

05.4;09

©1993

## ИЗМЕРЕНИЕ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ НА СВЧ В ПЛЕНКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*М.М.Гайдуков, В.Л.Клименко, А.Б.Козырев,  
О.И.Солдатенков*

В настоящей работе получены зависимости глубины проникновения  $\lambda$  электромагнитного поля в пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  различной толщины  $t$  от постоянного магнитного поля  $H$  (до 1.4 кЭ) на частоте 60 ГГц, исходя из измеренного сдвига резонансной частоты  $\Delta f(H)$  и зависимости поверхностного сопротивления  $R(H)$  при  $T = 4.2$  К. Структура исследованных пленок, полученных при выбранных режимах магнетронного распыления [1], сильно зависела от их толщины [2]. Как показали структурные исследования и СВЧ измерения поверхностного сопротивления [2], пленки с толщинами до 0.3–0.5 мкм имели высокоориентированную структуру (ось  $c$  параллельна плоскости пленки), при дальнейшем росте толщины происходило образование слоя гранулированной структуры. Значения основных параметров пленок лежали в интервале:  $T_c \sim 80-85$  К,  $\Delta T_c \simeq 0.5-1$  К,  $\gamma \sim 1.5 \div 2$ ,  $\rho \sim 500-1000$  мкмОм·см.

Измерения сдвига резонансной частоты проводились в объемном цилиндрическом резонаторе  $H_{011}$  типа колебаний, выполненном из меди. Нижняя крышка резонатора в процессе измерений заменялась на исследуемый образец ВТСП (вставка на рис. 1). Результаты измерений сдвига резонансной частоты  $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$  представлены на рис. 1. При обработке экспериментальных данных по сдвигу резонансной частоты в зависимости от магнитного поля мы использовали решение для собственных колебаний резонатора с потерями [3]. При этом полагалось, что поверхностный импеданс сверхпроводника имеет вид:

$$Z = R + iX,$$

где

$$R = \frac{1}{2} (\omega\mu_0)^2 \sigma_N \frac{\lambda^4}{t},$$

$$X = \omega\mu_0 \lambda^2 / t, \quad (1)$$

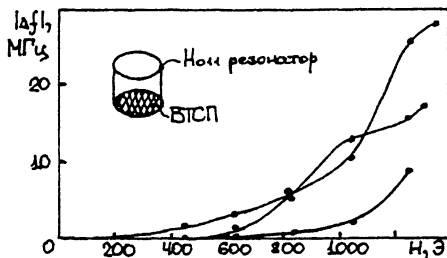


Рис. 1. Сдвиг резонансной частоты  $|\Delta f|$  объемного резонатора от постоянного магнитного поля  $H$  для пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Кривая 1 соответствует пленке толщиной 0.2 мкм, 2 — 0.45 мкм, 3 — 1.0 мкм.

где  $\sigma_N$  — проводимость за счет нормальных носителей. Соотношения (1) справедливы при  $t \ll \lambda$ .

Очевидно, что для сравнительно небольших значений  $H$  в наших экспериментах постоянное магнитное поле влияет только на изменение поверхностного импеданса сверхпроводниковой пленки. Тогда с учетом граничных условий Леонтовича на поверхности сверхпроводника соотношение, связывающее волновой вектор для резонатора без потерь в пленке  $k_0$  и резонатора с потерями в пленке  $k$  и резонансную частоту  $\omega_0$ , можно записать в виде:

$$k^2 = k_0^2 \left\{ 1 + \frac{\int_{S_x} |\dot{\vec{H}}_{tg}|^2 dS_x}{\int_V |\dot{\vec{H}}|^2 dV} \left[ \frac{X}{\mu\omega_0} + i \frac{R}{\mu\omega_0} \right] \right\}, \quad (2)$$

где  $V$  — объем резонатора,  $S_x$  — площадь исследуемого образца.

Множитель при  $iR$  и  $X$  в (2) представляет собой геометрический фактор  $G_s$ , вычисленный по поверхности исследуемого сверхпроводящего образца. С учетом [3] формулу (2) можно переписать в виде:

$$\omega = \omega_0 (1 + X/G_s + iR/G_s)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\omega_0$  и  $\omega$  — соответственно резонансные частоты в полях  $H$  и  $H + \Delta H$ .

При воздействии магнитного поля  $R$  и  $X$  меняются в соответствии с (1) за счет изменения  $\lambda$  на некоторую величину  $\Delta\lambda$ , т.е.  $R = R + \Delta R$ ;  $X = X + \Delta X = (\omega\mu_0/t)(\lambda + \Delta\lambda)^2$ . Действительная часть соотношения (3), соответствующая

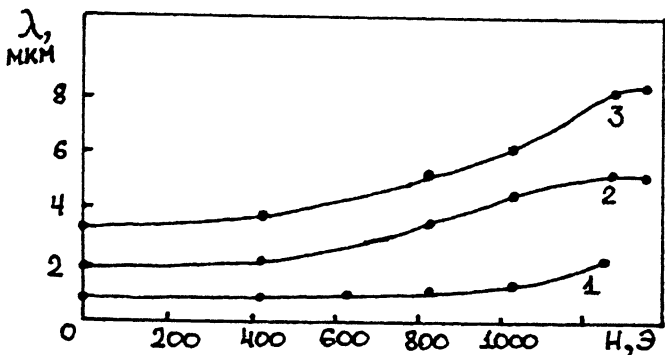


Рис. 2. Влияние постоянного магнитного поля на глубину проникновения в пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , где кривая 1 соответствует пленке толщиной 0.2 мкм, 2 — 0.45 мкм, 3 — 1.0 мкм.

сдвигу резонансной частоты, после извлечения корня примет вид:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{\omega\mu_0}{G_{st}} \lambda \Delta\lambda + \frac{1}{2} \frac{\omega\mu_0}{G_{st}} \Delta\lambda^2 + \frac{1}{8} \frac{2R\Delta R + \Delta R^2}{G_s^2}. \quad (4)$$

Комбинируя выражения для  $R$  и  $X$  в (1), найдем связь между  $\lambda$  и  $\Delta\lambda$  при изменении магнитного поля от величины  $H$  до  $H + \Delta H$ :

$$\lambda = \Delta\lambda/\alpha, \text{ где } \alpha = [R(H + \Delta H)/R(H)]^{1/4} - 1. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим квадратное уравнение, решение которого дает выражение для определения  $\Delta\lambda$  с последующим пересчетом в значение глубины проникновения:

$$\Delta\lambda = \left[ \frac{2Gt\alpha}{\omega\mu_0(2 + \alpha)} \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{2R\Delta R + \Delta R^2}{8G_s^2} \right) \right]^{1/2} \quad \lambda = \Delta\lambda/\alpha. \quad (6)$$

Проведенные оценки показали, что в полях до 1.4 кЭ для исследованных пленок  $(2R\Delta R + \Delta R^2)/G_s^2 \ll \Delta\omega/\omega_0$ , следовательно, вкладом в сдвиг резонансной частоты за счет изменения поверхностного сопротивления в наших расчетах по соотношению (4) можно пренебречь. Однако использование экспериментальных данных  $R(H)$  [2] и соотношения  $R(\lambda)$  (1) (в предположении независимости  $\sigma_N$  от  $H$ ) позволяют получить как значения  $\Delta\lambda$ , так и  $\lambda$ .

Полученные зависимости  $\lambda(H)$  представлены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что наименьшие значения  $\lambda$  имеют пленки в диапазоне толщин 0.3–0.5 мкм, а с увеличением толщины глубина проникновения достигает значений 4–5 мкм, что соответствует минимуму зависимости  $R(t)$  [3], описываемой моделью электромагнитного отклика пленки двухслойной структуры [1].

## Список литературы

- [1] *Vendik O.G., Kozyrev A.B. et al. // Sol. St. Com. 1992. V. 84. N 3. P. 327-332.*
- [2] *Гайдуков М.М., Клименко В.Л. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 21. С. 76-79.*
- [3] *Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971. С. 661.*

С.-Петербургский государственный  
электротехнический университет

Поступило в Редакцию  
5 августа 1993 г.

---