

ЛОКАЛИЗАЦИЯ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Л.Н.Булаевский, М.В.Садовский

Показано, что система, находящаяся в состоянии андерсоновской локализации в нормальном состоянии, может стать сверхпроводящей ниже критической температуры T_c . Получены коэффициенты уравнения Гинзбурга – Ландау для сверхпроводящего перехода в области андерсоновской локализации и исследовано поведение верхнего критического магнитного поля H_{c2} в металлической и диэлектрической области в зависимости от степени беспорядка.

Известно, что введение достаточно сильного беспорядка в металлическую систему приводит к локализации электронных состояний в окрестности уровня Ферми, т. е. к переходу Андерсона^{1, 2}. С другой стороны, притяжение электронов в окрестности уровня Ферми дает при низких температурах сверхпроводящее основное состояние. Возникает вопрос о соотношении этих двух типов переходов, ведущих к принципиально различным основным состояниям. Этот вопрос имеет и прикладное значение в связи с исследованиями сверхпроводимости сильно аморфизированных металлов и соединений, облученных быстрыми нейтронами.

В последнее время влияние локализации на сверхпроводимость широко обсуждается в литературе³⁻⁵. В этой работе мы покажем, что трехмерная система, находящаяся в состоянии андерсоновского диэлектрика в нормальном состоянии, может стать сверхпроводником ниже некоторой критической температуры сверхпроводящего перехода T_c .

Считая, что на поверхности Ферми реализуется эффективное притяжение электронов, мы используем теорию БКШ для расчета коэффициентов функционала Гинзбурга – Ландау

$$F = A |\Delta|^2 + \frac{1}{2} B |\Delta|^4 + C \left| \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2ie}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \Delta \right|^2. \quad (1)$$

Коэффициенты A , B и C определяются мацубаровской двухчастичной функцией Грина системы электронов в нормальном состоянии. Эта функция $\phi(q, \omega_m)$, определяющая кинетические свойства нормального состояния и переход к режиму локализации, может быть

найдена в рамках самосогласованной теории локализации ⁶⁻⁸. По мере роста беспорядка (уменьшения затравочной длины свободного пробега электрона l) порог подвижности E_c приближается к уровню Ферми E_F и пересекает его. При этом проводимость обращается в нуль и система попадает в диэлектрическую область ($E_F < E_c$). Около точки перехода ($E_F \approx E_c$) имеем:

$$\phi(q\omega_m) = - \frac{N(E_F)}{i|\omega_m| + iD_0(|\omega_m|\tau)^{1/3}q^2}; \quad \omega_m = 2\pi mT, \quad (2)$$

где

$$D_0 = \frac{1}{3}v_F l, \quad \tau = l/v_F.$$

В модели БКШ коэффициенты A и B не зависят от степени беспорядка (теорема Андерсона), пока в области локализации в энергетическом слое порядка T_c около уровня Ферми находится достаточно много состояний. Поэтому основной интерес представляет коэффициент C , описывающий сверхпроводящий отклик системы. Для обычного грязного сверхпроводника величина C пропорциональна проводимости системы σ . Последняя обращается в нуль при $E_F = E_c$ и вопрос о величине C вблизи перехода Андерсона и в области локализации менее тривиален. Используя соотношение

$$C = i\pi T \sum_{\epsilon_n} \frac{\partial^2}{\partial q^2} \phi(q, 2\epsilon_n) \Big|_{q=0}; \quad \epsilon_n = (2n+1)\pi T \quad (3)$$

получаем для квадрата корреляционной длины

$$\xi^2(T) = \xi_0 l \frac{\sigma}{\sigma_0} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1}; \quad R_l \ll (\xi_0 l^2)^{1/3}, \quad E_c < E_F.$$

$$\xi^2(T) = (\xi_0 l^2)^{1/3} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1}; \quad R_l > (\xi_0 l^2)^{1/3}, \quad E_c \geq E_F. \quad (4)$$

$$\xi_0 = 1,18 \hbar v_F / T_c,$$

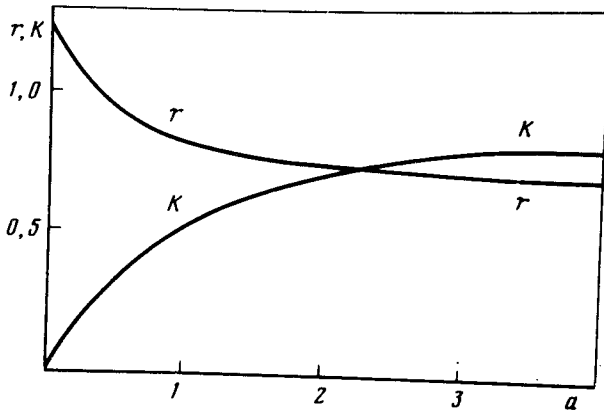
где $R_l = k_F^{-1} |\Gamma - E_F/E_c|^{-1}$ — корреляционная длина перехода Андерсона, $\sigma = \sigma_c (k_F R_l)^{-1}$ — статическая проводимость металла вблизи перехода, σ_0 — друдевская проводимость грязного сверхпроводника, $\sigma_c = l^2 k_F / \pi^3 \hbar$ — минимальная металлическая проводимость по Мотту ($\sigma_c \approx 250 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при $k_F \approx (3 \text{ \AA})^{-1}$), определяющая масштаб проводимости при переходе металл — диэлектрик. В диэлектрической области R_l определяет радиус локализации.

Видим, что сверхпроводящий отклик сохраняется и в области локализации. Он исчезает лишь при нарушении неравенства $R_l > (\xi_0 l^2)^{1/3}$, т. е. для достаточно сильно локализованных состояний, когда существенна дискретность уровней в области порядка R_l .

Мы рассчитали поведение верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(T)$, пренебрегая влиянием магнитного поля на переход Андерсона. Это приближение оправдано вблизи T_c . Соотношение между σ , величиной $(dH_{c2}/dT)_{T_c}$ и плотностью состояний на поверхности Ферми имеет вид

$$k = - \frac{\sigma}{8e\hbar N(E_F)} \left(\frac{dH_{c2}}{dT} \right)_{T_c} \approx \begin{cases} 1; & \sigma \geq \sigma^* \\ \sigma & \\ 16l^2 [N(E_F)T_c]^{1/3} & ; \quad \sigma < \sigma^*, \end{cases} \quad (5a)$$

где величина $\sigma^* \approx \sigma_c (k_F \xi_0)^{-1/3}$ характеризует масштаб влияния локализации на сверхпроводимость, и она близка к минимальной металлической проводимости. Из (5) видно, что известное в теории грязных сверхпроводников соотношение (5a) нарушается при подходе к переходу Андерсона. На рисунке показана полная зависимость коэффициента k от параметра $a = 1,23 \frac{\sigma}{\sigma^*} \left[1 + \frac{\sigma}{\sigma^*} (k_F \xi_0)^{-1/3} \right]^{-1}$. Там же изображена зависимость $r(a) = -H_{c2}(0) / T_c (dH_{c2}/dT)_{T_c}$. Этот коэффициент с ростом беспорядка возрастает от значения 0,69, характерного для обычных грязных сверхпроводников, до 1,24. При этом на кривой $H_{c2}(T)$ положительная кривизна сменяется отрицательной.



Из работы Андерсона, Мутталиба и Рамакришнана ⁴ известно, что при приближении системы к порогу локализации критическая температура T_c падает из-за усиления эффективного кулоновского отталкивания электронов (ослабление диффузии электронов препятствует их удалению друг от друга). Проведенные нами расчеты показывают, что в системах с малым значением E_F (порядка 1000К) и достаточно высокой исходной температуры T_c (порядка 10 – 15К в отсутствие беспорядка) возможно достижение области локализации при сохранении заметной величины T_c .

В реальных системах – облученных тройных халькогенидах SnMo_5S_8 ⁹ и $\text{Pb}_{1-x}\text{U}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$ ¹⁰ наблюдалось поведение σ и $(dH_{c2}/dT)_{T_c}$, которое согласуется с соотношениями (5) и рисунка, причем выполненные авторами ⁹ измерения коэффициента γ в теплоемкости показывают, что плотность состояний $N(E_F)$ практически не зависит от степени беспорядка. Отметим, что оба типа соединений удобны для достижения перехода Андерсона из-за близости в них E_F к краю зоны и сравнительно высоких температур $T_c \approx 10 - 15\text{К}$. Сильное разупорядочение при облучении приводит в них к падению T_c до 1К, росту остаточного сопротивления до значений больше $> 10^{-3}$ Ом·см и значительному по величине отрицательному коэффициенту сопротивления во всем интервале исследованных температур. Эти данные позволяют с большой долей уверенности утверждать, что обсуждаемые соединения, подвергнутые облучению нейтронами, действительно находятся в окрестности перехода Андерсона, сохраняя при этом сверхпроводящие свойства.

Авторы признательны О.В.Долгову, Е.Г.Максимову, В.Н.Флерову, Д.Е.Хмельницкому и Д.И.Хомскому за полезные обсуждения, а также Н.Е.Алексеевскому, В.Е.Архипову и Б.Н.Гошицкому за информацию об экспериментальных исследованиях облученных сверхпроводников.

Литература

1. Anderson P.W. Phys. Rev., 1958, 109, 1492.
2. Садовский М.В. УФН, 1981, 153, 223.

3. *Imry Y., Strongin M.* Phys. Rev., 1981, B24, 6353.
4. *Anderson P.W., Muttalib K.A., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev., 1983, B28, 117.
5. *Coffey L., Muttalib K.A., Levin K.* Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 783.
6. *Götze W.* J. Phys., 1979, C12,
7. *Vallhardt D., Wölfle P.* Anderson Localization, Ed. by Y. Nagaoka, H. Fukuyama. Springer Series in Solid Sciences, Vol. 39, Springer Verlag, Berlin – Heidelberg – New-York, 1982, 26.
8. *Мясников А.В., Садовский М.В.* ФТТ, 1982, 24, 3569.
9. *Давыдов С.А., Архипов В.Е., Воронин В.И., Гошицкий Б.Н.* ФММ, 1983, 55, 931.
10. *Алексеевский Н.Е., Митин А.В., Самосюк В.Н., Фирсов В.И.* ЖЭТФ, 1983, 85, 1092.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 апреля 1984 г.
