

01;05.4

©1994

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРКОЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ ВТСП КЕРАМИК ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

*Б.Л.Оксенгендлер, Э.М.Ибрагимова,  
З.И.Каримов, А.Юсупов*

Гранулированная структура, получающаяся при изготовлении ВТСП материалов, обладает многими электрофизическими свойствами, которые хорошо могут моделироваться случайной сеткой контактов Джозефсона (ССКД) [1,2]. Радиация многообразно влияет на свойства как объема кристаллитов, так и джозефсоновских контактов, что проявляется во всех характеристиках сверхпроводника, связанных с транспортом носителей. Достаточно очевидно, что с точки зрения радиационного воздействия именно джозефсоновские контакты являются "слабым местом", при этом особенностью совокупности джозефсоновских переходов является случайный характер образованной ими сетки. Поэтому адекватным методом анализа эффектов, связанных со ССКД является теория протекания [3].

В данном сообщении рассматривается влияние радиации на сетку контактов, причем будем принимать во внимание два различных канала воздействия радиации. В-первых, в случае первичного энерговыделения в области контакта этот контакт может просто разрушиться, что осуществляется с вероятностью  $\delta_d \Phi$  (где  $\delta_d$  — сечение деструкции контакта,  $\Phi$  — доза). Во-вторых, взаимодействие радиации с веществом усиливает диффузионные процессы, в результате чего избыточные атомы кислорода, скопившиеся на контактах вследствие окислительной термообработки, уходят в глубь кристаллитов; таким образом, свойства контактов изменяются. Положим, что в межкристаллитном пространстве, т.е. в контакте толщиной  $\bar{L}$ , имеется избыток атомов кислорода с концентрацией  $N_0$ , тогда нестехиометрические вакансии в микрокристаллитах быстро рекомбинируют с вышедшим из контакта атомом кислорода, что может быть описано уравнением диффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}$$

$$t = 0; \quad N(x) = \begin{cases} 0; & -\infty < x < -\frac{\tilde{L}_0}{2} \text{ и } \frac{\tilde{L}_0}{2} < x \\ N_0; & -\frac{\tilde{L}_0}{2} < x < \frac{\tilde{L}_0}{2} \end{cases}$$

и граничными  $N(-\tilde{L}_0/2) = N(\tilde{L}_0/2) = 0$  условиями. Тогда концентрация кислорода в контакте описывается выражением [4]:

$$N(x, t) = \frac{4}{\pi} N_0 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} e^{-\frac{(2k+1)^2}{\tilde{L}_0^2} \pi^2 D t} \sin \frac{2k+1}{\tilde{L}_0} x.$$

Определим ширину перехода условием  $\tilde{N} = N(x, t)$ . В результате решения этого уравнения получаются два симметричных значения —  $-x^*$ ,  $x^*$ , так ширина перехода оказывается равной  $L = 2x^*$ . Теперь, ограничиваясь в сумме ряда первым членом, найдем, что ширина контакта монотонно уменьшается с дозой облучения  $\Phi = It$

$$L = \tilde{L}_0 - \gamma \Phi$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\pi^2 \tilde{N}^2}{16 N_0^2}}} \frac{\pi^2 \tilde{N}}{2l} \frac{D}{N_0 I}.$$

Будем считать, что совокупность контактов может быть охарактеризована спектром толщин межзеренных контактов  $\Psi(L)$ . Выберем этот спектр в виде  $\Psi(L) = \frac{1}{L} e^{-L/L}$  [5], где  $L$  — средняя ширина контактов по ансамблю.

Туннелирование скоррелированных пар носителей можно охарактеризовать энергией переноса:  $E_t(L) = E_t^0 e^{-L/\xi}$  [6], где  $\xi$  — длина когерентности пары носителей,  $E_t^0$  — энергия переноса через бесконечно тонкий контакт.

В качестве условия температурного разрушения когерентного переноса примем  $kT > E_t(L)$ , так что все контакты с шириной  $0 < L < L^* = \xi \ln \frac{E_t^0}{kT}$  являются при данной температуре  $T$  туннельно-проницаемыми для пары носителей. Следовательно, доля сверхпроводящих контактов

$$p = \int_0^{L^*} \psi(L) dL = 1 - \left[ \frac{kT}{E_t^0} \right]^{\xi/L}.$$

## Сквозное сопротивление

Согласно перколяционной теории [3], сопротивление керамического образца, моделирующего ССКД, будет иметь вид

$$R = R_0(P_c - P)^{\frac{\mu}{u} - \mu} = R_0 \left[ P_c - 1 + \left( \frac{kT}{E_t^0} \right)^{\xi/L} \right]^{\frac{\mu}{u} - \mu}.$$

Здесь  $p_c$  — порог протекания, зависящий от геометрии ССКД;  $\mu$ ,  $u$  — индексы протекания, зависящие от размерности пространства,  $\tilde{L}_0$  — средняя ширина контакта Джозефсона до облучения,  $R_0$  — омическое сопротивление не сверхпроводящего контакта.

Если одновременно учесть радиационное повреждение контактов и стимулированный отток атомов кислорода из области контактов, то окончательно получим:

$$R = R_0 \left[ P_c - 1 + \left( \frac{kT}{E_t^0} \right)^{\frac{\xi}{L_0 - \gamma\Phi}} + \sigma\Phi \right]^{\frac{\mu}{u} - \mu}. \quad (1)$$

Несложно показать, что зависимость  $R(\Phi)$  имеет экстремум только при условии  $kT < E_t^0$ ; доза, соответствующая экстремуму имеет вид:

$$\Phi^* = \frac{\tilde{L}_0 - \gamma \sqrt{-\xi \ln \frac{kT}{E_t^0} e^{\frac{\xi}{L_0 - \gamma\Phi}} \ln \frac{kT}{E_t^0}}}{\gamma}. \quad (2)$$

Очевидно, что при  $kT > E_t^0$  экстремум отсутствует. Определим  $T_c^{\min}$  как температуру аппаратного нуля сопротивления на кривой  $R(T)$ , т.е. как предельную температуру сверхпроводящего состояния,  $T_c^{\max}$  — как температуру, когда все контакты становятся сверхпроводящими и начинается участок линейной зависимости  $R(T)$ , характерной для металлической проводимости.

### Критическая температура

Из условия  $R(\Phi T) = 0$ , получим зависимость

$$T_c^{\min}(\Phi) = \frac{E_t^0}{k} (1 - p_c - \sigma\Phi)^{\frac{L_0 - \gamma\Phi}{\xi}}.$$

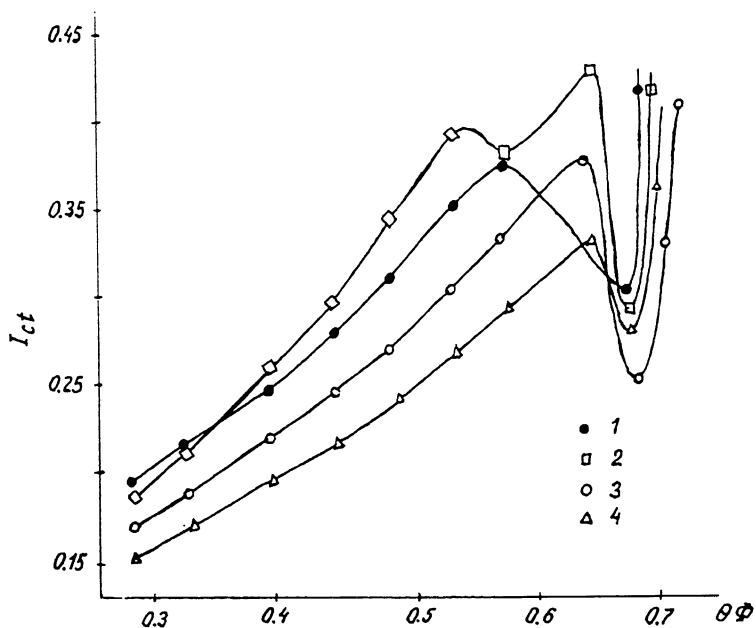


Рис. 1. Зависимость критического транспортного тока от флюенса: 1 —  $\gamma = 0$ , 2 —  $\gamma = 1$ , 3 —  $\gamma = 0.1$ , 4 —  $\gamma = 0.5$ .

Аналогично из условия, когда все контакты становятся несверхпроводящими получим

$$T_c^{\max}(\Phi) = \frac{E_t^0}{k} (1 - \sigma\Phi)^{\frac{L_0 - \gamma\Phi}{t}}$$

Отсюда для ширины перехода температурного интервала сосуществования сверхпроводящих и металлических контактов получаем зависимость от дозы:

$$\begin{aligned} \delta T_c(\Phi) = T_c^{\max}(\Phi) - T_c^{\min}(\Phi) = \delta T_c^0 (1 - \sigma\Phi)^{1/y} + \\ + k T_c^{\min} \left[ (1 - \sigma\Phi)^{1/y} - \left( 1 - \frac{\sigma\Phi}{1 - P_c} \right)^{1/y} \right]. \end{aligned}$$

### Критический транспортный ток

Использование перколяционных представлений в проблеме критического тока позволяет объяснить различия в

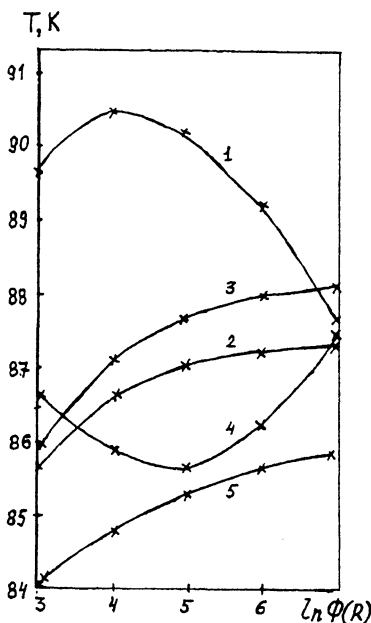


Рис. 2. Дозовая зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  для керамик и пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

значениях критической плотности тока, определенной из вольт-амперной и магнитной характеристик, и получить зависимость  $J_{ct}$  от  $t$ -критического индекса проводимости,  $p_{кр}$ -параметра критического кластера,  $D$ -размерности решетки [5]:

$$I_{ct} = \frac{F^{D-1}}{(1 - P_c)^t} (P_{кр} - P_c)^{t^*} P_{кр} = k F^{D-1} I_0.$$

Здесь  $k = [t(n+1)]^t [t(n+1) + 1]^{-[(1/(n+1))+1]} (1 - p_c)^{1/(n+1)}$ ;  $n = \frac{\xi}{L} - 1$ .

Учет отмеченных выше двух каналов воздействия радиации на сетку контактов позволяет получить дозовую зависимость критического тока:

$$I_{ct}(\Phi) = \left[ \frac{t\xi}{\bar{L}_0 - \gamma\Phi} \right]^t \left[ \frac{t\xi}{\bar{L}_0 - \gamma\Phi} + 1 \right]^{-\left[ \frac{L_0 - \gamma\Phi}{\xi} + 1 \right]} (1 - P_c)^{\frac{L_0 - \gamma\Phi}{\xi}} F^{D-1} I_0.$$

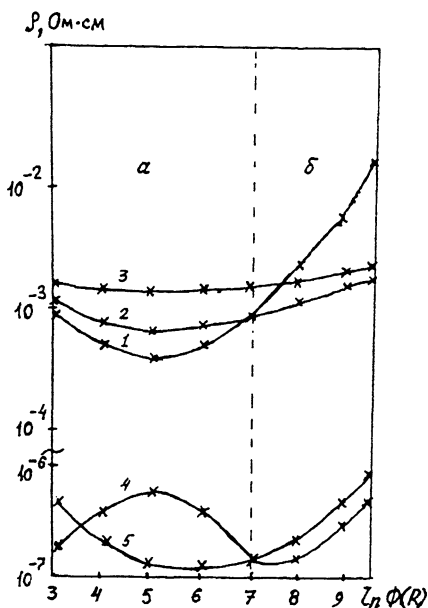


Рис. 3. Дозовая зависимость удельного сопротивления при температурах около критической  $T_c$  для керамик и пленок  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , облученных при разных температурах: а —  $T_{обл} = 80$  К, б —  $T_{обл} = 300^\circ$  К.

Численный анализ с конкретными величинами параметров  $t$ ,  $\tilde{L}_0$ ,  $\xi$ ,  $\gamma\Phi$  приводит к немонотонным зависимостям критического тока от флюенса. Результаты расчетов представлены на рис. 1.

Таким образом, характерной особенностью влияния облучения на ССКД является немонотонность дозных зависимостей ряда “сквозных” характеристик образцов, поиск которых в экспериментах представляет большой интерес. Действительно, имеется множество работ, где обнаруживались немонотонности сквозного сопротивления (например [7]) и критического тока (например [8]) по мере набора доз. В качестве интересного примера можно привести результаты воздействия  $\gamma$ -облучения на керамические образцы  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  при  $T = 80$  и  $300$  К [9]. Из рисунков 2 и 3 видна существенно различная кинетика сопротивления при  $T < T_c$  и  $T > T_c$ , что и должно наблюдаться согласно рассмотренной выше модели формулы (1) и (2).

Вместе с тем отметим, что другой альтернативный механизм эффекта малых доз — сброс метастабильных кон-

фигураций кислорода при радиационной тряске в реакторе [10] — не реализуется в условиях  $\gamma$ -облучения  $\text{Co}^{60}$  [9].

Что же касается сравнения с экспериментом предлагаемой в данной работе модели в отношении критического тока, то такой анализ представляется пока преждевременным из-за отсутствия адекватных механизмов, моделирующих влияние на  $J_{ct}$  радиационных перестроек в объеме кристаллитов ВТСП.

### Список литературы

- [1] Малоземофф А.П. В сб.: Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М.Гинзберга. М.: Мир, 1990.
- [2] Ebner C., Stroud D. // Phys. Rev. 1987. B31. P. 165.
- [3] Stauffer D. // Phys. Rep. 1979. V. 54. N 1. P. 3.
- [4] Болтакс Б.Л. Диффузия в полупроводниках, М.: Физматиздат, 1961.
- [5] Мейлихов Е.З. // УФН. 1993. Т. 163. В. 3. С. 27.
- [6] Туннельные явления в твердых телах // Под ред. Э.Буршштейна и С.Лундквиста. Мир, 1973. С. 422.
- [7] Bodi A.C. // Physica C. 1990. V. 165. P. 83–90.
- [8] Елесин В.Ф. // Сверхпроводимость. 1992. В. 11. С. 3.
- [9] Ibragimova E.M. et al. In: Progress in HTS. World Scientific, 1992. V. 32. P. 696–701.
- [10] Коноплева Р.Ф. и др. // Сверхпроводимость. 1993. Т. 6. В. 3. С. 568.

Ташкентский  
автомобильно-дорожный  
институт

Поступило в Редакцию  
31 января 1994 г.

---