

## ОСОБЕННОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ПРИ РАЗРУШЕНИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПОЛОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА ТОКОМ

И.Л.Ландау

При изучении разрушения током сверхпроводимости полых цилиндрических образцов из индия было обнаружено, что экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) существенно отличаются от тех, которые можно было бы построить на основании простых соображений.

Измерения проводились на двух монокристаллических образцах из индия с небольшой примесью олова. Отношение сопротивлений  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{0\text{K}}$  составляло 1700 для образца I и 3300 для образца II. Оба образца имели одинаковые размеры: внешний диаметр 8 мм, диаметр отверстия 4 мм, длина 55 мм. Методика изготовления, монтажа образцов, а также получения и измерения сильных токов описана в [1]. Напряжение с потенциальных контактов, прижатых к образцу в его центральной части, усиливалось нановольтметром Ф118 и записывалось, как функция тока, на самописце ЛКД4. Температура образцов в процессе измерений контролировалась термометрами Allen-Bradley, которые были приклеены ко внутренней поверхности образцов; оба отверстия образца после установки термометра запаивались, а провода выводились через герметичные стеклянные переходы. Такая методика позволила полностью избавиться от ошибок, связанных с неопределенностью температуры образца даже в том случае, когда образец под действием тока был перегрет над температурой гелиевой ванны.

На рис. 1 в приведенном масштабе представлены экспериментальные ВАХ (сплошные кривые – записи на самописце, точки получены путем обработки аналогичных записей). Область ВАХ вблизи  $I_c$  показана на этом же рисунке в координатах  $V$  от  $I$ . Перегрев образцов под действием токов  $1 + 1,5 I_c$  был пренебрежимо мал при любых температурах.

Разрушение сверхпроводимости цилиндрического образца током, независимо от того является ли этот образец полым или нет, должно начинаться, когда магнитное поле тока на внешней поверхности образца достигнет критического значения  $H_c$ , т. е. при токе  $I_{c0} = cr_2 H_c / 2$  ( $r_2$  – радиус внешней поверхности образца). При больших токах в образце должен возникнуть тот или иной тип структуры промежуточного состояния [2 – 4]. Весьма существенным отличием полых образцов является, однако, наличие на внутренней поверхности образца слоя двумерного смешанного состояния сверхпроводников первого рода (ДС состояния) [5, 6]. В том случае, когда в объеме образца существует промежуточное состояние, сверхпроводящие домены могут непосредственно выходить на внутреннюю поверхность, в то время, как нормальные должны быть покрыты ДС состоянием. Зависимость радиуса области промежуточного состояния от тока определяется, как и в массивных образцах, формулой Лондона [2] (см. также [4])  $r_{in} = r_2(i - \sqrt{i^2 - 1})$ , где  $i = I/I_{c0}$ .

При  $l > l_i = l_{c0} \frac{r_1^2 + r_2^2}{2r_1 r_2}$  ( $r_1$  – радиус отверстия) радиус структуры промежуточного состояния делается меньше радиуса отверстия образца; т. е. при  $l \geq l_i$  существование промежуточного состояния в объеме образца невозможно и весь образец, за исключением тонкого ДС слоя на его внутренней поверхности, должен находиться в нормальном состоянии.

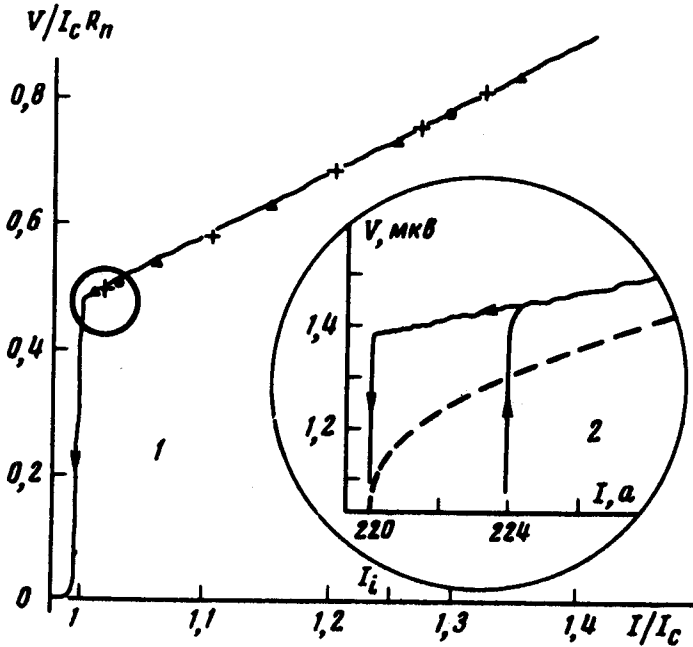


Рис. 1. 1-Зависимость  $V/I_c R_n$  от  $I/I_c$  ( $R_n$  – сопротивление образца в нормальном состоянии). Сплошная линия – запись для образца II,  $T = 3,02$  К,  $l_c = 89$  а;  $\circ$  – образец II,  $T = 3,361$  К,  $l_c = 8,8$  а;  $\Delta$  – образец II,  $T = 2,39$  К,  $l_c = 218$  а;  $+$  – образец I,  $T = 3,17$  К,  $l_c = 51$  а; 2. – зависимость  $V$  от  $I$ ; образец II,  $T = 2,37$  К. Пунктирная кривая построена по формуле

$$V = \frac{\rho L}{2\pi r_2^2} (l + \sqrt{l^2 - l_c^2})$$

Так как сопротивление образца определяется только радиусом области промежуточного состояния, то ВАХ полого образца при  $l < l_i$  должна совпадать с ВАХ массивного образца того же внешнего диаметра и удельного сопротивления  $\rho$ . Таким образом напряжение на образце при  $l < l_i$  согласно [2] можно записать в виде

$$V = \frac{\rho L}{2\pi r_2^2} (l + \sqrt{l^2 - l_c^2}),$$

$L$  – расстояние между потенциальными контактами. Зависимость  $V(I)$ , согласно этой формуле, показана на рис. 1 пунктиром; здесь следует отметить, что  $I_c$  определенный, как показано на рис. 1, может несколько отличаться от  $I_{c0}$  (см., например, [7]). При  $I > I_i$ , если пренебречь толщиной ДС слоя, можно записать  $V = R_n(I - I_{ДС})$ , где  $I_{ДС}$  – ток, текущий по ДС слою, а  $R_n$  – сопротивление образца в нормальном состоянии. Если  $I_{ДС}$  не зависит от тока через образец, то ВАХ в этой области токов имеет вид прямой линии, параллельной ВАХ нормального состояния. Экспериментальные же ВАХ (рис. 1) с хорошей точностью линейны вплоть до  $I = I_c$ , при котором сопротивление образца скачком обращается в нуль. Это свидетельствует о том, что в данном случае промежуточное состояние в объеме образца отсутствует при любых токах.

Если при  $I < I_i$  промежуточное состояние в объеме отсутствует, то простой расчет показывает, что магнитное поле, близкое к критическому значению на границе ДС слоя, убывает вглубь нормального металла, где имеет минимум, а затем возрастает до значения  $2I/cr_2$  на внешней поверхности образца. То, что такой тип разрушения имеет место в наших образцах, представляется весьма интересным, поскольку в этих образцах толщина стенки довольно велика и соответственно область, в которой нормальный металл находится в переохлажденном состоянии имеет, при малых токах, весьма значительные размеры. В этой ситуации казалось бы более естественным образование промежуточного состояния на поверхности ДС слоя, так как это должно привести к выигрышу в свободной энергии, связанной с нормальной частью образца. Говоря иными словами, ДС состояние оказалось довольно устойчивым относительно образования на его поверхности структуры промежуточного состояния.

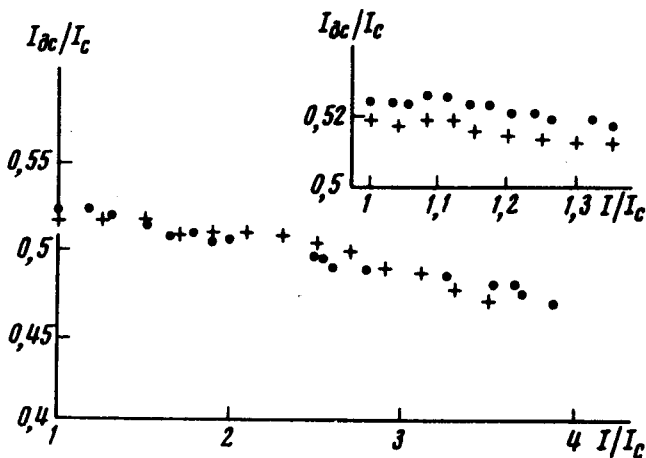


Рис. 2. Зависимость  $I_{DC}/I_c$  от  $I/I_c$ . ● – образец I,  $T = 3,19$  К,  $I_c = 46$  а; Δ – образец II,  $T = 3,02$  К,  $I_c = 89$  а

В свете этих результатов делается понятным тот факт, что при исследовании структуры слоя ДС состояния с помощью микроконтактов [5] не было отмечено никаких признаков промежуточного состояния.

Несомненно, однако, что в образцах с большей толщиной стенки, разрушение сверхпроводимости будет сопровождаться образованием промежуточного состояния в объеме образца. Таким образом исследование образцов с  $r_1 \ll r_2$  при помощи микроконтактов представляет интерес и должно, по-видимому, привести к непосредственному обнаружению структуры промежуточного состояния, возникающего при разрушении сверхпроводимости током.

По ВАХ можно определить также значение тока в слое ДС состояния (рис. 2). Величина  $I_{ДС} / I_c$  связана со значением магнитного поля на границе ДС слоя и нормального металла  $H^*$  следующим образом

$$\frac{I_{ДС}}{I_c} = \frac{r_1}{r_2} \frac{I_{c0}}{I_c} \left(1 + \frac{d}{r_1}\right) \frac{H^*}{H_c}, \quad d - \text{толщина слоя ДС состояния; здесь мы}$$

также учли возможное отличие  $I_c$  от  $I_{c0}$ . Интересно, что вблизи  $I_c$  величина  $\frac{I_{c0}}{I_c} \left(1 + \frac{d}{r_1}\right) \frac{H^*}{H_c} = 1,04 \pm 0,02$ , т. е. превышает единицу.

Я благодарен Ю.В.Шарвину и А.Ф.Андрееву за многочисленные и полезные дискуссии.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 марта 1976 г.

### Литература

- [1] И.Л.Ландау. ЖЭТФ, 67, 250, 1974.
- [2] F. London. Superfluids, 1, New-York, 1950, стр. 96.
- [3] С. J. Gorter. Physica, 23, 45, 1957.
- [4] П.Текель. ЖЭТФ, 61, 1691, 1971.
- [5] И.Л.Ландау, Ю.В.Шарвин. Письма в ЖЭТФ, 10, 192, 1969.
- [6] И.Л.Ландау, Ю.В.Шарвин. Письма в ЖЭТФ, 15, 88, 1972.
- [7] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 54, 1510, 1968.