Глава 6

ПЕРВИЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Введение

Следствием начальных возмущений плотности являются не только вариации температуры реликтового излучения, но и поляризация его [Rees, 1968; Баско, Полнарёв, 1979; Полнарёв, 1985; Kaiser, 1983; Насельский, Полнарёв, 1987; Crittenden, Coulson, Turok, 1995; Zaldarriaga, Harari, 1995; Ng K.L., Ng K.W., 1995, 1996; Hu, White, 1997] и др. Измерения поляризации реликтового излучения позволяют получить добавочную информацию, которая позволит избежать двусмысленностей в выделении космологических параметров из наблюдательных данных. В частности, поляризация очень чувствительна к присутствию тензорных возмущений (гравитационным волнам) а, как показано в [Zaldarriaga, Harari, 1995], отклонение от нуля так называемой псевдоскалярной или "магнитной" составляющей поляризации будет недвусмысленным указанием на наличие гравитационных волн.

Рассмотрим свойства поля поляризации, генерируемой на поверхности последнего рассеяния квантов на электронах. В общем случае для эллиптически поляризованной волны можно ввести разложение вектора электрического поля на две ортогональные компоненты (рис. 6.1) [Hu, White, 1997]. Обозначим их E_ξ и E_τ считая, что система координат выбрана. После рассеяния кванта на электроне обозначим соответствующие компоненты векторов $\vec{E}$ через E_ξ^S и E_τ^S. До рассеяния компоненты E_ξ и E_τ меняются в зависимости от времени по закону

$$\begin{aligned} E_\xi &= E_\xi^0 \sin(\omega t - e_1), \\ E_\tau &= E_\tau^0 \sin(\omega t - e_2), \end{aligned} \tag{6.1}$$

где E_ξ^0 – амплитуда волны, ω – частота волны, e_1 и e_2 – начальные фазы. Основываясь на уравнении (6.1), введём характерис-

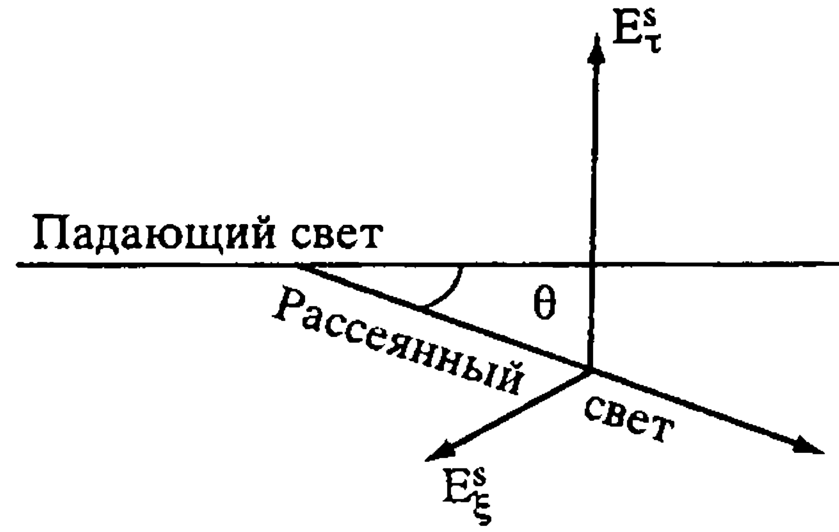

Рис. 6.1. Диаграмма рассеяния кванта на электроне. θ – угол рассеяния

тики поля излучения, называемые параметрами Стокса,

$$I = (E^0_\xi)^2 + (E^0_\tau) \equiv I_\xi + I_\tau,$$

$$Q = E^2_{0\xi} - E^2_{0\tau} \equiv I_\xi - I_\tau,$$

$$U = 2E_{0\xi}E_{0\tau}\cos(e_1 - e_2), \tag{6.2}$$

$$V = 2E_{0\xi}E_{0\tau}\sin(e_1 - e_2),$$

где I_ξ и I_τ – интенсивность ξ- и τ- компонент. Из определения (6.2) следует очевидное ~~не~~равенство $I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2$ Здесь уместен вопрос, каким образом осуществляется преобразование параметров Стокса при вращении системы координат на угол α? В силу определения (6.2) I- и V-компоненты не изменяются при повороте системы координат на этот угол по часовой стрелке, в то время как Q- и U-компоненты преобразуются в соответствии с законом, определяемым как воздействие оператора поворота

$$\tilde{L}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos^2\alpha & \sin^2\alpha & \frac{1}{2}\sin 2\alpha & 0 \\ \sin^2\alpha & \cos^2\alpha & -\frac{1}{2}\sin 2\alpha & 0 \\ -\sin 2\alpha & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{6.3}$$

на вектор $\vec{I} = (I_\xi, I_\tau, U, V)$.

Рассмотрим, как изменяются параметры Стокса после рассеяния кванта на электроне. В единичном акте столкновения (см. рис. 6.1) связь между компонентами векторов $\vec{I}^S$ и $\vec{I}$ даётся соотношением

$$\vec{I}^S = \sigma_T \hat{R} \times \vec{I}, \tag{6.4}$$

где

$$\hat{R}=\frac{3}{2}\begin{pmatrix}\cos^2\theta & 0 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & \cos\theta & 0\\ 0 & 0 & 0 & \cos\theta\end{pmatrix}.$$

Для анализа изменения параметров Стокса в ходе рассеяния кванта на электроне выберем лабораторную систему координат, как это показано на рис. 6.2. В этой системе вектор Стокса после рассеяния выражается через компоненты вектора $\vec{I}(\theta',\varphi')$ до рассеяния следующим образом [Hu, White, 1997; Balbi et al., 2001]:

$$\vec{I}(\theta,\varphi)=\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}[\hat{P}(\theta,\varphi,\theta',\varphi')\times\vec{I}(\theta',\varphi')]d\Omega'. \qquad (6.5)$$

Здесь

$$\hat{P}=\hat{Q}\times$$

$$\times\left[\hat{P}_0(\mu,\mu')+\sqrt{(1-\mu^2)}\sqrt{(1-\mu'^2)}\hat{P}_1(\mu,\varphi,\mu',\varphi')+\hat{P}_2(\mu,\varphi,\mu',\varphi')\right],$$

$$\hat{Q}=\frac{3}{2}\begin{pmatrix}1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 2 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 2\end{pmatrix},$$

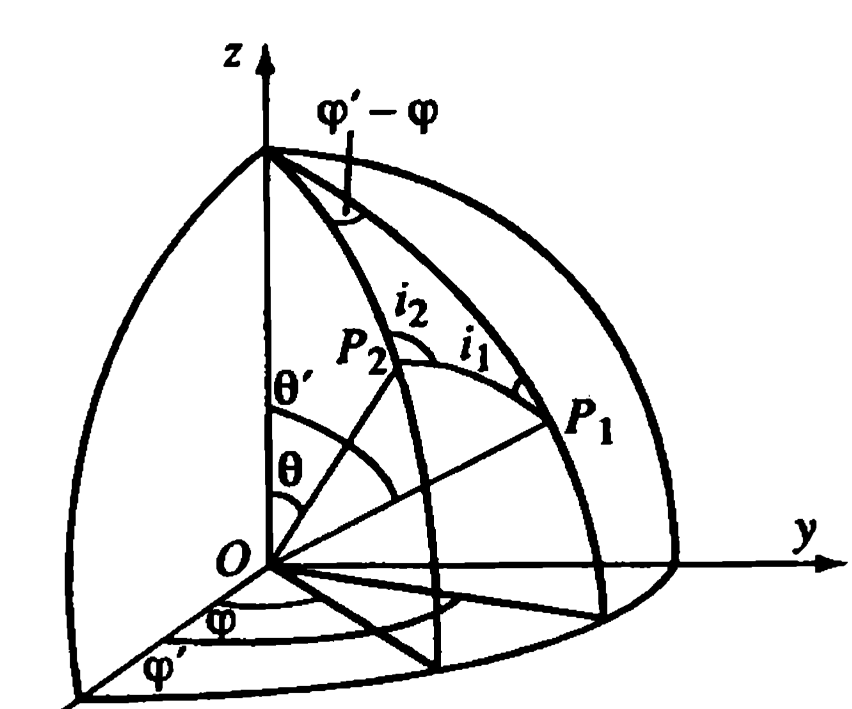

Рис. 6.2. Поляризация в лабораторной системе отсчёта. Обозначения углов см. в тексте

$$
\hat{P}_0 = \frac{3}{4}\begin{pmatrix} 2(1-\mu^2)(1-\mu''')+\mu^2\mu'^2 & \mu^2 & 0 & 0 \\ \mu'^2 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu\mu' \end{pmatrix},
$$

$$
\hat{P}_1 = \frac{3}{4}\begin{pmatrix} 4\mu\mu'\cos(\varphi-\varphi') & 0 & 2\mu\sin(\varphi'-\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -2\mu'\sin(\varphi-\varphi') & 0 & \cos(\varphi-\varphi') & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos(\varphi-\varphi') \end{pmatrix}, \quad (6.6)
$$

$$
\hat{P}_2 = \frac{3}{4}\begin{pmatrix} \mu^2\mu'^2\cos 2(\varphi'-\varphi) & \mu^2\cos 2(\varphi'-\varphi) & \mu^2\mu'^2\sin 2(\varphi'-\varphi) & 0 \\ -\mu'^2\cos 2(\varphi'-\varphi) & \cos 2(\varphi'-\varphi) & -\mu'\sin 2(\varphi'-\varphi) & 0 \\ -\mu'^2\mu\sin 2(\varphi-\varphi') & \mu\sin 2(\varphi-\varphi') & \mu\mu'\cos 2(\varphi'-\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},
$$

где $\mu = \cos\theta$ и $\mu' = \cos\theta'$.

Отметим важное свойство поляризации, заключающееся в том, что она генерируется только начиная с квадрупольных мод для $I(\theta',\varphi)$ в уравнении (6.5). Это связано со свойствами поляризационного оператора $\hat{P}$ для рассеяния кванта на электроне. Кроме того, важно подчеркнуть, что в отсутствии пекулярных движений плазмы и возмущений плотности и гравитационного потенциала в эпоху рекомбинации водорода сам факт "последнего рассеяния" не приводит к появлению поляризации: изначально неполяризованное реликтовое излучение остаётся неполяризованным и после отделения электромагнитного излучения от электронов. Однако ситуация меняется радикальным образом при наличии малых флуктуаций плотности, скорости и метрики в эпоху рекомбинации водорода. Как мы уже видели раньше, слабая анизотропия реликтового излучения является источником формирования углового распределения поляризации, свойства которой напрямую зависят от характеристик "источника".

Следуя работе [Peebles, Yu, 1970] (см. также [Peebles, 1980]) введём флуктуации параметров Стокса

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{\rho_\gamma(t)}{4\pi} \begin{pmatrix} 1+i \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} \tag{6.7}$$

и воспользуемся кинетическими уравнениями Больцмана для нахождения угловой зависимости этих параметров. Решения этих уравнений в общем виде исследовались как аналитически, так и численно в работах [Peebles, Yu, 1970; Crittenden, Coulson, Turok, 1995], и интересующихся подробностями мы отсылаем к этим оригинальным работам. Важнейшей характеристикой поляризации реликтового излучения является, как и в случае анизотропии, спектр мощности флуктуаций, задаваемый в пространстве мультиполей l. В отличие от спектра мощности анизотропии определение спектра для поляризации требует определённой детализации. Как мы уже видели в начале этого раздела (см. уравнение (6.2)), параметры Стокса Q и U преобразуются друг в друга при повороте системы отсчёта на угол α в плоскости поляризации.

Следуя работе [Crittenden, Coulson, Turok, 1995], определим корреляционную функцию для Q-компоненты как[1]

$$\left\langle \frac{Q(\vec{\gamma}_1)Q(\vec{\gamma}_2)}{T_0^2} \right\rangle = A(\theta) + B(\theta, \varphi), \tag{6.8}$$

где

$$A(\theta) = P_l(\cos\theta), \tag{6.9}$$

$$B(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) B_l \cos(4\varphi) \cdot P_l(\cos\theta), \tag{6.10}$$

и $C(l)^Q$ – мультипольный спектр Q-компоненты, B_l – так называемый спектр UQ-корреляций [Crittenden, Coulson, Turok, 1995]. Специально отметим, что аналогичным образом определяются

[1] Мы приводим выражение для $A(\theta)$ и $B(\theta, \varphi)$ в приближении малых углов θ и φ.

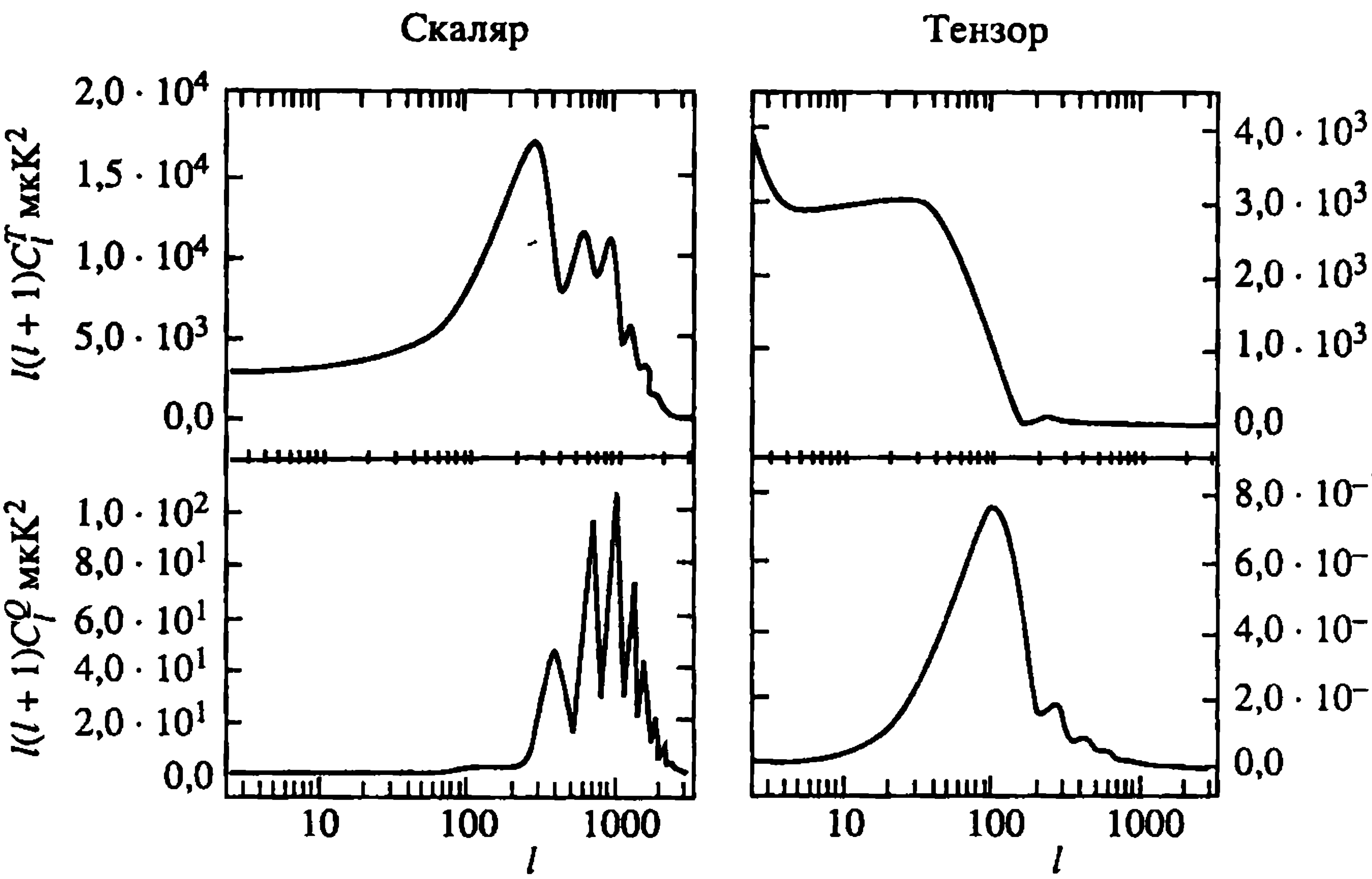

Рис. 6.3. Спектральное распределение анизотропии (вверху) и поляризация (внизу) для скалярных и тензорных мод

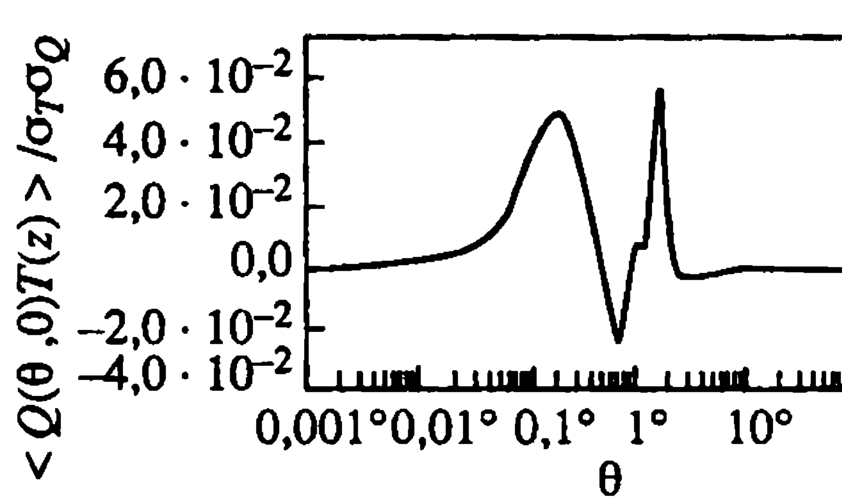

Рис. 6.4. Кросс-корреляционная функция для анизотропии и поляризации в зависимости от угла θ

спектры для U-компоненты и гравитационных волн. Новый элемент теории появляется при учёте кросс-корреляции между анизотропией и поляризацией реликтового излучения. Согласно работам [Crittenden, Coulson, Turok, 1995; Zaldarriaga, Seljak, 1997], соответствующая кросс-корреляционная функция даётся выражением

$$\left\langle \frac{\delta T(\vec{\gamma}_1)Q(\vec{\gamma}_2)}{T_0^2} \right\rangle = \frac{1}{4\pi}\sum_l (2l+1)C_l^{QT}\cos(2\varphi)P_l^2(\cos\theta), \tag{6.11}$$

где $P_l^2(\cos\theta)$ – присоединённые полиномы Лежандра.

На рис. 6.3 мы приводим результаты численных расчётов спектров анизотропии и поляризации, генерируемых в космологической модели SCDM адиабатическими возмущениями и гравитационными волнами. Параметры модели выбраны следующим образом: $\Omega_b = 0{,}05$, $\Omega_\lambda = 0$, $\Omega_0 = 95$, $n_s = 1$ (спектр Харрисона–Зельдовича), $h = 0{,}5$ и рекомбинация водорода имеет стандартный характер. Заметим, что чисто тензорные моды (гравитационные волны) иллюстрируют тенденцию перестройки структуры спектра анизотропии и поляризации. Как видно из сравнения спектров поляризации для адиабатических мод и гравитационных волн, последние создают чрезвычайно малую поляризацию. На рис. 6.4 приведено поведение кросс-корреляционной функции анизотропии и поляризации для адиабатической моды возмущений в зависимости от угла θ. Как видно, заметные корреляции проявляются в диапазоне $0{,}1 \div 1$ градус, в то время как вне этого диапазона они практически отсутствуют.

6.2. Электрическая и магнитная компоненты поля поляризации

Как мы уже отмечали в предыдущем разделе, параметры Стокса Q и U в силу природы поля поляризации преобразуются друг в друга при повороте системы координат на угол α в плоскости, перпендикулярной вектору в направлении прихода квантов, $\vec{n}$.

Сделаем упрощение, предположив, что исследуемый угловой масштаб в поляризации настолько мал, что соответствующий участок неба можно считать плоским. При таком приближении поле поляризации на небе может рассматриваться как двумерное поле на плоскости (x, y). Фотонная поляризация описывается тензором второго ранга a_{ij} в плоскости, перпендикулярной траектории фотонов. След этого тензора по определению равен нулю, что соответствует нулевой поляризации и может быть включён в полную интенсивность излучения. Удобно выразить этот член через матрицы Паули σ_α $(\alpha = 1, 2, 3)$, которые образуют полную систему 2×2 бесследового матричного пространства:

$$a = \xi_\alpha \sigma_\alpha. \tag{6.12}$$

Параметр ξ_2 равен амплитуде круговой поляризации, которая не возникает при томпсоновском рассеянии. Поэтому предполагается что $\xi_2 = 0$. В этом случае матрица a симметрична и определяется двумя функциями:

$$a = \begin{pmatrix} Q & U \\ U & -Q \end{pmatrix}. \tag{6.13}$$

Функции Q и U зависят от координатной сетки. Они являются компонентами тензора a_{ij} и подчиняются соответствующему