

# О ТЕМПЕРАТУРЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ

*A.M. Финкельштейн*

Произведена обработка результатов экспериментов, в которых наблюдалось подавление сверхпроводящего перехода в однородных аморфных пленках. Показано, что для правильного описания этого эффекта учета поправки первого порядка по  $t = (e^2/2\pi^2\hbar)R_\square$  недостаточно даже при  $t \sim 0,01$  и следует использовать уравнения ренормгруппы. Найденная с помощью этих уравнений зависимость температуры перехода от  $R_\square$  хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные.

После работ <sup>1</sup> было установлено, что кулоновское взаимодействие электронов в сочетании с рассеянием на примесях приводит к различным аномалиям (см. обзор <sup>2</sup>). Так, в <sup>3,4</sup> было предсказано, что наличие беспорядка понижает температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  в пленках следующим образом:

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} \approx - \frac{1}{3} g_1 \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} R_\square \left( \ln \frac{1}{T_c \tau} \right)^3, \quad (1)$$

где  $T_{c0}$  – температура перехода в объемном образце,  $R_\square$  – сопротивление пленки "на квадрат",  $\tau$  – время пробега,  $g_1$  – константа, описывающая экранированное кулоновское взаимодействие. Для того, чтобы при изучении этого эффекта избежать действия побочных явлений, нужно, чтобы объемные свойства электронного газа в пленках с разным  $R_\square$  оставались постоянными. В однородных пленках различной толщины, но одинакового состава, за-травочные значения фермижидкостных параметров электронов (плотность состояний, константы взаимодействия и т.п.) можно считать неизменными<sup>1)</sup>. Поэтому измерение  $T_c$  в зависимости от  $R_\square$  на серии таких пленок позволяет впрямую определить влияние интерференции взаимодействия и рассеяния электронов <sup>1, 2</sup> на сверхпроводимость в неупорядоченных двумерных системах. С этой целью были произведены измерения в аморфных пленках W–Re <sup>6</sup>, Mo–Ge <sup>7</sup> и Nb<sub>3</sub>Ge <sup>8</sup>. Выбор материалов такого рода определялся двумя обстоятельствами. Во-первых, в этих материалах  $\epsilon_F \tau \sim 1$  и соответственно  $\ln 1/T_{c0\tau} \sim 5 \div 10$ . Поэтому, хотя на  $T_c$  в пленках влияет множество факторов (см. обзор <sup>9</sup>), рассматриваемый механизм благодаря большой величине  $(\ln 1/T_c \tau)^3$  должен быть доминирующим. Во-вторых, для того, чтобы отделить рассматриваемый эффект от "геометрических" таких, как

<sup>1)</sup> Мы не учтем влияния на  $T_c$  поперечного квантования, которое обсуждалось, например, в работе <sup>5</sup> и, по-видимому, для рассматриваемых соединений несущественно. Отметим, что в <sup>5</sup> было также получено выражение для поправки к  $T_c$  за счет флуктуаций электромагнитного поля, которое совпадает с формулой (1) (если положить  $g_1 = 1/2$ ), но имеет обратный знак.

перколяция или гранулирование, нужно, чтобы пленки различной толщины были однородными. Для обеспечения однородности важна как технология изготовления, так и подбор компонент состава. В частности, пленки Mo – Ge приготавлялись так, что оставались однородными вплоть до толщин  $\sim 10 \text{ \AA}$ .

В <sup>6-8</sup> было получено, что по сравнению с объемным значением  $T_{c0}$  температура перехода в таких пленках уменьшается вдвое уже при  $R\Omega \sim 0,5 \text{ кОм}$ , а в исключительно тонких, но все еще однородных пленках работы <sup>7</sup> было обнаружено полное подавление сверхпроводящего перехода при  $R\Omega \sim 2 \div 3 \text{ кОм}$ . В обсуждаемых экспериментах  $T_c(R\Omega)$  падает с ростом  $R\Omega$  вначале линейно, что согласуется с предсказанием формулы (1). Однако при  $R\Omega > 0,5 \text{ кОм}$   $T_c$  уменьшается медленнее и в <sup>7</sup> было указано, что формула (1) должна быть как-то модифицирована.

Формула (1) была получена вычислением поправки первого порядка по параметру  $t = (\epsilon^2 / 2\pi^2 \hbar) R\Omega$ . Ниже мы продемонстрируем, что для нахождения  $T_c(R\Omega)$  при  $R\Omega > 0,5 \text{ кОм}$  простого учета первой поправки становится недостаточно (хотя параметр  $t$  еще чрезвычайно мал,  $t \sim 0,01$ ) и нужно использовать уравнения ренормгруппы. Уравнение ренормгруппы для константы взаимодействия в куперовском канале в первом порядке по  $t$  имеет следующий вид <sup>10, 11</sup>:

$$d\Gamma_c/dy = \frac{1}{2}t(Z + m\Gamma_2) - \frac{\Gamma_c^2}{Z}, \quad (2)$$

где  $y = \ln^1/\omega_T$ ;  $\Gamma_c$  и  $\Gamma_2$  – амплитуды взаимодействия электронов в куперовском канале и в канале спиновой плотности;  $Z$  описывает взаимодействие длинноволновых флуктуаций плотности электронов, и кроме того – это параметр, описывающий ренормирование коэффициента при частоте в пропагаторе диффузонов и куперонов <sup>10</sup>;  $m$  – число эффективных триплетных компонент куперона:  $m = 3$  в отсутствие спин-орбитального рассеяния и  $m = 0$ <sup>2)</sup>, если  $T_c \tau_{so} < 1$  ( $\tau_{so}$  – время релаксации спина из-за спин-орбитальных взаимодействий). Первое слагаемое в (2) возникает из-за ренормирования амплитуды  $\Gamma_c$  рассеивающимися на примесях флуктуациями плотности заряда и спина электронного газа. До тех пор, пока понижение температуры перехода относительно невелико, получаемая из уравнения (2) величина  $T_c(R\Omega)$  соответствует формуле (1), в которой параметр  $g_1$  нужно заменить на  $\frac{1}{2}(Z + m\Gamma_2)$ .

Автор не располагает конкретными данными о величине  $\Gamma_2$  и об эффективности спин-орбитального рассеяния в обсуждаемых системах. Однако будем иметь в виду следующее. Наклон критического поля  $dH_c^2/dT$  в объемном образце позволяет измерить коэффициент диффузии. С учетом этого в <sup>6-8</sup> обработкой экспериментальных данных  $T_c(R\Omega)$  по формуле (1) была оценена величина параметра  $g_1$ , который во всех трех случаях оказался довольно близок к 0,5. Поскольку в уравнении (2) роль параметра  $g_1$  играет  $\frac{1}{2}(Z + m\Gamma_2)$ , а затравочное значение  $Z$  равно единице, то близость  $g_1$  к 0,5 означает, что  $m\Gamma_2$  невелико. Для определенности мы будем считать  $m = 0$ , так как наличие довольно тяжелых элементов указывает на то, что спин-орбитальное взаимодействие должно быть существенно. Тогда в первом порядке по  $t$  уравнения ренормгруппы, описывающие поведение системы, имеют вид <sup>11</sup>:

$$d\Gamma_c/dy = \frac{1}{2}tZ - \frac{\Gamma_c^2}{Z}; \quad dZ/dy = t(-\frac{Z}{2} + \Gamma_c). \quad (3)$$

$$dt/dy = t^2(\frac{1}{2} - \frac{\Gamma_c}{Z}). \quad (4)$$

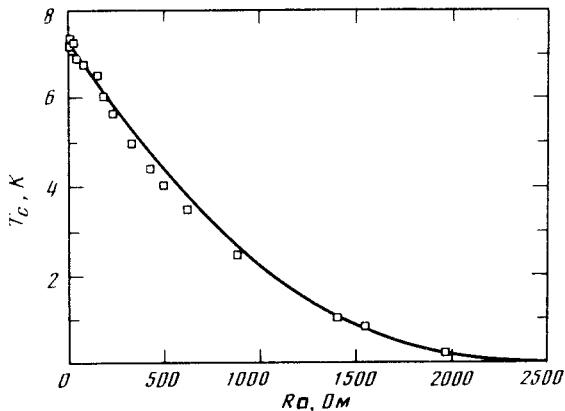
Для нахождения  $T_c$  ренормирование  $t$  можно не принимать во внимание, так как учет уравнения (4) начинает сказываться только при  $T_c/T_{c0} < 0,1$ . Тогда, интегрируя уравнения (3),

<sup>2)</sup> Уравнение (2) с  $m = 0$  использовалось при обсуждении вопроса о сверхпроводимости вблизи перехода металл – изолят <sup>12</sup>.

получаем

$$T_c/T_{c0} = \exp(-1/\gamma) \left[ \left[ 1 + \frac{(t/2)^{1/2}}{\gamma - t/4} \right] / \left[ 1 - \frac{(t/2)^{1/2}}{\gamma - t/4} \right] \right]^{1/\sqrt{2t}}, \quad (5)$$

где  $\gamma = 1/\ln T_{c0\tau}$ ;  $\gamma < 0$ . Из формул (5) следует, что есть два характерных масштаба  $t$ , описывающих падение температуры сверхпроводящего перехода при увеличении сопротивления  $R\Omega$ : в начале в соответствии с (1) происходит значительное понижение  $T_c$  при  $t \sim |\gamma|^3$ , а затем падение замедляется, и сверхпроводимость исчезает при больших  $t \sim \gamma^2$ . Поэтому для правильного описания подавления сверхпроводимости простого учета поправки первого порядка по  $t$  оказывается недостаточно, несмотря на то, что  $t \sim 0,01$ . В связи с этим отметим, что полученное из формулы (1) возвратное поведение  $T_c(R\Omega)$  в действительности отсутствует.



Подавление сверхпроводимости в аморфных пленках  $\text{Mo}_{79}\text{Ge}_{21}$ :  $\square$  – данные работы <sup>7</sup>, сплошная линия – результат обработки по формуле (5)

При обработке данных работы <sup>7</sup> по формуле (5) мы полагали  $\ln 1/T_{c0\tau} = 8,2$ , что довольно близко к значению, использовавшемуся в <sup>7</sup>. На рисунке показано, что формула (5) очень хорошо описывает подавление сверхпроводимости, которое удалось наблюдать на однородных аморфных пленках  $\text{Mo}_{79}\text{Ge}_{21}$ . Следует, однако, отметить, что справедливость формулы (5) основывается на наличии некоторого специального обстоятельства. Дело в том, что в обсуждаемых соединениях  $\tau^{-1} > \omega_D$  ( $\omega_D$  – дебаевская частота), и поэтому уравнение, описывающее амплитуду  $\Gamma_c$ , в каждой из областей  $\tau^{-1} > \omega > \omega_D$  и  $\omega_D > \omega$  следует интегрировать отдельно. Однако при разумных значениях параметров изменение величины  $\Gamma_c$ , возникающее за счет интерференции кулоновского взаимодействия и двумерного рассеяния электронов, практически не зависит от самого значения  $\Gamma_c$  в области  $\tau^{-1} > \omega > \omega_D$ , так как в уравнении (2) член, содержащий  $t$ , не зависит от  $\Gamma_c$ . Именно по этой причине при выводе формулы (5) мы не рассматривали отдельно частоты выше и ниже  $\omega_D$ , хотя, строго говоря, это верно не всегда.

В заключение отметим, что мы рассмотрели интересный для теории неупорядоченных систем случай, когда с одной стороны для описания эффекта необходимо пользоваться уравнениями ренормгруппы, с другой стороны выполнены условия применимости этих уравнений в низшем порядке по  $t$ . Подавление сверхпроводимости в обсуждаемых пленках происходит за счет совместного действия флюктуаций плотности электронов и рассеяния на примесях. Вероятно, что этот механизм (плюс аналогичное действие флюктуаций спиновой плотности) ответствен за то, что в трехмерных однородных материалах исчезновение сверхпроводимости происходит на металлической стороне перехода металл – изолятор.

#### Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2028; Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
2. Lee P.A., Ramakrishnan T.V. Rev. Mod. Phys., 1985, 57, 287.

3. Maekawa S., Fukuyama H. J. Phys. Soc. Jpn., 1982, 51, 1380; Maekawa S., Ebisawa H., Fukuyama H. J. Phys., Soc. Jpn., 1983, 52, 1352.
4. Takagi H., Kuroda Y. Solid State Comm., 1982, 41, 643.
5. Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ, 1973, 64, 719.
6. Raffy H.R., Laibowitz R.B., Chaudhari P., Maekawa S. Phys. Rev., 1983, B28, 6607.
7. Graybeal J.M., Beasley M.R. Phys. Rev., 1984, B29, 4167; Graybeal J.M., Beasley M.R., Greene R.L. Proc. 17th Int. Conf. Low Temp. Phys. (North Holland, 1984), P. 731.
8. Kes P.H., Chi C.C., Tsuei C.C. Proc. Int. Conf. Localization, Interaction and Transport in Impure Metals, ed. Schweitzer L., Kramer B. PT-B, Braunschweig, 1984, p. 181.
9. Комник Ю.Ф. ФНТ, 1982, 8, 115.
10. Finkel'stein A.M. Zeit. Physik, 1984, B56, 189.
11. Castellani C., DiCastro C., Forgacs G., Sorella S. Solid State Comm., 1984, 52, 261.
12. Ma M., Fradkin E. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 1416.

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

Поступила в редакцию  
4 ноября 1986 г.