

01;09

Анизотропный дисковый диэлектрический резонатор с проводящими торцевыми стенками

© Ю.В. Прокопенко, Ю.Ф. Филиппов

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

(Поступило в Редакцию 16 июля 2001 г. В окончательной редакции 29 ноября 2001 г.)

Проведен электродинамический анализ дискового диэлектрического резонатора с торцевыми стенками конечной проводимости, возбужденного на колебаниях типа „шепчущей галереи“. Изложена и реализована возможность решения обратной задачи: определение компонент тензора диэлектрической проницаемости анизотропного одноосного кристалла, тангенса угла потерь диэлектрика и поверхностного сопротивления проводника. Исследованы спектры частот и энергетические характеристики фторопластового дискового резонатора с медными торцевыми поверхностями в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн.

Введение

Освоение миллиметрового диапазона длин волн предполагает разработку соответствующих устройств СВЧ техники. Новое поколение малогабаритных приборов создается на базе дисковых диэлектрических резонаторов (ДДР), которые конструктивно просто сочетаются с пассивными и активными элементами гибридных схем, имеют высокие значения добротностей, существенно превышающие уровни полых металлических резонаторов. При создании стабильных СВЧ генераторов и фильтров в сантиметровом диапазоне длин волн используются ДДР, возбужденные на низших типах колебаний. Такие резонаторы изготавливаются из диэлектриков с большими значениями диэлектрических проницаемостей ($\epsilon_d \geq 100$). В [1,2] было показано, что в круглых диэлектрических стержнях с малыми значениями $\epsilon_d \sim 2-10$ могут возникать слабозатухающие азимутальные колебания. Эти колебания формируются внутри диэлектрика волнами, характеризующимися большими значениями азимутальных индексов n и падающими на боковую поверхность ДДР с радиусом кривизны r_0 под углами полного внутреннего отражения. Наличие каустики и области с экспоненциальным законом затухания поля вне диэлектрика обуславливает высокие значения радиационной добротности.

Впервые аномально малое затухание наблюдалось на акустических волнах, бегущих по внутренней стенке кольцевой галереи. Поэтому азимутальные колебания, возникающие при выполнении условия $k'r_0 < n < \sqrt{\epsilon_d}k'r_0$, были названы колебаниями типа „шепчущей галереи“ [3]. Здесь $k' = \omega'/c$, c — скорость света, ω' — действительная часть комплексной частоты $\omega = \omega' - i\omega''$, где $\omega'' \geq 0$.

Колебания типа „шепчущей галереи“ весьма чувствительны к состоянию поверхности различного рода пленок, слоистых структур, исследование которых в последнее время является одним из развивающихся направлений физики твердого тела. Это связано с

определяющей ролью границ раздела различных сред в работе многих физических приборов.

Использование при изготовлении ДДР таких анизотропных материалов, как одноосные монокристаллы кварца, сапфира, рутила, обладающие малыми значениями тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ (не более 5×10^{-5}), дало возможность существенно повысить собственную добротность резонатора. В частности, в резонаторах из сапфира была получена добротность $\sim 10^5$ при комнатной температуре, $\sim 10^7$ — при 77 К и $\sim 10^9$ — при 4 К [4]. Уникальность характеристик, большая поляризационная устойчивость, простота возбуждения колебаний в ДДР, изготовленных из этих монокристаллов, способствовали развитию прикладных исследований в миллиметровом диапазоне длин волн. Создан целый ряд приборов для эффективной стабилизации частоты генератора [5], фильтрующие устройства [6,7]. Такие резонаторы используются также при исследовании высокочастотного электронно-парамагнитного резонанса [8] и в электронно-спиновой резонансной спектроскопии [9].

При неконтактном измерении параметров диэлектриков [10,11] и монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников [12] исследуемый образец вносится в электромагнитное поле собственных колебаний резонатора. Существенным недостатком, возникающим при анализе экспериментальных результатов, является отсутствие строгого электродинамического анализа. Ограничение идеально проводящими торцевыми плоскостями позволяет исследовать спектральные характеристики колебаний [13].

Дисковый диэлектрический резонатор

В ДДР, изготовленном из анизотропного одноосного монокристалла с осью анизотропии параллельной его аксиальной оси, тензор диэлектрической проницаемости

имеет вид

$$[\varepsilon_{ij}] = \begin{cases} \delta_{ij}, & r > r_0, \\ \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}, & r \leq r_0, \end{cases}$$

где ε_z и ε_{\perp} — компоненты $[\varepsilon_{ij}]$ в направлениях, параллельном и перпендикулярном оптической оси кристалла; δ_{ij} — символ Кронекера.

Поля монохроматических колебаний в таких резонаторах описываются выражениями [13]

$$E_z = D_n G_E(r) \cos(k_z z) \exp i(n\varphi - \omega t);$$

$$H_z = C_n G_H(r) \sin(k_z z) \exp i(n\varphi - \omega t);$$

$$q^2 E_{\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi \partial z} - ik \frac{\partial H_z}{\partial r}; \quad q^2 E_r = \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial z} + i \frac{k}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi};$$

$$q^2 H_{\varphi} = ik \varepsilon_{\perp} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi \partial z}; \quad q^2 H_r = \frac{\partial^2 H_z}{\partial r \partial z} - i \frac{k \varepsilon_{\perp}}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}.$$

Здесь

$$G_j = \begin{cases} J_n(q_j r), & r \leq r_0, \\ \frac{J_n(q_j r_0)}{H_n^{(1)}(q_0 r_0)} H_n^{(1)}(q_0 r), & r \geq r_0 \end{cases},$$

где под индексом j подразумевается H или E ; $k = \omega/c$; азимутальный индекс n принимает значения $n = 0, 1, 2, \dots$; k_z — аксиальный компонент волнового вектора; $q_H = \sqrt{\varepsilon_{\perp} k^2 - k_z^2}$; $q_E = \sqrt{\varepsilon_z / \varepsilon_{\perp}} q_H$ и $q_0 = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ — радиальные компоненты волнового вектора внутри и вне диэлектрика соответственно; C_n и D_n — постоянные; $q^2 = q_H^2$ при $r \leq r_0$ и $q^2 = q_0^2$ при $r \geq r_0$.

Частота $\omega_p = \omega'_p - i\omega''_p$ ($\omega''_p \geq 0$) для p -й моды резонансного колебания определяется решением характеристического уравнения

$$(\alpha_H - \alpha_0)(\varepsilon_z \alpha_E - \alpha_0) = a^2, \quad (1)$$

где

$$\alpha_j = \frac{1}{q_j r_0} \frac{J'_n(q_j r_0)}{J_n(q_j r_0)}; \quad \alpha_0 = \frac{1}{q_0 r_0} \frac{H_n^{(1)'}(q_0 r_0)}{H_n^{(1)}(q_0 r_0)};$$

$$a = \frac{kk_z n}{q_0^2 q_H^2 r_0^2} (1 - \varepsilon_{\perp});$$

штрих обозначает дифференцирование по аргументу; $J_n(x)$ и $H_n^{(1)}(x)$ — цилиндрические функции n -го порядка Бесселя и Ханкеля первого рода; под индексом p подразумевается nsm , где n — азимутальный, s — радиальный, m — аксиальный индексы.

Для резонаторов, ограниченных на торцах идеально проводящими отражателями (рис. 1), аксиальный компонент волнового вектора определяется выражением $k_z = m\pi/l$, где l — высота резонатора; $m = 0, 1, 2, \dots$

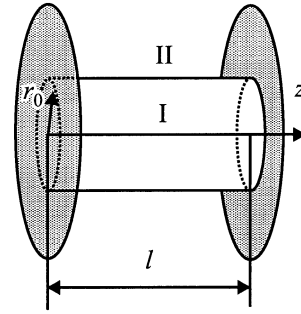


Рис. 1. ДДР с проводящими торцевыми стенками.

В ДДР существуют независимые ЕН- и НЕ-колебания. При выполнении условия

$$|(\alpha_H - \alpha_0)^{1/2} (\varepsilon_z \alpha_E - \alpha_0)^{-1/2}| \gg 1$$

собственные колебания резонатора будут иметь НЕ-тип, постоянная D_n которого находится из условия возбуждения, а

$$C_n = -D_n \frac{J_n(q_E r_0)}{J_n(q_H r_0)} \frac{a}{\alpha_H - \alpha_0}.$$

В противном случае будет ЕН-тип, для которого постоянная C_n определяется условием возбуждения, а

$$D_n = -C_n \frac{J_n(q_H r_0)}{J_n(q_E r_0)} \frac{a}{\varepsilon_z \alpha_E - \alpha_0}.$$

При отклонении оси одноосного кристалла от направления геометрической оси резонатора на угол Θ тензор диэлектрической проницаемости в цилиндрической системе координат (r, φ, z) принимает вид

$$[\varepsilon_{ij}] = \begin{pmatrix} \varepsilon_+ + \varepsilon_- \cos 2\varphi & -\varepsilon_- \sin 2\varphi & \varepsilon_{xz} \cos \varphi \\ -\varepsilon_- \sin 2\varphi & \varepsilon_+ - \varepsilon_- \cos 2\varphi & -\varepsilon_{xz} \sin \varphi \\ \varepsilon_{xz} \cos \varphi & -\varepsilon_{xz} \sin \varphi & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

где $2\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_z \sin^2 \Theta + \varepsilon_{\perp} (\cos^2 \Theta \pm 1)$; $2\varepsilon_{xz} = (\varepsilon_z - \varepsilon_{\perp}) \times \sin 2\Theta$; $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_z \cos^2 \Theta + \varepsilon_{\perp} \sin^2 \Theta$.

Замечаем, что в цилиндрической системе координат компоненты тензора диэлектрической проницаемости зависят от азимутальной координаты φ . Эта зависимость приводит к наблюдаемому в эксперименте расщеплению ЕН- и НЕ-колебаний на обыкновенные и необыкновенные моды [14]. Исследование спектральных характеристик этих мод дает информацию о диэлектрических проницаемостях вдоль главных кристаллографических направлений, которая необходима при создании эффективных интегральных схем в миллиметровом и оптическом диапазонах длин волн.

При отсутствии на торцах идеально проводящих плоскостей строгая теория отсутствует. Частоты резонансных колебаний в таких резонаторах рассчитывались, используя метод магнитной стенки, вариационные методы и метод частичных областей с применением

подходящего приближения распределения электромагнитных полей вне резонатора и учетом особенности поведения полей вблизи диэлектрических ребер [15]. В работах [16,17] предложено использовать экспериментальную идентификацию резонансных частот с азимутальными и радиальными индексами. Радиальные и аксиальные компоненты волнового вектора при этом описываются решениями приведенного выше характеристического уравнения, а соотношением $l_{\text{eff}} = m\pi/k_z$ вводится эффективная высота резонатора.

ДДР с импедансными торцевыми стенками

Квадратичное соотношение, полученное из систем уравнений Максвелла, описывающих резонансные колебания в резонаторах с идеально и неидеально проводящими торцевыми стенками, интегрируется по всему пространству [18]. Используя условие уходящей волны при $r \rightarrow \infty$, непрерывность тангенциальных компонент напряженностей электромагнитных полей на криволинейной поверхности резонатора, импедансное условие на торцевых стенках его, приходим к интегральному уравнению, определяющему сдвигу резонансных частот под влиянием неидеальной проводимости торцевых стенок ДДР (рис. 1) [18]

$$\begin{aligned} (\omega - \omega_p^*) \int_V (\mathbf{H}\mathbf{H}_p^* + \mathbf{E}[\varepsilon_{ij}]\mathbf{E}_p^*) dV \\ = i \frac{c^2}{2\pi} \xi \int_S [\mathbf{e}_x[\mathbf{e}_z \times \mathbf{H}]] \mathbf{H}_p^* dS, \end{aligned}$$

где \mathbf{e}_z — орт аксиальной оси ДДР; ω , \mathbf{E} и \mathbf{H} — частота и векторы напряженности электрического и магнитного полей резонатора с торцевыми стенками конечной проводимости; ω_p , \mathbf{E}_p , \mathbf{H}_p — резонансная частота и поля колебания p -й моды в ДДР с идеально проводящими торцевыми стенками (* обозначает комплексное сопряжение). Здесь интегрирование слева проводится по всему объему V , а справа по поверхности торцевых плоскостей S , характеризующихся поверхностным импедансом $\xi = R_S + iX_S$.

Используя представление векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в виде линейной комбинации соответствующих собственных полей \mathbf{E}_p и \mathbf{H}_p ДДР с идеально проводящими торцевыми стенками, получаем следующую систему уравнений:

$$(\omega - \omega_p^*) W_p \beta_p = -i\xi \sum_p I_{p'p}^2 \beta_{p'}.$$

Здесь $\beta_{p'}$ — коэффициент разложения;

$$W_p = \frac{1}{8\pi} \int_V (\mathbf{H}_p \mathbf{H}_p^* + \mathbf{E}_p [\varepsilon_{ij}] \mathbf{E}_p^*) dV$$

— энергия электромагнитного поля, создаваемого p -колебанием в резонаторе с идеально проводящими торцевыми поверхностями. Параметр

$$I_{p'p}^2 \xi = \frac{c^2}{16\pi^2} \xi \int_S [\mathbf{e}_x[\mathbf{e}_z \times \mathbf{H}_{p'}]] \mathbf{H}_p^* dS$$

учитывает потери в торцевых стенках конечной проводимости и описывает межмодовое взаимодействие в ДДР. Условие совместности системы однородных линейных уравнений относительно $\beta_{p'}$ дает характеристическое уравнение для определения собственных частот ДДР с торцевыми стенками конечной проводимости

$$\det \left\| (\omega - \omega_p^*) \delta_{p'p} + i\xi \frac{I_{p'p}^2}{W_p} \right\| = 0. \quad (2)$$

Данное соотношение определяет сдвиг резонансной частоты ДДР с торцевыми стенками конечной проводимости относительно собственной частоты резонатора с идеально проводящими торцевыми поверхностями соответствующего типа колебания. Смещение действительной части резонансной частоты определяется мнимой частью поверхностного импеданса (реактансом) X_S . От величины реактанса зависит недиссипативная энергия, запасенная в поверхностных слоях торцевых стенок ДДР. Поверхностное сопротивление R_S определяет усредненную за период мощность джоулевых потерь $I_{pp}^2 R_S$ в торцевых импедансных поверхностях резонатора.

При малом значении поверхностного импеданса ξ ($\xi \ll 1$) и пренебрежении межмодовым взаимодействием ($I_{p'p}^2 = 0$ при $p' \neq p$) соотношение (2) принимает вид

$$(\omega - \omega_p^*) + i\xi \frac{I_{pp}^2}{W_p} = 0, \quad (3)$$

где I_{pp} — поверхностный ток в проводящих поверхностях резонатора с торцевыми стенками конечной проводимости, порожденный проникновением в них электромагнитной волны.

Полученное соотношение позволяет по измеренной экспериментальным путем резонансной частоте ДДР ω определить поверхностный импеданс ξ его торцевых стенок.

ДДР с локальными неоднородностями

Радиально-азимутальная неоднородность изотропного материала ДДР, описываемая диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}(r, \varphi)$, также приводит к изменению спектральных характеристик резонансных колебаний. Интегральное уравнение, описывающее сдвигу резонансных частот под влиянием неоднородности, имеет вид

$$(\omega - \omega_p) \int_V [\mathbf{H}\mathbf{H}_p^* + \varepsilon(r)\mathbf{E}_p^*\mathbf{E}] dV = \omega \int_V [\varepsilon(r) - \tilde{\varepsilon}(r, \varphi)] \mathbf{E}_p^* \mathbf{E} dV.$$

Влияние неоднородности в виде радиальных разрезов приводит к экспериментально наблюдаемому расщеплению частот вырожденных резонансных колебаний, зависящих от азимутальной координаты пропорционально $\sin n\varphi$ и $\cos n\varphi$. Величина расщепления зависит от количества и взаимного расположения щелей. Этот эффект может быть использован для измерения микроволновых параметров локальных неоднородностей в виде диэлектрических, полупроводниковых и высокотемпературных сверхпроводящих пленок [19,20].

Двойные дисковые резонаторы, возбужденные на колебаниях типа „шепчущей галереи“, используются для проектирования сверхчувствительных колебательных приемников [21]. При определенном значении величины зазора между двумя одинаковыми диэлектрическими резонаторами возникает частотное вырождение симметричных и несимметричных колебаний со смежными аксиальными индексами. Введение малой неоднородности (в частности, при перекосе торцевой стенки) приводит к снятию вырождения и к образованию двух ортогональных колебаний на близких частотах, промодулированных ортогональными огибающими. Это позволяет пространственно разделять поля двух соседних по частоте колебаний в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [22].

Добротность ДДР

Собственная добротность Q_0^Y ДДР с импедансными торцевыми плоскостями для Y_p -моды определяется соотношением

$$\frac{1}{Q_0^Y} = \frac{1}{Q_d^Y} + \frac{1}{Q_{\text{rad}}^Y} + \frac{1}{Q_c^Y}. \quad (4)$$

Здесь под Y подразумевается ЕН- или НЕ-тип колебаний; Q_{rad}^Y , Q_d^Y и Q_c^Y — добротности резонатора, обусловленные излучением, потерями в диэлектрике и в его торцевых проводящих поверхностях соответственно.

Для колебаний „шепчущей галереи“, возникающих при $|q_0 r_0| \leq n \leq \min\{|q_H r_0|, |q_E r_0|\}$, справедливо соотношение $\omega' \gg \omega''$. Оно приводит к малым радиационным потерям. Радиационная добротность резонатора с Y_p -колебанием при резонансной частоте ω равна $Q_{\text{rad}}^Y = \omega' / 2\omega''$. Добротность резонатора, обусловленная потерями в диэлектрике, находится из выражения [17]

$$Q_d^Y = \frac{1}{\text{tg } \delta} (1 + R_0^Y),$$

где в общем случае $R_0^Y = W_{II}^Y / W_I^Y$, W_I^Y и W_{II}^Y — электромагнитные энергии колебания Y_p соответственно внутри (I) и вне (II) диэлектрика. В ДДР (как с проводящими торцевыми поверхностями, так и без них)

это соотношение для ЕН-колебаний приобретает вид

$$R_0^{\text{EH}} = - \frac{|J_n(q_H r_0)|^2}{|H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2} \times \frac{\left(\frac{k_z^2}{q_0^2} + 1 - \frac{\sin(k_z l)}{2k_z l}\right) \Phi_1 + \left(\frac{k_z^2}{q_0^2} + \frac{1}{2} - \frac{\sin(k_z l)}{4k_z l}\right) \Phi_2}{\left(\frac{k_z^2}{q_H^2} + 1 - \frac{\sin(k_z l)}{2k_z l}\right) F_1^H + \left(\frac{k_z^2}{q_H^2} + \frac{1}{2} - \frac{\sin(k_z l)}{4k_z l}\right) F_2^H};$$

для НЕ-колебаний

$$R_0^{\text{HE}} = - \frac{1}{\varepsilon_z} \frac{|J_n(q_E r_0)|^2}{|H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2} \times \frac{\left(\frac{k_z^2}{q_0^2} + 1 + \frac{\sin(k_z l)}{2k_z l}\right) \Phi_1 + \left(\frac{k_z^2}{q_0^2} + \frac{1}{2} + \frac{\sin(k_z l)}{4k_z l}\right) \Phi_2}{\left(\frac{k_z^2}{q_H^2} + 1 + \frac{\sin(k_z l)}{2k_z l}\right) F_1^E + \left(\frac{k_z^2}{q_H^2} + \frac{1}{2} + \frac{\sin(k_z l)}{4k_z l}\right) F_2^E},$$

где

$$F_1^j = \left(1 - \frac{n^2}{q_j^2 r_0^2}\right) |J_n(q_j r_0)|^2 + |J_n'(q_j r_0)|^2,$$

$$F_2^j = \frac{1}{q_j r_0} [J_n(q_j r_0) J_n'^*(q_j r_0) + J_n^*(q_j r_0) J_n'(q_j r_0)],$$

$$\Phi_1 = \left(1 - \frac{n^2}{q_0^2 r_0^2}\right) |H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2 + |H_n^{(1)'}(q_0 r_0)|^2,$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{q_0 r_0} [H_n^{(1)}(q_0 r_0) H_n^{(1)'}(q_0 r_0) + H_n^{(1)*}(q_0 r_0) H_n^{(1)'}(q_0 r_0)].$$

Согласно [23], добротность Q_c^Y резонатора для Y_p -колебания, обусловленная потерями в его торцевых проводящих поверхностях, определяется соотношением

$$Q_c^Y = \frac{2\pi}{c} \frac{k' l R_Y}{R_S},$$

в котором

$$R_{\text{EH}} = 1 + \frac{F_1^H + \frac{1}{2} F_2^H - \frac{|J_n(q_H r_0)|^2}{|H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2} (\Phi_1 + \frac{1}{2} \Phi_2)}{\frac{k_z^2}{q_H^2} (F_1^H + F_2^H) - \frac{k_z^2}{q_0^2} \frac{|J_n(q_H r_0)|^2}{|H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2} (\Phi_1 + \Phi_2)},$$

$$R_{\text{HE}} = \frac{F_1^E - \frac{|J_n(q_E r_0)|^2}{|H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2} \left[\left(\frac{k_z^2}{q_H^2} + 1\right) \Phi_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2k_z^2}{q_H^2} + 1\right) \Phi_2\right]}{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_z \frac{k_z^2}{q_H^2} (F_1^E + F_2^E) - \frac{k_z^2}{q_H^2} \frac{|J_n(q_E r_0)|^2}{|H_n^{(1)}(q_0 r_0)|^2} (\Phi_1 + \Phi_2)},$$

где

$$F_1^E = \varepsilon_z \left[\left(\frac{k_z^2}{q_H^2} + 1\right) F_1^E + \frac{1}{2} \left(\frac{2k_z^2}{q_H^2} + 1\right) F_2^E \right].$$

Энергетические характеристики ДДР позволяют разделять микроволновые параметры диэлектриков ($\text{tg } \delta$) и проводников (R_S) при экспериментально измеренных значениях параметров резонатора (r_0 , l , $[\varepsilon_{ij}]$) и его собственных частот (ω) для конкретного типа колебаний (Y_p).

Микроволновые характеристики материалов

Развитая выше теория может быть применена для нахождения микроволновых характеристик материалов. Экспериментальные спектральные и энергетические характеристики ДДР, работающего на высших типах колебаний, с $r_0 = 3.9 \text{ см}$ и $l = 0.71 \text{ см}$ получены в работе [17]. Резонатор, ограниченный медными торцевыми поверхностями, был выполнен из листового тефлона (рис. 1).

Для одноосных кристаллов тензор $[\varepsilon_{ij}]$ имеет только два неопределенных компонента ε_z и ε_{\perp} . Для нахождения их значений достаточно экспериментально определить три пары соответствующих значений частот ω резонансных колебаний и их азимутальные n и аксиальные m индексы ($m = 2l/\lambda_r$, где λ_r — длина волны в резонаторе). На базе характеристического уравнения (1) формируется самосогласованная система фундаментальных уравнений, решение которой однозначно определяет характеристики вещества ε_z и ε_{\perp} ДДР.

Найденная таким образом диэлектрическая проницаемость исследуемого резонатора $\varepsilon = 2.04 \pm 0.03$ (в случае изотропной среды $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_z = \varepsilon$). Значение ε получено при пренебрежении радиационными потерями в резонаторе. Такое пренебрежение оправдано выполнением неравенства $Q_{\text{rad}}^Y \gg Q_d^Y$ для колебаний „шепчущей галереи“.

Экспериментально измеренные значения собственной добротности ДДР Q_0^Y с Y_p колебаниями позволяют, согласно (4), определить функциональные частотные зависимости тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ диэлектрика и поверхностное сопротивление R_S его торцевых поверхностей. Так как собственная добротность Q_0^Y в общем случае зависит от условий среды, то соотношение (4) позволяет экспериментальным путем определить функциональные зависимости $\text{tg } \delta$ и R_S , например, от температуры и давления.

Значение $\text{tg } \delta$ диэлектрика исследуемого резонатора, определенное при комнатных условиях, равнялось $(3 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$. Поверхностное сопротивление R_S электролитически чистой меди (шероховатость поверхности которой не превышала $0.05 \mu\text{м}$, что значительно меньше глубины скин-слоя $\approx 0.35 \mu\text{м}$) в виде ленты толщиной $35 \mu\text{м}$, используемой для фольгирования стеклотекстолита, равнялось $(5.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \Omega$.

Спектральные и энергетические характеристики ДДР

Определенные выше микроволновые параметры диэлектрика резонатора и проводника на его торцевых поверхностях позволили получить спектральные и энергетические характеристики ДДР (рис. 2). Частотные зависимости коэффициента замедления $\xi = n/k'r_0 - 1$ получены из соотношения (3) при реактансе $X_S = R_S$.

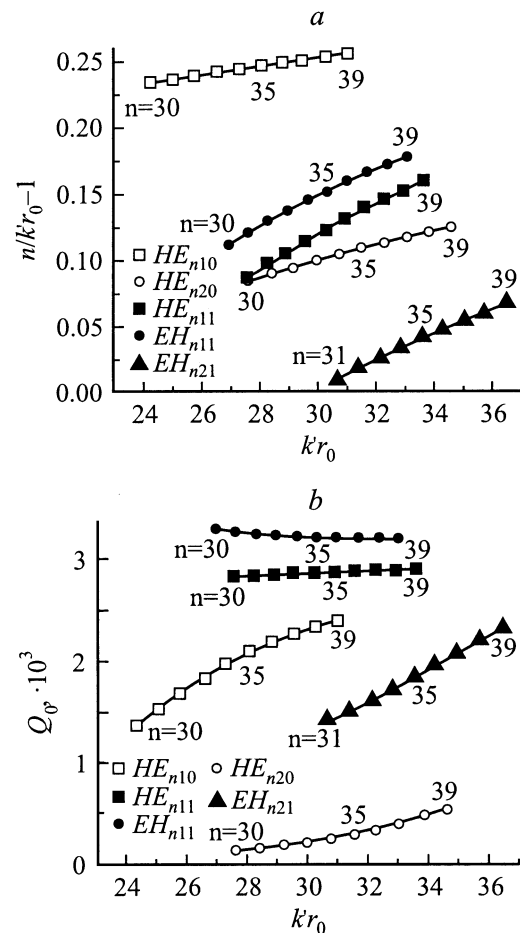


Рис. 2. Зависимость коэффициентов замедления (а) и собственной добротности (б) ДДР с медными торцевыми стенками.

Значения собственной добротности резонатора Q_0 определялись согласно соотношению (4). В диапазоне азимутальных индексов $n = 30-39$ на рис. 2 приведены результаты исследований ДДР с Y_p -колебаниями, для которых радиальный индекс $s = 1, 2$, а аксиальный $m = 0, 1$.

Отклонение значений резонансных частот резонатора с медными торцевыми стенками от соответствующих значений собственных частот ДДР с идеально проводящими поверхностями составило величину $10-15 \text{ МГц}$. Потери энергии резонансных колебаний в медных торцевых поверхностях привели к понижению собственной добротности резонатора в $10-100$ раз.

Заключение

ДДР, возбужденные на колебаниях „шепчущей галереи“, конструктивно просто сочетаются с активными и пассивными элементами гибридных схем миллиметрового диапазона длин волн. Высокодобротные ДДР с торцевыми стенками конечной проводимости представляют интерес для измерения малых значений поверхностного

сопротивления сверхпроводников в миллиметровом диапазоне длин волн [18].

Получено и исследовано интегральное уравнение, описывающее влияние конечной проводимости стенок на резонансные колебания. Приведена зависимость коэффициента замедления и собственной добротности фторопластового дискового резонатора с медными торцевыми стенками.

Решение самосогласованной системы уравнений на базе характеристического соотношения (1) и экспериментально измеренных азимутальных и аксиальных индексов на резонансных частотах колебаний „шепчущей галереи“ определяет компоненты тензора диэлектрической проницаемости $[\varepsilon_{ij}]$ анизотропного одноосного кристалла с оптической осью, совпадающей с направлением аксиальной оси ДДР. Проведен электродинамический анализ ДДР, позволяющий на базе энергетических экспериментальных данных получать абсолютные значения тангенса угла потерь диэлектрика $\operatorname{tg} \delta$ и поверхностный импеданс ξ проводящих торцевых стенок резонатора.

Развитый метод исследования ДДР может быть широко использован при разработках устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн и при измерениях микроволновых параметров материалов.

Список литературы

- [1] Власов С.Н. // РиЭ. 1967. Т. 11. № 3. С. 572–573.
- [2] Wait J.R. // Radio science. 1967. Vol. 2. N 9. P. 1005–1017.
- [3] Lord Rayleigh // Phil. mag. 1910. Vol. 20. P. 1001–1004.
- [4] Брагинский В.Б., Ильченко В.С. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 7. С. 247–251.
- [5] Минакова В.И., Станков П.Р. // РиЭ. 1987. Т. 33. № 8. С. 1696–1705.
- [6] Jiao X.H., Guillon P., Auxtmery P. et al. // IEEE Trans. on MTT. 1987. Vol. 35. N 12. P. 1169–1175.
- [7] Безбородов Ю.М., Нарытник Т.Н., Федоров В.Б. Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах. Киев: Техника, 1989. 184 с.
- [8] Annino G., Cassetari M., Longo J. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1999. Vol. 70. N 3. P. 1797–1793.
- [9] Annino G., Cassetari M., Longo J. et al. // Chemical Phys. Lett. 1997. Vol. 281. P. 306–311.
- [10] Krupka J., Cros D., Auborg M. et al. // IEEE Trans. on MTT. 1994. Vol. 42. N 1. P. 56–60.
- [11] Klien N., Zuccaro C., Dahne U. et al. // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. N 11. P. 6683–6686.
- [12] Cherpak N.T., Filipov Yu.F., Izhik E.V. et al. // Functional Materials. 1998. Vol. 5. N 1. P. 61–65.
- [13] Егоров В.Н., Мальцева И.Н. // Электр. техн. Сер. I. Электроника СВЧ. 1984. № 1. С. 3–8.
- [14] Кириченко А.Я., Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Черпак Н.Т. // РиЭ. 1989. Т. 33. № 2. С. 300–304.
- [15] Цибизов К.Н., Борисов С.А., Безбородов Ю.М. // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 1. С. 21–33.
- [16] Филиппов Ю.Ф., Харьковский С.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 11. С. 1304–1308.

- [17] Баранник А.А., Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Черпак Н.Т. // РиЭ. Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 2000. Т. 5. № 3. С. 104–109.
- [18] Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф. // РиЭ. Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 2001. Т. 6. № 1. С. 30–34.
- [19] Filipov Yu.F., Kharkovsky S.N., Kirichenko A.Ya. // Microwave and Opt. Technol. Lett. 1995. Vol. 10. N 2. P. 124–129.
- [20] Cherpak N.T., Filipov Yu.F., Kharkovsky S.N., Kirichenko A.Ya. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1993. Vol. 14. N 3. P. 614–628.
- [21] Peng H. // IEEE Trans. on MTT. 1996. Vol. 44. N 6. P. 848–853.
- [22] Филиппов Ю.Ф., Харьковский С.Н. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 24–28.
- [23] Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Черпак Н.Т. // РиЭ. Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 1999. Т. 4. № 2. С. 50–54.