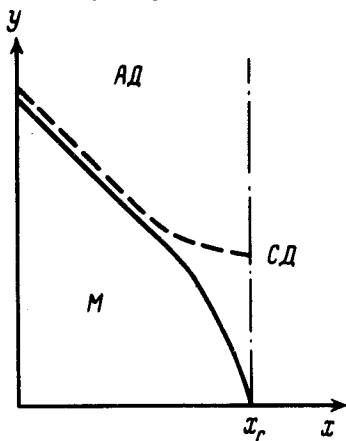


АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ  
В ПРОТЕКАТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

Д.Е.Хмельницкий

Найдена зависимость порога подвижности в макроскопической протекательной структуре от близости к геометрическому порогу протекания. Оценена длина локализации в двумерном и трехмерном случаях, а также аномальная температурная зависимость проводимости. Обсуждается влияние магнитного поля на порог подвижности, а также отрицательное магнитосопротивление.

1. В последнее время был достигнут значительный прогресс [1 — 3] в понимании андерсоновской локализации. Прогресс этот связан с умением вычислять поправки, возникающие из-за квантовой интерференции, к классической формуле Друде. В этой статье такое же вычисление применяется для определения порога подвижности металла, образующем макроскопическую протекательную структуру. В такой задаче есть два безразмерных параметра:  $x$  — концентрация разорванных связей, и  $y$  — безразмерное сопротивление элементарного звена перколяционной сети, измеренное в единицах  $\hbar/e^2$ . "Фазовая диаграмма" на плоскости  $(x, y)$  изображена на рисунке. При  $x > x_c$  протекательная структура разорвана и проводимости нет ни при какой температуре (классический диэлектрик  $CD$ ). При  $x < x_c$  и конечной температуре проводимость не равна нулю, но при  $T = 0$ , даже если разрывов нет вовсе, существует пороговое значение  $y_c(0)$ , такое, что при  $y > y_c(0)$  электронные состояния на уровне Ферми локализованы и проводимость равна нулю. Сплошная линия  $y_c(x)$  на рисунке разделяет области металла  $M$  и андерсоновского диэлектрика  $AD$ , который не проводит при  $T = 0$ , но имеет экспоненциально малую проводимость при конечной температуре.



Нашей задачей будет отыскание закона обращения в нуль  $y_c(x)$  при  $x \rightarrow x_c$ . Идея состоит в вычислении квантовой поправки к проводимости  $\delta\sigma$ . На пороге подвижности эта поправка имеет тот же порядок величины, что и классическая величина проводимости. Таким образом,

зная зависимости всех входящих в выражение для  $\delta\sigma/\sigma$  величин от  $x_c - x$  и  $y$ , можно найти зависимость  $y_c(x)$ .

2. Выражение для относительной поправки к проводимости имеет вид [3]

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = - \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{dq}{D(q) q^2} \quad (1)$$

В формуле (1)  $D(q)$  — эффективный коэффициент диффузии, который обратно пропорционален  $y$  и зависит от  $x_c - x$ . Кроме того,  $D(q)$  имеет сильную пространственную дисперсию при  $qL_c \gg 1$ , где  $L_c(x) \sim (x_c - x)^{-\nu}$  — корреляционная длина бесконечного кластера, а  $\nu = 0,8$  соответствующий критический индекс

$$D(q) = \frac{1}{y} (x_c - x)^t f(qL_c), \quad (2)$$

$$f(z) = \begin{cases} 1, & z \ll 1 \\ z^\gamma & z \gg 1 \end{cases} \quad \gamma = t/\gamma > 1. \quad (3)$$

Здесь  $t = 1,5$  — критический индекс проводимости в протекательной задаче. Индекс  $\gamma$  находится из условия независимости  $D(q)$  от  $x_c - x$  при  $qL_c \gg 1$ . Подставляя формулы (2) и (3) в выражение (1), заметим, что интеграл определяется областью  $qL_c \sim 1$ . На пороге подвижности, когда  $(\delta\sigma/\sigma) \sim 1$

$$y_c(x) \sim (x_c - x)^{t-\nu}. \quad (4)$$

3. Если  $y > y_c$  или система двумерна, то электронные состояния на уровне Ферми локализованы. Однако в образце конечного размера такая локализация ощущается, только если этот размер больше характерной длины локализации  $L_{loc}$ . Длина локализации входит также в диэлектрическую проницаемость при  $T = 0$  и вообще является важнейшей характеристикой локализованных состояний. Оценить эту длину можно по тому, что для образца таких размеров эффективное сопротивление порядка  $\hbar/e^2$ , и, значит, относительная поправка к проводимости порядка единицы. Поэтому

$$L_{loc} \sim l_c \left( \frac{y_c}{y} \right)^{\nu/t} \sim y^{-\nu/t} (x_c - x)^{-\nu^2/t}. \quad (5)$$

В двумерной задаче

$$L_{loc} \sim \begin{cases} L_c \exp \left\{ a \frac{(x_c - x)^t}{y} \right\}; & a \sim 1; y (x_c - x)^{-t} \ll 1 \\ y^{-\nu/t}; & y (x_c - x)^{-t} \gg 1 \end{cases} \quad (6)$$

4. При конечной температуре все указанные эффекты маскируются неупругими процессами [2]. В достаточно высокотемпературной области, когда  $L_{loc}$  и  $L_c$  превышают диффузионную длину неупругих процессов  $L_{in} \sim \sqrt{D(1/L_{in})\tau_{in}} \sim \tau_{in}^{1/2} \nu^{1/2} / (2\nu + t)$ , локализационные эффекты проявляются в аномальной, растущей с понижением температуры поправке к проводимости

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma} \sim -L_{in}^{t/\nu} \sim -\tau_{in} t / (2\nu + t). \quad (7)$$

5. Физический смысл полученных результатов состоит в том, что, хотя рассеяние на отдельной примеси относительно слабо, но геометрия системы такова, макроскопическая диффузия настолько слаба, что рассеянная волна весьма эффективно возвращается к первоначальному центру рассеяния и рассеивается на нем многократно, что усиливает эффекты локализации. При этом выполняется выдвинутый Гаулессом (см., например, [4], а также [1]) принцип, что определяющим является макроскопическое сопротивление. Этот принцип не является, однако, универсальным. Дело в том, что вернувшаяся волна должна быть когерентна с волной, которая первоначально рассеивалась примесью. Во внешнем магнитном поле [5, 6] вернувшаяся волна не когерентна с падающей, потому, что набор фазы на классической траектории пропорционален магнитному потоку, пронизывающему площадку, натянутую на эту траекторию. (Ясно, что на структуре типа дерева, не имеющей колец, эффекты магнитного поля отсутствуют). Таким образом, если площадку с линейными размерами порядка  $L_c$  пронизывает магнитный поток, превышающий  $\phi_0 = \pi \hbar c / e$ , то увеличение сопротивления, которое сопровождается приближением к порогу протекания  $x \rightarrow x_c$ , не вызывает изменения порога подвижности. При  $x \rightarrow x_c$ ,  $y_c(H, x) \rightarrow y_c(H, x_c)$

$$y_c(H, x_c) \sim L_H^{1-\gamma} \left( \frac{eH}{\hbar c} \right)^{(t-\nu)/2\nu}, \quad (8)$$

где

$$L_H \sim \sqrt{\phi_0 / H} \sim \sqrt{\hbar c / eH}.$$

В слабом магнитном поле, когда  $HL_c^2 \ll \phi_0$  существенны расстояния большие  $L_c$ . В этом случае [5, 6] интеграл в правой части формулы (1) следует писать в виде

$$\frac{4eH}{\hbar c} \sum_n \int \frac{dq_z}{Dq_z + \frac{4eHD}{\hbar c} \left( n + \frac{1}{2} \right)}.$$

В результате  $y_c(x)$  сдвигается в сторону больших  $y$

$$y_c(x, H) - y_c(x, 0) \sim \sqrt{H}. \quad (9)$$

На рисунке пунктирной линией изображена зависимость  $y_c(x, H)$ . В металлической фазе должно наблюдаться отрицательное магнито-сопротивление

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)_H - \left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)_{H=0} \sim \begin{cases} H^{(t-\nu)/2\nu}; & L_H \gg L_c \\ \sqrt{H} & ; L_H \ll L_c \end{cases} \quad (10)$$

6. Протекательная структура может реализоваться различными способами, в том числе, для порошков мелких металлических частиц, запеченных в твердом диэлектрике. При применении к реальным системам следует помнить, что все рассмотрение было проведено в одноэлектронном приближении, и, что задача о пороге подвижности для взаимодействующих электронов обладает рядом важнейших особенностей, (см., например, [8, 5, 7] и требует дополнительного исследования. Здесь важно отметить, что эффект Аронова — Альтшулера [7] также будет усиливаться при  $x \rightarrow x_c$  и не исчезает во внешнем магнитном поле.

В заключение следует заметить, что рассмотренная задача по результатам очень напоминает задачу о температуре перехода в гейзенберговском ферромагнетике, атомы которого образуют протекательную структуру [9]. Это подчеркивает родство между проблемой порога подвижности и теорией фазовых переходов [11, 10].

Автор благодарен Л.В.Иоффе и А.И.Ларкину за полезные обсуждения.

Институт теоретической физики  
им. П.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 июня 1980 г.

### Литература

- [1] E.Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Licciardello, T.V.Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., 42, 573, 1979.
- [2] P.W.Anderson, E.Abrahams, T.V.Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., 43, 718, 1979.
- [3] Л.П.Горьков, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. Письма в ЖЭТФ, 30, 248, 1979.
- [4] D.J.Thouless. Phys. Rev. Lett., 39, 1167, 1977.
- [5] B.L.Altshuler, D.E.Khmel'nitskii, A.I.Larkin, P.A.Lee. To be published.
- [6] S.Hikami, A.I.Larkin. Y.Nagaoko. Progr. Theor. Phys. To be published
- [7] B.L.Altshuler, A.G.Aronov. Solid State Comm., 36, 115, 1979;  
B.L.Altshuler, A.G.Aronov, P.A.Lee. Phys. Rev. Lett., 44, 1288, 1980.
- [8] L.Eleishman, P.W.Anderson. Phys. Rev., B21, 2366, 1980.
- [9] Е.Ф.Шендер. ЖЭТФ, 70, 2251, 1976.
- [10] F.Wegner. Z. Phys., B35, 207, 1979.
- [11] К.В.Ефетов, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. ЖЭТФ, 79, 99, 1980.