

## КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК МАЛОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

М.Б. Гершензон, В.И. Губанков

Вблизи  $T_c$  зависимость  $J_c(T)$  гранулированных пленок Nb и NbN описывается теорией, развитой для однородных "грязных" сверхпроводников, в то время как при  $T/T_c \lesssim 1 - (\xi(0)/g)^2$ , где  $g$  — размер гранул, пленки ведут себя как совокупность сильносвязанных гранул.

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников, в том числе пленок ниобия и его соединений. Наряду с перспективностью их практического использования [1], стимулом для изучения подобных пленок служит растущий интерес к физике гранулированных сверхпроводников. Из-за высокой способности Nb к окислению, пленки Nb и его соединений оказываются состоящими из гранул, окруженных слоем окисла, причем размеры этих гранул лежат в диапазоне 50 — 1000 Å, в зависимости от толщины пленки, ее материала и способа осаждения [2, 3]. До настоящего времени наиболее полно были изучены гранулированные пленки, в которых длина когерентности  $\xi(0)$  значительно превышала средний размер гранул  $g$  — такая ситуация реализуется, например, в пленках Al, распыляемого в атмосфере кислорода [4]. Малые длины когерентности в пленках Nb и его соединений, обусловленные сильным рассеянием электронов, позволяют на примере этих пленок исследовать другой предельный случай —  $\xi(0) \ll g$ , а также, изменяя температуру, проследить на одном и том же образце переход от случая  $\xi(T) > g$  к  $\xi(T) < g$ .

Использование в настоящей работе тонких пленок Nb и NbN малого поперечного сечения позволило провести корректное сравнение с результатами микроскопической теории, развитой для однородных сверхпроводников и обнаружить переход от области вблизи критической температуры  $T_c$ , где критические токи хорошо описываются теорией для однородных "грязных" сверхпроводников, к области температур, где пленки ведут себя как совокупность сильносвязанных гранул. Определение температуры, при которой происходит такой переход, дает возможность провести оценку размера гранул, а также проследить зависимость  $g$  от толщины пленки.

Нами исследовались тонкие (толщиной  $d = 400 - 1000$  Å) и узкие (шириной  $W = 1 - 5$  мкм) пленки Nb и NbN, полученные высокочастотным распылением. Форма резистивного перехода, находящаяся в соответствии с теорией флуктуаций [5], и зависимость  $T_c(d)$ , количественно описываемая теорией эффекта близости [6] с толщиной поверхностного слоя с подавленной сверхпроводимостью  $\sim 30$  Å как для Nb, так и для NbN, свидетельствуют о высокой однородности таких пленок на расстояниях, много больших  $\xi(0)$  [7]. Образцы формировались с помощью фо-

толиитографии и последующего ионного травления. Параметры ряда образцов, определенные по стандартной методике [8], приведены в таблице.

№ образца	Материал	W, мкм	d, Å	$\lambda_{\perp}(0)$ , мкм	$\xi_{\Lambda}(0)$	$T^*/T_c$	$\xi$ , Å
1	Nb	1	700	0,29	70	0,78	150
2	Nb	3	500	0,56	74,5	0,72	140
3	Nb	5	1000	0,23	87	0,87	240
4	NbN	1	500	8,4	39,5	0,75	80
5	NbN	1,5	500	9,8	42	0,75	85

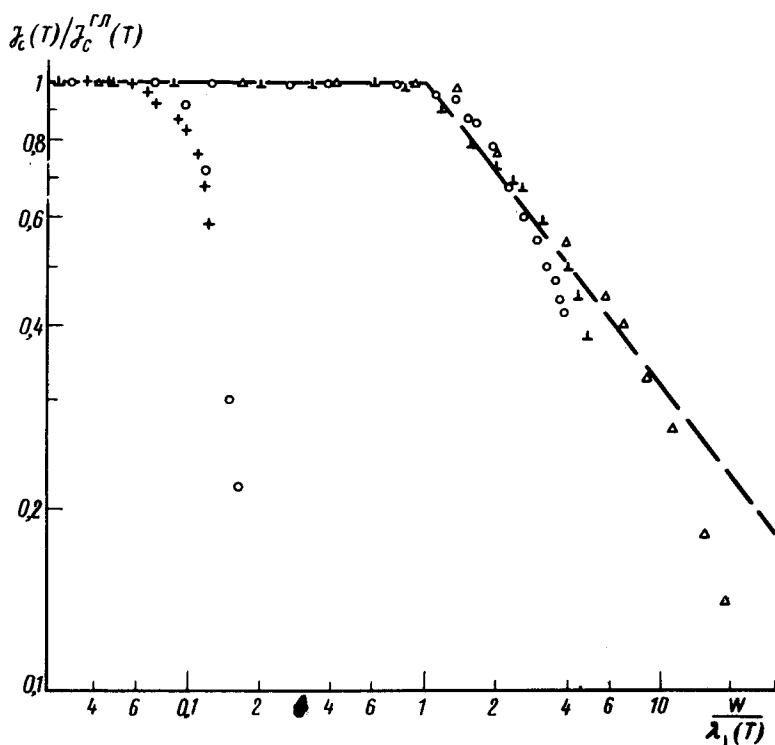


Рис.1. Цифрами указаны номера образцов, параметры которых приведены в таблице: 1 - ●; 2 - ⊥; 3 - Δ; 4 - +; 5 - 0

На рис.1 показаны экспериментальные зависимости критических токов  $J_c$  этих образцов от величины  $W/\lambda_{\perp}$ , являющейся функцией температуры ( $\lambda_{\perp}$  — эффективная глубина проникновения магнитного поля). Для одного из образцов (№4) на рис.2 приведена явная зависимость критического тока от температуры. Сравнение с теоретической зависи-

мостью равномерно распределенных по сечению образца токов распаривания от температуры  $J_c^{\Gamma L}(T) = j_c^{\Gamma L}(T)(Wd)$ , проводилось с использованием результатов численного расчета зависимостей  $j_c^{\Gamma L}(T, l)$  ( $l$  — длина свободного пробега электронов), полученных на основе микроскопической теории в работе [9]. Хорошее количественное согласие эксперимента и теории вблизи  $T_c$  подтверждает вывод работы [4] о применимости к гранулированным сверхпроводникам с  $\xi(T) \gg g$  и  $k_F l \gg 1$  ( $k_F$  — волновое число Ферми) теории однородных "грязных" сверхпроводников.

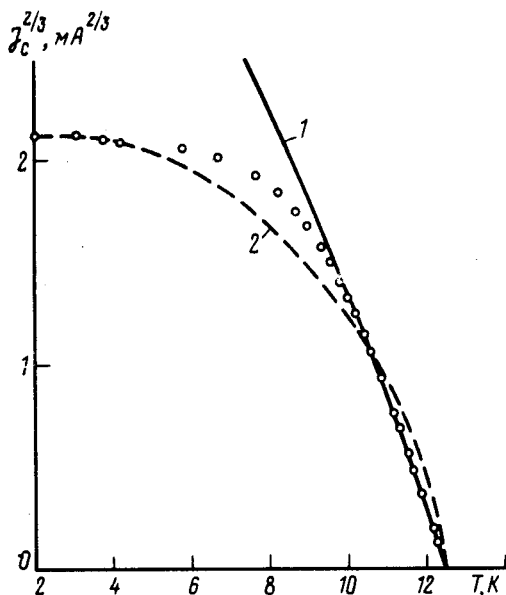


Рис.2. Зависимость  $J_c^{2/3}(T)$  для образца №4: 1 — зависимость  $[J_c^{\Gamma L}(T)]^{2/3}$ , 2 — зависимость  $[J_c^{AB}(T)]^{2/3}$

При понижении температуры наблюдается отклонение экспериментальной зависимости  $J_c(T)$  от теоретической, полученной для равномерно распределенных по сечению пленки токов распаривания, обусловленное двумя причинами. Во-первых, для широких по сравнению с  $\lambda_{\perp}(0)$  образцов при значительном удалении от  $T_c$  нарушается равномерность распределения тока по сечению образца. Это происходит при  $W/\lambda_{\perp}(T) \approx 1$ , и при дальнейшем понижении температуры экспериментальные за-

висимости  $J_c(T)$  хорошо описываются выражением  $J_c(T) = J_c^{\Gamma L}(T) \sqrt{\frac{\lambda_{\perp}(T)}{W}}$ ,

показанном на рис.1 пунктиром, и совпадающим с точностью до постоянного множителя  $\sim 1$  с зависимостью  $J_c(T)$ , полученной для случая  $W \gg \lambda_{\perp}(T)$  в работе [10]. Во-вторых, для всех исследованных образцов как  $Nb^+$ , так и  $NbN$ , начиная с некоторой температуры  $T^*$  наблюдается замедление роста  $J_c(T)$  по сравнению с ходом соответствующих теоретических зависимостей, полученных для однородных сверхпроводников. На образцах, полученных по методике, описанной в работе [8] и имеющих существенно иную геометрию края (плавное утоньшение пленки к краям) были получены идентичные результаты. Это свидетельствует о том, что замедление роста  $J_c$  не связано с вихревым механизмом разрушения сверхпроводимости из-за подавления краевого барьера при  $T \lesssim T^*$ .

Наблюдаемая форма зависимости  $J_c(T)$ , по-видимому, объясняется тем, что при  $T \approx T^*$  длина когерентности  $\xi(T)$  сравнивается со средним размером гранул пленки. При дальнейшем понижении температуры пленка ведет себя как совокупность гранул с прямой, либо туннельной проводимостью межгранульных барьеров в зависимости от степени окисления поверхности гранул. Действительно, на рис.2 виден переход от области, где  $J_c(T)$  количественно описывается теоретической зависимостью  $J_c^L(T)$ , к области плато при  $T \lesssim T_c$  согласующейся по форме с зависимостью Амбегаокара – Баратова  $J_c^{AB}(T)$  для туннельного джозефсоновского перехода [11]. Аналогичное совпадение по форме  $J_c(T)$  и  $J_c^{AB}(T)$  в области низких температур для тонких пленок NbN наблюдалось в работе [1]. Следует отметить, что сравнительно низкое удельное сопротивление пленок в нормальном состоянии, и высокие критические плотности тока в области плато ( $(1,5 + 3) \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> для Nb и  $(4 \div 5) \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> для NbN) свидетельствуют о достаточно сильной связи между гранулами.

Определение температуры перехода  $T^*$  позволяет получить оценки размера гранул. Величины  $g$ , полученные из соотношения  $g = \xi(T^*)$ , и приведенные в таблице, совпадают с литературными данными о величине гранул в подобных пленках, полученными прямыми методами [2, 3]. Следует отметить, что при увеличении толщины пленок Nb наблюдается повышение отношения  $T^*/T_c$ , свидетельствующее о росте гранул, что находится в согласии с результатами работы [2].

Таким образом, изучение зависимостей  $J_c(T)$  в гранулированных пленках высокотемпературных сверхпроводников малого поперечного сечения позволяет проследить изменение их свойств при переходе от случая  $\xi(T) > g$  к  $\xi(T) < g$  и получить информацию о структуре этих пленок. Следует также отметить, что для реализации однородно распределенных по сечению образца токов распаривания в гранулированных пленках необходимо одновременное выполнение двух условий:  $W \lesssim \lambda_{\perp}(T)$  и  $g \lesssim \xi(T)$ .

В заключение авторы выражают благодарность Е.Н.Миргородской и В.П.Орлову за помощь в изготовлении образцов, Г.Н.Гольцману и А.Д.Семенову за определение критических магнитных полей пленок NbN.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 июня 1980 г.

### Литература

- [1] F.J.Rachford, E.J.Cukauskas. Appl. Phys. Lett., **35**, 881, 1979.
- [2] П.Е.Кандыба, Д.М.Колесников, А.В.Тябликов. Электронная техника, сер. 6 "Микроэлектроника", вып.2 (80), 76, 1979.
- [3] W.Wagner, D.Ast., J.R.Gavaler. J. Appl. Phys., **45**, 465, 1974.
- [4] B.Abeles. "Granular metal films", in Applied Solid State Science, **6**, 64, 1976.
- [5] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин. ФТТ, **10**, 1104, 1968.

- [6] W.Silwert, L.N.Cooper. Phys. Rev., 141, 336, 1966.
- [7] М.Е.Гершензон, В.П.Кошелец. ЖТФ, 50, 581, 1980.
- [8] М.Е.Гершензон, В.Н.Губанков. ФТТ, 21, 700, 1979.
- [9] М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев. ФНТ, 6, №4, 1980.
- [10] В.П.Андрацкий, Л.М.Грундель, В.Н.Губанков, Н.В.Павлов. ЖЭТФ, 65, 1591, 1973.
- [11] V.Ambegaokar, A.Varatoff. Phys. Rev. Lett., 10, 486, 1963; 11, 104, 1963.
-