

05:09;12

Определение поверхностного сопротивления пленки YBaCuO в мегагерцовом диапазоне по добротности планарной индуктивности. Влияние сторонних факторов

© Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин

Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: SVG@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 22 июля 2009 г.)

На высококачественных YBaCuO-пленках были последовательно изготовлены дисковый резонатор на частоту 10 GHz и планарная индуктивность, причем величина добротности планарной индуктивности на собственной резонансной частоте 64 MHz существенно превышает значения, приводимые в литературе для аналогичных структур. На основании проведенных измерений были сделаны оценки поверхностного сопротивления пленок на частоте 10 GHz и 64 MHz. Величина поверхностного сопротивления, определенного из измерений на частоте 64 MHz, более чем в четыре раза превышает значение, полученное пересчетом величины поверхностного сопротивления на частоте 10 GHz по зависимости $R_{\text{sur}} \sim \omega^2$. В результате проведенного анализа показано, что рассмотренные внешние факторы не могли существенно повлиять на результаты измерений, и следовательно, отклонение от зависимости $R_{\text{sur}} \sim \omega^2$ в мегагерцовом диапазоне определяется собственными свойствами сверхпроводящего полоска.

Введение

Низкое поверхностное сопротивление пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), наиболее распространенным представителем которых является $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), позволяет создавать на их основе устройства с уникальными параметрами. В идеализированной модели поверхностное сопротивление YBCO определяется нормальными неспаренными электронами, и его величина пропорциональна квадрату частоты. В реальной ситуации дополнительный, и зачастую определяющий, вклад в потери измеряемой структуры могут давать другие механизмы, связанные как с физическими свойствами самого материала, так и с влиянием конкретных технологических параметров и особенностями конструкции измерительной системы. Наименее исследованной является область частот ниже 1 GHz.

В известных нам работах [1–5] добротность планарных индуктивностей на частотах в диапазоне 10–100 MHz не превышает 40 000, что на порядок меньше ожидаемых значений. В нашей группе получены планарные индуктивности с рекордными добротностями — более 200 000 в диапазоне частот 30–90 MHz [6]. Однако и эти величины значительно ниже ожидаемых. На отклонение от зависимости $R_{\text{sur}} \sim \omega^2$ в мегагерцовом диапазоне указывается в ряде работ, например, в [7].

В настоящей работе проведена оценка влияния внешних (extrinsic) факторов на величину добротности планарной индуктивности и показано, что наличие этих факторов не объясняет экспериментальных результатов. Проведенный анализ показал, что в рассматриваемом диапазоне частот существуют специфические механизмы потерь.

Добротность дискового резонатора и поверхностное сопротивление YBCO-пленки на частоте 10 GHz

На подложку из LaAlO_3 фирмы CrystTec GmbH размером $12.5 \times 12.5 \times 0.5$ mm методом магнетронного распыления с обеих сторон были напылены пленки YBCO толщиной $0.17 \mu\text{m}$. Процесс получения пленок подробно описан в работе [8]. На пленке с одной стороны подложки стандартной фотолитографией с „мокрым“ химическим травлением был сформирован диск диаметром 7 mm, пленка с противоположной стороны подложки при травлении была защищена фоторезистором. Для проведения измерений дисковый резонатор помещался в медный корпус, связь с резонатором осуществлялась при помощи штыревых антенн (рис. 1).

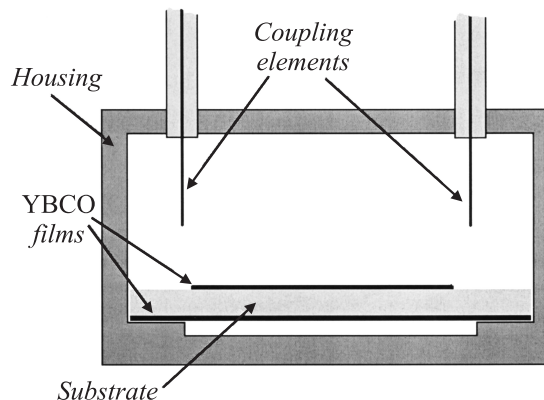


Рис. 1. Схематическое изображение дискового резонатора в корпусе. Диаметр ВТСП-диска 7 mm, резонансная частота моды TM_{010} 10 GHz.

Амплитудно-частотные характеристики резонатора измерялись при температуре жидкого азота на анализаторе цепей E8361A. Нагруженная добротность определялась по амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) как отношение резонансной частоты к ширине резонансной кривой по уровню — 3 дБ.

Добротность дискового резонатора связана с поверхностным сопротивлением пленки соотношением [9]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{R_{\text{sur}}}{\pi\mu_0fd} + \text{tg}\delta + \frac{1}{Q_{\text{rad}}}, \quad (1)$$

где Q — измеряемая добротность резонатора, R_{sur} — поверхностное сопротивление пленки YBCO на резонансной частоте, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, f — резонансная частота; d — толщина подложки, $\text{tg}\delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь подложки. Последний член в правой части (1) включает в себя потери на связь и потери в корпусе резонатора. Если в правой части выражения (1) оставить только первое слагаемое, т.е. все потери отнести на счет потерь в пленках YBCO, то получим оценку сверху величины поверхностного сопротивления:

$$R_{\text{sur}} < \frac{\pi\mu_0fd}{Q}. \quad (2)$$

Резонансная частота моды TM_{010} резонатора, рассматриваемого в настоящей работе, составила $f \approx 10$ GHz, а добротность $Q = 20\,000$, следовательно, вычисленная по формуле (2) величина поверхностного сопротивления $R_{\text{sur}} < 1$ мΩ.

Добротность планарной индуктивности и характеристики ВТСП-полоска на частоте 64 МГц

После измерения характеристик дискового резонатора диск был стравлен с подложки. На пленке, оставшейся с противоположной стороны подложки, стандартной фотолитографией и „мокрым“ химическим травлением была изготовлена планарная индуктивность, которая представляет собой квадратную катушку индуктивности с внешней и внутренней площадками (рис. 2). Размер внешнего витка катушки $D_{\text{max}} = 8.6$ mm, внутреннего $D_{\text{min}} = 4.6$ mm, ширина полоска $w = 60$ μm, число витков $N = 20$.

Добротность планарной ВТСП-индуктивности определялась по АЧХ высокочастотного контура, представляющего собой исследуемую планарную индуктивность с элементами связи (рис. 2). Измерения проводились при температуре жидкого азота. Связь с индуктивностью осуществлялась при помощи индуктивных элементов связи и устанавливалась симметричной посредством перемещения элементов связи. Симметричность связи контролировалась в нелинейном режиме, т.е. при высоком уровне сигнала, по совпадению амплитудно-частотных характеристик при смене направления передачи сигнала через контур.

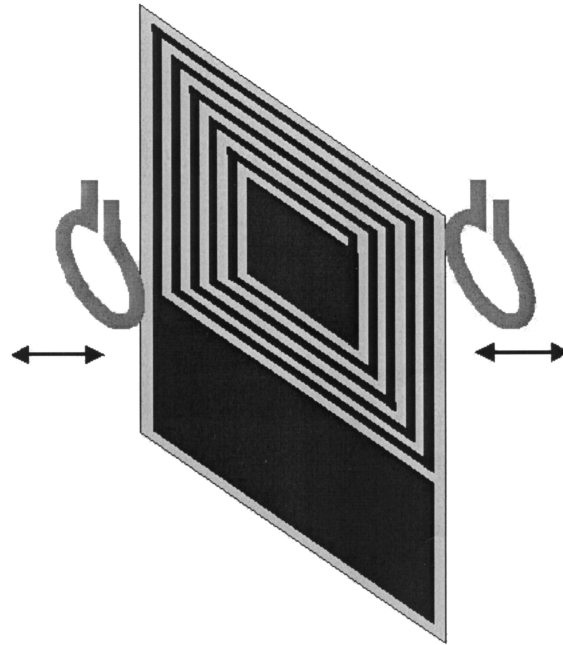


Рис. 2. Схематическое изображение планарной индуктивности с индуктивными элементами связи. Размеры внешнего витка 8.6×8.6 mm, размеры внутреннего витка 4.6×4.6 mm, число витков 20.

Внешняя и внутренняя площадки структуры использовались для измерения индуктивности и критического тока через полосок катушки. Индуктивность планарной катушки, измеренная четырехзондовым методом при температуре 77 К LCR-метром E7-12 на частоте $f = 1$ MHz, равна $L = 3.5$ μH, что с хорошей точностью совпадает с вычисленным по формуле (П.1) значением $L = 3.6$ μH (см. Приложение 1). Величина критического тока через полосок планарной катушки индуктивности $I_c = 57$ mA была измерена четырехзондовым методом, чувствительность измерительной системы по напряжению при данном измерении составляла 2.5 μV.

Резонансная частота изготовленной планарной индуктивности составляет 64 МГц, а нагруженная добротность $Q_L = 90\,000$. Коэффициент передачи контура по напряжению — $K = 0.17$. Коэффициент передачи определялся как отношение амплитуды сигнала на выходе контура U_{out} на резонансной частоте к амплитуде входного сигнала U_{in} :

$$K = \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}}. \quad (3)$$

Для исключения потерь на связь используем формулу:

$$Q = \frac{Q_L}{1 - K}, \quad (4)$$

связывающую ненагруженную добротность Q , нагруженную добротность Q_L и коэффициент передачи K на резонансной частоте. Данная формула применима, когда потери, определяемые входной и выходной связями, равны, т.е. при симметричной связи. Таким образом,

ненагруженная добротность Q исследуемой планарной индуктивности составляет 110 000. Следует отметить, что при таких высоких значениях добротности сложно разделить потери, связанные с ВТСП-полоском, потери в подложке и в конструкции измерительной системы.

Для определения добротности планарной индуктивности Q_0 , связанной с потерями в полоске катушки, воспользуемся формулой:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}}, \quad (5)$$

связывающей ненагруженную добротность Q , добротность планарной индуктивности Q_0 и добротность Q_{ext} , определяемую потерями в подложке и на элементах конструкции измерительной системы. Для оценки Q_{ext} используем факт, что в данной измерительной системе для планарных индуктивностей той же топологии на подложках из той же партии, что и исследуемый образец, была получена величина ненагруженной добротности $Q = 210\,000$. Поэтому можно сказать, что искомая величина Q_{ext} находится в интервале $210\,000 < Q_{\text{ext}} < \infty$, и следовательно, в соответствии с выражением (5) собственная добротность планарной индуктивности, определяемая только характеристиками полоска, находится в интервале $110\,000 < Q_0 < 230\,000$.

Оценка добротности планарной индуктивности по величине поверхностного сопротивления пленки на частоте 10 GHz

Проведем оценку добротности исследуемой планарной индуктивности Q_{strip} в предположении, что она определяется только потерями в полоске, исходя из измеренного на частоте $f = 10\text{ GHz}$ поверхностного сопротивления пленки $R_{\text{sur}}(10\text{ GHz}) = 1\text{ m}\Omega$, считая, что оно меняется с частотой по закону $R_{\text{sur}} \sim \omega^2$ и, следовательно, на частоте 64 MHz составляет $R_{\text{sur}} = 4.1 \cdot 10^{-8}\ \Omega$.

Эквивалентная схема планарной индуктивности может быть представлена в виде колебательного контура, который состоит из индуктивности планарной катушки, ее межвитковой емкости и сопротивления, которое характеризует омические потери в полоске, образующем катушку. Добротность контура в этом случае определяется формулой:

$$Q_{\text{strip}} = \frac{\omega L}{R}, \quad (6)$$

где $\omega = 2\pi f$, f — резонансная частота контура, L — индуктивность, R — последовательное сопротивление. Для проведения корректной оценки добротности необходимо учитывать факторы, оказывающие влияние на величину потерь. Поскольку реальная величина добротности оказывается ниже расчетной, то при проведении такой оценки возьмем для потерь максимальную величину. Другими словами, сделаем оценку добротности

снизу. При этом будем учитывать перечисленные ниже эффекты.

Во-первых, планарная индуктивность представляет собой распределенную систему и поэтому амплитуда тока неоднородна по длине полоска: она максимальна в середине и минимальна на концах. Неоднородность распределения тока вдоль полоска уменьшает запасенную магнитную энергию (индуктивность катушки) и рабочую область полоска. Как показано в Приложении 1, неоднородность распределения тока может быть учтена использованием для расчета эффективных значений индуктивности катушки $L_{\text{eff}} = 1.2\ \mu\text{H}$ и длины полоска $l_{\text{eff}} = 26.5\text{ cm}$.

Во-вторых, плотность тока неоднородна в поперечном сечении полоска, что приводит к увеличению его погонного сопротивления [10]. В рассматриваемой геометрии полоска учет неоднородности распределения тока в поперечном сечении дает по сравнению с однородным распределением коэффициент $\xi = 2.6$ (см. Приложение 2). Поэтому погонное сопротивление сверхпроводящего полоска можно вычислить как

$$R_l = \xi \left(\frac{R_{\text{sur}}}{w} \right), \quad (7)$$

где w — ширина полоска, и на частоте 64 MHz $R_l = 1.8 \cdot 10^{-3}\ \Omega/\text{m}$. Таким образом, сопротивление сверхпроводящего полоска длиной $l_{\text{eff}} = 26.5\text{ cm}$ составит $R_{\text{strip}} = 4.7 \cdot 10^{-4}\ \Omega$.

В-третьих, в отличие от дискового резонатора в данной системе может иметь место дополнительный источник потерь — поврежденный в результате травления край полоска с размером поврежденной области около $1\ \mu\text{m}$ [11]. Как показано в Приложении 2, вклад таких потерь мал и составляет несколько процентов от потерь в сверхпроводящей части полоска.

И, в-четвертых, в полоске могут быть дефекты, перекрывающие всю его ширину, что может привести к наличию дополнительного, не зависящего от частоты сопротивления полоска. Оценка величины сопротивления подобного дефекта может быть получена из измерений критического тока полоска. При $I_c = 57\text{ mA}$ и чувствительности измерительной системы по напряжению $2.5\ \mu\text{V}$ сопротивление возможного поперечного дефекта $R_d < 4.4 \cdot 10^{-5}\ \Omega$, что на порядок меньше R_{strip} , и практически не оказывает влияния на вычисляемую величину добротности.

Таким образом, при оценке добротности планарной индуктивности формула (6) модифицируется так:

$$Q_{\text{strip}} = \frac{\omega L_{\text{eff}}}{R_{\text{strip}} + R_d}. \quad (8)$$

Выражение (8) дает значение $Q_{\text{strip}} = 9.4 \cdot 10^5$, что значительно превышает экспериментально полученное значение добротности $110\,000 < Q_0 < 230\,000$. Отсюда следует, что экспериментальное значение поверхностного сопротивления исследуемых пленок на частоте 64 MHz более чем в четыре раза превышает

значение, полученное из СВЧ-измерений экстраполяцией на частоту 64 МГц по квадратичному закону ($R_{\text{sur}} = 4.1 \cdot 10^{-8} \Omega$).

Экспериментальное значение поверхностного сопротивления пленки на частоте 64 МГц оказывается не менее $R_{\text{sur}} > 17 \cdot 10^{-8} \Omega$. Такое сильное различие этих величин свидетельствует о том, что в области низких частот — в мегагерцовом диапазоне в ВТСП-пленках — существуют дополнительные механизмы потерь, не проявляющиеся на СВЧ.

Выводы

В результате проведенного анализа показано, что величина поверхностного сопротивления YBCO-пленки, определенная из измерений на частоте 64 МГц, более чем в четыре раза превышает значение, полученное пересчетом поверхностного сопротивления, измеренного на частоте 10 GHz, по зависимости $R \sim \omega^2$. Внешние факторы, такие как поврежденный при травлении край полоска, радиационные потери, потери в подложке и конструктивных элементах, не могли существенным образом повлиять на результаты измерений, и следовательно, наблюдаемое отклонение от зависимости $R \sim \omega^2$ определяется собственными (intrinsic) свойствами сверхпроводящего полоска.

Приложение 1. Добротность ВТСП-планарной индуктивности с распределенной межвитковой емкостью

Добротность планарной индуктивности в предположении однородного распределения амплитуды тока по длине полоска определяется формулой (6). Величина индуктивности L полоска катушки индуктивности с приемлемой точностью может быть вычислена по формуле [12]:

$$L = \frac{5N^2(D_{\text{max}} - D_{\text{min}})^2}{15D_{\text{max}} - 7D_{\text{min}}}, \quad (\text{П.1})$$

где L — индуктивность в нН, N — число витков катушки индуктивности, D_{max} и D_{min} — размеры внешнего и внутреннего витков в мм.

Сопротивление полоска R_{strip} определяется как

$$R_{\text{strip}} = IR_l, \quad (\text{П.2})$$

где l — длина полоска; R_l — погонное сопротивление полоска, а в общем случае — действительная часть погонного импеданса полоска. Длина полоска l в случае квадратных витков катушки вычисляется как

$$l = 2N(D_{\text{max}} + D_{\text{min}}). \quad (\text{П.3})$$

Измеренная индуктивность реальной катушки, рассматриваемой в данной статье, равна $3.5 \mu\text{H}$, что с хорошей

точностью совпадает со значением $L = 3.6 \mu\text{H}$, вычисленным по формуле (П.1). Длина полоска такой катушки индуктивности равна $l = 53 \text{ см}$.

В реальной планарной индуктивности с собственной распределенной межвитковой емкостью, используемой как резонансная структура, распределение высокочастотного тока по длине полоска неравномерно — в средних витках амплитуда тока максимальна, а на крайних — минимальна. В случае отсутствия контактных площадок она обращается в нуль на концах полоска индуктивности. Неоднородность распределения тока вдоль полоска приводит к уменьшению запасенной магнитной энергии, т. е. к уменьшению индуктивности катушки. Для оценки индуктивности L аппроксимируем неоднородное распределение тока в витках катушки ступенчатым, полагая, что по средним десяти виткам катушки протекает ток постоянной амплитуды, а в пяти внутренних и в пяти внешних витках ток равен нулю. Область полоска, по которой протекает ток и которая ответственна за потери, уменьшается при такой аппроксимации в два раза. При таком подходе значения работающих индуктивности и длины полоска составят: $L = 1.2 \mu\text{H}$; $l = 26.5 \text{ см}$.

Приложение 2. Потери в сверхпроводящем полоске с нормальной областью на краях полоска

Для расчета потерь в сверхпроводящем полоске с нормальной областью на краях полоска воспользуемся следующей моделью распределения тока по сверхпроводящему полоску [10]:

$$J_{\text{sur}} = \frac{I}{w} \frac{2}{\pi} \times \begin{cases} (w/\lambda_{\perp})^{1/2}, & w/2 - \lambda_{\perp} < x \leq w/2, \\ [1 - (2x/w)^2]^{1/2}, & |x| < w/2 - \lambda_{\perp}, \\ (w/\lambda_{\perp})^{1/2}, & -w/2 \leq x < -(w/2 - \lambda_{\perp}), \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

где I — полный ток через сечение полоска, w — ширина полоска, $\lambda_{\perp} = 2\lambda_L/d$, λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля, d — толщина пленки. При наличии нормальной области на краях сверхпроводящего полоска распределение тока будет выглядеть так, как показано на рис. 3. При этом ширина полоска вместе с нормальным краем будет равна $w + 2\Delta w$, а ток I_N , протекающий по нормальной области, будет мал по сравнению с полным током I ($I_N \ll I$). Поэтому можно считать, что полный ток в сверхпроводящей области I_S и распределение тока в ней, по сравнению со сверхпроводящим полоском шириной w , не изменяется.

Согласно рассматриваемой модели, неоднородность распределения плотности тока поперек сверхпроводящего полоска приводит к увеличению погонного сопротив-

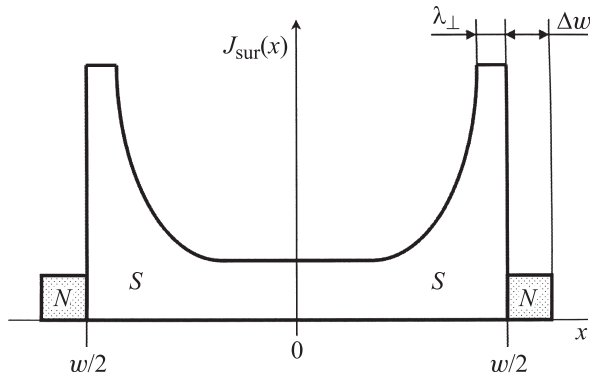


Рис. 3. Модельное представление распределения поверхностной плотности тока в поперечном сечении сверхпроводящего полоска с нормальным краем: S — сверхпроводящая область полоска шириной w ; N — поврежденная область шириной Δw на краях полоска.

ления сверхпроводящей части полоска [10]:

$$R_l = \frac{R_{\text{sur}}}{w} \frac{8}{\pi^2} \left[1 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{dw}{2\lambda_L^2} - 1 \right) \right], \quad (\text{П.5})$$

где R_{sur} — действительная часть поверхностного импеданса пленки, из которой изготовлен полосок. Таким образом, можно ввести коэффициент ξ , характеризующий увеличение сопротивления сверхпроводящей части полоска по сравнению с однородным распределением тока:

$$\xi = \frac{8}{\pi^2} \left[1 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{dw}{2\lambda_L^2} - 1 \right) \right], \quad (\text{П.6})$$

т.е.

$$R_l = \xi \frac{R_{\text{sur}}}{w}. \quad (\text{П.7})$$

Используя выражение (П.7) и тот факт, что $I_S \approx I$ (так как $I = I_S + I_N$, а $I_N \ll I_S$), получим мощность потерь на единицу длины в сверхпроводящей части полоска:

$$P_l^S = \frac{1}{2} R_l I_S^2 = \left(\frac{\xi R_{\text{sur}}}{2w} \right) I^2, \quad (\text{П.8})$$

где I — амплитуда тока.

Потери в дефектной области по краям полоска определим как

$$P_l^N = \frac{2E^2}{2R_l} = \frac{E^2 d\Delta w}{\rho}, \quad (\text{П.9})$$

где E — амплитуда электрического поля в дефектной области, ρ — удельное сопротивление дефектной области, $d\Delta w$ — площадь сечения дефектной области, коэффициент „2“ возникает из-за наличия двух краев полоска.

Для того чтобы найти потери в нормальной области, нам нужно определить связь между электрическим полем в дефектной области и полным током в полоске.

Согласно (П.4), поверхностная плотность тока на краю полоска определяется выражением:

$$J_{\text{sur}}(w/2) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{I}{\lambda_L} \left(\frac{d}{w} \right)^{1/2}. \quad (\text{П.10})$$

Воспользовавшись определением импеданса, найдем напряженность электрического поля E на краю сверхпроводящей области полоска, считая, что магнитное поле на поверхности полоска в этой области равно $H_\tau = J_{\text{sur}}/2$:

$$E = \frac{1}{2} |Z_S| J_{\text{sur}} \left(\frac{w}{2} \right), \quad (\text{П.11})$$

здесь $|Z_S| \cong \omega \mu_0 \lambda_L \coth(d/\lambda_L)$ — модуль импеданса сверхпроводящей пленки толщиной менее или порядка лондоновской глубины проникновения [13]. Далее с учетом выражения (П.10) получим:

$$|E| = \frac{\mu_0}{\sqrt{2\pi}} \omega \left(\frac{d}{w} \right)^{1/2} \coth \left(\frac{d}{\lambda_L} \right) I. \quad (\text{П.12})$$

В силу граничных условий тангенциальные компоненты электрического поля на границе сверхпроводящей и поврежденной частей полоска будут равны. Подставив (П.12) в (П.9), сделаем оценку потерь сверху, считая, что электрическое поле в поврежденной области распределено однородно:

$$P_l^N = \frac{1}{2\pi^2} \frac{\mu_0^2 \omega^2 d^2 \Delta w}{\rho w} \coth^2 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right) I^2, \quad (\text{П.13})$$

Разделив (П.13) на (П.8), определим соотношение потерь в сверхпроводящей и поврежденной краевой области:

$$\frac{P_l^N}{P_l^S} = \frac{(\mu_0 \omega d)^2 \Delta w \coth^2(d/\lambda_L)}{\xi \pi^2 \rho R_{\text{sur}}}. \quad (\text{П.14})$$

Для оценки значения коэффициента ξ , характеризующего увеличение потерь в полоске из-за неоднородного распределения тока поперек полоска (формула (П.6) и (П.7)), и для оценки P_l^N/P_l^S используем следующие значения: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, $\omega = 2\pi f$, частота $f = 64$ МГц, ширина полоска $w = 60 \mu\text{m}$, ширина поврежденной области $\Delta w \approx 1 \mu\text{m}$ [11], толщина пленки $d = 0.17 \mu\text{m}$, $\lambda_L = 0.25 \mu\text{m}$. Величину ρ поврежденной области примем равной удельному сопротивлению YBCO-пленки при 100 К $\rho_{100\text{K}} \approx 1 \mu\Omega \cdot \text{m}$, что является оценкой снизу. Такая оценка ρ , по сравнению с реальным краем, приведет к увеличению вычисляемого вклада поврежденной области в общие потери. Величину R_{sur} получим экстраполяцией измеренного в дисковом резонаторе $R_{\text{sur}}(10 \text{ GHz}) = 1 \cdot 10^{-3} \Omega$, на частоту 64 МГц по зависимости ω^2 , при этом $R_{\text{sur}} = 4.1 \cdot 10^{-8} \Omega$.

В результате получим $\xi = 2.6$ и $P_l^N/P_l^S = 2 \cdot 10^{-2}$, поэтому следует учитывать только вклад неоднородного распределения тока в полоске, а потерями в поврежденном крае можно пренебречь ввиду их малости — не более 2%. Здесь следует отметить, что в случае

более медленной, чем ω^2 , зависимости поверхностного сопротивления от частоты величина R_{sur} будет больше, и вклад потерь в нормальной области в общие потери только уменьшится.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-08-00632-а.

Список литературы

- [1] *Gao E., Sahba S., Xu H., Ma Q.Y.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. Vol. 9. N 2. P. 3066–3069.
- [2] *Xu H., Gao E., Ma Q.Y.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. Vol. 11. N 1. P. 353–356.
- [3] *Withers R.S., Liang G.-C., Cole B.F., Johansson M.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1993. Vol. 3. N 1. P.У0–2453.
- [4] *Bracanovic D., Esmail A.A., Penn S.J. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. Vol. 11. N 1. P. 2422–2424.
- [5] *Ginefri J.-K., Darrasse L., Crozat P.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. Vol. 9. N 4. P. 4695–4701.
- [6] *Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 99–102.
- [7] *Wang Y., Su H.T., Hyang F., Lancaster M.J.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. Vol. 17. N 2. P. 3632–3639.
- [8] *Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Дроздов Ю.Н.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 10. С. 103–107.
- [9] *Muller G., Aschermann B., Chaloupka H. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997. Vol. 7. N 2. P. 1287–1290.
- [10] *Вендик О.Г., Попов А.Ю.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 1–9.
- [11] *Vopilkin E.A., Vostokov N.V., Parafin A.E.* // Phys. Low-Dimens. Struct. 2002. N 5/7. P. 177–182.
- [12] Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / Под ред. В.И. Вольмана. М.: Радио и связь, 1982. 328 с.
- [13] *Klein N., Chaloupka, Muller G. et al.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 11. P. 6940–6945.