

09;12

Добротность сапфирового дискового резонатора с проводящими торцевыми стенками в миллиметровом диапазоне длин волн

© А.А. Баранник, Ю.В. Прокопенко, Ю.Ф. Филиппов, Н.Т. Черпак, И.В. Короташ

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
61085 Харьков, Украина
e-mail: cherpak@ire.kharkov.ua, prokopen@ire.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 27 августа 2002 г. В окончательной редакции 25 ноября 2002 г.)

Теоретически и экспериментально исследована добротность сапфирового дискового резонатора с торцевыми проводящими стенками. Показана возможность и проведены измерения поверхностного сопротивления меди, титана и пленки высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн.

Введение

Диэлектрические резонаторы широко применяются для измерения микроволновых характеристик диэлектриков [1,2], а в последнее время и пленок из высокотемпературных сверхпроводников [3]. Для разработки стандартной техники измерения микроволнового поверхностного сопротивления последних в [4] было предложено использовать объемные колебания низших типов в резонаторах с торцевыми проводящими стенками. Такие резонаторы используются в микроволновом диапазоне частот ниже 25 GHz. В миллиметровом диапазоне длин волн они становятся неприемлемо малыми для эффективного применения. Основной энергетической характеристикой диэлектрических резонаторов является добротность. В этом диапазоне наиболее высокой добротностью обладают квазиоптические диэлектрические резонаторы с высшими азимутальными типами волн, называемыми волнами „шепчущей галереи“ [5]. Данные резонаторы имеют приемлемые размеры в миллиметровом диапазоне длин волн и перспективны в резонансных структурах с пленками высокотемпературных сверхпроводников [6].

Анализ электродинамических свойств квазиоптических диэлектрических резонаторов, идентификация типов колебаний теоретически и экспериментально проведены в [7,8]. Показана принципиальная возможность измерения поверхностного сопротивления R_S нормальных проводников в миллиметровом диапазоне длин волн. При измерении R_S сверхпроводников проблемой становится его малая величина, определяемая потерями в них, которые значительно меньше всех остальных потерь в резонаторе.

В данной работе количественно определены радиационная добротность и коэффициенты включения (использования) диэлектрика и проводника в общие потери сапфирового дискового резонатора с торцевыми проводящими стенками, измерены R_S нормальных металлов и тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников.

Теоретические соотношения для собственной и радиационной добротностей

Общий вид резонатора представлен на рис. 1. Для его нагруженной добротности справедливо соотношение

$$Q_L^{-1} = k \operatorname{tg} \delta + \frac{1}{2} A_N R_S^{(n)} + \frac{1}{2} A_S R_S^{(sc)} + Q_{\text{rad}}^{-1} + Q_B^{-1}, \quad (1)$$

где Q_{rad} — радиационная добротность резонатора, определяемая как $Q_{\text{rad}} = \omega' / 2\omega''$, где $\omega = \omega' - i\omega''$ — собственная комплексная круговая частота резонатора (являющаяся решением дисперсионного уравнения, приведенного в [8,9]); Q_B — добротность связи; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике; $R_S^{(n)}$ и $R_S^{(sc)}$ — поверхностные сопротивления нормального и сверхпроводящего проводников соответственно; k , A_N и A_S — коэффициенты включения диэлектрика нормального металла и сверхпроводника.

Коэффициенты $\Gamma_N = 2A_N^{-1}$ и $\Gamma_S = 2A_S^{-1}$ часто называют геометрическими факторами. При измерениях поверхностного сопротивления R_S стремятся работать при очень слабой связи с резонатором, когда $Q_B^{-1} \ll Q_0^{-1}$, где Q_0 — собственная добротность резонатора. В квазиоптическом диэлектрическом резонаторе с торцевыми проводящими стенками обеспечивается выполнение

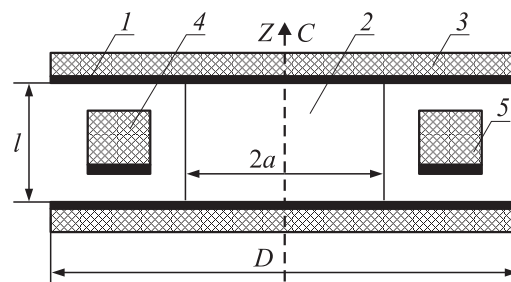


Рис. 1. Диэлектрический дисковый резонатор с торцевыми проводящими стенками: 1 — пленка высокотемпературного сверхпроводника (или медный диск); 2 — сапфировый диск; 3 — диэлектрическая подложка Al_2O_3 ; 4, 5 — входной и выходной волноводы.

неравенства

$$Q_{\text{rad}}^{-1} \ll k \operatorname{tg} \delta + \frac{1}{2} A_N R_S^{(n)} + \frac{1}{2} A_S R_S^{(sc)}.$$

В таком резонаторе $A_S = A_N = A$. Выражение (1) значительно упрощается и приобретает вид

$$Q_0^{-1} = k \operatorname{tg} \delta + \frac{1}{2} A (R_S^{(n)} + R_S^{(sc)}). \quad (2)$$

Для торцевых стенок, изготовленных из одного материала,

$$Q_0^{-1} = k \operatorname{tg} \delta + AR_S. \quad (2a)$$

Для Y колебаний (под Y подразумеваются HE - или EH -типы колебаний), в этом случае, согласно [7,8], собственная добротность резонатора определяется соотношением

$$(Q_0^Y)^{-1} = \frac{1}{1 + R_0^Y} \operatorname{tg} \delta + \frac{2}{\omega \mu_0 l R_Y} R_S, \quad (3)$$

в котором μ_0 — магнитная постоянная и l — продольный размер резонатора.

Из (3) и (2a) следует, что

$$k = 1/(1 + R_0^Y), \quad (4)$$

$$A = 2/\omega \mu_0 l R_Y. \quad (5)$$

Экспериментально исследовался квазиоптический диэлектрический резонатор с HE_{nsm} -колебаниями, где $n = 0, 1, 2, \dots$ — азимутальный, $s = 1, 2, \dots$ — радиальный и $m = 0, 1, 2, \dots$ — аксиальный индексы. Исследования показали, что в резонаторах с торцевыми проводящими стенками относительно легко возбуждаются аксиально-однородные HE_{ns0} -колебания, для которых [8]

$$R_0^{HE} = \frac{\frac{|J_n(z_E)|^2}{|H_n^{(1)}(z_0)|^2} [\Phi_1(z_0) + \frac{1}{2} \Phi_2(z_0)]}{\varepsilon_{\parallel} [F_1(z_E) + \frac{1}{2} F_2(z_E)]},$$

$$R_{HE} = \frac{\varepsilon_{\parallel} [F_1(z_E) + \frac{1}{2} F_2(z_E)] - \frac{|J_n(z_E)|^2}{|H_n^{(1)}(z_0)|^2} [\Phi_1(z_0) + \frac{1}{2} \Phi_2(z_0)]}{\varepsilon_{\parallel} [F_1(z_E) + F_2(z_E)] - \frac{|J_n(z_E)|^2}{|H_n^{(1)}(z_0)|^2} [\Phi_1(z_0) + \Phi_2(z_0)]}. \quad (6)$$

Здесь a — радиус диэлектрического диска; $z_0 = k_0 a$, $k_0 = \omega/c$, c — скорость света; $z_E^2 = \varepsilon_{\parallel} z_0^2$, ε_{\parallel} — компонент тензора диэлектрической проницаемости в направлении аксиальной оси резонатора;

$$F_1(z) = \left(1 - \frac{n^2}{z^2}\right) J_n^2(z) + J_n'^2(z),$$

$$F_2(z) = \frac{1}{z} [J_n(z) J_n'^*(z) + J_n^*(z) J_n'(z)],$$

$$\Phi_1(z) = \left(1 - \frac{n^2}{z^2}\right) H_n^{(1)2}(z) + H_n^{(1)'}(z),$$

$$\Phi_2(z) = \frac{1}{z} [H_n^{(1)}(z) H_n^{(1)'}(z) + H_n^{(1)'}(z) H_n^{(1)}(z)],$$

где $J_n(z)$ и $H_n^{(1)}(z)$ — цилиндрические функции n -го порядка Бесселя и Ханкеля первого рода; штрих означает дифференцирование по аргументу; * указывает на комплексно-сопряженную величину.

Экспериментальная техника

Для экспериментальных исследований был изготовлен лейкосапфировый цилиндр диаметром $2a = 14.4$ mm и аксиальным размером $l = 2.4$ mm. Оптическая ось кристалла направлена вдоль его продольной оси (рис. 1). Диаметр торцевых стенок D выбирался из условия $D > 2a$ так, чтобы собственная частота ω и радиационная добротность Q_{rad} не зависели от этого размера. Лейкосапфир был синтезирован в Институте монокристаллов НАН Украины методом направленной кристаллизации. Поверхность диэлектрического цилиндра была отполирована, а оптическая ось ориентирована с точностью $\pm 50'$ относительно его продольной оси. Материалом для торцевых стенок служили бескислородная медь (неотожженная и отожженная), титан и высокотемпературная сверхпроводящая пленка состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, напыленная на монокристаллическую подложку Al_2O_3 с применением технологии лазерной абляции.

Измерения проводились в диапазоне частот 35–37 GHz. Резонансные частоты измерялись с помощью электронного частотомера, позволяющего проводить измерения с относительной точностью до 10^{-7} . На практике погрешность измерений составляла величину ~ 0.5 MHz, которая обусловлена имеющейся стабильностью микроволнового генератора. Добротность резонатора измерялась двумя способами [10]: 1) методом передачи, когда измерялись ширина резонансной амплитудно-частотной характеристики Δf и резонансная частота f_0 , а добротность определялась как $Q = f_0/\Delta f$; 2) методом декремента, когда измерялось время переходного процесса τ в резонаторе после его возбуждения прямоугольным импульсным сигналом с несущей частотой f_0 , а добротность определялась как $Q = 2\pi f_0 \tau / \ln(P_1/P_2)$, где P_1 и P_2 — мощности, выделяемые детектированным сигналом в нагрузку в моменты времени t_1 и $t_2 = t_1 + \tau$ после начала релаксационного процесса. Последний метод использовался при измерениях высоких значений добротностей резонатора в интервале $Q = 10^4$ – 10^8 . Измерения проводились при слабой связи резонатора с фидерными линиями передачи, когда $Q \approx Q_0$.

Связь резонатора с линиями передачи осуществлялась с помощью диэлектрических прямоугольных волноводов, одна сторона которых была металлизирована. Входной и выходной волноводы располагались под некоторым углом (10° – 15°) друг к другу, что позволяло в процессе измерений регулировать коэффициент связи резонатора с линиями передачи путем его перемещения в плоскости волноводов. Волноводы были изготовлены из специального диэлектрика на основе органических полимеров с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \approx 9$.

Результаты измерений и их обсуждение

Из (1) и (2) следует, что для определения вкладов потерь диэлектрика и проводника в общие потери энергии в резонаторе, необходимо определить коэффициенты включения k и A , зная $\operatorname{tg} \delta$ диэлектрика и R_S (сверх)проводника. Если одна из торцевых стенок является нормальным металлом, то появляется возможность определения $R_S^{(sc)}$ сверхпроводника при измеренной добротности Q_0 и известных k , A и $R_S^{(n)}$.

В миллиметровом диапазоне длин волн исследовался квазиоптический диэлектрический резонатор с аксиально-однородным колебанием HE_{1410} . В табл. 1 приведены вычисленные коэффициенты k и A вместе с Q_{rad} и экспериментально определенной резонансной частотой f_0 . В исследованиях при 77 К применялись медные диски на обеих торцевых стенках резонатора; одна из торцевых стенок резонатора была в виде пленки высокотемпературного сверхпроводника, а другая — в виде медного диска. При температурах 300 К использовались торцевые стенки либо из медных, либо титановых дисков.

Монокристаллы Al_2O_3 имеют самое низкое значение $\operatorname{tg} \delta$ среди известных твердых диэлектриков. Изучение свойств микроволнового поглощения в этом материале выполнено, например, в работах [2,11,12]. Однако $\operatorname{tg} \delta$ сильно зависит от качества кристалла. Кроме того, необходимо учитывать, что $\operatorname{tg} \delta$ определяется путем измерения добротности резонатора, которая в свою очередь зависит от обработки поверхности, отклонения формы от идеального цилиндра и точности ориентации оптической оси. Все это вызывает необходимость измерять $\operatorname{tg} \delta$ того конкретного материала, из которого изготовлен резонатор. В данной работе значение $\operatorname{tg} \delta$ определялось путем измерения Q_0^{HE} открытого резонатора для колебания $HE_{141\delta}$ при индексе $\delta \approx 0$. Получены

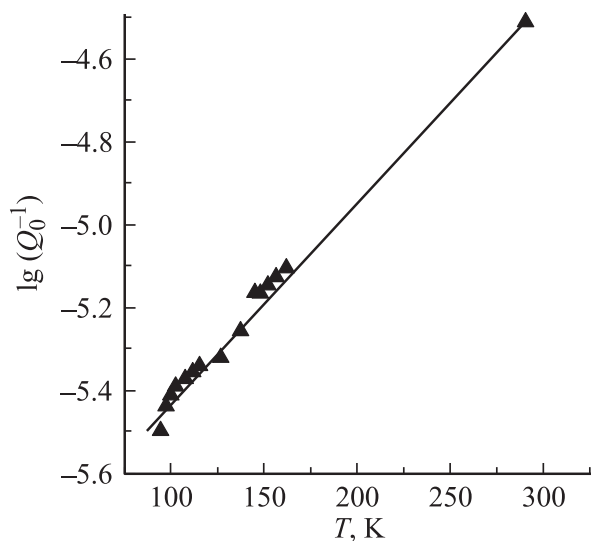


Рис. 2. Температурная зависимость микроволнового поглощения в открытом сапфировом дисковом резонаторе.

Таблица 1.

| T, K | f_0, GHz | k | A, Ω^{-1} | Q_{rad} |
|--------|------------|-------|-----------------------|------------------|
| 300 | 35.12 | 0.992 | $2.961 \cdot 10^{-3}$ | $5.3 \cdot 10^9$ |
| 77 | 35.57 | 0.992 | $2.924 \cdot 10^{-3}$ | $5.3 \cdot 10^9$ |

значения $Q_0^{HE} = 3.2 \cdot 10^4$ при 300 К и $Q_0^{HE} = 3.4 \cdot 10^5$ при 77 К. Как видно из рис. 2, значение $\lg(Q_0^{-1})$ хорошо описывается линейной функцией температуры, что согласуется с данными других авторов [11,12]. Более низкие значения собственной добротности Q_0 в наших исследованиях могут быть обусловлены рядом причин: более низким качеством сапфира, состоянием его поверхности или непараллельностью оптической оси кристалла относительно геометрической оси диска.

Значения R_S , полученные для ряда проводников, включая высокотемпературные сверхпроводники, приведены в табл. 2.

Из табл. 2 следует, что при температуре $T = 300$ К значения поверхностного сопротивления отожженной в атмосфере водорода бескислородной меди и чистого титана хорошо совпадают со значениями, вычисленными по формуле $R_S^{(n)} = \sqrt{\omega \mu_0 / 2\sigma}$, когда имеет место нормальный скин-эффект. Здесь σ — удельная проводимость материала. Данное соответствие подтверждает корректность примененного анализа структуры поля и основанной на нем техники определения коэффициентов k и A .

Экспериментально полученная температурная зависимость $R_S^{(n)}$ титана также хорошо согласуется с представлением о нормальном скин-эффекте в миллиметровом диапазоне длин волн. В отличие от меди данное согласие наблюдается вплоть до температур жидкого азота.

Полученные в работе значения $R_S^{(sc)}$ двух пленок $YBa_2Cu_3O_{2-\delta}$ заметно различаются между собой. Причиной более высокого значения поверхностного сопротивления пленки 1 могут быть три обстоятельства: 1) пленка имеет недостаточно большие размеры (18×20 мм), что в принципе может привести к росту радиационных потерь; 2) пленка синтезирована достаточно давно, около двух лет назад, и могла несколько деградировать; 3) резонансная амплитудно-частотная характеристика двукратно вырожденного колебания может иметь завышенную величину ширины из-за слабого расщепления колебания. Разделить эти факторы в данный момент не представляется возможным, хотя выяснение причин увеличения (или завышения в процессе измерений) поверхностного сопротивления является одним из пунктов дальнейшей работы.

Полученные данные позволяют определить отдельные составляющие потерь в сапфировом резонаторе и сравнить их между собой. В табл. 3 приведены данные при использовании одной пленки высокотемпературного сверхпроводника в паре с медным диском при 77 К и двух медных дисков при $T = 300$ К.

Таблица 2.

| Проводники | Cu | | Ti | YBa ₂ Cu ₃ O _{2-δ} | | |
|-----------------------|-------------|-----------|------|---|----------|---|
| | неотоженная | отоженная | | пленка 1 | пленка 2 | |
| T, K | 300 | 77 | 300 | 77 | 77 | |
| Q_0^{HE} | 5100 | 10380 | 5730 | 13110 | 16270 | |
| $R_S^{(sc)}, m\Omega$ | — | — | — | 17.8 | 8.2 | |
| $R_S^{(n)}, m\Omega$ | эксперимент | 54.9 | 31.8 | 48.8 | 261 | — |
| | расчет | 48.4 | — | 48.4 | 264 | — |

Таблица 3.

| T, K | $k \operatorname{tg} \delta$ | $\frac{1}{2} AR_S^{(sc)}$ | $\frac{1}{2} AR_S^{(n)}$ | Q_{rad}^{-1} |
|--------|------------------------------|---------------------------|--------------------------|-----------------------|
| 77 | $2.94 \cdot 10^{-6}$ | $1.97 \cdot 10^{-5}$ | $5.39 \cdot 10^{-5}$ | $1.89 \cdot 10^{-10}$ |
| 300 | $3.07 \cdot 10^{-5}$ | — | $1.44 \cdot 10^{-4}$ | $1.89 \cdot 10^{-10}$ |

Добротность резонатора возрастает при понижении температуры благодаря снижению потерь в сапфире и в проводнике. Резкое изменение добротности наблюдается при переходе в сверхпроводящее состояние пленки высокотемпературного сверхпроводника, используемой в качестве торцевой стенки. При $T = 77 K$ имеет место следующее соотношение декрементов:

$$\frac{1}{2} AR_S^{(n)} > \frac{1}{2} AR_S^{(sc)} > k \operatorname{tg} \delta \gg Q_{\text{rad}}^{-1}.$$

Очевидно, что для повышения чувствительности измерения поверхностного сопротивления сверхпроводни-

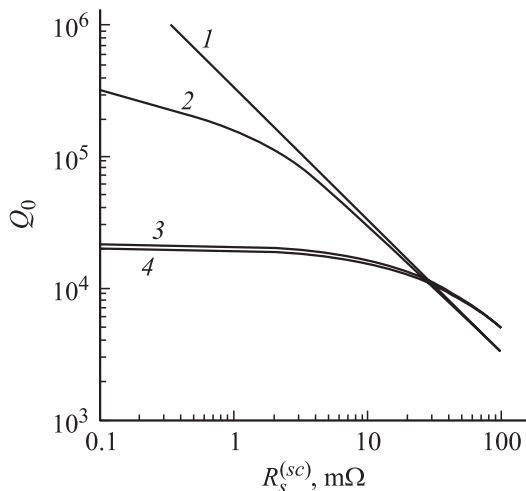


Рис. 3. Зависимость добротности резонатора от величины поверхностного сопротивления пленки высокотемпературного сверхпроводника. 1, 2 — в случае применения двух пленок; 3, 4 — применение одной пленки вместе с медной торцевой стенкой; 1, 3 — $\operatorname{tg} \delta = 0$; 2, 4 — $k \operatorname{tg} \delta = 2.94 \cdot 10^{-6}$.

ков необходимо использовать в качестве торцевых стенок две пленки высокотемпературного сверхпроводника (рис. 3). Точность измерения $R_S^{(sc)}$ будет определяться только погрешностями измерения добротности и размеров резонатора. При использовании современной техники измерений Q_0 она может вплотную приблизиться к величине $\sim 1\%$ [4].

Заключение

Таким образом, на основе теоретического анализа структуры поля в сапфировом дисковом диэлектрическом резонаторе с торцевыми проводящими стенками получены количественные значения радиационной добротности и коэффициентов включения диэлектрика и проводников. Данные характеристики позволяют определить добротность Q_0 резонатора при известных величинах его геометрических параметров, поверхностном сопротивлении проводника и тангенса угла потерь диэлектрика. С другой стороны, экспериментально измеренное значение собственной добротности Q_0 резонатора позволяет решить обратную задачу определения микроволновых характеристик материалов. Практически реализована возможность измерения поверхностного сопротивления проводников $R_S^{(n)}$ и сверхпроводников $R_S^{(sc)}$ в миллиметровом диапазоне длин волн. На примерах бескислородной меди и титана получено хорошее согласие измеренных значений $R_S^{(n)}$ с величинами, вычисленными в условиях нормального скин-эффекта. Чувствительность и точность измерения поверхностного сопротивления пленок высокотемпературных сверхпроводников повышается при использовании двух пленок в качестве торцевых стенок резонатора.

Авторы выражают благодарность Е.М. Гананольскому за обсуждение особенностей импульсной техники измерения добротности резонатора; Э.В. Ижику за помощь в проведении измерений; А.И. Тищенко за отжиг меди в атмосфере водорода. Авторы также благодарны В.А. Новикову за изготовление измерительного оборудования и приготовление образцов меди и титана.

Список литературы

- [1] *Fiedziuszko S.J., Holme S.* // IEEE Microwave Magazine. 2001. Vol. 2. N 3. P. 51–60.
- [2] *Krupka J., Derzakowki K., Abramowicz A.* et al. // IEEE Trans. on Microwave Theory Tech. 1999. Vol. 47. N 6. P. 752–759.
- [3] *Shen Z.-Y.* High-Temperature Superconductivity Microwave Circuits. Boston; London: Artech House, 1994. 273 p.
- [4] *Mazierska J., Wilker C.* // IEEE Trans. on Applied Superconductivity. 2001. Vol. 11. N 4. P. 4140–4147.
- [5] *Ильченко М.Е., Взятыйшев В.Ф., Гассанов Л.Г.* и др. Диэлектрические резонаторы. М.: Радио и связь, 1989. 328 с.
- [6] *Cherpak N.T.* // Proc. 4th Intern. MSMW Symposium Kharkov (Ukraine), 2001. Vol. 1. P. 63–67.
- [7] *Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Черпак Н.Т.* // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины, 1999. Т. 4. № 2. С. 50–54.
- [8] Баранник А.А., Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Черпак Н.Т. // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины, 2000. Т. 5. № 3. С. 104–109.
- [9] *Егоров В.Н., Мальцева И.Н.* // Электр. техн. Сер. I. Электроника СВЧ. 1984. № 1. С. 3–8.
- [10] *Менде Ф.Ф., Спицын А.И.* Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наукова думка, 1985. 240 с.
- [11] *Брагинский В.Б., Багдассаров Х.С., Булыгин Ф.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. вып. 7. С. 247–251.
- [12] *Ганапольский Е.М.* // Физика низких температур. 2000. Т. 26. № 11. С. 1162–1165.