Физика низких температур, 1995, т. 21, № 12, с. 1192–1199 УДК 538.945;537.86

# Микроволновый импеданс эпитаксиальных пленок высокотемпературных сверхпроводников

Г. А. Мелков, В. Ю. Малышев, А. В. Багада

*Киевский университет им. Тараса Шевченко, Украина, 252030, г. Киев, ул. Владимирская, 64*
E-mail:gam@rpd.univ.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 1 августа 1995 г.

В трехсантиметровом диапазоне длин волн измерены изменения поверхностного сопротивления эпитаксиальных пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в зависимости от величины переменного и постоянного магнитных полей. Исследованы пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на сапфире. Установлено, что переменное магнитное поле оказывает существенно более сильное влияние на поверхностное сопротивление, чем постоянное. Для объяснения экспериментальных результатов сделано предположение о том, что пленка ВТСП не является идеальным сверхпроводником, а состоит из последовательно соединенных участков различного типа: участков идеального сверхпроводника, участков с низкоомными и высокоомными внутригранульными джозефсоновскими связями, шунтированными идеальным сверхпроводником, и, наконец, весьма незначительного для эпитаксиальных пленок количества участков межгранульных джозефсоновских связей. Зависимости поверхностного сопротивления от постоянного магнитного поля обусловлены движением абрикосовских вихрей в участках идеального сверхпроводника, а от амплитуды переменного магнитного поля — переключением высокоомных контактов в низкоомное состояние.

У трьохсантиметровому діапазоні довжин хвиль виміряно зміни поверхневого опору епітаксіальних плівок високотемпературних надпровідників (ВТНП) в залежності від величини змінного і постійного магнітних полів. Досліджено плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на сапфірі. Встановлено, що змінне магнітне поле істотно сильніше впливає на поверхневий опір, ніж постійне. Для пояснення експериментальних результатів зроблено припущення про те, що плівка ВТНП не є ідеальним надпровідником, а складається з послідовно поєднаних ділянок різного типу: ділянок ідеального надпровідника, ділянок з низькоомними і високоомними внутрішньогранульними джозефсонівськими зв'язками, шунтуваними ідеальним надпровідником і, нарешті, дуже незначної для епітаксіальних плівок кількості ділянок міжгранульних джозефсонівських зв'язків. Залежності поверхневого опору від постійного магнітного поля обумовлені рухом абрікосовських вихорів в ділянках ідеального надпровідника, а від амплітуди змінного магнітного поля — перемиканням високоомних контактів в низькоомний стан.

## Введение

В настоящее время экспериментально установлено, что СВЧ свойства даже наиболее совершенных образцов ВТСП, по крайней мере в области температур $T < 0{,}9T_c$ ($T_c$ — температура сверхпроводящего перехода), обусловлены дефектами их структуры, в частности джозефсоновскими связями, возникающими как между отдельными гранулами, так и внутри самих гранул [1–5]. Например, в [1] обнаружено, что при гелиевых температурах в эпитаксиальных пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ весь вклад в поверхностное сопротивление $R_s$ над рекордным в настоящее время значением остаточного сопротивления $R_{s\,\mathrm{res}} \simeq 10$ мкОм (здесь и везде далее приводятся значения $R_s$ для трехсантиметрового диапазона длин волн) вносят высокоугловые границы, эмпирически найдено линейное соотношение между $R_s$ и объемной долей высокоугловых границ. Минимальное остаточное поверхностное сопротивление $R_{s\,\mathrm{res}}$ обусловлено малоугловыми границами, точечными дефектами и, возможно, наличием в купратах неспаренных электронов даже при $T \to 0$. Необходимо заметить, что величина $R_{s\,\mathrm{res}}$ на много порядков превосходит значение, следующее из теории БКШ для идеального сверхпроводника [1].

При конечных мощностях СВЧ микроволновые свойства ВТСП становятся нелинейными: их поверхностный импеданс $Z_s = R_s + jX_s$ зависит от уровня СВЧ мощности $P$, величины переменного тока $i$ и амплитуды переменного магнитного поля $h_0$, весьма далеких от значений, вызывающих разрыв сверхпроводящих пар, который является причиной нелинейности идеальных бездефектных сверхпроводников. Эксперимент показывает, что чем идеальнее пленка ВТСП, тем меньше нелинейность поверхностного импеданса и тем при больших амплитудах переменных полей $h_0$ она проявляется. Если для керамических образцов за-

© Г. А. Мелков, В. Ю. Малышев, А. В. Багада, 1995

метное изменение $R_s(h_0)$ начинается уже при полях, составляющих десятые доли эрстеда, то в эпитаксиальных пленках нелинейность обнаруживается лишь в полях в несколько десятков, а иногда — до сотни эрстед [2,6]. Для эпитаксиальных пленок при малых амплитудах $h_0$ зависимость $R_s(h_0)$ пропорциональна квадрату частоты сигнала $\omega$ и поля: $R_s(h_0) \propto (\omega h_0)^2$, затем наблюдается переход к линейной зависимости $R_s \propto \omega h_0$ и, наконец, наступает насыщение. С понижением температуры нелинейность уменьшается.

Для теоретического описания поверхностного импеданса ВТСП с дефектами используется эквивалентное представление ВТСП в виде участков идеального сверхпроводника, последовательно соединенных через джозефсоновские контакты [7]. При этом используется резистивная модель джозефсоновского контакта, который, согласно этой модели, представляет собой параллельное соединение джозефсоновской индуктивности $L_J$ и активного сопротивления $R_J$ [8]. Нелинейность поверхностного импеданса и его зависимость от магнитного поля $H_0$ (или от эквивалентного ему по действию постоянного тока $I_0$) возникает в результате зависимости $L_J$ и глубины проникновения магнитного поля $\lambda$ от полного тока через контакт $I = I_0 + i$ [4,8,9]:

$$L_J = \frac{\hbar}{2eI_{cJ}\left[1 - (I/I_{cJ})^2\right]}, \qquad (1)$$

где $e$ — заряд электрона; $2\pi\hbar$ — постоянная Планка; $I_{cJ}$ — критический ток джозефсоновского контакта. С помощью этой теории, благодаря большому количеству подгоночных параметров, удалось добиться удовлетворительного описания экспериментальных зависимостей поверхностного сопротивления в широком диапазоне частот (1–17 ГГц), температур (4,2–91 К) и амплитуд переменного поля ($h_0 < 300$ Э) в отсутствие постоянного магнитного поля ($H_0 = 0$) [4].

Однако рассматриваемая теория поверхностного импеданса дефектного ВТСП [4,7,9] иногда явно противоречит эксперименту. Это прежде всего касается поведения эпитаксиальных пленок ВТСП в постоянном магнитном поле: в некоторых экспериментах постоянные магнитные поля не влияли на поверхностное сопротивление вплоть до полей в несколько десятков тысяч эрстед [10], существенно превышающих критические поля джозефсоновских контактов. Известно, что при этом сверхток через контакт подавляется, и он превращается практически в чисто активное сопротивление [8,11]. Это утверждение эквивалентно неограниченному росту индуктивности $L_J$ (1) при $I \to I_{cJ}$, когда переменный ток в резистивной модели вытесняется из индуктивности в активное сопротивление. Если же, как было указано выше, весь поверхностный импеданс определяется только джозефсоновскими контактами, то при этом должно было бы иметь место существенное увеличение величины поверхностного сопротивления $R_s$. Однако экспериментальные зависимости $R_s(H_0)$ для эпитаксиальных пленок ВТСП оказываются слабо чувствительными к наличию дефектов и близки к магнитополевым зависимостям поверхностного импеданса идеального сверхпроводника с абрикосовскими вихрями магнитного потока [5,12,13].

Сопоставляя приведенные выше экспериментальные факты, можно сделать заключение о том, что зависимости поверхностного сопротивления от переменного $R_s(h_0)$ и постоянного $R_s(H_0)$ магнитных полей существенно различны. Напомним, что если в первом случае заметное изменение импеданса наблюдается уже при $h_0 \lesssim 100$ Э, то во втором для этого порой недостаточно и полей на два порядка больших. Согласно же (1), на импеданс ВТСП вплоть до характерных частот контакта $\omega_c = R_J/L_J \geq 10^{11}$ Гц [8] должны одинаково воздействовать как постоянное, так и переменное магнитные поля. Более того, как указано в [3], из-за специфической геометрии распределения токов СВЧ вблизи поверхности влияние первого должно быть даже большим. Это действительно имеет место в керамических образцах ВТСП [2,3], однако уже в толстых текстурированных пленках, вопреки (1), влияние переменного магнитного поля на $R_s$ существенно превышает влияние постоянного магнитного поля [14]. Попытка объяснения этого факта была предпринята в [6,15], считалось, что под действием СВЧ магнитного поля в образце возникает межгранульное критическое состояние. Нелинейные потери при этом пропорциональны кубу амплитуды переменного поля $h_0$ и обратно пропорциональны величине критического тока $I_{cJ}$. Последнее обстоятельство из-за упоминавшегося ранее подавления сверхтока через контакт должно было бы приводить к существенному росту потерь в постоянных магнитных полях $H_0 \geq H_{cJ}$, что, как указывалось выше, в эпитаксиальных пленках ВТСП экспериментально не наблюдается.

Задачей настоящей работы было экспериментальное исследование нелинейного поверхностного сопротивления эпитаксиальных пленок ВТСП в постоянном магнитном поле. Полученные экспериментальные зависимости подтвердили косвенные свидетельства о том, что в эпитаксиальных пленках ВТСП поверхностное сопротивление существенно более сильно зависит от амплитуды пе-

ременного магнитного поля, нежели от постоянного. Предложено объяснение наблюдавшихся явлений, основанное на предположении о наличии в пленке ВТСП зашунтированных туннельных джозефсоновских связей, переключаемых СВЧ полем из сверхпроводящего $S$ состояния в нормальное $N$ и наоборот.

## Эксперимент

В работе исследовался поверхностный импеданс $C$-ориентированных пленок ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на сапфире, полученных методом лазерного напыления [16]. Толщина пленок порядка 0,1–0,15 мкм, величина критического тока в области гелиевых температур — более $10^7$ А/см$^2$, критическая температура $T_c \sim 89$ К, остаточное поверхностное сопротивление составляло для разных пленок 100–500 мкОм. Последнее обстоятельство свидетельствовало о том, что объемная доля высокоугловых границ в исследовавшихся пленках не превышала 0,3–4% [1]. Измерения абсолютной величины поверхностного импеданса были выполнены на частоте 134 ГГц методом замещения торцевой стенки цилиндрического объемного резонатора с типом колебаний $H_{011}$ на пленку ВТСП [16]. Измерения относительного изменения поверхностного сопротивления проводились на частоте $\omega/(2\pi) = 9{,}4$ ГГц с использованием метода открытого диэлектрического резонатора (ОДР) [5,17]. При фиксированной температуре методом коэффициента стоячей волны [18] измерялись малые изменения добротности ОДР с прижатой к одной из его граней пленкой ВТСП. Изменения добротности происходили при изменении падающей на резонатор СВЧ мощности и при приложении к пленке постоянного магнитного поля, которое могло быть направлено перпендикулярно и касательно к ее плоскости. Изменения добротности затем пересчитывались в относительные изменения поверхностного сопротивления. Во избежание нагрева пленки измерительный генератор работал в импульсном режиме, длительность импульса 1 мкс, частота повторения 50 Гц. При такой длительности даже при максимально достижимой в нашем эксперименте мощности 10 Вт во время импульса не наблюдалось тепловых эффектов, что фиксировалось по независимости амплитуды плоской вершины импульса от времени.

На рис. 1 представлена типичная экспериментальная зависимость относительной величины поверхностного сопротивления от амплитуды сигнала для одной из исследовавшихся пленок ВТСП в перпендикулярном к плоскости пленки постоянном магнитном поле $H_0 = 3$ кЭ и без него (толщина пленки 0,12 мкм, остаточное поверхностное сопротивление материала с учетом конечной толщины пленки 200 мкОм [5]). Из рисунка видно, что заметное изменение, т.е. начало нелинейности поверхностного сопротивления, наблюдалось уже в переменных полях $h_0 \gtrsim 2$–3 Э. В то же время в тысячу раз более сильное постоянное магнитное поле в 3 кЭ, существенно превышающее $H_{cJ} \sim \sim 10^2$ Э для внутригранульных границ [2,3], не оказывает такого воздействия. Экспериментальные точки на рис. 1 получены при температуре 20 К, однако и

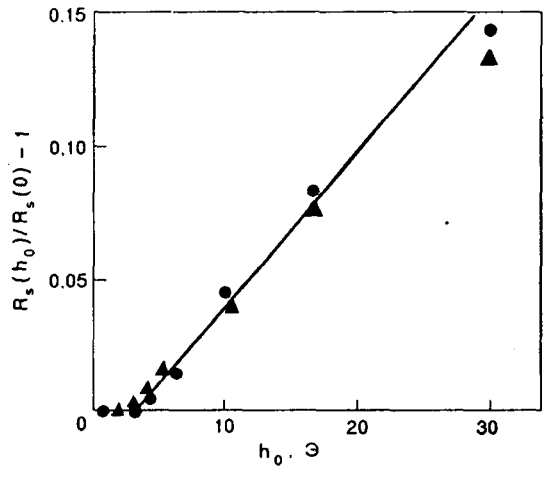


*Рис. 1.* Зависимость относительной величины поверхностного сопротивления эпитаксиальной пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на сапфире от амплитуды переменного магнитного поля в перпендикулярном к плоскости пленки постоянном магнитном поле $H_0 = 3$ кЭ (▲) и без него (●). Температура 20 К. Сплошная линия — расчет по (10), (12).

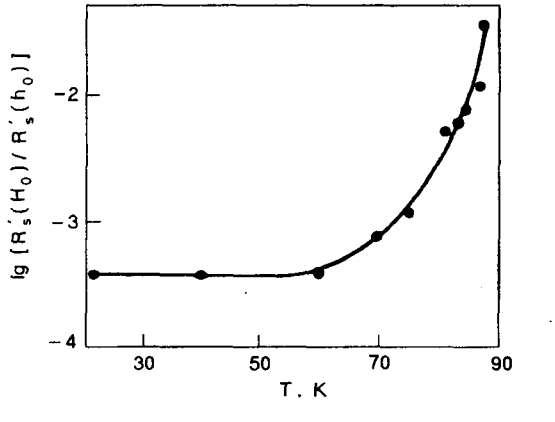


*Рис. 2.* Температурная зависимость отношения скоростей изменения поверхностного сопротивления в постоянном $R_s'(H_0) = \partial R_s / \partial H_0$ и переменном $R_s'(h_0) = \partial R_s / \partial h_0$ магнитных полях для той же пленки, что и на рис. 1.

при других температурах меньших 77 K наблюдались сходные эффекты.

На рис. 2 представлена температурная зависимость отношения производных поверхностного сопротивления по постоянному $R_s'(H_0) = \partial R_s / \partial H_0$ и переменному $R_s'(h_0) = \partial R_s / \partial h_0$ магнитным полям для той же пленки ВТСП, что и на рис. 1. Производные находились по экспериментальным точкам как скорости изменения поверхностного сопротивления при изменении магнитных полей. При этом производная по переменному полю вычислялась при $h_0 \sim 10$ Э, как видно из рис. 1, зависимость $R_s(h_0)$ в этой области близка к линейной. Линейная зависимость $R_s(H_0)$ из-за влияния размагничивающих полей и межгранульных границ имеет место (см. [5]) при полях в несколько сотен эрстед, в силу чего экспериментальное значение производной $R_s'(H_0)$ вычислялось при $H_0 = 500$ Э. Изменение значений $H_0$, в которых вычислялись производные, не влияло существенно на вид изображенной на рис. 2 зависимости. Из этой зависимости видно, что при $T < 75$ K скорость изменения поверхностного сопротивления в постоянном магнитном поле более чем в тысячу раз меньше, чем в переменном. С ростом температуры отношение $R_s'(H_0)/R_s'(h_0)$ увеличивается, но, тем не менее, не превышает нескольких процентов.

Все исследованные нами пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на сапфире имели зависимости относительных величин поверхностного сопротивления, качественно подобные изображенным на рис. 1, 2. Изменялась лишь величина поля, при котором начиналась заметная нелинейность поверхностного сопротивления ($2\,Э < h_0 < 15\,Э$), и в несколько раз изменялись абсолютные величины нелинейных изменений поверхностного сопротивления, наблюдавшихся при максимально достижимом в нашем эксперименте поле $h_0 \approx 30$ Э ($0{,}15 < R_s(h_0)/R_s(0) - 1 < 0{,}35$). Для касательного намагничивания пленки ВТСП, из-за еще более слабой реакции $R_s$ на постоянное магнитное поле [5], отношение производных $R_s'(H_0)/R_s'(h_0)$ уменьшалось на несколько десятков процентов по сравнению с изображенным на рис. 2 случаем нормального намагничивания.

## Обсуждение результатов

Основным результатом настоящей работы является нахождение экспериментальной зависимости поверхностного сопротивления от амплитуды переменного магнитного поля $R_s(h_0)$ эпитаксиальных пленок ВТСП. Эта зависимость оказалось существенно более сильной, чем зависимость

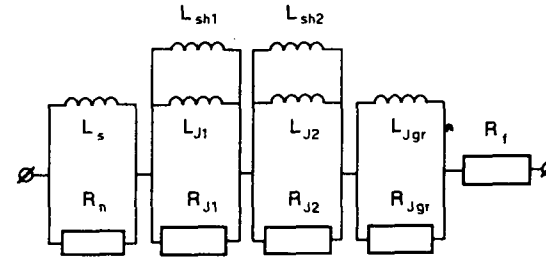


*Рис. 3.* Эквивалентная схема пленки ВТСП в магнитном поле.

поверхностного сопротивления от постоянного магнитного поля $R_s(H_0)$ (см. рис. 1 и 2). Для объяснения этого нами предлагается представление эпитаксиальной пленки ВТСП в виде эквивалентной схемы (рис. 3). Разумеется, результаты расчета в соответствии с этой эквивалентной схемой должны отражать и все другие накопленные к настоящему времени и порой противоречивые экспериментальные факты, а именно: 1) поверхностное сопротивление эпитаксиальной пленки ВТСП в области низких температур определяется ее дефектами, главным образом внутригранульными высокоугловыми границами; 2) магнитополевая зависимость поверхностного сопротивления $R_s(H_0)$ определяется, в основном, движением абрикосовских вихрей в идеальном сверхпроводнике и слабо зависит от наличия дефектов.

Согласно предлагаемой эквивалентной схеме, эпитаксиальная пленка ВТСП представляет собой набор различных групп последовательно соединенных областей. Первая группа — области идеального сверхпроводника с индуктивностью $L_s$ и сопротивлением $R_n$. Вторая и третья — области внутригранульных слабых связей двух типов *1* и *2*, зашунтированных идеальным сверхпроводником, представленным шунтирующей индуктивностью $L_{sh}$; $R_J$, $L_J$ — сопротивление и индуктивность контактов каждого типа. Часть эквивалентной схемы, содержащая элементы $L_{J\,gr}$, $R_{J\,gr}$, описывает межгранульные слабые связи. В эпитаксиальных пленках их доля мала, и они могут приводить к незначительному росту поверхностного сопротивления в малых (до сотен эрстед) постоянных магнитных полях [5]. В пленке, результаты исследований которой представлены на рис. 1, 2, их доля настолько мала, что в пределах точности эксперимента какого-либо влияния малых постоянных магнитных полей на $R_s$ не было зарегистрировано. Однако в керамических образцах ВТСП межгранульные связи играют решающую роль. Наконец, последний элемент эквивалентной схемы, сопро-

тивление $R_f$, отвечает за вклад в поверхностный импеданс абрикосовских вихрей. Из-за малой вязкости джозефсоновских вихрей по сравнению с абрикосовскими и ограниченностью объема, в котором могут существовать линейные цепочки джозефсоновских вихрей, их вклад в поверхностное сопротивление невелик [2,3]. Сопротивление $R_f$ или соответствующее ему удельное сопротивление $\rho_f$, входящее в формулу для поверхностного импеданса, может быть найдено при использовании результатов работы [12]:

$$\rho_f = \frac{1}{2}\omega\mu_0\delta_v\lambda^2/\lambda_B^2 , \qquad (2)$$

где $\mu_0$ — магнитная постоянная вакуума;

$$\delta_v = \frac{2\Phi_0 B_0}{\mu_0\omega[1 - jk_p/(\eta\omega)]\eta} ; \qquad (3)$$

$\Phi_0$ — квант магнитного потока; $B_0$ — магнитная индукция в образце; $k_p$ — постоянная пиннинга; $\eta$ — коэффициент вязкости;

$$\lambda_B^2 = \frac{\lambda^2 - 1/2\, j\delta_v^2}{1 + 2j\lambda^2/\delta_n^2} ; \qquad (4)$$

$\lambda$ — глубина проникновения постоянного магнитного поля;

$$\delta_n^2 = \frac{2\rho_n}{\mu_0\omega} , \qquad (5)$$

$\rho_n$ — удельное сопротивление нормальной компоненты бездефектного сверхпроводника. При написании (2)–(5) не учтены несущественные при низких температурах термодинамические флуктуации, их учет можно легко произвести, следуя [12].

В рамках изображенной на рис. 3 эквивалентной схемы естественное объяснение находит тот экспериментальный факт, что при низких температурах основной вклад в поверхностное сопротивление вносят дефекты. Действительно, при $T \to 0$, согласно теории БКШ, $R_n$ экспоненциально увеличивается, и вклад бездефектных участков сверхпроводника в поверхностное сопротивление экспоненциально уменьшается, и он, как указывалось выше, становится на много порядков меньше экспериментальных значений $R_s$. Вклад $R_f$ равен нулю при $B = H = 0$. Таким образом, $R_s$ определяется только имеющимися в образце слабыми связями.

Отсутствие гранул и межгранульных границ, характерное для пленок с высокой степенью эпитаксии, позволяет объяснить слабую реакцию дефектного образца ВТСП на постоянное магнитное поле. Для этого необходимо, чтобы шунтирующие внутригранульные границы индуктивности $L_{sh}$ были бы существенно меньше зависящих от магнитного поля индуктивностей слабых связей (1) ($L_{sh} \ll L_J$). В этом случае влияние последних, а вместе с ними и влияние постоянного магнитного поля, будет незначительным. Все магнитополевые зависимости поверхностного сопротивления будут определяться теперь сопротивлением $R_f$, т.е. абрикосовскими вихрями.

Перейдем теперь к рассмотрению нелинейных свойств поверхностного импеданса. Считая попрежнему, что $L_{sh} \ll L_J$, а также $\omega L_{sh} \ll R_J$, легко видеть, что вклад каждой группы слабых связей в поверхностное сопротивление $\sim \omega^2 L_{sh}^2 / R_J$. Таким образом, чем меньше сопротивление контакта, тем больше в нем потери. Поэтому вклад в поверхностное сопротивление контактов различного вида может быть существенно разным. Контакты с непосредственной проводимостью, например мостиковые, обладающие малым сопротивлением в несколько микроом, будут вносить большие потери, а высокоомные при малых сигналах туннельные контакты будут иметь малые потери. С другой стороны, мостиковые контакты (например, контакты первой группы на рис. 3) имеют не зависимое от амплитуды сигнала малое сопротивление, поэтому они не будут вносить вклад в нелинейность импеданса. Нелинейность может быть связана с $S-N$ переключением туннельных контактов (вторая группа контактов на рис. 3), происходящим при напряжениях на контакте больше щелевого напряжения $V_g$ [8]. Нелинейное изменение сопротивления туннельного контакта может быть приближенно описано с помощью нелинейно-резистивной модели [8]

$$R_{J2} = \begin{cases} R_L , & i\omega L_{sh2} \le V_g , \\ R_N , & i\omega L_{sh2} \ge V_g , \end{cases} \qquad (6)$$

где $R_L >> R_N$, при этом для простоты можно считать, что $R_N \sim R_{J1}$, $L_{sh1} \sim L_{sh2} \sim L_{sh}$.

Таким образом, при малых переменных полях поверхностный импеданс $Z_s(h_0)$ эпитаксиальных пленок ВТСП при низких температурах будет определяться низкоомными мостиковыми контактами и туннельными контактами, находящимися в высокоомном состоянии. Поверхностное сопротивление при этом минимально ($R_{s\,min}$). При больших переменных полях, когда все туннельные контакты перейдут в низкоомное состояние, поверхностное сопротивление достигнет своего максимального значения ($R_{s\,max}$). Отношение $R_{s\,max}/R_{s\,min}$, в отличие от $R_L/R_N >> 1$, может быть близким к

единице, так как оно зависит от объемной доли $\alpha$ туннельных контактов по отношению к мостиковым. При принятых выше допущениях несложно показать, что

$$R_{s\,max}/R_{s\,min} \simeq 1 + \alpha \,. \qquad (7)$$

Оценим вклад нелинейности поверхностного сопротивления $R_s(h)$ в экспериментально измеряемые характеристики объемного резонатора с пленкой ВТСП. Вначале будет считать, что все туннельные контакты одинаковы и все они одновременно переключаются в низкоомное состояние при некоторой пороговой амплитуде переменного тока $i_{thr}$ или переменного поля $h_{thr}$, определяемых условием $i_{thr}\,\omega L_{sh2} = V_g$. При этом, по аналогии с (6), можно записать (см. рис. 4):

$$R_s(h) = \begin{cases} R_{s\,min}, & h \le h_{thr}; \\ R_{s\,max}, & h \ge h_{thr}. \end{cases} \qquad (8)$$

Подчеркнем, что под $h$ в (8) понимается мгновенное значение поля $h = h_0 \cos \omega t$. Поэтому за каждый период может происходить четыре переключения поверхностного сопротивления между $R_{s\,min}$ и $R_{s\,max}$. В эксперименте же будет наблюдаться усредненное значение эквивалентной добротности или эквивалентного поверхностного сопротивления $R_s(h_0)$. Для вычисления экспериментально измеряемого усредненного поверхностного сопротивления $R_s(h_0)$, зависящего только от амплитуды поля (но не от его мгновенного значения!), следует решить нелинейную задачу о колебаниях объемного резонатора со ступенчатым сопротивлением (8). Это несложно сделать, например, методом эквивалентной линеаризации [19]. В результате получим

$$\frac{R_s(h_0)}{R_{s\,min}} - 1 = \frac{1}{\pi}\left(\frac{R_{s\,max}}{R_{s\,min}} - 1\right)\left(2\psi + \sin 2\psi\right), \qquad (9)$$

$$\cos\psi = \frac{h_{thr}}{h_0}\sqrt{\frac{R_s(h_0)}{R_{s\,min}}}\,. \qquad (10)$$

Согласно (9), $R_s(h_0) = R_{s\,min}$ при $h_0 = h_{thr}$; $R_s(h_0) = R_{s\,max}$ при $h_0 >> h_{thr}$; вблизи порога $h_0 \gtrsim h_{thr}$ имеем

$$R_s(h_0) = R_{s\,min}\frac{h_0^2}{h_{thr}^2}\,. \qquad (11)$$

Равенство (11) означает, что при малых мощностях сигнала в соответствии с экспериментом должна наблюдаться квадратичная зависимость нелинейного сопротивления от амплитуды. Частотная зависимость нелинейного сопротивления определяется частотной зависимостью линейного остаточного сопротивления $R_{s\,min} \propto \omega^2$ [20], что также совпадает с экспериментом.

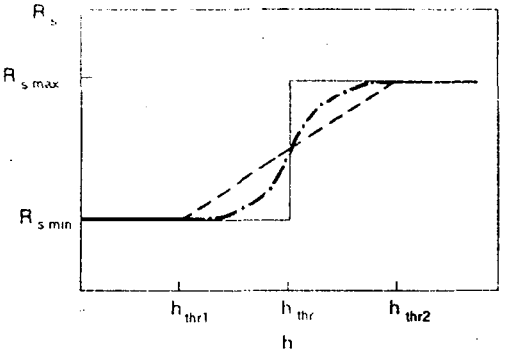


*Рис. 4.* Зависимость поверхностного сопротивления от мгновенного значения переменного поля $h = h_0 \cos \omega t$ в случае одинаковых контактов (сплошная линия) и при линейном (штриховая линия) и квадратичном (штрих-пунктир) законах распределения пороговых полей.

Однако сделанное выше предположение об одинаковости всех туннельных контактов и следующее из него выражение (8), безусловно, являются далекими от реальности. Из-за случайного характера образования джозефсоновских связей их пороги, по-видимому, должны находиться в определенном интервале полей между $h_{thr1}$ и $h_{thr2}$. При этом изменится и формула для нелинейного поверхностного сопротивления (9). Ее вид будет зависеть от закона распределения пороговых полей контактов. Например, для линейного распределения (см. рис. 4) вместо (9) будем иметь

$$\frac{R_s(h_0)}{R_{s\,min}} - 1 = \frac{1}{\pi}\frac{R_{s\,max}/R_{s\,min} - 1}{h_{thr2}/h_{thr1} - 1} \times$$

$$\times \left(4\,\mathrm{tg}\,\psi - \frac{4}{3}\,\mathrm{tg}\,\psi \sin^2\psi - \sin 2\psi - 2\psi\right). \qquad (12)$$

На рис. 1 сплошной линией изображена зависимость усредненного поверхностного сопротивления от амплитуды сигнала, построенная по формулам (10), (12). При этом предполагалось, что $R_{s\,max}/R_{s\,min} = 1{,}2$; $h_{thr1} = 2$ Э; $h_{thr2} = 30$ Э.

Выбор иного закона распределения пороговых полей контактов для всех исследовавшихся нами пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на сапфире приводит к худшему соответствию с экспериментом. Однако это не всегда так. Например, исследованные в [4] пленки на $LaAlO_3$, как показали проведенные на-

ми расчеты, на начальном участке лучше соответствуют квадратичному закону распределения порогов.

В рамках предлагаемой здесь модели уменьшение влияния переменного магнитного поля относительно постоянного магнитного поля (см. рис. 2) с ростом температуры может быть связано с уменьшением величины щелевого напряжения $V_g$ и ростом линейного сопротивления туннельных контактов $R_L$ [21]. При этом уменьшается разность граничных значений $R_{s\,\max} - R_{s\,\min}$, а вместе с ней (см. формулы (9) и (12)) падает и нелинейность поверхностного сопротивления, вызванная $S-N$ переключениями туннельных контактов.

В заключение отметим, что предлагаемый в настоящей работе механизм нелинейности поверхностного импеданса не опровергает механизм, основанный на нелинейности джозефсоновской индуктивности (1). В отсутствие шунтирующих индуктивностей последний будет иметь место при $P < P_{\text{thr}}$. Однако действенность такого механизма всегда может быть определена по зависимости поверхностного сопротивления от постоянного магнитного поля $R_s(H_0)$, которая не должна существенно отличаться от $R_s(h_0)$.

## Выводы

В трехсантиметровом диапазоне длин волн измерены зависимости поверхностного сопротивления эпитаксиальных ВТСП пленок $R_s$ от амплитуды переменного магнитного поля $h_0 < 30$ Э. Оказалось, что вид этих зависимостей при низких температурах слабо зависит от величины приложенного к пленке постоянного магнитного поля $H_0 < 3$ кЭ. Степень влияния постоянного магнитного поля на поверхностное сопротивление $R_s$ увеличивается с ростом температуры, однако это влияние остается в сотни раз меньшим по сравнению с влиянием переменного поля на $R_s$.

Предложена модель, которая позволяет объяснить все наблюдаемые микроволновые свойства эпитаксиальных пленок ВТСП. Согласно этой модели, пленка ВТСП содержит участки идеального бездефектного сверхпроводника, шунтированные бездефектным сверхпроводником, участки с низкоомными джозефсоновскими связями мостикового типа и высокоомными туннельными контактами, а также небольшое количество межгранульных джозефсоновских связей. Зависимость микроволновых свойств сверхпроводника от постоянного магнитного поля обусловлена движением абрикосовских вихрей в бездефектном сверхпроводнике. Нелинейные свойства эпитаксиальных пленок ВТСП обусловлены $S-N$ переключением туннельных контактов из высокоомного состояния в низкоомное. Переключение происходит под действием СВЧ магнитного поля, превышающего некоторое пороговое значение, при котором падение напряжения на шунтирующий контакт индуктивности достигает щелевого напряжения контакта. Основанные на предполагаемой модели теоретические зависимости удовлетворительно совпадают с экспериментом.


1. S. S. Laderman, R. C. Taber, R. D. Jacowitz, J. L. Moll, C. B. Eom, T. L. Hylton, A. F. Marshall, T. H. Geballe, and M. R. Beasley, *Phys. Rev.* **43**, 2922 (1991).
2. J. Halbritter, *J. Appl. Phys.* **68**, 6315 (1990).
3. J. Halbritter, *J. Appl. Phys.* **71**, 339 (1992).
4. P. P. Nguyen, D. E. Oates, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B48**, 6400 (1993).
5. Г. А. Мелков, А. Л. Касаткин, В. Ю. Малышев, *ФНТ* **20**, 868 (1994).
6. A. M. Portis, *J. Supercond.* **5**, 319 (1992).
7. T. L. Hylton, A. Kapitulnik, and M. R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1343 (1988).
8. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, Москва (1985).
9. C. Attanasio, L. Maritato, and R. Vaglio, *Phys. Rev.* **B43**, 6128 (1991).
10. D. Miller, P. L. Richards, and S. M.Garrison, *J. Supercond.* **5**, 379 (1992).
11. F. Auracher and T. van Duzer, *J. Appl. Phys.* **44**, 848 (1973).
12. M. W. Coffey and J. R. Clem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 386 (1991).
13. Y. Matsuda, N. P. Ong, Y. F. Yan, J. H. Harris, and J. B. Peterson, *Phys. Rev.* **B49**, 4380 (1994).
14. A. M. Portis, D. W. Cooke, E. R. Gray, P. N. Arendt, C. L. Bohn, J. R. Delayen, C. T. Roche, M. Hein, N. Klein, G. Muller, S. Orbach, and H. Piel, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 307 (1991).
15. A. M. Portis, D. W. Cooke, and H. Piel, *Physica* **C162–164**, 1547 (1989).
16. O. D. Pustylnik, A. A. Dymnikov, I. V. Voinovsky, O. A. Khimenko, and V. F. Vratskikh, *Proc. SPIE — The International Society for Optical Engineering, V. 2104, Eighteenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves*, Colchester, UK (1993), p. 480.
17. И. Л. Заблоцкий, Г. А. Мелков, *УФЖ* **38**, 420 (1993).
18. Э. Л. Гинзтон, *Измерения на сантиметровых волнах*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960).
19. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, Гостехиздат, Москва (1955).
20. D. Miller, P. L. Richards, S. Estemad, A. Inam, T. Venkatesan, B. Dutta, X. D. Wu, C. B. Eom, T. H. Geballe, N. Newmann, and B. F. Cole, *Phys. Rev.* **B47**, 8076 (1993).
21. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона*, Мир, Москва (1984).


## Microwave impedance of epitaxial high-temperature superconductor films

G. A. Melkov, V. Yu. Malyshev, and A. V. Bagada

In the 3 cm band dependences of the epitaxial HTS film surface resistance on the magnitude of ac and dc magnetic fields have been measured. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films on sapphire were investigated. It was established that alternating magnetic field produces a stronger impact on the surface resistance than dc field. To explain experimental results the assumption is made that a HTS

film is not an ideal superconductor and consists of series-connected sections of various types: sections of an ideal superconductor, sections of low and large resistance intragranular Josephson junctions, shunted by the ideal superconductor, and finally, sections of intergranular Josephson junctions few for epitaxial films. In these conditions the dependences of the surface resistance on dc magnetic field are caused by Abrikosov's vortices moving in ideal superconductive sections, and dependences on the amplitude of ac magnetic field are caused by switching of large resistance junctions to a low resistance state.