

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 52 – 56

5 января 1970 г.

ОСОБЕННОСТИ РЕЗИСТИВНОГО СОСТОЯНИЯ С ТОКОМ В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

Л.П.Горьков

При температурах, меньших критической, тонкая сверхпроводящая пленка способна нести бездиссипативный ток, плотность которого меньше некоторой критической плотности тока $j < j_c$. При $j > j_c$ пленка обладает сопротивлением, которое в первом приближении соответствует закону Ома для нормального металла $j = \sigma E$. Любопытно, однако, что нормальное состояние с электрическим полем и током ($j = \sigma E$) устойчиво по отношению к возникновению бесконечно малых зародышей сверхпроводящей фазы вплоть до самых слабых полей (и токов). Дело в том, что куперовская пара, раз образовавшись, затем ускоряется как целое электрическим полем, получая с течением времени сколь угодно большой импульс – процесс, который, как известно, в силу механизма

Ландау, разрушает спаривание. Это обстоятельство можно непосредственно увидеть также из линейного нестационарного обобщения уравнения Гинзбурга – Ландау для параметра порядка (см., например [1, 2]). Таким образом, "вольт-амперная характеристика" тонкой пленки выглядит примерно так, как на рис. 1. На линии, отвечающей закону Ома параметр порядка, однако, испытывает флуктуации около нулевого значения, причем тем большие, чем меньше поле E (по предположению $T < T_c$). Поэтому в действительности зависимость $j(E)$ будет иметь вид пунктирной кривой рис. 1.

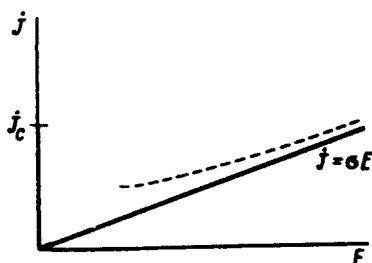


Рис. 1

Вклад флуктуаций параметра порядка в проводимость в слабом поле при $T > T_c$ (так называемая "парапроводимость") впервые изучался Асламазовым и Ларкиным [3] (см. также [4]). Нелинейная зависимость проводимости от поля (опять же при $T > T_c$) изучалась в [5]. В дальнейшем Томсон [6] показал, что в обычных сплавах результаты [3] должны быть исправлены учетом так называемых "аномальных членов" [1]. Оставляя эти сложности до другой работы, мы имеем в виду здесь качественно продемонстрировать явление, изображенное на рис. 1, т.е. существенно нелинейный характер вольт-амперной характеристики сверхпроводящей пленки. Для этого мы ограничимся моделью пленки с парамагнитными примесями [1] (или в сильном магнитном поле), для которой роль аномальных членов мала.

Диаграмма, дающая вклад в ток, связанный с флуктуациями, приведена на рис. 2. Сплошные линии отвечают функциям Грина электронов, пунктир – усреднению по примесям, тогда как волнистая линия отвечает куперовской вершинной части (в [3] обозначена через $\mathcal{K}(k, \omega_n)$). Такая запись, в отличие от [3], позволяет сразу же получить градиентно-инвариантное выражение для добавки к току (на оси термодинамических частот; мы пользуемся только вектором – потенциалом A):

$$\delta j_{\omega_0} = \frac{8\pi^2 N e \tau}{m^2 \rho_0} T \sum_{\omega} \int dk \left\{ \left(k - \frac{2e}{c} A \right) \mathcal{K}(k) \right\}_{\omega, \omega - \omega_0} \quad (1)$$

Выражение (1) должно быть аналитически продолжено на вещественную ось.

В силу существенной нелинейности задачи, функция \mathcal{K} включает зависимость от электрического поля. Например, будучи аналитически продолжена на вещественную ось частот из верхней полуплоскости, \mathcal{K} переходит в запаздывающую функцию K^R , для которой в координатном представлении имеем уравнение (сравни с [1]):

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\pi^2 r_s}{3} (T^2 - T_c^2) + D \left(\hat{p} - 2 \frac{e}{c} A \right)^2 \right\} K^R(t, r; t', r') = \delta(t - t') \delta(r - r'), \quad (2)$$

Уравнение для опережающей функции K^A получается заменой в (2) $\partial/\partial t \rightarrow -\partial/\partial t$.

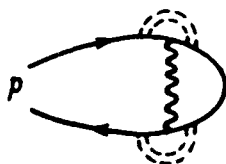


Рис. 2

Для фактического продолжения суммы (1) на ось физических частот надлежит представить \mathcal{K} в (1) в виде ряда по степеням вектора-потенциала A и воспользоваться методикой работы [1]. Соответствующие соотношения [1] переносятся на настоящий случай, если всюду $\text{th}(z/2T)$ заменить на $\text{cth}(z/2T)$, понимая интегралы в смысле главного значения. Прежде чем переходить к окончательным ответам, приведем одну промежуточную формулу. Так, сумма в (1) при продолжении переходит

$$T \sum_{\omega} \mathcal{K}_{\omega, \omega - \omega_0} \rightarrow \frac{T}{2} (K^R_{\omega_0, 0} + K^A_{0, -\omega_0}) - \frac{1}{4\pi i} \frac{T}{\pi} \int d\epsilon d\epsilon' \times \\ \times K^R_{\epsilon, \epsilon'} D \left[\left(\hat{p} - \frac{2e}{c} A \right)^2 - \hat{p}^2 \right]_{\omega', \epsilon', -\omega'; \epsilon - \omega_0} \left[\frac{1}{\epsilon'} - \frac{1}{\epsilon' - \omega'} \right]. \quad (3)$$

(Здесь всюду учтено, что частоты поля малы). Используя (2), (3), переходя от компонент Фурье к явной зависимости от времени, после ряда преобразований получим:

$$\delta j(r, t) = \frac{8\pi N e r T}{m^2 \rho_0} \int_{-\infty}^{\infty} \left(k - \frac{2e}{c} A(t) \right) K^R(t, r; r, r') K^A(r, r'; t, r) dr' dr. \quad (4)$$

В таком виде формула применима к ситуации, когда в уравнении (2) мы учитываем поле тока. Для тонкой пленки этого делать не надо. Переходя к импульсному представлению, из (4) и (2) получаем:

$$\delta j = \frac{8\pi N e^2 r T}{m^2 \rho_0} E \int_0^{\infty} v dv \int dk e^{-2Dk^2 v} \exp \left\{ -\frac{2}{3} v \left[\pi^2 r_s (T^2 - T_c^2) + e^2 D E^2 v^2 \right] \right\}. \quad (5)$$

Для пленки $dk = d^2k / (2\pi)^2 L$, где L — толщина пленки. В слабом поле при $T > T_c$ получаем добавочную проводимость [3, 4]

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{9T}{2\pi^2 \rho_0^2 \ell L r_s (T^2 - T_c^2)} \equiv \lambda \ll 1. \quad (6)$$

В общем случае при $T < T_c$:

$$\delta j = \left| \lambda \right| \sigma E \int_0^{\infty} dx \exp \left\{ x - \frac{4}{9} (\sigma E / \pi^2 j_c)^2 x^3 \right\}. \quad (7)$$

В сильном поле

$$\delta j \approx \left| \lambda \right| \sigma E \frac{1}{3} \Gamma \left(\frac{1}{3} \right) \left(\frac{3\pi^2 j_c}{2\sigma E} \right)^{2/3}.$$

Этот результат, конечно, не зависит от знака $T - T_c$. Наоборот, в слабых полях метод перевала в (7) дает:

$$\delta j = |\lambda| \sigma E \pi \left(\frac{\pi \sqrt{3} j_c}{2 \sigma E} \right)^{1/2} \exp \frac{\pi^2 j_c}{\sqrt{3} \sigma E}. \quad (8)$$

Таким образом, вклад от флуктуации весьма быстро становится большим. Именно, $\delta j / j_0 \sim 1$ при $\sigma E \sim \pi^2 j_c / \sqrt{3} \ln(1/|\lambda|)$. Если учесть, что величина $|\lambda|$ в (6) в реальных экспериментах достигает порядка 10^{-2} , то становится ясным, что вольт-амперная характеристика пленки имеет вполне заметный участок, соответствующий отрицательной дифференциальной проводимости. При подходящих разностях потенциалов на концах пленки должна наблюдаться генерация излучения — аналог джозефсоновских колебаний в туннельном переходе. Возможно, что именно этот эффект наблюдался в экспериментах [7]. Было бы интересно экспериментально измерить ту часть кривой рис. 1, которая соответствует большим полям. Конечно, (8) справедливо только при $\delta j / j_0 \ll 1$. Получить теоретические формулы в том случае, когда $\delta j \sim j_0$ (флуктуации нелинейны), в общем виде не удается.

Автор выражает благодарность Л.Г.Асламазову, А.И.Ларкину, Г.М.Элиашбергу за полезные обсуждения.

Институт теоретической физики

им. Л.Д.Ландау

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

20 ноября 1969 г.

Литература

- [1] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 54, 612, 1968.
- [2] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 57, 600, 1969.
- [3] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин. ФТТ, 10, 1104, 1968.
- [4] H.Schmidt. Zs. Phys., 216, 336, 1968.
- [5] A.Schmidt. Phys. Rev., 180, 527, 1969.
- [6] R.S.Thompson. Препринт, 1969; Bull. Am. Phys. Soc., 14, 128, 1969.
- [7] Г.Е.чурилов, В.М.Дмитриев, А.П.Бескорный. Письма в ЖЭТФ, 10, 231, 1969.