

Слабая локализация в неоднородном магнитном поле

С.В. Миронов

Руководитель: А.С. Мельников

План семинара

1. Слабая локализация. Интерференционная поправка к проводимости
2. Влияние размерности образца на эффект слабой локализации
3. Интерференционная поправка к проводимости в однородном магнитном поле
4. Слабая локализация в неоднородном магнитном поле

Проводимость электронного газа

$$\vec{j}(\vec{r}) = \sigma(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})$$

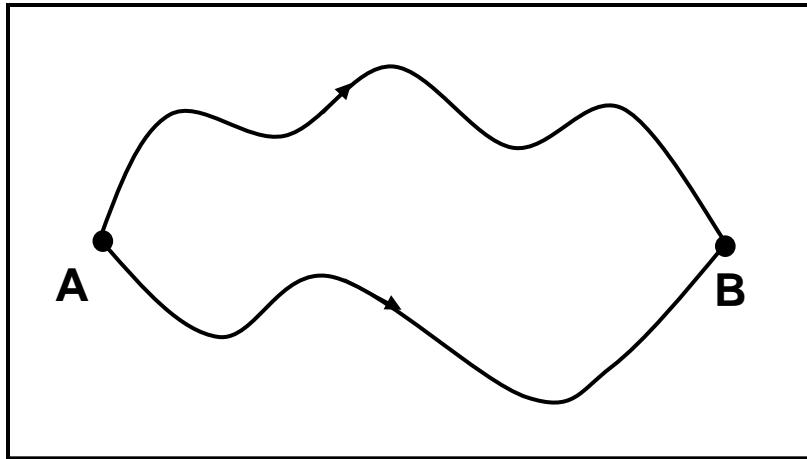
$$\sigma \sim \frac{e^2 n \tau}{m}$$

τ – время релаксации импульса

$$\sigma = \frac{1}{3} e^2 \nu^2 \tau g(\varepsilon) \Big|_{\varepsilon=\mu} \qquad g(\varepsilon) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial \vec{p}} \right|^{-1} dS$$

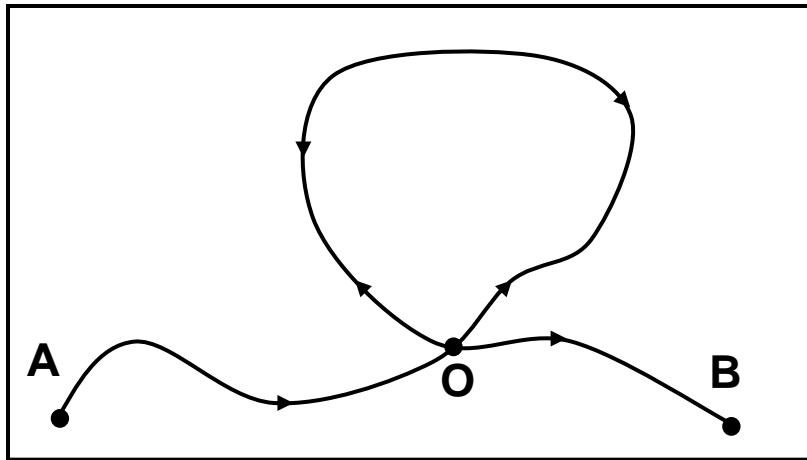
Слабая локализация

$$l \gg \lambda \sim \hbar / p_F$$



$$W_{A \rightarrow B} = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^*$$

$$\Delta\phi = \frac{1}{\hbar} \int_A^B \vec{p} d\vec{l}$$



Интерференционные эффекты



Увеличение полной
вероятности рассеяния

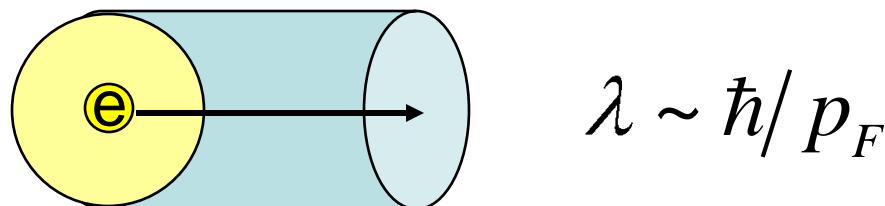


Уменьшение проводимости

$$|A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1 A_2^* + A_2 A_1^* = 4 |A_1|^2$$

Слабая локализация

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_D < 0$$



Диффузия: $t \gg \tau$ $L \sim \sqrt{Dt}$ $V \sim Dt^{3/2}$

$$dV_{path} = v\lambda^2 dt$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\phi}} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{3/2}}$$

τ_{ϕ} – время релаксации фазы

Время релаксации фазы

$$\frac{1}{\tau_\varphi} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-ph}}$$



$$\tau_{e-e} \propto T^{-2} \quad \tau_{e-ph} \propto T^{-3}$$

$$T \rightarrow 0$$

$$\tau_\varphi \propto T^{-2} \rightarrow \infty$$

Слабая локализация

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\phi}} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{3/2}}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim -v\lambda^2 D^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{D\tau}} - \frac{1}{\sqrt{D\tau_{\phi}}} \right) \sim - \left(\frac{\lambda}{l} \right)^2 + \frac{\lambda^2}{l L_{\phi}}$$

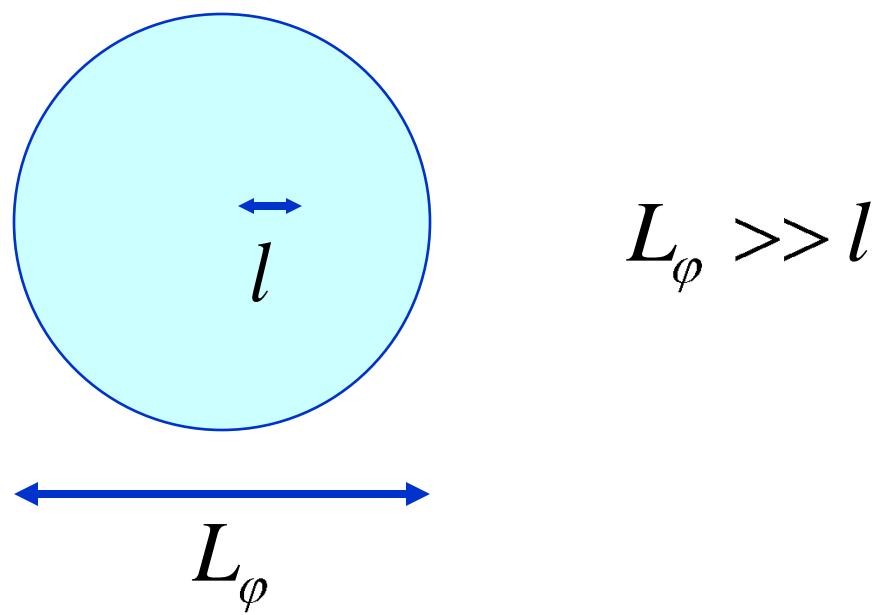
$$D = \frac{1}{3} v^2 \tau \quad l = v \tau \quad L_{\phi} = \sqrt{D\tau_{\phi}}$$

$$\sigma \sim \frac{e^2 n \tau}{m} \sim \frac{e^2 n l}{p_F} \sim \frac{p_F^2 e^2 l}{\hbar^3}$$

$$\Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar l} + \frac{e^2}{\hbar L_{\phi}}$$

Слабая локализация

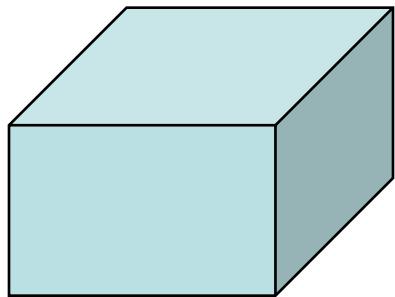
$$\Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar l} + \frac{e^2}{\hbar L_\varphi}$$



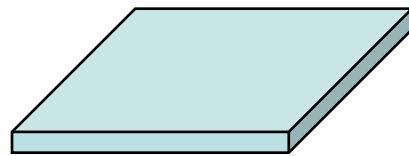
$$L_\varphi = L_\varphi(T)$$

Влияние размерности образца на эффект слабой локализации

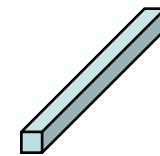
$d = 3$



$d = 2$



$d = 1$



$$dV_{path} = v\lambda^2 dt$$

$$V \sim D t^{d/2} b^{3-d}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\phi}} \frac{v\lambda^2 dt}{D t^{d/2} b^{3-d}}$$

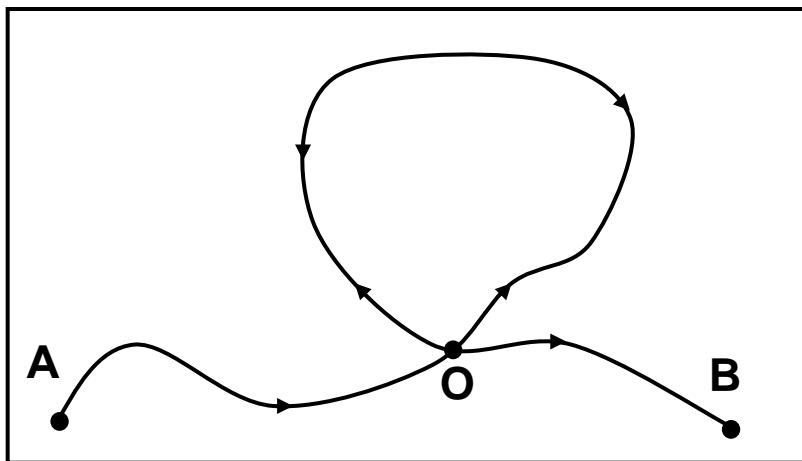
Влияние размерности образца на эффект слабой локализации

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_\phi} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{d/2} b^{3-d}}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \frac{v\lambda^2}{D} \begin{cases} b^{-1} \ln \tau_\phi / \tau & d = 2 \\ b^{-2} L_\phi & d = 1 \end{cases}$$

$$T \rightarrow 0 \quad \tau_\phi \rightarrow \infty$$

Интерференционные эффекты в магнитном поле



$$\Delta\phi = \frac{1}{\hbar} \int_A^B \vec{p} d\vec{l}$$

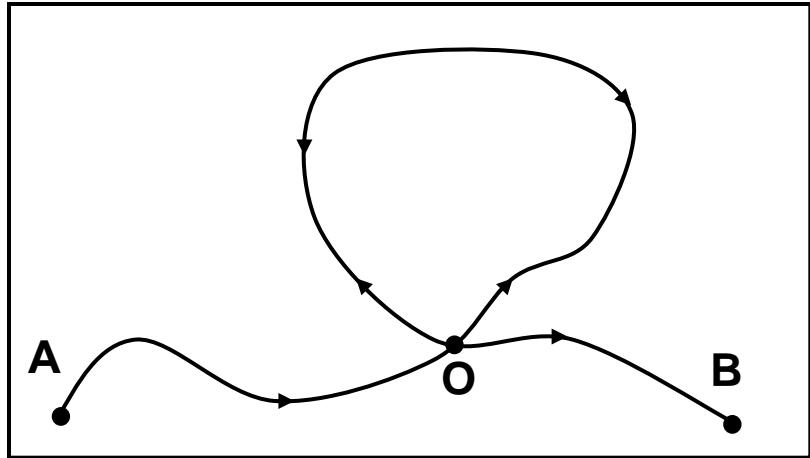
$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \quad \Delta\phi_H = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad \Phi_0 = \frac{\pi c \hbar}{e}$$

Разрушение интерференции



Увеличение проводимости

Интерференционные эффекты в однородном магнитном поле



$$\Phi = HDt$$

$$t_H : \Delta\phi_H = 2\pi$$

$$\Phi \sim \Phi_0$$

$$t_H = \Phi_0 / HD$$

$$t_H < \tau_\varphi$$

$$H \sim \Phi_0 / D\tau_\varphi$$

Интерференционные эффекты в однородном магнитном поле

$$H \sim \Phi_0 / D\tau_\varphi$$

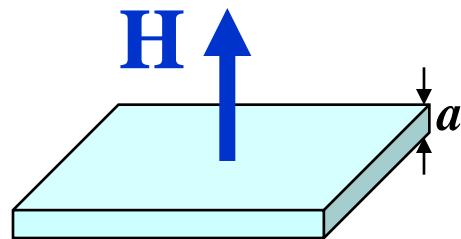
$$D \sim v^2 \tau \sim \mu \tau / m \quad \Phi_0 \sim c \hbar / e$$

$$\Omega \tau \sim \hbar / \mu \tau_\varphi \ll 1$$

$$t_H < \tau_\varphi \quad \Rightarrow \quad t_H$$

$$\sigma(H) - \sigma(0) \sim \frac{e^2}{\hbar} \begin{cases} b^{-1} \ln \left| eHD\tau_\varphi / \hbar c \right| & d = 2 \\ \left| eH / \hbar c \right|^{1/2} & d = 3 \end{cases}$$

Магнитосопротивление двумерного электронного газа



$$t_H = \Phi_0 / HD$$

$$H = 0$$

$$\Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right)$$

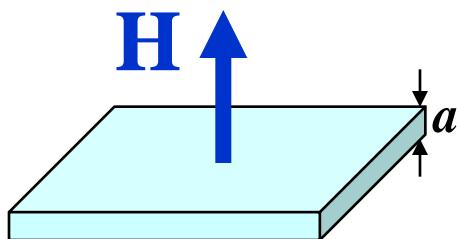
$$T \rightarrow 0 \quad \tau_\phi \rightarrow \infty \quad |\Delta\sigma| \rightarrow \infty$$

$$H \neq 0$$

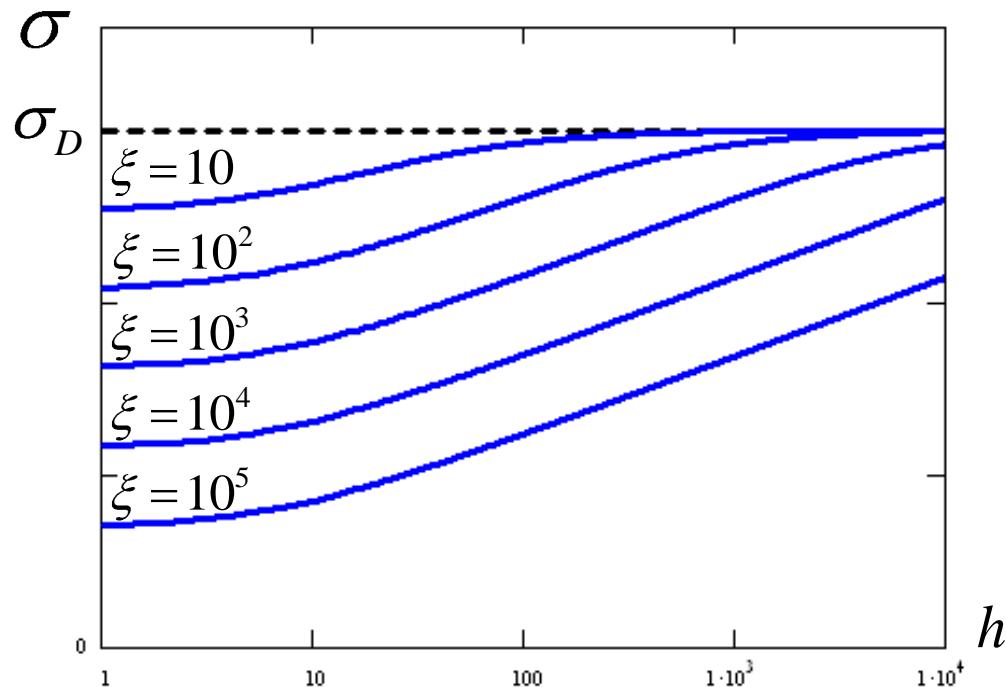
$$t_H < \tau_\phi$$

$$\Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar} \ln\left(\frac{t_H}{\tau}\right)$$

Магнитосопротивление двумерного электронного газа



$$\sigma(H) = \sigma_D - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eHD\tau}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eHD\tau_\phi}\right) \right\}$$

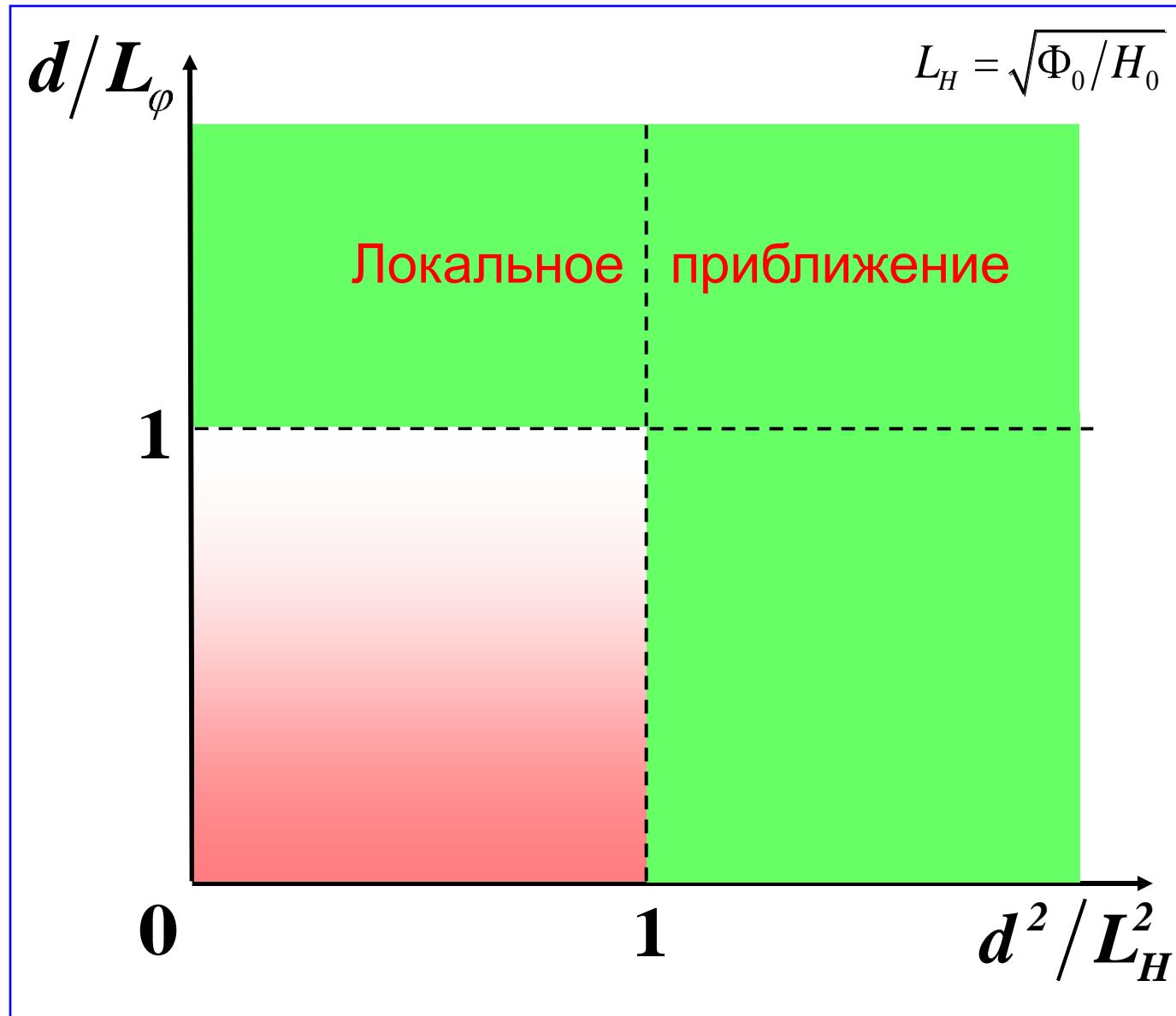


$$\sigma_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}$$

$$h = \frac{4eHD\tau_\phi}{\hbar c} \sim \frac{\Phi}{\Phi_0}$$

$$\xi = \frac{\tau_\phi}{\tau}$$

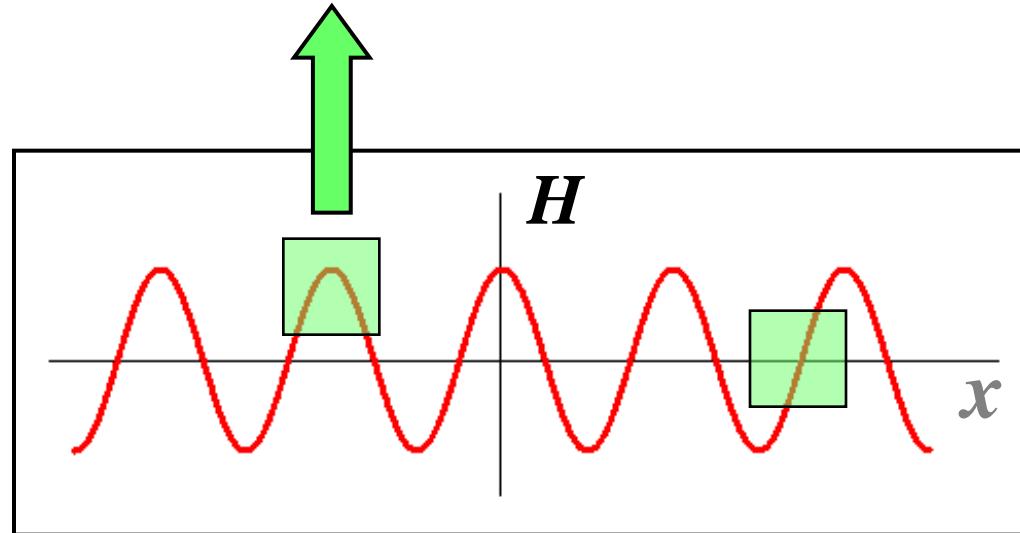
Слабая локализация в неоднородном магнитном поле



Интерференционная поправка к проводимости в локальном приближении

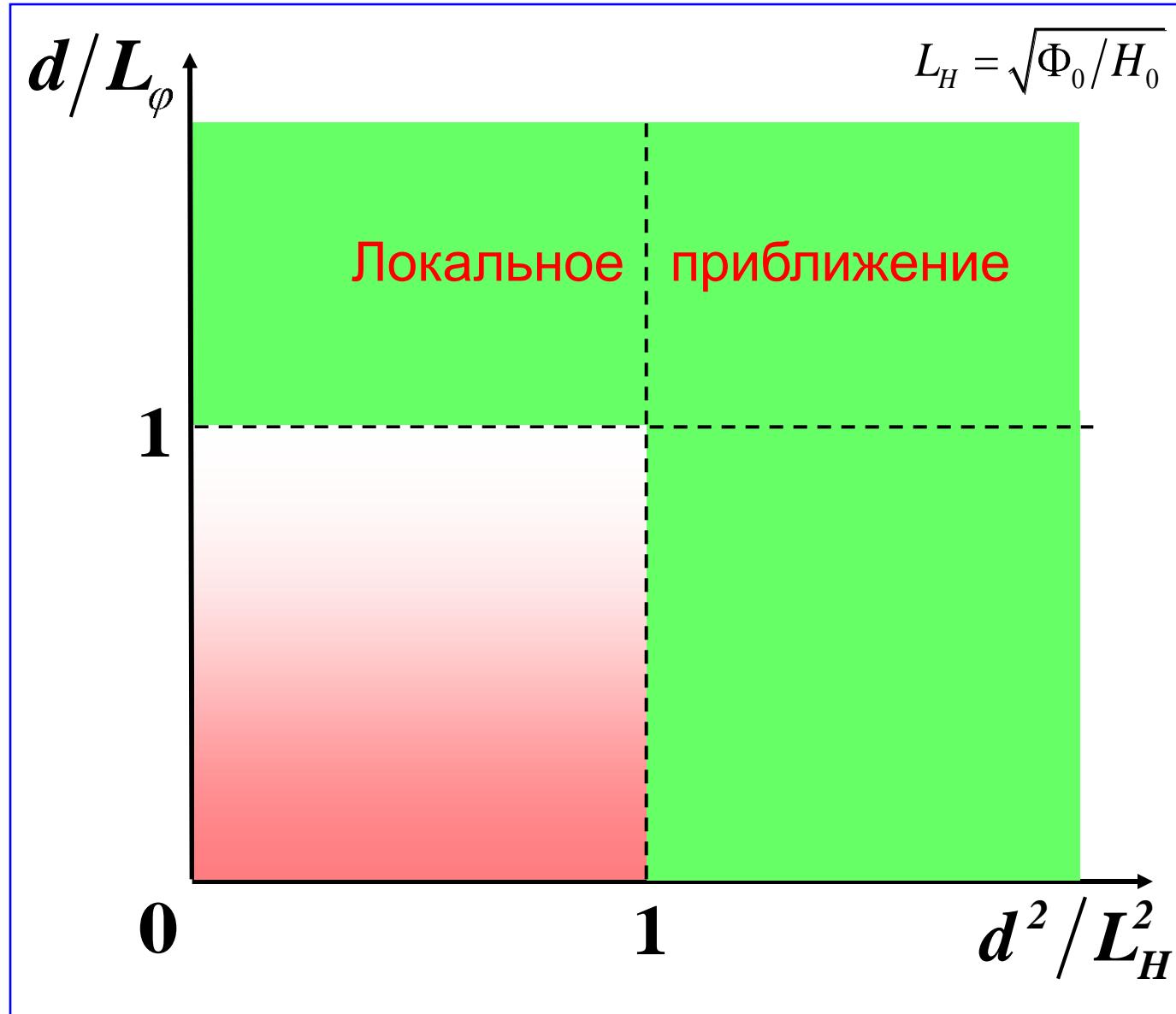
$$\min L_\phi, L_H \quad /d \ll 1$$

$$\Delta\sigma(\vec{r}) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eH(\vec{r})D\tau}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eH(\vec{r})D\tau_\phi}\right) \right\}$$

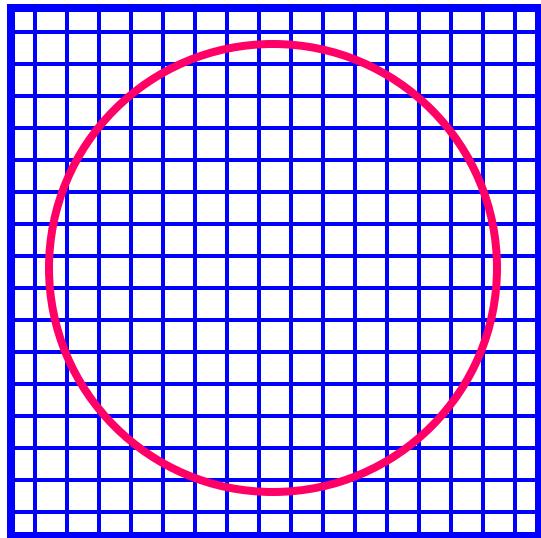


$$\langle \Delta\sigma(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} \Delta\sigma(\vec{r}) d^2\vec{r}$$

Слабая локализация в неоднородном магнитном поле



Поправка к проводимости в пределе нулевой температуры



$$L \sim \sqrt{Dt} \quad N \sim L/d \quad \Phi_1 \sim H_0 d^2$$

$$\Delta\Phi \sim N\Phi_1 \sim H_0 L d$$

$$\Delta\Phi \sim \Phi_0 \implies t \sim \tau_H \sim \Phi_0 / D H_0^2 d^2$$

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right) \implies \Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln\left(\frac{\tau_H}{\tau}\right)$$

$$T \rightarrow 0 \quad \tau_\phi \rightarrow \infty$$

$$\tau_H \sim H_0^{-2}$$

$$t_H \sim H^{-1}$$

Краткие выводы

1. Учет эффектов интерференции приводит к возникновению отрицательной квантовой поправки к проводимости, сильно зависящей от температуры.
2. Интерференционные эффекты оказывают наиболее сильное влияние на проводимость в двумерном электронном газе.
3. Магнитное поле разрушает интерференционную поправку к проводимости. Двумерный электронный газ обладает отрицательным магнитосопротивлением.