

5.2.2. Квадрупольная анизотропия реликтового излучения и высшие гармоники

Для квадрупольной моды анизотропии реликтового излучения вклад от нашей Галактики оказывается сопоставимым с амплитудой первичной (космологической) компоненты [Bennet et al., 1996]. На основе результатов COBE соответствующая величина среднеквадратичного уровня квадрупольной компоненты оказывается равной $Q_{rms} = 10,0_{-4}^{+7}$ мкК¹ (68% уровень значимости) [Bennet et al., 1996].

На 95% уровне значимости амплитуда квадруполя заключена в интервале $4 \text{ мкК} \leq Q_{rms} \leq 28 \text{ мкК}$ [Kogut et al., 199a, b] и при такой широте доверительного интервала может быть легко совмещена с любой реалистичной моделью спектра адиабатических возмущений. Следует особо подчеркнуть, что идея сравнения амплитуды каждого конкретного мультиполя с предсказаниями теории обладают очевидным внутренним дефектом. В принципе, источником анизотропии реликтового излучения в угловых масштабах выше $1 \div 3^\circ$ могут являться возмущения любого типа (адиабатические или изопотенциальные), включая и гравитационные волны. Свободными параметрами, осуществляющими “стыковку” между спектром возмущений $P(k)$ и соответствующими характеристиками $\Delta T(\theta, \varphi)$ естественно являются амплитуда и форма спектра $P(k)$. Можно задаваться целью, зафиксировав тип возмущений или их суперпозицию, максимально сблизить теоретически представленный характер корреляционной функции $\xi_{th}(\theta)$ и её экспериментальное значение $\xi_{ex}(\theta)$, взятое, например, из данных COBE. Если считать, что форма спектра для потенциальных возмущений и гравитационных волн является свободным параметром, то такую задачу минимизации отклонений $\xi_{th}(\theta)$ и $\xi_{ex}(\theta)$ можно решить всегда. Однако практическая ценность такого решения будет близка к нулю, поскольку сами экспериментальные значения $C_{l(ex)}$ для каждого l могут обладать разным уровнем погрешностей, включая и эффекты систематики, которые будут немедленно трансформированы в неточности определения спектра. Более того, напомним, что крупномасштабная анизотропия $\Delta T(\theta, \varphi)$ соответствует пространственным масштабам возмущений $r_{LS} > 100 \div 300 \text{ Мпк}$ (в зависимости от величины параметров $h, \Omega_{tot}, \Omega_b, \Omega_{dm}, \Omega_\lambda$ и т.д.). Для этих масштабов у нас нет надёжных наблюдательных тестов,

¹ rms-среднее квадратичное значение.

позволяющих немедленно осуществить проверку спектра $P(k)$, используя данные о крупномасштабном распределении вещества. Следовательно космологическая ценность такой “техники” минимизации $\xi_{\text{th}}(\theta)$ и $\xi_{\text{ex}}(\theta)$ будет близка к нулю, поскольку она не ведёт к сколько-нибудь верифицируемым результатам. Более конструктивным, а следовательно, и более предпочтительным нам представляется подход, в рамках которого мостик между типичными галактическими шкалами (~ 1 Мпк) и r_{LS} задаётся моделью спектра $P(k)$, параметры которой верифицируются с помощью данных о пространственном распределении материи как в диапазоне $r \ll r_{LS}$, так и данными по анизотропии реликтового излучения ($r \geq r_{LS}$). Одной из наиболее успешных моделей такого рода является уже не раз обсуждавшийся ранее степенной закон поведения $P(k) = Ak^n$ для адиабатической моды возмущений плотности, заданный на всём интервале изменения модуля k .

Наиболее простой для аналитических исследований крупномасштабного распределения анизотропии реликтового излучения является CDM-модель с $\Omega_{\text{tot}} = 1$, $\Omega_{\lambda} = 0$ и показателем спектра адиабатических возмущений $n = 1$.

В рамках этой модели удаётся аналитически проследить за поведением функции $\xi_{\text{th}}(\theta)$, а затем легко обобщить результаты на более сложные космологические модели, включающие ненулевую космологическую постоянную или неадиабатические моды возмущений. Следуя Кофману и Старобинскому [1985], представим корреляционную функцию $\xi_{\text{th}}(\theta)$ для “стандартной” CDM-модели в виде

$$\xi_{\text{th}}(\theta) = \bar{A} \sum_{l=2}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} P_l(\cos \theta), \quad (5.25)$$

где A – нормировочная постоянная, пропорциональная амплитуде спектра Харрисона–Зельдовича для адиабатических неоднородностей ($n = 1$). Из уравнения (5.25) вычтены монополярная и дипольная компоненты. Выражение для корреляционной функции (5.25) может быть представлено в виде комбинации тригонометрических функций [Кофман, Старобинский, 1985]:

$$\xi_{\text{th}}(\theta) = \bar{A} \left\{ -\frac{3}{2} \cos \theta - 1 - 2 \ln \left(\sin \frac{\theta}{2} \right) \right\}. \quad (5.26)$$

Это выражение формально имеет особенность при $\theta \rightarrow 0$, природа которой ясна. Суммирование в выражении (5.25) до любых, сколь угодно больших l оказывается за пределами применимости теории, основанной на эффекте Сакса–Вольфа. Фор-

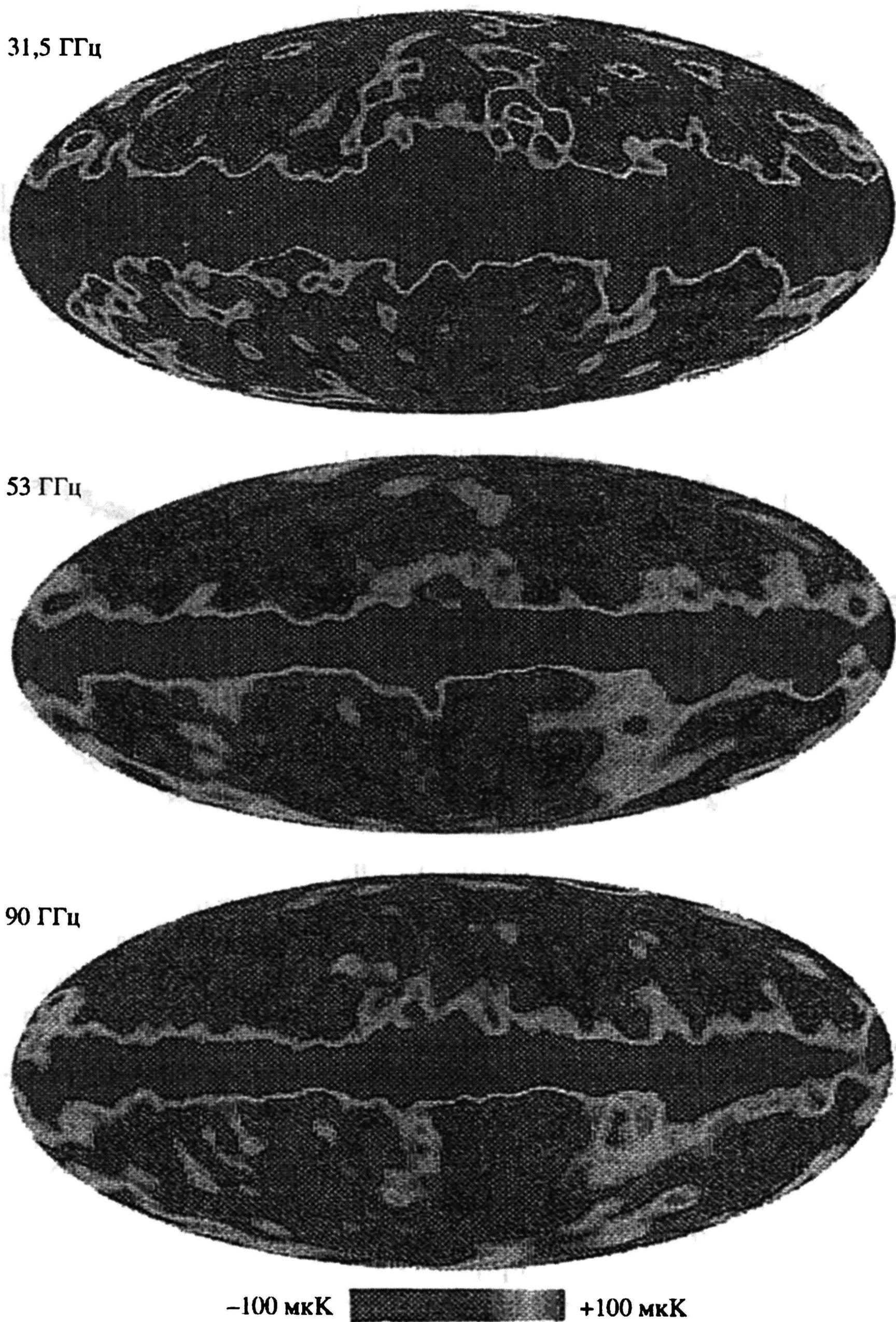


Рис. 5.4а. Распределение ΔT на небе для трёх частотных диапазонов: 31,5, 53 и 90 ГГц по данным COBE

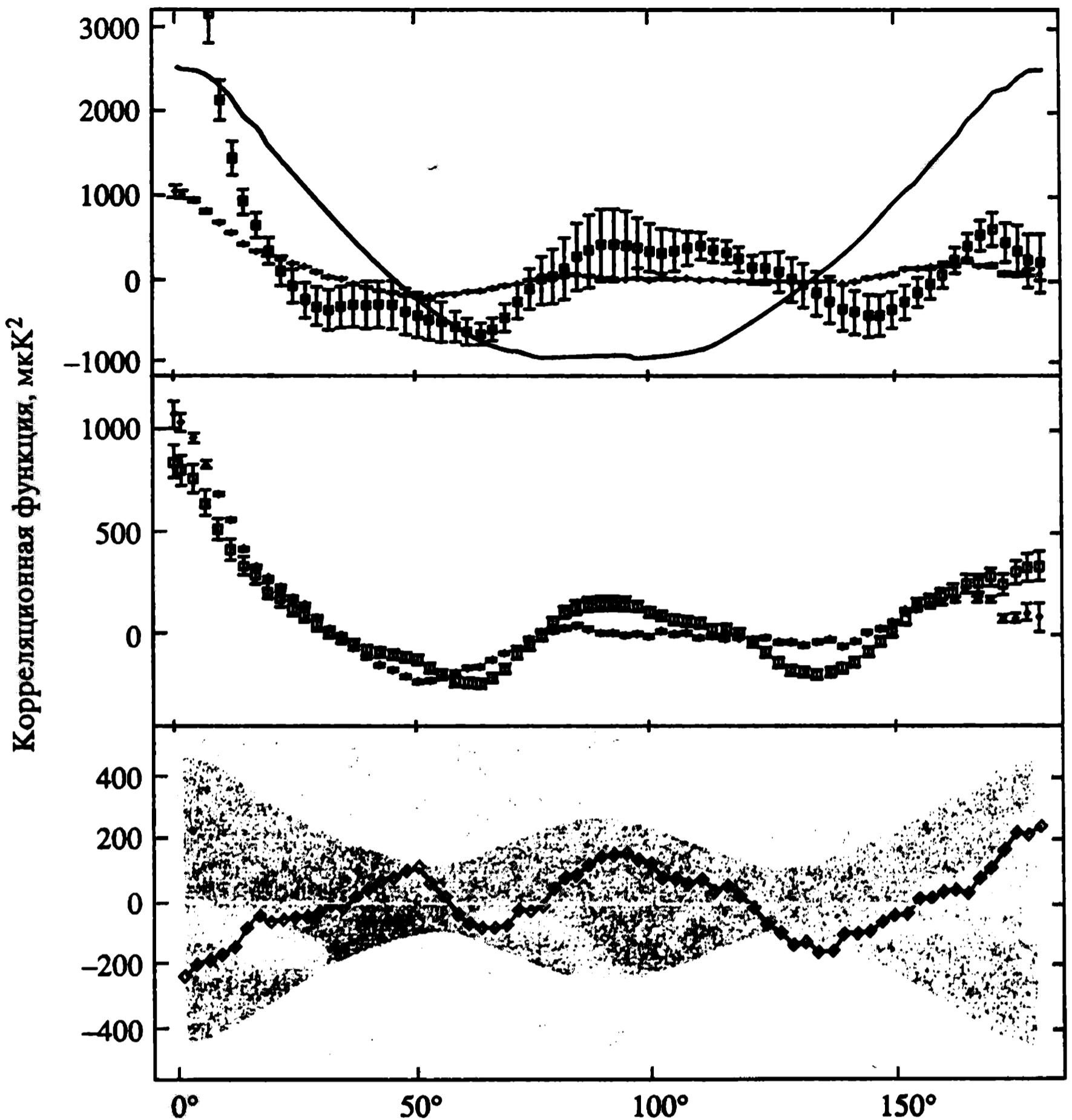


Рис. 5.46. Авто- и кросс-корреляция сигнала на картах COBE. Верхний рисунок – автокорреляционные функции: DMR (ромбики) и FIRAS (квадратики). Сплошная линия – вклад квадрупольной компоненты. Средний – кросс-корреляция DMR \times FIRAS данных. Нижний – разность (FIRAS \times DMR) – (DMR \times DMR)

мально в качестве верхнего предела суммы в уравнении (5.25) нужно использовать $l_{\text{гес}}$, соответствующее условию $l_{\text{гес}}\theta_{\text{гес}} \approx 1$, где $\theta_{\text{гес}}$ – угловая мера горизонта рекомбинации, пересчитанная на современный возраст Вселенной.

Другая причина, которую также следует иметь в виду при сравнении предсказаний теории с наблюдениями, – это угловое разрешение антенны приёмной системы, которое может оказаться хуже, чем $\theta_{\text{гес}}$. Примером такой ситуации является эксперимент COBE, для которого $\theta_A \sim 10^\circ \gg \theta_{\text{гес}}$ (см. рис. 5.4а, б).

С учётом отмеченной корректировки теоретических предсказаний корреляционная функция флуктуаций $\Delta T(\theta)$ в угловых масштабах, определяемых эффектом Сакса–Вольфа, имеет чрезвычайно простую структуру (5.26), отражающую два важнейших фактора – выбор пространственно-плоской модели Вселенной и масштабно-инвариантного спектра возмущений метрики $P_g(k)$, связанного со спектром возмущений плотности простым соотношением $P_g(k) = k^{-4}P(k) \sim k^{-3}$. При этом дисперсия возмущений метрики в интервале $k \div k + \Delta k$,

$$\langle h^2 \rangle \sim \int_k^{k+\Delta k} dk \cdot k^2 P_g(k) \sim \int_k^{k+\Delta k} \frac{dk}{k}, \quad (5.27)$$

практически не зависит от выбора ширины интервала.

Воспользовавшись результатами анализа спектра $C(l)$ и корреляционной функции $\xi_{th}(\theta)$ в рамках стандартной CDM-модели, легко понять природу изменения этих характеристик в более сложных космологических моделях. Рассматривая наблюдательный статус проблемы скрытой массы в предыдущей части монографии, мы уже не раз отмечали важность учёта космологической постоянной в динамике расширения Вселенной. Появление плотности вакуума Ω_λ в распределении анизотропии реликтового излучения характеризуется двумя основными эффектами. Во-первых, изменяется закон роста возмущений на стадии после рекомбинации водорода в особенности при $z \rightarrow 0$ [Peebles, 1983]. Во-вторых, в силу относительно резкого возрастания масштаба современного горизонта под воздействием плотности вакуума через расширение Вселенной происходит перенормировка угловых масштабов, под которыми видны неоднородности ΔT [Заботин, Насельский, 1983; Кофман, Старобинский, 1985]. В совокупности это приводит к следующей модификации спектра для крупномасштабных мод $\Delta T(\theta)$ [Кофман, Старобинский, 1985] для адиабатических возмущений метрики со спектром Харрисона–Зельдовича:

$$C(l) = \frac{\bar{A}}{l(l+1)} K_l^2(\Omega_\lambda), \quad (5.28)$$

где

$$K_l^2(\Omega_\lambda) = 1 + D_l \left[\left(\frac{\Omega_\lambda}{1 - \Omega_\lambda} \right)^{1/6} - d \right], \quad l \geq 5, \quad (5.29)$$

$d \approx 1,04$, $D_2 = 1,58$, $D_3 = 1,31$, $D_4 = 1,12$. При $l \geq 5$ аппроксимация

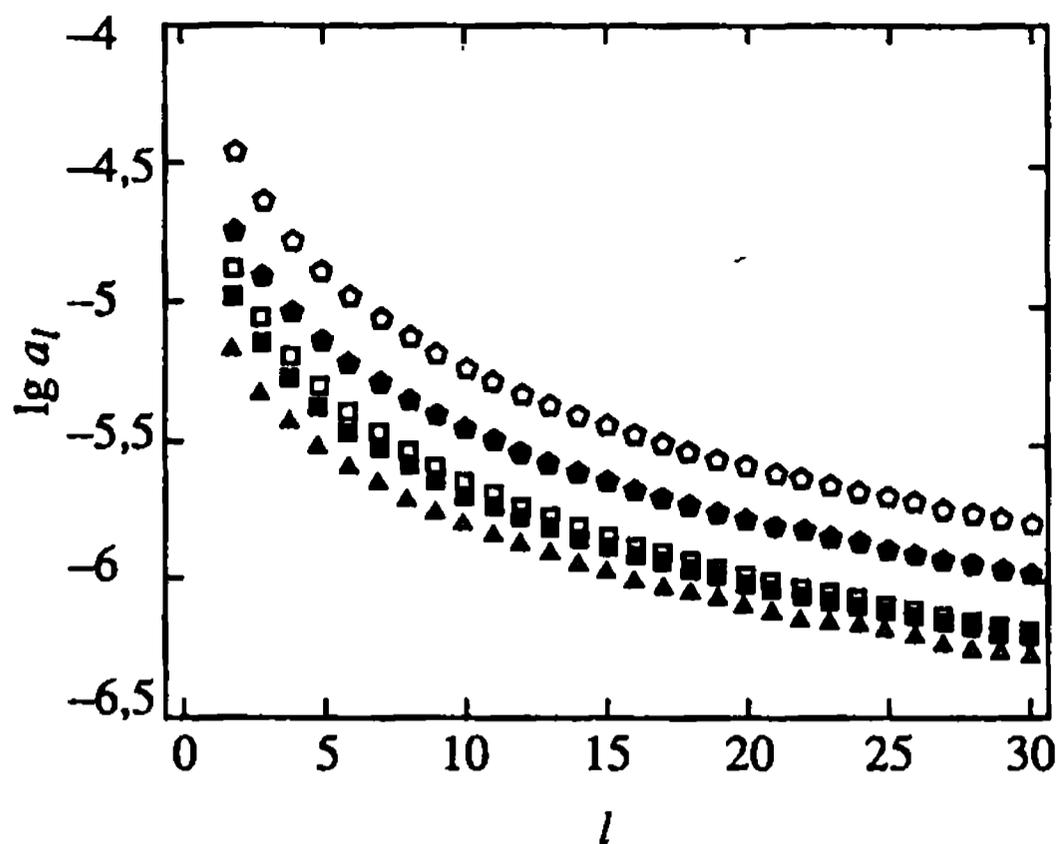


Рис. 5.5. Зависимость a_l от l , h и Ω_m в Λ CDM космологической модели [Gorski et al., 1992]. Значки соответствуют следующим моделям: белый пятиугольник – $\Omega = 0,1$, $h = 0,5$, чёрный пятиугольник – $\Omega = 0,2$, $h = 0,5$, белый квадрат – $\Omega = 0,1$, $h = 1,0$, чёрный квадрат – $\Omega = 0,2$, $h = 0,75$, треугольник – $\Omega = 1,0$, $h = 0,5$

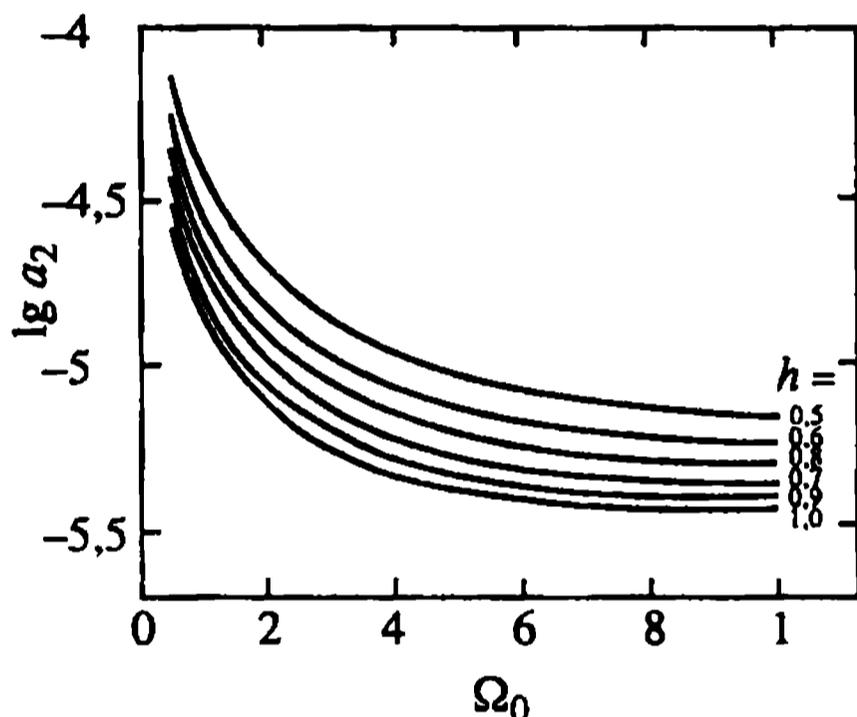


Рис. 5.6. Зависимость коэффициента a_2 от $\Omega_0 = \Omega_m$ и h в Λ CDM-модели ($\Omega_0 + \Omega_\Lambda = 1$)

для коэффициентов трансформации спектра K_l изменяется,

$$K_l^2(\Omega_\lambda) = 1 + \frac{B(\Omega_\lambda)}{l + 1/2}, \quad (5.30)$$

и для наиболее предпочтительных значений параметра $\Omega_\lambda = 0,7 \div 0,9$ соответствующие коэффициенты B равны: 1,53, 2,707 и 5,325. На рис. 5.5 и 5.6 показано поведение функции a_l , связанной со спектром C_l условием $a_l = C_l^{1/2}(l)$ для различных Λ CDM-моделей из работы [Gorski, Silk, Vittorio, 1992]. Общим условием для этих моделей является $\Omega_{\text{tot}} = 1 = \Omega_0 + \Omega_\lambda$. Отдельно (рис. 5.6) приведена зависимость квадрупольной компоненты от величины Ω_0 и различных значений постоянной Хаббла. Общей особенностью Λ CDM космологических моделей является повышение уровня крупномасштабной анизотропии реликтового излучения по мере увеличения Ω_λ . Этот результат объясняется довольно просто. Чем выше плотность энергии вакуума, тем раньше наступает момент равенства плотностей холодной

материи $\rho_{dm} = \Omega_{dm}\rho_{cr}(1+z)^3$ и $\rho_\lambda = \Omega_\lambda\rho_{cr}$:

$$1 + z_{eq}^* = \left(\frac{\Omega_\lambda}{\Omega_{dm}} \right)^{1/3} = \left(\frac{\Omega_\lambda}{1 - \Omega_\lambda} \right)^{1/3} \quad (5.31)$$

Учтём, что на фазе доминирования плотности вакуума рост адиабатических возмущений прекращается [Peebles, 1983]. Следовательно, для того, чтобы в Λ CDM-модели сформировались нелинейные структуры в распределении вещества, необходимо, чтобы начальные амплитуды были тем выше, чем выше z^* , а следовательно, и Ω_λ . В силу слабой зависимости z^* от Ω_λ этот эффект автоматически оказывается небольшим по амплитуде, но тем не менее он весьма существен, когда речь идёт о флуктуациях температуры реликтового излучения.

Следует особо подчеркнуть, что не только адиабатические возмущения являются источником крупномасштабной анизотропии реликтового излучения. Первичные изопотенциальные возмущения или гравитационные волны будут приводить к анизотропии распределения интенсивности реликтового излучения на небесной сфере в силу создаваемых ими возмущений гравитационного потенциала и соответствующего гравитационного смещения частоты квантов. В следующем подразделе этого параграфа мы более детально рассмотрим роль гравитационных волн в формировании крупномасштабных угловых вариаций ΔT .

5.2.3. Гравитационные волны как источник крупномасштабной анизотропии реликтового излучения

Одним из важнейших предсказаний современных теорий ранних фаз эволюции Вселенной, базирующихся на моделях инфляции, является предсказание фона гравитационных волн, генерируемого в процессе перестройки вакуума физических полей [Старобинский, 1979]. Качественные отличия в характеристиках анизотропии, генерируемой адиабатическими возмущениями в эпоху до и после рекомбинации водорода, и гравитационными волнами можно понять, анализируя особенности их эволюции. Прежде всего важнейшим отличием гравитационных волн от адиабатических возмущений метрики, в силу тензорного характера первых, является независимость от распределения материи – гравитационные волны малой амплитуды не вызывают перераспределения плотности и скорости материи и эволю-