

05.4; 09; 11

ОСТАТОЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ
В ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВТСПО.Г. Вендик, Л. Ковалевич,
А.Б. Козырев, С.Г. Колесов,
А.Ю. Попов

Для описания зависимости поверхностного сопротивления $R_{пов}$ ВТСП от температуры T и частоты ω в диапазоне ВЧ-СВЧ была предложена модель [1], приводящая к следующим расчетным соотношениям:

$$\lambda(t) = \lambda(0)(1-t^{3/2})^{-1/2} \quad t < 1 \quad (1)$$

$$\sigma(t) = \sigma(1) \begin{cases} t^{1/2} & t < 1 \\ t^{-1} & t > 1 \end{cases} \quad (2)$$

$$R_{пов} = \begin{cases} 1/2 (\omega \mu_0)^2 \lambda^3(t) \sigma(t) & t < 1 \\ \left[\frac{\omega \mu_0}{2\sigma(t)} \right]^{1/2} & t > 1, \end{cases} \quad (3)$$

где $t = T/T_C$, T_C - температура перехода в сверхпроводящее состояние, λ - глубина проникновения магнитного поля, $\sigma(1)$ - проводимость материала при $T \rightarrow T_C$ со стороны больших температур, μ_0 - магнитная проницаемость вакуума.

Сопоставим численный расчет $R_{пов}$ с результатами исследования [2, 3] монокристаллической пленки $H_0Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученной по технологии [4]. На рис. 1 (кривая 1 на врезке) показана зависимость $R_{пов}$ от температуры для частоты 60 ГГц. Там же (кривая 2) приведен расчет по формулам (1) - (3) для той же частоты при $\sigma(1) = 10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, $\lambda(0) = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Сравнение расчетной и экспериментальной кривых показывает наличие остаточного сопротивления.

Рассмотренная феноменологическая модель основана на предположении о Бозе-конденсации сверхпроводящих носителей заряда по закону, отвечающему идеальному Бозе газу, что выражается зависимостью $t^{3/2}$ для концентрации сконденсированных частиц и приводит к формуле (1) для температурной зависимости глубины проникновения.¹ Сравним расчет по формуле (1) с данными экспериментально-

¹ В [1] модель была отнесена к биполярному сверхпроводнику. Заметим, что существенным для модели является закон конденсации и малый радиус когерентности носителя заряда. Такими свойствами могут обладать не только биполярны.

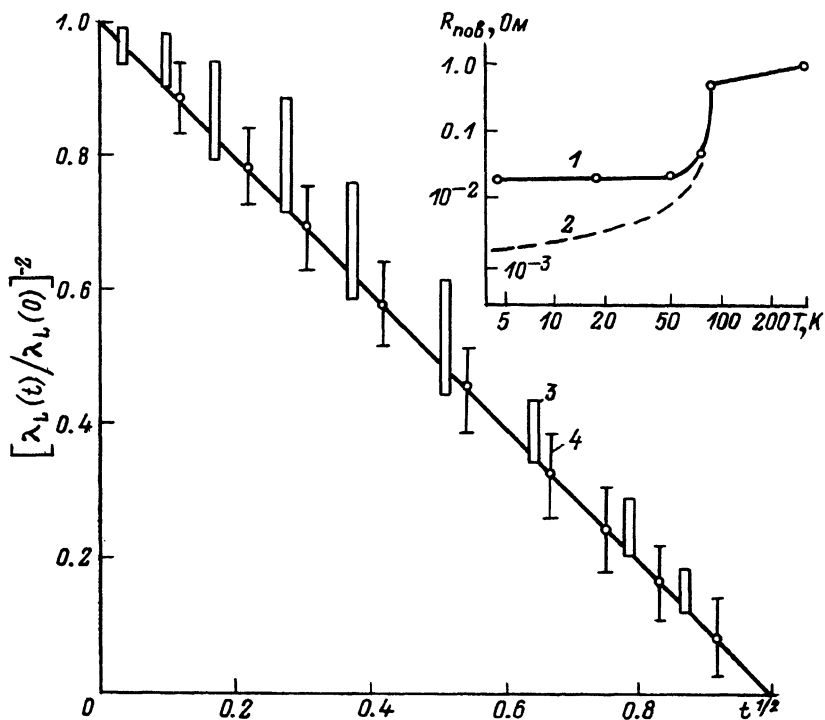


Рис. 1. Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Экспериментальные данные: 3 - [5], 4 - [6]. На врезке: температурная зависимость поверхностного сопротивления пленки ВТСП на частоте 60 ГГц. 1 - эксперимент [2, 3], 2 - теория [1].

го исследования зависимости $\lambda(t)$ для материалов типа $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ [5, 6]. Эти данные представлены на рис. 1 в системе координат, в которой прямая линия соответствует закону конденсации идеального Бозе газа. Приведенные на рис. 1 результаты свидетельствуют в пользу возможности использования представления о конденсации идеального Бозе газа для построения феноменологической модели ВТСП. Этот вывод подтверждается также и теоретическими оценками зависимости $\lambda(t)$ для ВТСП [7].

Для выяснения причин происхождения остаточного сопротивления у ВТСП в диапазоне ВЧ-СВЧ обратимся к экспериментальным [8, 9] и теоретическим [10, 11] свидетельствам двойниковой структуры монокристалла ВТСП.

Теоретические представления в рамках теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ) приводят к модели, в которой фаза волновой функции ГЛ при переходе через границу двойника изменяется на π . Это позволяет предположить, что сверхпроводящее состояние разрушено в стенках, разделяющих двойниковые домены. Сверхпроводящие домены, разделенные нормально проводящими стенками, не исключают сверхпроводимости образца в целом по отношению к постоянному току с учетом его перколяции. Существенно при этом, что ВЧ-СВЧ поле, проникающее в материал, не будет искать перколяционных путей, а будет пронизывать все области кристалла, в том числе и нормальные междоменные границы. С другой стороны, наличие нормальных стенок не исключает вклада двойниковой структуры в создание сверхпроводящих структур с увеличенной T_c , особенно если учесть тот факт, что в материалах ВТСП длина когерентности очень мала и поэтому эффект близости значительно ослаблен [12].

Периодическая структура сверхпроводящих доменов и разделяющих их нормальных стенок показана на рис. 2 (врезка). Оценки [8-9, 11] дают $d = 500 \dots 1500 \text{ \AA}$, $b = 50 \dots 80 \text{ \AA}$.

Учитывая, что $\lambda \gg d, b$, произведем квазистатический расчет усредненной эффективной проводимости по отношению к ВЧ-СВЧ полю сверхпроводника, пронизанного нормальными прослойками.

Введем в рассмотрение комплексную диэлектрическую проницаемость сверхпроводника

$$\epsilon_S = -i \frac{\sigma(t)}{\omega} - [\omega^2 \mu_0 \lambda^2(t)]^{-1}$$

и нормального металла с проводимостью σ_N :

$$\epsilon_N = -i \frac{\sigma_N}{\omega}.$$

Найдем связь квадратов модулей напряженности электрического поля в N и S областях:

$$|\epsilon_N|^2 = |\epsilon_S|^2 (\cos^2 \theta + \left| \frac{\epsilon_S}{\epsilon_N} \right|^2 \sin^2 \theta). \quad (4)$$

Вычисляя мощность джоулева тепла, выделяющегося в материале, определим эффективную проводимость:

$$\sigma_{эф} = \sigma(t) \left(1 - \frac{b}{d}\right) + \sigma_N \left(\frac{b}{d}\right) \left(\cos^2 \theta + \left| \frac{\epsilon_S}{\epsilon_N} \right|^2 \sin^2 \theta\right). \quad (5)$$

Проводя усреднение по углу $\langle \cos^2 \theta \rangle = \langle \sin^2 \theta \rangle = 1/2$ и заменяя в формуле (3) $\sigma(t)$ на $\sigma_{эф}$, получим:

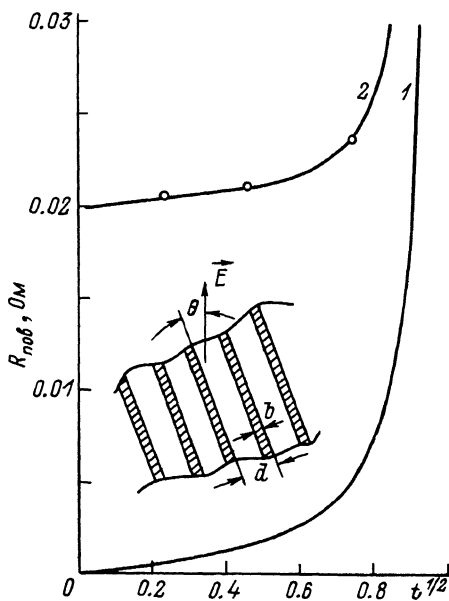


Рис. 2. Температурная зависимость поверхностного сопротивления. $A = 0$ (1), $1.02 \cdot 10^{-2}$ (2). На врезке: структура двойниковых доменов и доменных стенок по отношению к электромагнитной волне, падающей нормально плоскости чертежа.

$$R_{\text{пов}} = \frac{R_0 \Omega_0^2}{(1-t^{3/2})^{3/2}} \left\{ \left(1 - \frac{b}{d}\right) t^{1/2} + A \left[\left(\frac{G_N}{G(1)} \right)^2 + t + \left(\frac{1-t^{3/2}}{\Omega_0} \right)^2 \right] \right\}, \quad (6)$$

где $R_0 = [2\lambda(0)G(1)]^{-1}$, $\Omega_0 = \omega \mu_0 \lambda^2(0)G(1)$, $A = \frac{G(1)}{G_N} \cdot \frac{b}{2d}$

На рис. 2 приведен график зависимости $R_{\text{пов}}$ от температуры на частоте 60 ГГц, построенный по формуле (6) для случая $\lambda(0) = 3 \cdot 10^{-7}$ м, $G(1) = 10^6$ Ом⁻¹ м⁻¹. Кривая 1 соответствует $b = 0$, кривая 2 при разумных значениях параметров $\frac{b}{d} = 0.2$, $\frac{G(1)}{G_N} = 0.1$ хорошо согласуется с экспериментальными результатами [2, 3].

Следует добавить несколько слов о частотной зависимости $R_{\text{пов}}$. При $t \rightarrow 0$ и $\Omega_0 \rightarrow 0$ из (6) получаем:

$$R_{\text{пов}} = R_0 \cdot A, \quad (7)$$

причем $R_{\text{пов}}$ не зависит ни от температуры, ни от частоты. Такой результат является следствием того, что в рассматриваемую модель

не включены процессы перколяционного протекания сверхтока между соседними областями. Можно высказать предположение о том, что процессы протекания сверхтока станут определяющими при

$$\text{выполнении неравенства } \left| \frac{\epsilon_S}{\epsilon_N} \right| \approx \left[\omega \mu_0 \epsilon_N \lambda^2(t) \right]^{-1} > \frac{L}{b}$$

где L - размер области, в пределах которой сохраняется упорядоченность двойниковых доменов, другими словами - протяженность междоменных границ. Проникновения поля в "пластину" толщиной b с линейным размером L определяется соотношением ее размеров и отношением диэлектрических проницаемостей пластины и окружающей среды [13]. На низких частотах эти соотношения таковы, что поле в пластину не проникает и становится оправданной перколяция тока по сверхпроводящим каналам. Легко оценить, что при $L \approx 10^{-6} \dots 10^{-4}$ м нижний предел частот, до которых имеют смысл формулы (6)-(7), составляет 5...500 МГц. На более низких частотах при $t \rightarrow 0$ $R_{\text{пов}}$ естественно, стремится к нулю.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Вендик О.Г. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 12. С. 1098-1102.
- [2] Vendik O.G., Gaidukov M.M., Kozurev A.V., Kolesov S.G. - Proc. of 18-th European Microwave Conference, Stockholm, 1988, p. 27-37.
- [3] Вендик О.Г., Гайдуков М.М., Головашкин А.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 23.
- [4] Головашкин А.И., Екимов Е.В., Красносвободцев С.И., Печень Е.В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 3. С. 157-159.
- [5] Cooper J., Chu C., Zhou L., Dunn B., Grüner G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 1. P. 638-641.
- [6] Proch A., Woldram J., Cohen L. // J. Phys. F: Met. Phys. 1988. V. 18. N 7. P. 1547-1562.
- [7] Александров А.С., Травень С.А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 8. С. 426-428.
- [8] Осипьян Ю.А., Афоникова Н.С., Емельченко Г.Л. и др. - // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 5. С. 189-192.
- [9] Авдеев Л.З., Быков А.Б., Демьянец Л.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 5. С. 196-199.
- [10] Андреев А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 463-465.
- [11] Гуревич А.В., Миц Р.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 4. С. 196-198.

[12] Хлюстиков И.Н., Буздин А.И. // УФН. 1988. Т. 155. № 1. С. 47-88.

[13] Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. М.: ОГИЗ, 1948. 539 с.

Ленинградский электротехнический институт им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
15 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8

26 апреля 1989 г.

05.2

ТОЛСТЫЕ ПЛЕНКИ В СИСТЕМЕ $Y-Ba-Cu-O$ НА ПОДЛОЖКАХ BaF_2

И.В. Грехов, Л.А. Делимова,
М.Л. Кожух, О.К. Семчинова,
В.В. Третьяков

Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) стимулировало создание пленок из этих материалов на различного типа подложках. Кроме известных способов распыления и эпитаксии тонких пленок [1, 2] появились сообщения об изготовлении толстых пленок ВТСП, выполненных различными методами [3, 4].

В данной работе сообщается об изготовлении толстых ВТСП пленок в системе $Y-Ba-Cu-O$ на подложках BaF_2 .

Порошок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, полученный стандартным методом твердофазного синтеза из окислов, размальшивался в шаровой мельнице с агатовыми шарами и просеивался с целью получения пудры с размерами зерен, не превышающими 1 мкм. Необходимое количество пудры смешивалось с органическим растворителем для получения суспензии определенной вязкости, которая наносилась на подложки методом центрифугирования. Концентрация суспензии колебалась от 1 г/см³ до 3 г/см³, в качестве растворителя использовался 2 - пропанол. Сушка образцов для удаления растворителя производилась сначала на воздухе при комнатной температуре, затем в печи при 100 °С. Скорость вращения центрифуги, использовавшейся для нанесения суспензии, задавалась вязкостью суспензии и желаемой толщиной пленки. Оптимальным процессом синтеза с точки зрения механических свойств пленки и диффузии из подложки оказалась выдержка при $T = 1000$ °С в течение 1 часа, обеспечивающая спекание зерен, затем синтез при $T = 900$ °С в течение 4 часов и медленное охлаждение с печью. Процесс насыщения пленки кислородом проходил при $T = 460$ °С в течение 4 часов.