ч. I, § 6 соотношения (ч. I.6.29), (ч. I.6.30) и (ч. I.6.34):

$$\langle f\rangle = \mathrm{Sp}\,\langle f\rho\rangle,$$
$$\rho = Z^{-1}\exp(-H/k_BT), \qquad Z = \mathrm{Sp}\,\{\exp(-H/k_BT)\}, \tag{1.62}$$
$$i\hbar\dot\rho = [H,\ \rho].$$

Используем эти соотношения для определения ожидаемого значения тока. Действуем, как в ч. I, § 13, и разделяем гамильтониан системы на оператор H_0 в случае отсутствия поля и оператор возмущения δH, связанный с внешним полем, которое для простоты выбираем постоянным в пространстве. Пусть поле прикладывается при $t = -\infty$ и адиабатически нарастает до своего значения при $t = 0$. Полагаем, следовательно,

$$H = H_0 + \delta H = H_0 + \lim_{\alpha\to 0}\,[e\mathbf{E}\cdot\mathbf{r}\exp(-i\omega t + \alpha t)];$$
$$\rho = \rho_0 + \delta\rho. \tag{1.63}$$

Как в (ч. I.13.3), линеаризуем уравнение движения для ρ

$$i\hbar\delta\dot\rho = [H_0,\ \delta\rho] + [\delta H,\ \rho_0]. \tag{1.64}$$

Получаем $\delta\rho$, определяя $\Delta\rho$ путем перехода к представлению взаимодействия [ср. Приложение, равенство (П.6)],

$$\delta\rho = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0t\right)\Delta\rho\exp\left(\frac{i}{\hbar}H_0t\right). \tag{1.65}$$

Если и впредь пренебрегать квадратичными членами в возмущении, то в таком случае следует, что

$$i\hbar\Delta\dot\rho = \exp\left(\frac{i}{\hbar}H_0t\right)[\delta H,\ \rho_0]\exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0t\right) =$$
$$= \lim_{\alpha\to 0}\left(\exp(-i\omega t + \alpha t)\exp\left(\frac{i}{\hbar}H_0t\right)[e\mathbf{r},\ \rho_0]\exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0t\right)\cdot\mathbf{E}\right). \tag{1.66}$$

Величины $\Delta\rho$ и $\delta\rho$ принимают одинаковые значения при $t = 0$. Кроме того, при $t = -\infty$ обе они равны нулю. Получаем, следовательно, из (1.66), интегрируя

$$\delta\rho\,(t = 0) = \lim_{\alpha\to 0}\left(\frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{0} dt\exp(-i\omega t + \alpha t)\times\right.$$
$$\left.\times\exp\left(\frac{i}{\hbar}H_0t\right)[e\mathbf{r},\ \rho_0]\exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0t\right)\cdot\mathbf{E}\right). \tag{1.67}$$