

ТАБЛИЦА XVII

## Измерения анизотропии реликтового излучения по данным обзора Партриджа (1973)

Место проведения эксперимента и дата	Наблюдатели	Склонение круга ска-нир.	$\lambda$ , см	Амплитуда, $10^{-3}$ °К	Прямое восхождение и величина максимума
<b>Дипольная составляющая</b>					
Принстон (1967)	Партридж, Вилкинсон	$-8^\circ$	3,2	$2,2 \pm 1,8$	$17^h$
Юма (1968)	Дисмукис, Вилкинсон, Партридж	$0^\circ$	3,2	$2,2 \pm 2,1$	$2^h(?)$
		$42^\circ$	3,2	$1,5 \pm 2,7$	$8^h(?)$
Белые горы (1972)	Конклин	$32^\circ$	3,8	$2,3 \pm 0,9$	$11^h$
Принстон (1971)	Боун, Фрэм, Партридж	$0^\circ$	0,86	$7,5 \pm 11,6$	$6^h(?)$
Техас (на баллонах) (1971)	Генри	—	2,9	$3,2 \pm 0,8$	$10-11^h$ , $\delta = -30^\circ$
Лос-Аламос (1968)	Бири, Вилкинсон, Партридж	$0^\circ$	3,2	$0,7 \pm 1,2$	$16^h(?)$
<b>Квадрупольная составляющая</b>					
Принстон (1967)	Партридж, Вилкинсон	$-8^\circ$	3,2	$2,7 \pm 1,9$	$7^h, 19^h$
Юма (1968)	Дисмукис, Вилкинсон, Партридж	$0^\circ$	3,2	$2,1 \pm 2,0$	$5^h, 17^h$
		$42^\circ$	3,2	$4,0 \pm 2,4$	$8^h, 20^h$
Белые горы (1972)	Конклин	$32^\circ$	3,8	$1,35 \pm 0,8$	$6^h, 18^h$
Принстон (1971)	Боун, Фрэм, Партридж	$0^\circ$	0,86	$5,5 \pm 6,6$	$0^h, 12^h(?)$
Лос-Аламос (1968)	Бири, Вилкинсон, Партридж	$0^\circ$	3,2	$1,9 \pm 1,2$	$9^h, 21^h$

### § 9. Ожидаемая анизотропия космологического радиоизлучения в однородных анизотропных моделях с искривленным трехмерным пространством

Обратимся теперь к вопросу об анизотропии микроволнового космологического излучения на поздних стадиях расширения в моделях с искривленным сопутствующим пространством. Прежде всего отметим следующий важнейший факт. Как нами было показано в § 7 этой главы, в моделях с искривленным анизотропным пространством на стадиях, близких к фридмановской, анизотропия дефор-

мации «консервируется» при уравнении состояния  $P = \epsilon/3$ . Согласно выводам § 7, после момента изотропизации  $t_{\phi}$  анизотропия деформации убывает только логарифмически на РД-стадии. Следовательно, на всей РД-стадии вплоть до момента, когда  $\rho_{\text{вещ}} = \rho_{\text{изл}}$ , анизотропия деформации будет сравнима с единицей (если только изотропизация не произошла чрезвычайно рано, так что и логарифмический множитель существен) и лишь после момента  $\rho_{\text{вещ}} = \rho_{\text{изл}}$  анизотропия будет падать по закону  $t^{-1/2}$ . На некотором этапе расширения вещество становится прозрачным для фонового излучения и фотоны распространяются свободно. Разная скорость расширения вещества в разных направлениях в момент, когда оно становится прозрачным, приводит к сегодняшней анизотропии фона. В моделях с плоским сопутствующим пространством фотоны, движущиеся вдоль главных осей тензора скоростей деформации, всегда будут двигаться вдоль этих осей. Поэтому, как мы видели в предыдущем параграфе, угловое распределение интенсивности фона по небесной сфере будет соответствовать трехосному эллипсоиду и максимальная разность измеряемых температур фона будет наблюдаться на небе во взаимно перпендикулярных направлениях. В работе Новикова (1968) показано, что в моделях с искривленным сопутствующим пространством анизотропия фона будет, вообще говоря, уже не такой. Таким образом, в анизотропных моделях есть две важнейшие особенности в анизотропии реликтового излучения. Первая связана с «консервацией» анизотропии деформации на РД-стадии, причем консервация вызывается каким-либо анизотропным фактором — либо анизотропией в  $T_{\alpha\beta}$ , либо анизотропией пространственной кривизны. Эта особенность определяет амплитуду  $\frac{\Delta T}{T}$ . Вторая особенность связана с движением лучей в искривленном анизотропно расширяющемся пространстве. Эта особенность вызывает своеобразное угловое распределение  $\frac{\Delta T}{T}$  на небе.

Мы начнем с рассмотрения анизотропного фона для модели типа V Бианки, в которой пространственная кривизна изотропна. Это рассмотрение продемонстрирует основные особенности, которые вносит кривизна трехмерного пространства в угловое распределение  $\frac{\Delta T}{T}$  на небе, и позволит сделать важнейшие выводы для сопоставления с наблюдениями. Затем для выяснения влияния анизотропии кривизны пространства на амплитуду  $\frac{\Delta T}{T}$  мы рассмотрим модели типов VII и IX.

Итак, рассмотрим анизотропную модель типа V с веществом, покоящимся относительно системы отсчета. Напомним, что трехмерное пространство этой модели есть пространство постоянной отрицательной кривизны (не зависящей от направлений в трехмерном пространстве).

На схематическом рис. 59, изображающем координатную плоскость  $x^1, x^3$  трехмерного пространства, сплошными линиями показаны лучи света, приходящие в точку наблюдения  $O$ , штрихами — направление координатных линий  $x^3$ , окружность — линия, начинающая с которой лучи фона, сегодня приходящие к наблюдателю, распространялись свободно, без рассеяния. Из рисунка видно, что луч  $BO$  (или  $B'O$ ) шел перпендикулярно оси  $x^3$  в момент, когда вещество стало прозрачным. Поскольку скорость расширения наиболее сильно отличается от средней в направлениях осей  $x^1$  и  $x^2$  (ортогональных  $x^3$ ), то ясно, что наибольшая разность измеренных температур фона будет вдоль направлений лучей  $AO$  (или  $A'O$ ) и  $BO$  (или  $B'O$ ). В других плоскостях, проходящих через  $AOA'$ , картина аналогична, и анизотропия температуры отличается множителем  $\cos 2\varphi$ , где  $\varphi$  — угол между плоскостями. В целом

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} = A f(\theta) \cos 2\varphi, \quad (21.9.1)$$

где  $A$  — постоянная, определяющая амплитуду анизотропии температуры. По порядку величины для  $A$  справедливы оценки предыдущего параграфа [см. (21. 8. 12)]. Функция  $f(\theta)$  [точное ее выражение см. далее (21. 9. 3)] близка к нулю везде, за исключением области шириной порядка  $2\theta_0$ , где  $\theta_0$  — угол между  $OA'$  и  $OB$  (см. рис. 59), причем

$$\sin \theta_0 = \frac{\Omega (1 + z_1)}{2z_1 + \Omega (1 - z_1) - \frac{4z_1 (1 - \Omega)}{1 + \sqrt{1 + \Omega z_1}}}, \quad (21.9.2)$$

где  $\Omega = \frac{3H^2}{\rho}$ ,  $H$  — постоянная Хаббла при  $t=t_0$ ,  $\rho$  — плотность при  $t=t_0$ ,  $z_1$  соответствует моменту, при котором наступает прозрачность межгалактического газа.

Таким образом, температура фона почти постоянна по всему небу, за исключением пятна размером порядка  $4 \text{ лб}_0^2$  с четырьмя чередующимися секторами избытка и недостатка интенсивности.

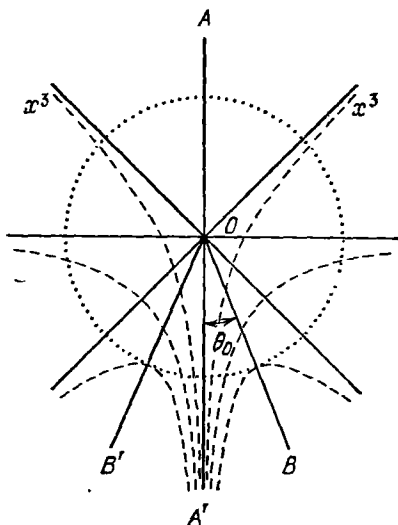


Рис. 59. Движение лучей света (сплошные линии) в искривленном сопутствующем пространстве. Наблюдатель находится в точке  $O$ . Окружность — положение выходящих лучей в момент, когда Вселенная становится прозрачной для излучения.

При  $\Omega \ll 1$  имеем  $\theta_0 \ll 1$ . Для предельного случая, когда вещество становится прозрачным на стадии, уже мало отличающейся по деформации от пустой изотропной модели Милна, функция  $f(\theta)$  (21.9.1) имеет вид [Гришук, Дорошкевич, Новиков (1968)]

$$f(\theta) = (1 + \cos \theta)^2 \left\{ \frac{\cos \theta_0}{1 - \cos \theta \cos \theta_0} - \frac{2}{\sin^2 \theta} \left[ 1 + \frac{\cos \theta_0}{1 - \cos \theta_0} (1 - \cos \theta) \right] \right\}. \quad (21.9.3)$$

Рассмотрим теперь случай, когда вещество движется вдоль координатных линий  $x^3$ , т. е.  $u_3 \neq 0$  [Гришук, Дорошкевич, Новиков (1968)]. Легко видеть, к каким следствиям это ведет. Во-первых, изменится зависимость  $\frac{\Delta T}{T}$  от  $\varphi$ . Вместо (21.9.1) для составляющей  $\frac{\Delta T}{T}$ , связанной с анизотропией деформации, получаем

$$\frac{\Delta T}{T} = f(\theta) (\sin \alpha \cos^2 \varphi + \cos \alpha \sin^2 \varphi), \quad (21.9.4)$$

где  $f(\theta)$  по-прежнему определяется (21.9.3), величина  $\alpha$  зависит от параметров модели (подробнее см. цитированную выше работу). Во-первых, надо еще учесть влияние скорости вещества. С момента  $t_{\text{пр}}$ , когда вещество стало прозрачным, до момента наблюдения  $t_0$  скорость вещества относительно синхронной системы сильно уменьшилась. Скоростью наблюдателя можно поэтому пренебречь в момент  $t_0$  по сравнению со скоростью вещества в момент  $t_{\text{пр}}$ . Таким образом, на рассмотренный выше эффект анизотропии фона, связанный с анизотропией деформации, описываемый (21.9.4), наложится еще доплер-эффект, связанный с движением вещества вдоль линий  $x^3$  \*). Этот эффект при  $u_3 > 0$  ( $u_3$  — скорость по 3-й координате) ведет к дополнительному положительному  $\Delta T_d$  везде внутри указанного выше пятна и отрицательному  $\Delta T_d$  для остального неба. При  $u_3 < 0$  знаки  $\Delta T_d$  внутри и вне пятна будут обратными. Ясно, что при достаточно большом  $u_3$  этот эффект может стать главным и определять анизотропию фона. Для рассматриваемого эффекта на стадии, близкой к модели Милна, имеет место формула

$$\frac{\Delta T_d}{T} = \pm \sqrt{u_3^2} \frac{\cos \theta - \cos \theta_0}{1 - \cos \theta \cos \theta_0}. \quad (21.9.5)$$

Рассмотренные примеры показывают, что характер анизотропии фона может быть сложным. Обсуждаемая выше космологическая модель предсказывает анизотропию фона, зависящую от многих параметров: параметров самой анизотропной модели, трех парамет-

\*) Мы предположили, что доплер-эффект, связанный с движением наблюдателя, мал также и по сравнению с рассмотренной выше анизотропией фона при  $u_3 = 0$ . Если это не так, то надо учесть и движение наблюдателя, что приведет к двубочному дипольному эффекту.

ров, определяющих неизвестное движение Солнца относительно поля излучения, еще трех параметров, определяющих переход к использованной выше системе координат от, например, галактической. Следует иметь в виду, что здесь рассмотрена весьма частная модель и реально число параметров, определяющих анизотропию фона, может быть больше. В качестве примера можно указать на модель типа V, в которой  $u_1 \neq 0$  и  $u_2 \neq 0$ . В такой модели число параметров увеличится еще на два. Возможны и еще более сложные модели. Поэтому сравнение предсказываемой анизотропии фона с наблюдениями представляет весьма сложную задачу.

В качестве возможного метода решения такой задачи можно предложить следующий: часть наблюдений используется для определения параметров выбранной модели с помощью разложения по системе ортогональных функций (например, полиномов Лежандра). Проверка справедливости избранной модели будет состоять в этом случае в сравнении предсказанной анизотропии (с найденными уже параметрами) с остальными наблюдениями.

Наиболее важный вывод из рассмотрения даже простейшей модели типа V заключается в том, что для проверки возможной анизотропии расширения Вселенной на ранней стадии недостаточно выделения 12-часовой составляющей анизотропии фонового излучения при сканировании неба по большим кругам (этого достаточно лишь в простейших моделях типа I, а также в некоторых других, например типа IX) и необходимы поиски пятна с предсказанным распределением  $\frac{\Delta T}{T}$  в нем при почти полной изотропии излучения по остальной части небесной сферы.

Обратимся теперь к более общим моделям типов VII и IX с анизотропной кривизной трехмерного пространства [Дорошкевич, Лукаш, Новиков (1974)]. Анизотропия кривизны в этих моделях, как уже неоднократно подчеркивалось, «консервирует» анизотропию расширения на РД-стадии. Эта «консервация» определяет амплитуду  $\frac{\Delta T}{T}$  и играет ту же роль, что и взаимодействующие частицы, которые здесь не учитываем.

Будем рассматривать случай вещества, покоящегося относительно системы отсчета модели.

Как показано в § 7 этой главы, анизотропия деформации модели на поздних стадиях практически не зависит от начальных условий. Поэтому амплитуда анизотропии реликтового излучения зависит только от момента начала изотропной стадии  $t_\phi$ , от момента смены уравнения состояния  $t_c$  и от момента наступления прозрачности вещества  $t_{пр}$ .

В конце § 7 этой главы было сказано, что наша эпоха расширения Вселенной может соответствовать либо «квазивевклидовой» стадии

эволюции ( $t_\phi < t < t_m$ ), если сейчас  $\rho \approx \rho_c$ , либо милновской стадии ( $t > t_m$ ) в случае моделей типа VII<sub>n</sub> (если сейчас  $\rho < \rho_c$ ).

Предположим, что сейчас  $\rho \approx \rho_c$  и квазиевклидовская стадия. Тогда теория предсказывает следующие выводы для анизотропии реликтового излучения. Отклонения температуры  $\Delta T$  от минимальной  $T$  должны иметь такой вид:

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{8}{8 + \ln\left(\frac{t_c}{t_\phi}\right)} \left(\frac{t_c}{t_{np}}\right)^{2/3} \sin^2 \theta. \quad (21.9.6)$$

Угол  $\theta$  отсчитывается от выделенного направления на небе. Это направление также является произвольным параметром модели. Принято  $\Delta T = 0$  при  $\theta = 0, \pi$ .

Таким образом, в этом случае распределение  $\frac{\Delta T}{T}$  по небу квадрупольно. Особенностью этой формулы является крайне слабая зависимость от момента изотропизации модели  $t_\phi$ . Из (21.9.6) следует, что если принять момент просветления вещества совпадающим с моментом рекомбинации \*) и считать  $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-3}$ , то момент изотропизации модели  $t_\phi$  будет близок к квантовой границе применимости ОТО  $t_g \sim 10^{-44}$  сек.

Интересной особенностью модели типа IX является условие  $c \ll a \approx b$  в окрестности максимума расширения (см. §7 этой главы). Это позволяет свету на поздних стадиях расширения успеть много раз обойти мир по направлению  $c$ . Число обходов определяется формулой  $N \sim \sqrt{\frac{a}{c}} \sim Q^{1/2} \gg 1$ . Так как с наблюдениями совместимо не очень малое  $c$  (скажем,  $c > 400 Mpc$ ), то  $N \sim 10$ . Пока неясно, в какой степени астрономические наблюдения ограничивают такую возможность.

Предположим теперь, что сейчас  $\rho < \rho_c$ . Распределение  $\frac{\Delta T}{T}$  по небу в этом случае не будет квадрупольным. На небе образуется пятно, в котором  $\frac{\Delta T}{T}$  много больше, чем на всем остальном небе. Причина образования пятна та же, что в моделях типа V. Она связана с особенностями анизотропного расширения искривленного пространства. Мы будем считать, что  $t_c < t_{np} < t_m$ , как это должно быть в реальной Вселенной. Тогда распределение  $\frac{\Delta T}{T}$  по небу следующее:

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \kappa \left( \frac{4t_m^2 z_{np}}{t^2 z_m \left[ 1 + \cos \theta \left\{ 1 - 2 \left( \frac{t_m}{t} \right)^2 \right\} \right]} + 1 \right) \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos \theta \left\{ 1 - 2 \left( \frac{t_m}{t} \right)^2 \right\}}. \quad (21.9.7)$$

\*) А так должно быть, если нет заметного количества межгалактического газа (см. раздел II этой книги).

Здесь  $z_{\text{пр}}$ ,  $z_{\text{м}}$  — красные смещения, соответствующие  $t_{\text{пр}}$ ,  $t_{\text{м}}$ ;  $t$  — сегодняшний момент. Характер распределения анизотропии по небу показан на рис. 60;  $\frac{\Delta T}{T}$  заметно отлично от нуля в пятне (в окрестности  $\theta = \pi$ ) размером  $\theta_1 \approx z_{\text{м}}^{-1} \approx \approx \frac{\rho}{\rho_0} = \Omega$ . Максимум  $\frac{\Delta T}{T}$  имеет порядок величины

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{max}} \approx \kappa \frac{z_{\text{пр}}}{z_{\text{м}}}. \quad (21.9.8)$$

Определение  $\kappa$  — см. (21.7.7). Заметим, что вне угла  $\theta_2 \approx z_{\text{пр}}^{1/2} z_{\text{м}}^{-3/2}$  распределение  $\frac{\Delta T}{T}$  дипольно (если  $z_{\text{пр}}^{1/2} z_{\text{м}}^{-3/2} \ll 1$ ) \*).

Итак, в обоих случаях, (21.9.6) и (21.9.7), амплитуда  $\frac{\Delta T}{T}$  имеет величину, очень слабо (только логарифмически) зависящую от момента изотропизации  $t_{\phi}$ :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{max}} \approx \frac{8}{8 + \ln \frac{t_c}{t_{\phi}}} \left(\frac{t_c}{t_{\text{пр}}}\right)^{3/8}. \quad (21.9.9)$$

Эта слабая зависимость есть следствие медленного уменьшения  $\frac{\Delta H_i}{H}$  на второй стадии эволюции. Заметим, что к такому же медленному затуханию  $\frac{\Delta H_i}{H}$  при  $P = \frac{e}{3}$  ведет и наличие небольшого направленного потока нейтрино или гравитонов или направленного потока всего вещества. Таким образом, формулу (21.9.9) можно считать общей.

Какие же все-таки ограничения накладывают наблюдения степени анизотропии реликтового излучения на параметры анизотропных космологических моделей? Напомним, что крупномасштабная анизотропия РИ не более, чем  $3 \cdot 10^{-3}$ .

Прежде всего, важнейший результат заключается в том, что, согласно формулам типа (21.9.6), амплитуда  $\frac{\Delta T}{T}$  может быть мала

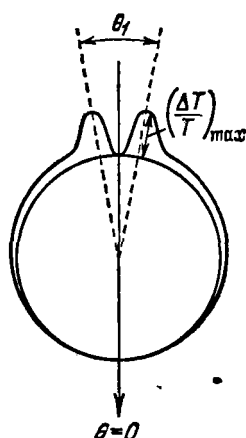


Рис. 60. Распределение анизотропии РИ по небу для модели типа VII<sub>h</sub>.

\*) Заметим, что если бы было  $t_{\text{пр}} \sim t_{\text{м}}$ , то  $\frac{\Delta T}{T} = \kappa \frac{\sin^2 \theta \operatorname{th} \ln \frac{t}{t_{\text{пр}}}}{1 + \cos \theta \operatorname{th} \ln \frac{t}{t_{\text{пр}}}}$ .

Это распределение совпадает с дипольным:  $\frac{\Delta T}{T} \approx \kappa (1 + \cos \theta)$  на всем небе, за исключением пятна в окрестности  $\theta = \pi$  размером  $\theta \sim \frac{t_{\text{пр}}}{t} \sim z_{\text{пр}}^{-1}$ .

только в двух случаях. В первом случае мал множитель  $\left(\frac{t_c}{t_{\text{пр}}}\right)^{2/3}$ . Это означает, что момент прозрачности наступает много позже момента конца РД-стадии:  $t_{\text{пр}} \gg t_c$ . В свою очередь это возможно только при значительном количестве ионизованного межгалактического газа. Если момент прозрачности  $t_{\text{пр}}$  соответствует  $z_{\text{пр}} \approx 10$ , то  $\frac{\Delta T}{T} < 10^{-3}$  и наблюдаемая степень анизотропии РИ согласуется с любой анизотропной моделью, в которой изотропизация наступает не позже конца РД-стадии, т. е. при  $t_{\phi} < t_c$ .

Если Вселенная прозрачна для реликтового излучения начиная с эпохи рекомбинации водорода (а так, по-видимому, и должно быть), то  $t_{\text{пр}}$  не сильно отличается от  $t_c$  и  $\frac{\Delta T}{T}$  может быть мало, только если велик знаменатель, т. е.

$$\text{Ип}\left(\frac{t_c}{t_{\phi}}\right) \gg 1.$$

А это означает, что для получения амплитуды  $\frac{\Delta T}{T}$  заметно меньше единицы необходима чрезвычайно ранняя изотропизация. В этом случае Вселенная должна расширяться изотропно практически с  $t_{\text{пл}} \approx 10^{-44}$  сек, т. е. начиная от границы применимости неквантовой космологии. В случае  $\rho < \rho_c$  столь категоричного вывода сделать нельзя, ибо в этом случае  $\frac{\Delta T}{T}$  близко к максимальному значению только в малом пятне  $\theta_1$ . Вне его  $\frac{\Delta T}{T}$  порядка  $\kappa$ , т. е. существенно меньше. Так как измерения  $\frac{\Delta T}{T}$  не покрывают всего неба, то маленькое пятно с амплитудой  $\frac{\Delta T}{T}$ , скажем,  $10^{-1}$  или даже 1 можно было и пропустить. Для исключения подобной возможности необходимы специальные поиски такого пятна.