Индекс «av» (не выписанный в явном виде в последующих равенствах) означает, что матричный элемент должен быть усреднен по всем состояниям в интервалах dE и dE'. Подставляя (1.76)÷(1.78) в (1.75), получаем для ij-компонента тензора проводимости

$$\sigma_{ij}(\omega) = \mathrm{Re}\left\{\lim_{\alpha\to 0} \frac{\hbar^2 e^2 V_g}{im^2\omega} \int\int dE\, dE'\, g(E)\, g(E') \times \right.$$
$$\left. \times \left\langle \psi_{E'} \left| \frac{\partial}{\partial r_i} \right| \psi_E \right\rangle \left\langle \psi_E \left| \frac{\partial}{\partial x_j} \right| \psi_{E'} \right\rangle \frac{f_0(E') - f_0(E)}{E' - E - \hbar\omega - i\hbar\alpha} \right\}. \quad (1.80)$$

Используя преобразование

$$\mathrm{Re}\left\{\lim_{\alpha\to 0} \frac{1}{i} \frac{1}{E' - E - \hbar\omega - i\hbar\alpha}\right\} = \pi\delta(E' - E - \hbar\omega), \quad (1.81)$$

получим

$$\sigma_{ij}(\omega) = \frac{e^2\hbar^2\pi V_g}{m^2\omega} \int g(E)\, g(E + \hbar\omega) \left\langle \psi_{E+\hbar\omega} \left| \frac{\partial}{\partial x_i} \right| \psi_E \right\rangle \times$$
$$\times \left\langle \psi_E \left| \frac{\partial}{\partial x_j} \right| \psi_{E+\hbar\omega} \right\rangle [f_0(E + \hbar\omega) - f_0(E)]\, dE. \quad (1.82)$$

Проводимость при постоянном поле находим, переходя к пределу $\omega \to 0$. Разность распределений Ферми при E и E', деленная на $\hbar\omega$, сводится к $\partial f_0/\partial E$. Для упрощения будем предполагать в дальнейшем, что проводимость изотропна ($\sigma_{ij} = \sigma\delta_{ij}$). Произведение двух матричных элементов можно заменить квадратом абсолютной величины одного матричного элемента со знаком минус. Таким путем получается обычный вид *формулы Кубо — Гринвуда*

$$\sigma = -\int \sigma_E(0) \frac{\partial f_0}{\partial E}\, dE, \quad (1.83)$$

где

$$\sigma_E(0) = \frac{e^2\hbar^2\pi V_g}{m^2} [g(E)]^2 \left| \left\langle \psi_E \left| \frac{\partial}{\partial x} \right| \psi_E \right\rangle \right|^2. \quad (1.84)$$

Формула Кубо — Гринвуда может быть ясно интерпретирована. Известно, что только электроны из области в пределах нескольких k_BT около энергии Ферми вносят вклад в проводимость. Это как раз та область, которая определяется положительным сомножителем $-\partial f_0/\partial E$ в подынтегральном выражении. При $T = 0$ множитель $-\partial f_0/\partial E$ является δ-функцией при $E = E_F$. Остающийся сомножитель $\sigma_E(0)$ есть вклад в проводимость электронов, находящихся в состояних в области (E, dE).

Равенство (1.83) имеет вид, который особенно полезен при рассмотрении вклада в проводимость состояний в окрестности энергии Ферми. Когда состояния, вовлеченные в проводимость, находятся в