яркость континуума для 21 *см* из измерений фона при низких частотах.

3) Плотность межгалактического молекулярного водорода меньше, чем 10^{-33} *г/см*^{3}, согласно исследованиям спектра квазара 3C9, проведенным Филдом, Соломоном и Уомплером [44].

4) Может ли быть значительной плотность ионизованного водорода HII в межгалактическом пространстве? Филд и Генри [45] сделали вывод, что температура должна быть $< 3 \cdot 10^6$ °K, если $\rho_{HII} > \rho_c$, так как иначе ожидаемая интенсивность тормозного излучения межгалактического газа вступает в противоречие с измерениями фона рентгеновского и γ-излучений. Гинзбург и Озерной [46] из оценок нагрева межгалактической материи космическим излучением радиогалактик и нормальных галактик нашли интервал температур 10^5—10^6 °K. Гоулд и Рамсей [47] вычислили, что температура $T > 2 \cdot 10^5$ °K, если остывание не должно преобладать в течение 10^9 лет. Фридман и др. [48] приписывают фон мягкого рентгеновского излучения в области энергий около 0,27 *кэв* (спектр сильно падает вблизи значения энергии 2 *кэв*, а затем опять круто возрастает) на высоких галактических широтах тормозному излучению ионизованного межгалактического водорода с плотностью $\rho \approx 10^{-30} - 10^{-29}$ *г/см*^{3} и температурой в интервале $(3 - 8) \cdot 10^5$ °K. Согласно их оценкам наличие этого фона не может быть объяснено расположением внегалактических источников. Их измерения и выводы были предсказаны Вейманом [49]; Курт и Сюняев [50–51] объясняют некоторую часть потока между 1225 и 1340 Å, измеренного с помощью зонда «Венера-3», эмиссией горячего межгалактического газа ($T \approx 10^5$ °K) большой плотности ($10^{-30} - 10^{-29}$ *г/см*^{3}).

5) Вкладом излучения в современную плотность энергии мы можем пренебречь. Интегрируя по всему измеряемому спектру электромагнитного излучения, считая, что имеется космическое излучение (в предположении, что общее космическое излучение является внегалактическим!), получают значение плотности $\rho_{изл} \approx 10^{-33}$ *г/см*^{3}. Подводя с осторожностью итоги, мы можем утверждать, что Вселенная, *по всей вероятности*, является открытой.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ КОСМОЛОГИЯ

Мы выяснили, насколько еще ненадежными являются результаты космологии. Она похожа на некую небесную механику, где астрономическая единица и гравитационная постоянная заданы лишь с 50%-ной точностью. Однако если бы нам захотелось иметь точные значения всех параметров, которые необходимы для того, чтобы сформулировать какую-либо космологическую модель, все же космология была бы далека от своего удовлетворительного состояния. Мы ожидаем появления некоей физической космологии (космофизики), т. е. физической схемы, которая, опираясь на данные измерений и физические законы — а не на соображения философского характера,— дала бы нам возможность объяснить, почему Вселенная такова, какой мы ее наблюдаем сегодня. Нам бы

хотелось иметь ответы на такие вопросы: 1) Когда и каким образом возникли галактики? 2) Каким был состав материи до того, как вспыхнула первая звезда?

Прежде чем выяснять, насколько хорошо физическая космология может уже сегодня ответить на поставленные вопросы, мы должны еще остановиться на фоновом излучении в микроволновой области.

2.1. Фоновое излучение в микроволновой области

В 1965 г. Пензас и Вилсон [52] (Bell Telephone Laboratory) пытались устранить шумы в антенне в целях установления лучшей связи со спутниками. При этом они столкнулись с некоторым препятствием на пути к своей цели, а именно нашли дополнительную температуру приблизительно в 3 °К на длине волны 7,35 *см*, которая оказалась изотропной, неполяризованной и не зависящей от сезонных колебаний. Это открытие могло бы иметь огромное космологическое значение — ниже мы остановимся на этом,— если бы оказалось, что речь идет об излучении черного тела такой температуры. Конечно, это можно было установить не по *одному* измерению. В последующие годы была произведена серия измерений на различных длинах волн в целях определения спектра этого излучения [53–59]. Результаты измерений приведены на рис. 1. Они находятся в согласии с планковским излучением при 2,7 °К. Правда, весь спектр в целом измерить невозможно. При $\lambda > 30$ *см* доминирует излучение галактик и радиогалактик. Несмотря на это, имеются оценки вблизи 73,5 и 49,2 *см*, представленные Хауэллом и Шейкхафтом [60], которые выбрали температуру в интервале $3{,}7 \pm 1{,}2$ °К. При длинах волн, меньших одного миллиметра, поглощение атмосферы становится очень сильным; в такой ситуации можно обратиться лишь только к непрямым методам. Из данных по измерениям вращательных спектров в фиолетовой области для межзвездного CN можно вывести температуру возбуждаемого излучения — для 2,63 *мм* такие измерения были проведены, а для еще меньших длин волн оценены верхние границы [61–64]. Впрочем, еще в 1941 г. Макеллар указал на то, что температура возбуждаемого излучения в CN-спектрах равна 2,3 °К, что было со временем забыто. Спектр степенного вида $I \sim \nu^2$ (приближение Рэлея — Джинса) несовместим с экспериментом, так как он, начиная с 2 *см*, проходит выше экспериментальной кривой.

Излучение является в значительной мере изотропным. Для различных длин волн было найдено, что 24^h или 12^h анизотропия не превышает 0,2% [65]. Флуктуации интенсивности на малой шкале углов также очень незначительны: во всяком случае, они меньше 0,17% при разрешении в 1° и меньше 0,12% при разрешении в 6° [66].

Каким образом можно объяснить происхождение этого фонового излучения?

Кауфманн [67] и Лейзер [68] предложили считать его излучением горячего межгалактического газа на ранних стадиях. Однако отсюда следует неправильный спектр и слишком незначительная интегральная интенсивность.

Хойл с сотр. [69, 70] привели доводы в пользу рассеиваемого на крупинках галактической пыли излучения, которое должно возбуждаться благодаря наличию свечения звезд. По этому поводу были сделаны следующие критические замечания [71, 72].

а) Энергия 3 °К-излучения составляет $6 \cdot 10^{-12}$ *эрг/см*^{3} (это соответствует плотности $6 \cdot 10^{-34}$ *г/см*^{3}), в то время как плотность энергии полного оптического излучения от галактик равняется $2{,}4 \cdot 10^{-15}$ *эрг/см*^{3}.

б) В нашей галактике не обнаружено соответствующего излучения, в противном случае отсутствовала бы изотропия.

в) Хойл предполагает спектр вида $I \sim \nu^3$, что несовместимо с данными измерений.

Может ли фон объясняться расположением источников? Это предположение было сделано Шама [73], Голдом и Пачини [74], а также Вольфом и Бербиджем [75].

Лоу и Таккер [76] показали, что обнаруженные Лоу и Клейнманом инфракрасные галактики могут лечь в основу объяснения полного внегалактического фона, но не 3 °К-излучения. Ни один из известных видов

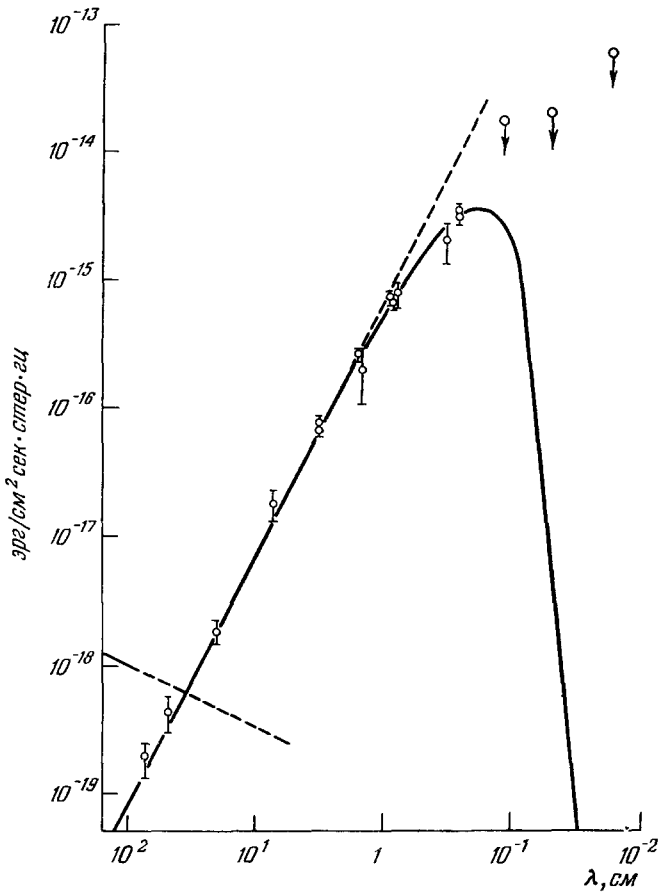

Рис. 1. Спектр фонового излучения в микроволновой области.

Представлена интенсивность как функция длины волны λ. Сплошная кривая представляет собой спектр излучения черного тела при температуре 2,7 °К. Пунктирная прямая в верхней части рисунка соответствует приближению Рэлея — Джинса ($I \sim \nu^2$). Прямая в левой части рисунка изображает фоновое излучение на основе радиоисточников. Значком ♀ задаются верхние границы.

источников не в состоянии дать благодаря расположению такую форму спектра и такое количество энергосодержания микроволнового фона. Против этой гипотезы имеется следующее очень веское возражение: высокая изотропия микроволнового фона на малой угловой шкале требует такой плотности этих источников, которая должна быть выше плотности нормальных галактик [77–79].

Остается напомнить широко распространенное мнение о природе 3 °К-излучения, которое было предложено Дике, Пиблсом, Роллом и Уилкинсоном [80] сразу же после открытия, сделанного Пенжасом и Вильсоном. А именно: 3 °К-излучение, возможно, является *реликтовым излучением горячих стадий Вселенной на заре ее развития*, т. е. вблизи сингулярности, которое затем охладилось до 3 °К вследствие расширения Вселенной. Эта идея была не новой. Еще в 1946 и 1949 гг. Гамов предложил горячую модель Вселенной [81, 82], развил эту идею вместе со своими сотрудниками Альфером и Германом [83–85] и ввел реликтовое излучение при 5 °К. Однако эти работы остались незамеченными для исследователей, так же как и работа Дорошкевича и Новикова [86], в которой наблюдения в сантиметровой области предлагались в качестве *решающих экспериментов* для выбора между холодной и горячей моделями Вселенной. По существу дела, 3 °К-излучение является вторым важным предсказанием космологии после гипотезы о расширении Вселенной.

2.2. Горячая модель Вселенной

В последних фразах были введены понятия «холодной» и «горячей» моделей Вселенной. Хотелось бы их немного уточнить. Даже если мы знаем, что Вселенная является «фридмановской», и если бы мы могли определить космологическую модель из результатов наблюдений, то при этом начальные условия были бы неполны. Дополнительной информацией, которая нам необходима, является знание того, какая господствовала температура, когда Вселенная была очень плотной, т. е. вблизи сингулярного состояния. Очень распространенной гипотезой до открытия 3 °К-излучения было предположение, что вначале температура равнялась абсолютному нулю, таким образом и энтропия в расчете на один барион также равнялась нулю. Эта гипотеза называлась «холодной моделью».

Теперь мы считаем, что 3 °К-излучение есть остаток от фаз Вселенной с высокой плотностью. В процессе расширения плотность обыкновенной материи уменьшается как V^{-1}, т. е. как R^{-3} (где V — объем, R — радиус), зато плотность фотонов и нейтрино ρ пропорциональна $V^{-4/3}$, т. е. R^{-4}, вследствие того, что давление излучения совершает в близлежащем элементе объема работу во время адиабатического расширения. Так как плотность излучения $\rho_{\text{изл}} \sim T^4$, то, следовательно, $T \sim V^{-1/3} \sim R^{-1}$. Таким образом, если 3 °К-излучение есть реликтовое излучение, то температура на ранних стадиях была очень высокой; то же самое относится и к энтропии на один барион.

Теперь давайте обратимся к рассмотрению ранних стадий Вселенной, в предположении, что 3 °К-излучение является реликтовым. При этом под «ранними стадиями» мы будем подразумевать отрезок времени между сингулярным состоянием и образованием галактик.

Рассмотрим состояние Вселенной вблизи сингулярности. Вопрос состоит в том, как далеко можно экстраполировать полученные в лаборатории законы при совершенно отличных условиях. Когда-нибудь при плотностях, бо́льших некоторой граничной, ОТО и физика элементарных частиц, видимо, потеряют свою законность.

Оптимистические оценки [87] указывают на то, что ОТО и физика элементарных частиц справедливы до плотности $\rho = 10^{93}$ *г/см*^{3}. При такой плотности Вселенная была бы вся сосредоточена в некотором объеме с диаметром, приблизительно равным 1/100 *классического радиуса электрона*. Нам хочется принять осторожную точку зрения и рассматривать лишь плотности, по порядку величины равные ядерным плотностям, т. е. 10^{14}—10^{15} *г/см*^{3}. В таком случае *Вселенная* была бы сконцентрирована

в объеме шара с радиусом, равным *радиусу орбиты Марса* *). Мы не знаем, какова ситуация при больших плотностях. Всегда опасно экстраполировать физические законы на большие порядки величин. Далее мы увидим, что эта предусмотрительность не ограничивает наши выводы. При высоких плотностях и температурах материя и излучение находятся в термодинамическом равновесии, т. е. реакции, которые приводят к нему, протекают очень быстро в сравнении с изменением плотности при расширении, так что материя находится в состоянии равновесия в каждый момент времени, и расширение происходит без изменения энтропии. Так как термодинамическое равновесие зависит только от энтропии, это означает, что *оно не зависит от предыстории*. Итак, нам вовсе не нужно обращать внимание на то, что происходило при предельно высоких плотностях. Мы можем рассчитать равновесие при плотности 10^{14} *г/см*^{3}, например, состав материи; несмотря на наше абсолютное незнание свойств материи, скажем, при 10^{30} *г/см*^{3}, мы можем встретиться с неизвестными нам частицами. Нам необходимо только задаться энтропией в расчете на один барион, которую мы можем вычислить по температуре реликтового излучения, предполагая сегодняшнюю плотность материи. Как это конкретно выглядит? Теперь частицы и античастицы могут существовать только в значительных количествах; при условии $kT > m_0c^2$ (где k — постоянная Больцмана, m_0— масса покоя частицы), таким образом, например, для e^+, e^- имеем

$$kT > 1/2\ Мэв \sim 5\cdot 10^9\ ^\circ\mathrm{K}.$$

В качестве примера приведем время, необходимое для установления равновесия между аннигиляцией и образованием e^+e^--пар, т. е. $e^+ + e^- \rightleftarrows 2\gamma$ (10^{10} °K $\sim$ 1 *Мэв*). Оно меньше 10^{-17} *сек*. Решающим для существования состояния равновесия является то обстоятельство, что время установления равновесия мало по сравнению со временем заметного изменения плотности, скажем, мало́ в сравнении с возрастом Вселенной. При температуре 10^{10} °K возраст Вселенной приблизительно равен одной секунде. Таким образом, в нашем примере при такой температуре существует *равновесие* между e^+, e^- и γ при плотности в 10^6 *г/см*^{3}. Далее, в процессе расширения может нарушиться равновесие между какими-то видами частиц и прочей материей, либо когда температура опускается ниже энергии массы покоя, либо если сечение взаимодействия становится столь малым при слабых взаимодействиях, что время установления равновесия приближается по порядку величины к возрасту Вселенной. Если это так, то различные виды частиц разделяются, и их дальнейшую судьбу можно рассматривать отдельно от остальной материи.

2.3. Нейтринное море

Нейтрино, например, отделяются, когда возраст Вселенной становится равным 0,2 *сек*, при температуре $T = 2$ *Мэв* [88]. С этого момента времени прекращается взаимодействие материи с нейтрино. В ходе расширения нейтрино охлаждаются так же, как и фотоны; аннигиляция ν и $\bar{\nu}$ становится пренебрежимо малой, и мы имели бы в настоящее время «нейтринное море» с плотностью $\rho \approx 10^2$ *см*$^{-3}$ и температурой $T \approx 2$ °K $\sim$ $\sim 10^{-3}$ *эв*. Обнаружение этого «нейтринного моря» пока безнадежно из-за малости энергии нейтрино.

---

*) Утверждение автора относится к закрытому варианту Вселенной ($\rho > \rho_c$). Однако согласно анализу наблюдательных данных, по-видимому, реализуется открытый вариант ($\rho < \rho_c$). (*Прим. перев.*).

2.4. Ядерные реакции в горячей модели и проблема гелия

Ну, а как обстоит дело с нуклонами? При плотности $\rho \approx 10^{14}$ *г/см*^{3} температура $T \approx 10^{12}$ °K $\sim 10^2$ *Мэв* и, таким образом, kT меньше энергии покоя нуклонов, и они больше не находятся в равновесии с излучением. Если бы нуклоны и антинуклоны были заданы, то они к этому моменту времени уже полностью проаннигилировали бы. Впрочем, останется еще избыток нуклонов, который был, правда, уже «с самого начала». Далее, ядра становятся нестабильными выше определенных температур. Однако это произойдет наверняка в такой момент времени, к которому температуры понизились уже настолько, что ядра становятся стабильными. Мы сталкиваемся с вопросом об *образовании элементов*. Прежде всего согласно Хайяши [89] при $T > 2 \cdot 10^{10}$ °K протоны (p) и нейтроны (n) находятся в равновесии благодаря реакциям

$$e^+ + n \rightleftarrows p + \bar{\nu}$$

и

$$\nu + n \rightleftarrows p + e^-.$$

Концентрация равновесных протонов (p) и нейтронов (n) зависит от температуры. В процессе расширения температура понижается, и концентрация нейтронов падает приблизительно до 0,17. Наконец, температура T становится малой ($2 \cdot 10^{10}$ °K) настолько, что реакции протекают слишком медленно для того, чтобы поддерживать равновесие, и нейтроны начинают распадаться со временем полураспада в 11,6 *мин* (1959 г.) или согласно новейшим измерениям — 10,8 *мин* (1967 г.). Однако нейтроны не успевают окончательно распасться, ибо температура быстро снижается и образование ядер становится возможным. При $kT > 100$ *кэв* образование дейтерия не происходит из-за фоторасщепления: $\gamma + \mathrm{D} \rightarrow n + p$. При $kT < 100$ *кэв* $= 10^9$ °K протекают следующие процессы:

$$n + p \rightarrow \mathrm{D} + \gamma,$$

$$\mathrm{D} + \mathrm{D} \begin{cases} \nearrow \mathrm{T} + p, & \mathrm{T} + \mathrm{D} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + n, \\ \searrow {}^3\mathrm{He} + n, & {}^3\mathrm{He} + n \rightarrow \mathrm{T} + p. \end{cases}$$

Ход этих процессов во времени с *образованием* ^{4}He изображен на рис. 2 согласно работам Вагонера, Фаулера, Хойла [90] и Дорошкевича и Сюняева [91]. В качестве конечного продукта получают приблизительно 30% ^{4}He при возрасте Вселенной в 100 *сек*. Содержание гелия в известной степени варьируется вследствие ненадежности величины энтропии в расчете на один барион; оно всегда больше 25%.

Если принять во внимание более высокую скорость распада нейтронов, то получится неравенство $23\% < {}^4\mathrm{He} < 27{,}5\%$. Более тяжелые элементы не должны образовываться, так как температура быстро падает. и поэтому трудно подняться выше нестабильных изотопов ^{5}He и ^{8}Be. Как известно, образование элементов протекает также и в звездах. Как согласуется содержание ^{4}He в интервале от 20% до 30% в догалактической материи с данными наблюдений? Для этой цели наблюдение за молодыми звездами населения I малопоучительно, потому что ^{4}He рождается также и в ядерных реакциях внутри звезд. Таким образом, нужно пытаться определять содержание гелия в старых звездах населения II, в галактических гало и шаровых скоплениях. Конечно, в этом случае трудно

производить прямые спектроскопические измерения, поскольку все горячие звезды уже сошли с главной последовательности и превратились главным образом в красные карлики и красные гиганты, у которых не возбуждается ни одна гелиевая линия из-за незначительной температуры на их поверхности. Итак, необходимо исследовать О- или В-звезды горизонтальной ветви. Гринстейн и Мюнш [92], а также Сарджент, Сёрл и Роджерс [93] обнаружили очень слабые линии гелия в В-звездах горизонтальной ветви и указали на некоторое содержание гелия ~0,02 или еще того

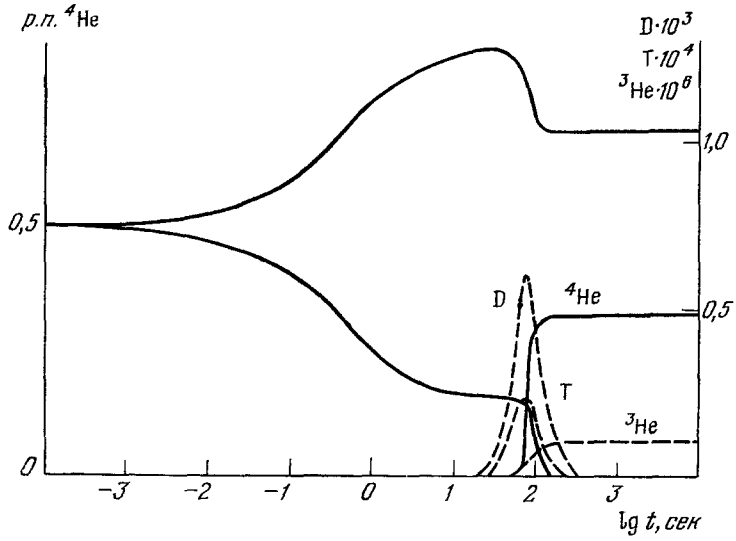

Рис. 2. Состав материи как функция возраста Вселенной в горячей изотропной модели [142].

меньше. Напротив, Трэвинг [94] считает высоким содержание гелия для звезд того же самого типа — около 30%. Фолкнер и Ибен [95], Гринстейн, Трарэн и Камерон [96], а также Новиков и Сюняев [97] относят незначительность содержания ^{4}He на поверхности В-звезд горизонтальной ветви за счет механизмов разделения различного типа, благодаря которым содержание ^{4}He у поверхности уменьшается. С другой стороны, Ламбер [98] смог истолковать данные Трэвинга загрязненностью поверхности материалом с богатым содержанием гелия, исходящим из недр звезды. Сравнения наблюдаемых диаграмм Гершпрунга — Рассела (ГР) для шаровых скоплений и положений старых звезд поля на ГР-диаграмме с теорией эволюции звезд дают высокое содержание гелия: между 0,25 и 0,40 [99–105].

2.5. Анизотропные модели. Проблема возраста

Хотя ситуация отнюдь не однозначна, все же предположение о первоначальном высоком содержании гелия вовсе не является неприемлемым. Правда, крайне малое содержание гелия также никоим образом не противоречило бы горячей модели. А именно вполне может быть, что Вселенная на очень ранних стадиях развития была анизотропной, хотя и однородной; она должна лишь асимптотически стремиться к «фридмановскому» типу Вселенной с тем, чтобы не противоречить наблюдениям. Как уже было упомянуто, галактики и радиоисточники дают изотропию вплоть до $2 \cdot 10^9$ лет в прошлом, в то время как измерения 3 °К-излучения требуют

изотропии в течение ~1000 лет. Итак, если Вселенная на ранних стадиях развития была анизотропной, то тогда постоянная Хаббла не была бы скаляром, а представляла бы собой тензорную величину, зависящую от направления, но не от местоположения, если однородность по-прежнему имеет место. Такие модели были впервые рассмотрены Шюкингом и Хекманом [106] и затем с некоторыми усовершенствованиями Хойлом [107], Розеном [108], Зельдовичем [109], Халатниковым [110] и Дорошкевичем [111, 112]. Показывается, что изменение плотности на ранних стадиях происходит в анизотропной модели быстрее, чем в изотропной. Какое это оказывает влияние на образование элементов? На этот вопрос даются ответы Торном [113], Дорошкевичем и Сюняевым [91]. Результаты приведены на рис. 3.

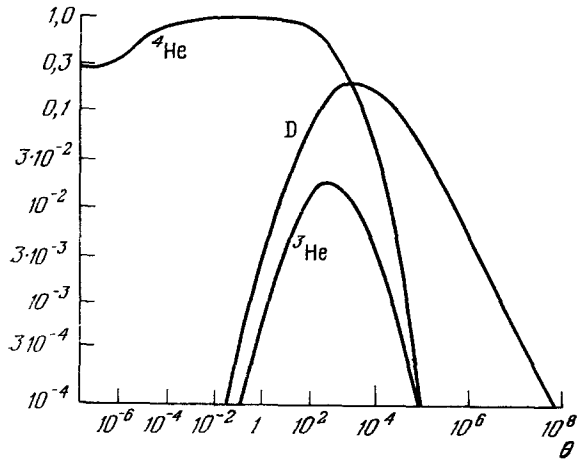

Рис. 3. Первоначальный состав материи в горячих анизотропных моделях Вселенной как функция величины θ — времени, когда анизотропия стала малой [142].

Если время θ, по истечении которого анизотропия стала малой, меньше одной секунды, то все ядерные процессы протекают по фридмановскому варианту; мы получаем 30%-ное содержание гелия. При условии 1 *сек* $< \theta < 10^{10}$ *сек* равновесие между протонами и нейтронами для процессов типа Хайяши не может установиться из-за более быстрого расширения, и, таким образом, остается больше лишних нейтронов, которые взаимодействуют в ядерных процессах при $t \approx 100$ *сек* и потому дают больше гелия. Если $\theta > 10^{10}$ *сек*, то расширение заканчивается еще к моменту начала ядерных процессов, т. е. быстро настолько, чтобы препятствовать их полному развитию, поскольку температура падает слишком быстро; таким образом получается мало ^{4}He. Аналогичная ситуация имеет место для D и ^{3}He. Как мы видели выше, праматерия должна была иметь содержание гелия меньше 30% и содержание дейтерия меньше 1%. Отсюда следует, что должно выполняться либо неравенство $\theta > 10^{13}$ *сек*, либо $\theta < 1$ *сек*. В первом случае содержание ^{4}He было бы приблизительно равно нулю, во втором случае $\approx 30\%$. С другой стороны, из изотропии 3 °K-излучения следует неравенство $\theta < 10^{16}$ *сек* — это соответствует в настоящее время анизотропии 3 °K-излучения от 0,1 до 0,01%, т. е. содержание гелия, которое является исчезающе малым в догалактической материи, вполне согласуется с горячей моделью.

Далее, исчезание анизотропии выглядит, на первый взгляд, очень сомнительным и *произвольным*. Однако это не так. Можно установить, что после своего отделения от материи нейтрино стремятся к изотропизации. В этом случае энергия реликтовых нейтрино в настоящее время могла бы быть значительно больше, чем в изотропной модели — около 10^4 *эв*, но зато плотность была бы меньше во столько же раз [88].

В этом месте следует вкратце остановиться на *проблеме возраста Вселенной*. Последний (t_0) во всех фридмановских моделях меньше величины $1/H_0$, ибо расширение происходит замедленно; а именно в открытых моделях $2/3\ 1/H_0 < t_0 < 1/H_0$ и $0 < t_0 < 2/3\ 1/H_0$ в закрытых моделях.

Величина $1/H_0$ равняется 10^{10} лет, $1{,}3\cdot10^{10}$ лет, $2{,}0\cdot10^{10}$ лет соответственно для $H_0 = 100$; 75 и 50 *км/сек·Мпс*. Находится ли в согласии возраст Вселенной по модели Фридмана с возрастом известных нам объектов? Возраст Земли меньше, чем $7{,}5\cdot10^9$ лет [114], возраст Солнца $(4—8)\cdot10^9$ лет. Возраст самого старого и известного нам объекта, шарового скопления, оценивается интервалом значений $(7—13)\cdot10^9$ лет [114, 115]. Если Вселенная является открытой, то, пожалуй, не существует серьезной проблемы возраста. С другой стороны, если Вселенная должна быть закрытой, то проблема становится трудноразрешимой.

2.6. Образование галактик

Мы знаем, что в настоящее время Вселенная в масштабе галактик сильно неоднородна. Согласуется ли этот факт с тем, что на ранней стадии она была строго однородной? Другими словами, можно ли получить сегодняшнее состояние, исходя из нестабильностей и роста флуктуаций плотности?

Гравитационные неустойчивости в однородной среде были впервые рассмотрены Джинсом [116]. Он разложил статистические флуктуации плотности в ряд Фурье и вычислил скорость роста в зависимости от длины волны. Им была получена некоторая критическая длина волны, так называемая длина Джинса: если $\lambda < \lambda_{крит}$, то возмущения затухают; если $\lambda > \lambda_{крит}$, то они растут. Лифшиц [117] и Боннор [118] дали теорию неустойчивостей во Вселенной Фридмана.

Следует сформулировать еще одну проблему: нарушения метрики и расширение нужно принимать во внимание одновременно. Достаточно ли рассматривать флуктуации плотности или необходимо при этом учитывать также и температурные флуктуации? Нужно ли с самого начала предполагать неоднородности плотности и насколько большими они должны быть, чтобы, с одной стороны, 99% материи не претерпевали бы гравитационный коллапс и, с другой стороны, чтобы эти первоначально заданные неоднородности не исчезали? Ответы на эти вопросы становятся крайне проблематичными, если нужно иметь в виду начальную неоднородность уже в той области, где плотности становятся больше плотности ядра! Тогда — как выглядят функции роста неоднородности в зависимости от всевозможных параметров? Растут ли они достаточно быстро для того, чтобы мы имели сегодняшнюю картину мира?

На все перечисленные вопросы имеются более или менее осторожные ответы, однако все они должны рассматриваться лишь как весьма предварительные. Особенно далеко в этой области продвинулись Гаррисон, Пиблс, Саслау, Силк, Томита и Зельдович со своей группой [119–138]. Лишь в течение последних трех лет эта область исследуется в правильном направлении, и все же надо уяснить, насколько правильно, по крайней мере в грубых чертах, понимается в настоящее время процесс образования галактик (рис. 4). В горячей модели длина Джинса, выраженная в граммах и в предположении существовавшей тогда средней плотности, растет приблизительно как $M \sim t^{3/2}$ (при этом M — масса, которая может стать нестабильной, в то время как материя еще находится в равновесии с излучением) до того момента, когда при $t = t^* = 10^6$ лет $= 3\cdot10^{13}$ *сек*, $\rho \approx 10^{-21}$ *г/см*^{3} возникает некоторый максимум критической массы порядка $M \approx 10^{19}$ масс Солнца. Тогда $T \approx 3500$ °К, материя и излучение расщепляются, e^- и p комбинируются в H, при этом He также является нейтральным из-за своего незначительного потенциала ионизации. Расщепление происходит само по себе не молниеносно, а постепенно, в районе температур величиной более тысячи градусов. Далее, нейтральный газ

описывается уравнением состояния пыли ($P = 0$), и критическая масса снижается до $5 \cdot 10^5$ масс Солнца. Ну а что происходит при $t^* = 10^6$ лет? Это пока еще совершенно не выяснено. Ниже обсуждается вкратце один вариант, предложенный Дорошкевичем, Зельдовичем и Новиковым [138].

А именно функция роста флуктуаций в зависимости от массы неизвестна: $(\delta\rho/\rho) = f(M, t)$. Имеется убедительное предположение: вполне вероятно, что малые флуктуации, т. е. малое M, растут быстрее, чем большие флуктуации. Вследствие этого первыми конденсировались бы флуктуации плотности с $M \approx 5 \cdot 10^5$ масс Солнца, так называемые «празвезды». Фундаментальной является гипотеза о том, что они так медленно конденсируются, что первые празвезды возникают при $t_1 = 3 \cdot 10^8$ лет и что их время эволюции мало по сравнению со временем конденсации, т. е. что первые празвезды нагревают окружающий газ до температуры 10^6 °К, между тем температура реликтового излучения понижается до 30—10 °К. Нагретый газ остается оптически прозрачным и лишь медленно охлаждается. Это означает, что 10^{-4} общей материи празвезд конденсируется, при этом происходит нагревание до 10^6 °К. Благодаря нагреву длина Джинса снова достигает величины 10^9—10^{10} масс Солнца и больше. Тем самым образование празвезд прекращается. Далее, начинается конденсация галактик и групп галактик. Вполне возможно, что также и в настоящее время еще 90% материи находятся в форме горячего межгалактического газа.

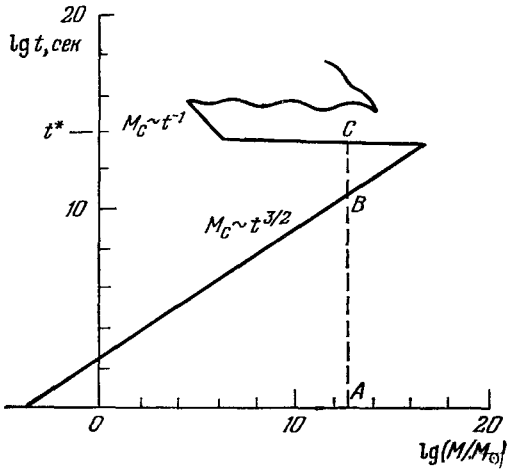

Рис. 4. Схематическое изображение хода критической массы M_c, соответствующей длине Джинса, как функции возраста Вселенной t.

Справа кривая находится в области нестабильности, слева — в области стабильности. Флуктуация плотности при заданной массе (штриховая прямая) растет на отрезке AB. Между B и C сжатие происходить больше не может; рост неоднородности опять прекращается. При t^* происходит расщепление материи и излучения. В отношении критической массы см. текст [142].

Квазары должны были бы тогда рассматриваться как особая форма состояния галактик.

2.7. Взаимодействие 3 °К-излучения с межгалактическим газом и внегалактическим космическим излучением

Наконец, осталось затронуть еще два момента: взаимодействие 3 °К-излучения с гипотетическим ионизованным *межгалактическим газом* и с гипотетическим внегалактическим *космическим излучением*.

Ионизованный внегалактический газ мог бы, например, взаимодействовать с 3 °К-излучением посредством комптоновского рассеяния и давать смещение в 3 °К-спектрах при 30 *см* и 0,3 *мм*. К сожалению, именно эти области труднодоступны для измерений.

Если имеется внегалактическое космическое излучение, то оно должно равным образом взаимодействовать как с межгалактической материей, так и с 3 °К-излучением. Можно сообразить, каким образом изменяется первоначальный спектр и состав, если межгалактическая среда вместо нейтральной становится ионизованной [139]. Далее, например, высокоэнер-

гетичные электроны будут посредством обратного комптон-эффекта взаимодействовать с полем 3 °К-излучения; вероятно, этим можно было бы объяснить наличие изотропных фонов рентгеновского и γ-излучений [140, 149]. Жесткое γ-излучение, сталкиваясь с 3 °К-квантами, давало бы e^+e^--пары, при этом должно было бы появиться некоторое обрезание γ-спектра космического излучения при высоких энергиях. Однако же эта область является слишком обширной и слишком сложной и, с другой стороны, данные измерений еще довольно-таки неполны, так что не следует, видимо, дольше задерживаться на этих вопросах.

ДОПОЛНЕНИЕ

Космология — активно развивающаяся наука. Поэтому несмотря на недавнее появление обзора М. Рейнгардта (декабрь 1969 г.), он уже не полон. Укажем на некоторые наиболее существенные результаты, полученные в последнее время.

Детальное исследование проблемы сингулярности решений уравнений релятивистской космологии проведено Е. М. Лифшицем, И. М. Халатниковым и В. Белинским. Обзор этих авторов опубликован в УФН [1].

Интересный результат, относящийся к вопросу об образовании и количестве гелия и дейтерия в анизотропных моделях, получил недавно И. Д. Новиков [2]. В обзоре М. Рейнгардта подчеркивается, что химический состав первичного вещества накладывает ограничения на возможные параметры анизотропных космологических моделей, в которых материя покоится относительно системы отсчета. Однако, как показано в [2], в рассмотренных моделях имеется сильная неустойчивость по отношению к однородному движению вещества. Это дает по крайней мере еще один параметр. В результате отпадают трудности с большим содержанием гелия и дейтерия в анизотропных моделях. Например, для $\theta > 10^{3\div4}$ *сек* содержание гелия в первичном веществе будет меньше процента. Необходимо, однако, отметить, что другие следствия модели с релятивистским движением еще не исследованы.

В последние годы получен ряд исключительно интересных результатов в области «физической космологии», той ветви космологии, которая тесно смыкается с астрофизикой. Непосредственную информацию о физических процессах на различных стадиях эволюции Вселенной дает фоновое излучение. Исследованию и интерпретации фонового излучения в широком диапазоне длин волн посвящено большое количество наблюдательных и теоретических работ. Этой теме посвящен содержательный обзор М. С. Лонгейра и Р. А. Сюняева [3]. Взаимодействие вещества и излучения в реликтовой плазме и возможные искажения 3 °К-спектра рассматривается в работе [4]. Особо следует отметить новые наблюдательные результаты по измерению температуры реликтового излучения в коротковолновой области справа от максимума (см. рис. 1). В 1968 г. К. Шиванандан, Дж. Хоук и М. Харвит (США) [5], измеряя интенсивность реликтового излучения в диапазоне 0,13—0,04 *см*, получили значение температуры не 2,7°, как ожидалось, а 8,3 °К. Однако последующие измерения Д. Молнера и Р. Вейса [6] в сентябре 1969 г. показали, что в диапазоне волн $<0{,}1$ *см* температура реликтового излучения равна 3,6°, в диапазоне волн 0,08 *см* — 7 °К и при длинах волн короче 0,05 *см* — 5,5 °К. Американские исследователи утверждают, что в диапазоне волн менее 0,3 *см* температура реликтового излучения выше 3 °К. По их мнению, в этом диапазоне на реликтовое излучение накладывается неизвестное пока излучение типа «узкой линии» с максимумом около 0,07—0,08 *см*. Не исключено, что это излучение какой-то молекулы.

Одним из главных вопросов современной космологии является вопрос: как образуются галактики? Описанный в обзоре подход, при котором предполагается, что вначале Вселенная была однородной и изотропной и Галактики образовались в результате развития гравитационной неустойчивости, не является единственным. В настоящее время развивается Л. М. Озерным и др. [7] возникшая в связи с проблемой происхождения углового момента галактик идея о первичной космологической турбулентности, эволюция которой приводит к образованию галактик. Возможность приобретения углового момента галактиками в рамках теории гравитационной неустойчивости рассматривалась Пиблсом [8]. Вопрос о том, необходима ли первичная турбулентность, остается неясным. Приближенное нелинейное решение задачи о росте возмущений плотности, дано в работе [9]. Нелинейный режим на ранней предрекомбинационной стадии эволюции рассматривался в [10].

В последнее время выдвинуто несколько интересных идей, которые могут пролить свет на проблему происхождения магнитного поля галактик (см., например, [11, 12]).

Упомянем также об исключительно интересной проблеме рождения частиц в космологии [13], которая находится на стыке теории гравитации с квантовой теорией.

А. А. Рузмайкин

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Y. Chiu, Ann. Phys. **43**, 1 (1967).
2. F. J. Dyson, Phys. Rev. Lett. **19**, 1291 (1967).
3. V. W. Hughes, «Gravitation and Relativity», Benjamin, New York. 1963, Ch. 5.
4. F. Reines et al., Phys. Rev. **96**, 1157 (1954).
5. J. N. Bahcall, M. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **19**, 1294 (1967).
6. A. Sandage, Astrophys. J. **152**, 1149 (1968).
7. G. O. Abell, S. Eastmond, Astron. J. **73**, 161 (1968).
8. F. Zwicky, J. Berger, Astrophys. J. **141**, 34 (1965).
9. F. Zwicky, M. Karpowicz, Astrophys. J. **146**, 43 (1966).
10. F. Zwicky, K. Rudnicky, z. Astrophys. **64**, 246 (1966).
11. M. Karpowicz, z. Astrophys. **66**, 301 (1967).
12. M. Karpowicz, z. Astrophys. **67**, 139 (1967).
13. G. O. Abell, Astrophys. J. Suppl. **3**, 211 (1958).
14. R. G. Hughes, M. S. Longair, Month. Not. **135**, 131 (1967).
15. A. D. Payne, Austral. J. Phys. **20**, 291 (1967).
16. S. W. Hawking et al., Phys. Lett. **17**, 246 (1965).
17. S. W. Hawking, Phys. Rev. Lett. **15**, 689 (1965).
18. S. W. Hawking, Phys. Rev. Lett. **17**, 444 (1966).
19. S. W. Hawking, Proc. Roy. Soc. **A295**, 490 (1966).
20. S. W. Hawking, Proc. Roy. Soc. **A294**, 511 (1966).
21. S. W. Hawking, Proc. Roy. Soc. **A300**, 187 (1967).
22. K. Tomita, C. Hayashi, Progr. Theor. Phys. Japan **30**, 691 (1963).
23. Y. R. Glanfield, Month. Not. **131**, 271 (1966).
24. N. Kardashev, Astrophys. J. **150**, 1135 (1967).
25. W. Mattig, z. Astrophys. **69**, 418 (1968).
26. A. Sandage, Astrophys. J. **133**, 355 (1961).
27. W. A. Baum, Observatory **81**, 114 (1961).
28. W. A. Baum, Probl. Extragalactic Research, (McVittie, Ed.). 1961, p. 390.
29. A. Sandage, Astrophys. J. **134**, 916 (1961).
30. M. Rowan-Robinson, Nature **216**, 1290 (1961).
31. M. S. Longâir, Month. Not. **133**, 421 (1966).
32. W. Davidson, Nature **216**, 1076 (1967).
33. J. H. Oort, 11th Solvay Conf., Bruxeles, 1958, p. 163.
34. S. Van den Bergh, Zs. Astrophys. **53**, 219 (1961).
35. И. П. Псковский, Астрон. ж. **42**, 323 (1965).
36. P. J. E. Peebles, R. B. Partridge, Astrophys. J. **148**, 713 (1967).
37. J. E. Gunn, B. A. Peterson, Astrophys. J. **142**, 1633 (1965).
38. J. N. Bahcall, E. E. Salpeter, Astrophys. J. **142**, 1677 (1965).
39. G. B. Field, Astrophys. J. **135**, 684 (1962).
40. R. D. Davies, R. C. Jennison, Month. Not. **128**, 123 (1964).
41. J. A. Koehler, B. J. Robinson, Astrophys. J. **146**, 488 (1966).
42. A. A. Penzias, E. H. Scott, Astrophys. J. **153**, 17 (1968).
43. S. J. Goldstein, Astrophys. J. **138**, 978 (1963).
44. G. B. Field et al., Astrophys. J. **145**, 351 (1966).
45. G. B. Field, R. C. Henry, Astrophys. J. **140**, 1002 (1964).
46. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, Астрон. ж. **42**, 943 (1965).
47. R. J. Gould, W. Ramsay, Astrophys. J. **144**, 587 (1966).
48. M. Friedman et al., Astrophys. J. **153**, 111 (1968).
49. R. Weymann, Astrophys. J. **147**, 887 (1967).
50. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Косм. исследования 5, 573 (1967).
51. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Письма ЖЭТФ **5**, 299 (1967).
52. A. A. Penzias, R. W. Wilson, Astrophys. J. **142**, 419 (1965).
53. T. F. Howell, J. R. Shakeshaft, Nature **210**, 1318 (1966).
54. P. G. Roll, D. T. Wilkinson, Phys. Rev. Lett. **16**, 405 (1966).
55. M. S. Ewing et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 1251 (1967).
56. В. У. Пузанов и др., Астрон. ж. **44**, 1128 (1967).
57. R. A. Stokes et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 1199 (1967).
58. W. J. Welch et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 1068 (1967).
59. P. E. Boynton et al., Phys. Rev. Lett. **21**, 462 (1968).
60. T. F. Howell, J. R. Shakeshaft, Nature **216**, 753 (1967).
61. G. B. Field, J. L. Hitchcock, Phys. Rev. Lett. **16**, 817 (1966).
62. G. B. Field, J. L. Hitchcock, Astrophys. J. **146**, 1 (1966).
63. P. Thaddeus, J. F. Clauser, Phys. Rev. Lett. **16**, 819 (1966).
64. V. J. Bortolot, J. F. Clauser, P. Thaddeus, Phys. Rev. Lett. **22**, 307 (1969).
65. R. B. Partridge, D. T Wilkinson, Phys. Rev. Lett. **18**, 557 (1967).

66. E. K. Conklin, R. N. Bracewell, Phys. Rev. Lett. **18**, 614 (1967).
67. M. Kaufmann, Nature **207**, 736 (1965).
68. D. Layzer, Nature **211**, 576 (1966).
69. F. Hoyle, N. C. Wickramasinghe, Nature **214**, 969 (1967).
70. F. Hoyle, N. C. Wickramasinghe, V. C. Reddish, Nature **218**, 1124 (1967).
71. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж. **44**, 663 (1967).
72. J. R. Shakeshaft, A. S. Webster, Nature **217**, 339 (1968).
73. D. W. Sciama, Nature **211**, 277 (1966).
74. Th. Gold, F. Pacini, Astrophys. J. **152**, 1115 (1968).
75. A. M. Wolfe, G. R. Burbidge, Astrophys. J. **156**, 345 (1969).
76. F. J. Low, W. H. Tucker, Phys. Rev. Lett. **21**, 1538 (1968).
77. A. A. Penzias, J. Schraml, R. W. Wilson, Preprint.
78. G. R. Hazard, E. E. Salpeter, Preprint.
79. M. G. Smith, R. B. Partridge, Preprint.
80. R. N. Dicke, P. J. E. Peebles, et al., Astrophys. J. **142**, 414 (1965).
81. G. Gamow, Phys. Rev. **70**, 572 (1946).
82. G. Gamow, Rev. Mod. Phys. **21**, 367 (1949).
83. R. Alpher, R. Hermann, Phys. Rev. **74**, 1737 (1948).
84. R. Alpher, R. Hermann, Rev. Mod. Phys. **22**, 153 (1950).
85. R. Alpher, R. Hermann, Ann. Rev. Nucl. Sci. **2**, 1 (1953).
86. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков, ДАН **154**, 809 (1964).
87. E. R. Harrison, Astrophys. J. **142**, 1643 (1965).
88. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1967.
89. C. Hayashi, Progr. Theor. Phys. Japan **5**, 224 (1950).
90. R. V. Wagoner et al., Astrophys. J. **148**, 3 (1967).
91. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж. **44**, 6 (1967).
92. J. L. Greenstein, G. Münch, Astrophys. J. **146**, 618 (1966).
93. W. L. W. Sargent et al., Astrophys. J. **145**, 652 (1966).
94. G. Traving, Astrophys. J. **135**, 439 (1962).
95. J. Faulkner, I. Iben, Nature **215**, 44 (1967).
96. G. S. Greenstein et al., Nature **213**, 871 (1967).
97. И. Д. Новиков, Р. А. Сюняев, Астрон. ж. **44**, 320 (1967).
98. D. L. Lambert, Nature **215**, 43 (1967).
99. N. Dallaporta, L. Nobili, Mem. Soc. Astron. Ital. **37**, 515 (1966).
100. J. Faulkner et al., Astrophys. J. **146**, 271 (1966).
101. J. R. Percy, P. Demarque, Astrophys. J. **147**, 1200 (1967).
102. S. E. Strom, K. M. Stron, Astrophys. J. **150**, 501 (1967).
103. R. Cayrel, Astrophys. J. **151**, 997 (1968).
104. I. Iben, Nature **220**, 143 (1968).
105. D. C. Morton, Astrophys. J. **151**, 285 (1968).
106. E. Schücking, O. Heckmann, 11th Solvay Conf., Brussels, 1958.
107. F. Hoyle, 11th Solvay Conf., Bruxeles, 1958, p. 66.
108. G. Rosen, Phys. Rev. **136B**, 297 (1964).
109. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **48**, 986 (1965).
110. И. М. Халатников, Письма ЖЭТФ **5**, 195 (1967).
111. А. Г. Дорошкевич, Астрофизика **1**, 255 (1955).
112. А. Г. Дорошкевич, Астрофизика **2**, 37 (1966).
113. K. S. Thorne, Astrophys. J. **148**, 51 (1967).
114. В. И. Баранов, Астрон. ж. **43**, 1074 (1966).
115. R. H. Dicke, Astrophys. J. **155**, 123 (1959).
116. J. H. Jeans, Phil. Trans. Roy. Soc. **A199**, 1 (1929).
117. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **16**, 587 (1946).
118. W. B. Bonnor, Month. Not. **117**, 104 (1957).
119. E. R. Harrison, Phys. Rev. Lett. **18**, 1011 (1967).
120. E. R. Harrison, Rev. Mod. Phys. **39**, 862 (1967).
121. E. R. Harrison, 14th Intern. Coll. on Astrophys., 1966, p. 15.
122. E. R. Harrison, Month. Not. **141**, 397 (1968).
123. E. R. Harrison, Phys. Rev. **167**, 1170 (1968).
124. P. J. E. Peebles, Astrophys. J. **142**, 1317 (1965).
125. P. J. E. Peebles, Astrophys. J. **147**, 859 (1967).
126. P. J. E. Peebles, Nature **220**, 237 (1968).
127. P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, Astrophys. J. **154**, 891 (1968).
128. P. J. E. Peebles, Astrophys. J. **155**, 393 (1969).
129. W. C. Saslaw, Month. Not. **136**, 39 (1967).
130. W. C. Saslaw, Month. Not. **141**, 1 (1968).
131. J. Silk, Astrophys. J. **143**, 689 (1966).
132. J. Silk, Nature **215**, 1155 (1967).

133. J. Silk, Nature **218**, 453 (1968).
134. J. Silk, Astrophys. J. **151**, 459 (1968).
135. K. Tomita, Progr. Theor. Phys. Japan **37**, 831 (1967).
136. Я. Б. Зельдович и др., ЖЭТФ **55**, 278 (1968).
137. И. Д. Новиков, ЖЭТФ **46**, 686 (1964).
138. А. Г. Дорошкевич и др., Астрон. ж. **44**, 295 (1967).
139. M. V. K. Apparao, S. Ramadurai, Geophys. Res. **72**, 5991 (1967).
140. J. E. Felten, Ph. Morrison, Astrophys. J. **146**, 686 (1966).
141. J. E. Felten. Nature **216**, 775 (1967).
142. I. D. Novikov, Ja. B. Zel'dovich, Ann. Rev. Astron.. Astrophys. **5**, 627 (1967).

ЛИТЕРАТУРА К ДОПОЛНЕНИЮ

1. В. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, УФН **102** (3), 463 (1970).
2. И. Д. Новиков, Астрон. ж. **47** (6) 1203 (1970).
3. М. С. Лонгейр, Р. А. Сюняев, Настоящий выпуск УФН, стр. 41.
4. Ya. B. Zeldovich, R. A. Sunyaev, Astroph. Space. Sci. **4**, 129 (1969).
5. K. Shivanandan, D. Hoyke, M. Harvitt, Phys. Rev. Lett. **21**, 1464 (1968).
6. D. Muelner, R. Weise, Phys. Rev. Lett. **24**, 742 (1970).
7. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астрон. ж. **45**, 6 (1968); **46**, 6 (1969); Л. М. Озерной, Г. В. Чибисов, Астрон. ж. **47**, 4 (1970).
8. P. J. E. Peebles, Astroph. J. **155**, 393 (1969).
9. Я. Б. Зельдович, Астрофизика **6**, 319 (1970).
10. P. J. E. Peebles, Phys. Rev. **D1**, 397 (1970).
11. E. R. Harrison, Nature **224**, 1089 (1969).
12. С. И. Вайнштейн, А. А. Рузмайкин, Астрон. ж. **48**, вып. 5 (1971); E. N. Parker, Astroph. J. 163, 255, 279 (1971).
13. L. Parker, Phys. Rev. **183**, 1057 (1969); Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ **12**, 443 (1970).