

Об особенностях азимутальных колебаний в экранированном диэлектрическом резонаторе

В.А. Бажиллов, А.Ю. Седаков

ФГУП «ФНПЦ НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
603137, Российская Федерация, г. Нижний Новгород
ул. Тропинина, 47

Рассмотрены особенности собственных азимутальных колебаний в экранированном лейкосапфировом резонаторе. Исследована зависимость характеристик колебаний от параметров колебательной системы. Детально описан эффект преобразования высокودобротных колебаний в низкодобротные при изменении соотношений геометрических размеров экрана и диэлектрического резонатора. Даны рекомендации по практической реализации рассмотренной конструкции резонатора.

Ключевые слова: экранированный диэлектрический резонатор, лейкосапфировый резонатор, азимутальные колебания, эффект преобразования структуры электромагнитных полей собственных колебаний.

Введение

Среди множества конструкций диэлектрических резонаторов (ДР) в отдельную группу можно выделить резонаторы, изготавливаемые из высококачественных материалов с относительно низким значением диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 3...12$) и малыми потерями ($\text{tg } \delta \leq 10^{-5}$). Подобные ДР круглой формы (дисковые, кольцевые, сферические), возбуждаемые на азимутальных колебаниях (АК) порядка $n \geq 2$ ($2n$ – число вариаций электромагнитного поля по азимутальной координате ϕ), позволяют достичь рекордных значений добротности (до 10^5 при комнатной и $10^7...10^8$ при криогенных температурах [1; 2]), определяемых в основном уровнем тепловых потерь материала резонатора. Колебательные системы на основе таких резонаторов позволяют создавать высокостабильные СВЧ-генераторы с уникально низким уровнем фазовых шумов вблизи рабочей частоты [3]. Весьма очевидно, что при таких высоких значениях добротности вопросы экранировки ДР в целях его защиты от воздействия окружающей среды и исключения возможности неконтролируемого ухода частоты рабочего колебания приобретают особую актуальность.

Прежде чем приступить к анализу свойств АК в экранированных диэлектрических резонаторах, отметим некоторые особенности колебаний данного типа в открытых резонансных струк-

турах. Наиболее важным отличительным свойством колебаний с высокими азимутальными индексами n открытых ДР аксиально-симметричной формы является почти экспоненциальный характер спада поля вне диэлектрика, что обуславливает высокие значения радиационной добротности Q_r , сильно возрастающие с увеличением n [3; 4]. Другими словами, диэлектрический резонатор, возбуждаемый на азимутальных колебаниях, практически не излучает электромагнитную энергию в окружающее пространство, концентрируя ее почти полностью в своем объеме. Таким образом, при некоторых достаточно больших $n \geq n^*$ суммарная собственная добротность Q_0 соответствующих АК будет определяться лишь тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ материала, из которого изготовлен ДР, причем $Q_0 \approx 1/\text{tg } \delta$.

С точки зрения получения максимальных значений собственной добротности наиболее перспективными материалами для изготовления диэлектрических резонаторов, предназначенных для работы на АК, являются монокристаллические лейкосапфир (ЛС) и алюмоиттриевый гранат (АИГ). На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости $\text{tg } \delta$ этих диэлектриков от температуры T , полученные в работе [5]. Как видно из рис. 1, в случае охлаждения ЛС и АИГ до криогенных температур ($T < 100$ К) тепловые потери в них резко уменьшаются, при этом $\text{tg } \delta \sim 10^{-8}...10^{-7}$. Поскольку лейкосап-

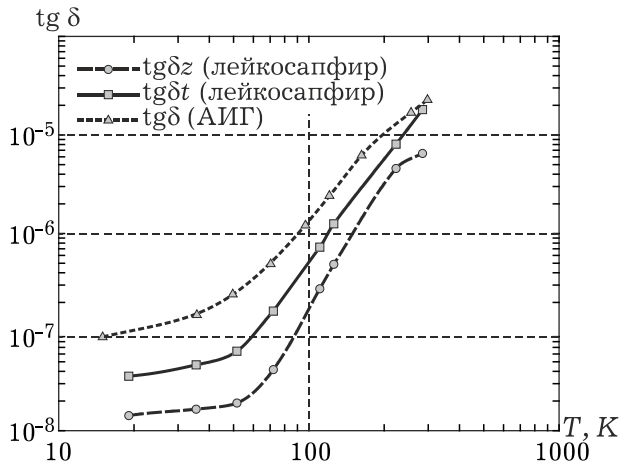


Рис. 1. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь лейкосапфира и алюмоиттриевого граната от температуры

фир имеет ромбоэдрическую кристаллографическую структуру [5], он является одноосно анизотропным кристаллом, в котором значение диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь вдоль оптической оси кристалла (обозначим их как ϵ_z и $\text{tg } \delta_z$) отличаются от аналогичных параметров (ϵ_t и $\text{tg } \delta_t$) в плоскости, перпендикулярной оптической оси кристалла. Так, например, при температуре жидкого азота $T = 77$ К: $\epsilon_t = 9.2908$, $\epsilon_z = 11.3534$ [6], $\text{tg } \delta_t = 1.25 \cdot 10^{-7}$, $\text{tg } \delta_z = 4 \cdot 10^{-8}$ [7], при комнатной температуре $T = 300$ К: $\epsilon_t = 9.400$, $\epsilon_z = 11.587$ [5], $\text{tg } \delta_t = 2 \cdot 10^{-5}$, $\text{tg } \delta_z = 6 \cdot 10^{-6}$. Что касается АИГ, то он имеет кубическую кристаллическую решетку [5] и является анизотропным. Это означает, что технологический процесс изготовления диэлектрического резонатора из этого материала несколько проще, чем из лейкосапфира, поскольку нет необходимости контролировать параллельность геометрической и оптической осей изготавливаемого резонатора. Однако алюмоиттриевый ДР уступает лейкосапфировому по добротности, поскольку, как видно из рис. 1, АИГ имеет почти на порядок большее значение $\text{tg } \delta$.

Как известно [3; 4], строгий электродинамический анализ азимутальных, как, впрочем, и симметричных, колебаний открытых диэлектрических резонаторов цилиндрической (кольцевой) формы сопряжен с известными трудностями. Дело в том, что поверхность цилиндрического ДР является кусочно-гладкой, и решение системы уравнений Максвелла, удовлетворяющее условию излучения, не может быть представлено в простом аналитическом виде, как, например, в случае сферического резонатора. Поэтому все электродинамические модели, описывающие АК

открытых диэлектрических резонаторов цилиндрической формы, являются приближенными.

Теперь перейдем к рассмотрению азимутальных колебаний экранированных цилиндрических диэлектрических резонаторов. Среди научных работ, посвященных данной теме, можно выделить [8; 9]. Заметим, что в данных работах использовались строгие электродинамические модели соответствующих колебательных систем. В них приведены подробные описания алгоритмов расчета частот АК, исследованы вопросы сходимости решений. В [8] произведен расчет собственной добротности АК экранированного дискового ДР и исследовано влияние на добротность размеров экрана. Однако целый ряд важных с практической точки зрения вопросов в указанных работах остался незатронутым. В частности не исследовался эффект преобразования типов колебаний при изменении соотношения параметров резонатора и не определены оптимальные соотношения размеров экрана и диэлектрического резонатора, при которых собственная добротность при заданном n максимальна. Поэтому в ходе проведения нами исследований АК экранированных ДР данным вопросам уделялось особое внимание.

1. Постановка задачи о расчете характеристик собственных колебаний

Рассмотрим задачу о расчете характеристик азимутальных колебаний цилиндрического диэлектрического резонатора радиуса a , высоты h , изготовленного из одноосно-анизотропного материала с диэлектрической проницаемостью $\hat{\epsilon}_r$, помещенного в соосный цилиндрический металлический экран радиуса b и высоты h_c , как показано на рис. 2. Обозначим d_1 и d_2 расстояния между торцевыми поверхностями ДР и экрана, причем $d_1 + d_2 + h = h_c$. Крепление диэлектрического резонатора осуществляется при помощи аксиального металлического стержня радиуса a_0 .

Для решения задачи о собственных колебаниях в настоящей работе использовался расчетный алгоритм, базирующийся на методе частичных областей (МЧО) [10], согласно которому весь резонансный объем данной колебательной системы, ограниченный поверхностями $z = 0$, $z = h_c$, $r = b$ и $r = a_0$, разбивался на две частичные области (ЧО). Первая ЧО ($a_0 \leq r \leq a$) представляла собой отрезок трехслойного радиального волновода с профилем диэлектрической проницаемости:

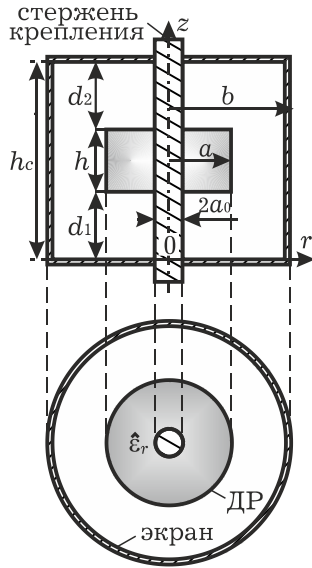


Рис. 2. Экранированный цилиндрический диэлектрический резонатор

$$\varepsilon_t(z), \varepsilon_z(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 < z < d_1; \\ \varepsilon_{tr}, \varepsilon_{zr} & \text{при } d_1 < z < d_1 + h; \\ 1 & \text{при } d_1 + h < z < h_c. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь нижние индексы «*t*» и «*z*» обозначают компоненты тензора диэлектрической проницаемости, перпендикулярные и параллельные оси *z*. Оптическая ось материала ДР полагалась совпадающей с геометрической осью симметрии резонатора. Вторая частичная область ($a \leq r \leq b$) – отрезок радиального волновода без заполнения, короткозамкнутого при $r = b$ боковой поверхностью металлического экрана.

При выводе характеристических уравнений относительно искомых резонансных частот полагалось, что проводимость стенок экрана $\sigma \rightarrow \infty$, а материал ДР является идеальным (без потерь). В каждой из выделенных частичных областей результирующие электромагнитные поля колебаний представлялись в виде суперпозиции полей собственных стоячих LE- и LM-волн, выбранных в качестве ЧО радиальных волноводов. Использование условий непрерывности тангенциальных компонент полей на границах частичных областей, условий равенства нулю тангенциальной компоненты электрического поля на металлических поверхностях, условия ограниченности компонент поля при $r = 0$ (случай КС без аксиального металлического стержня), а также свойства энергетической ортогональности полей LE- и LM-волн позволили получить систему линейных однородных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных коэффициентов в разложениях полей. Прирав-

нение к нулю главного определителя данной СЛАУ позволило получить характеристическое уравнение для расчета частот АК с требуемой точностью. Для поиска корней характеристического уравнения была разработана численная процедура, реализованная в конечном итоге в виде программы на ЭВМ. После расчета каждого интересующего значения частоты решалась сопряженная нелинейная система, из которой находились амплитудные коэффициенты, определяющие структуру поля собственных азимутальных колебаний рассматриваемой резонансной структуры. Вопросы сходимости и устойчивости разработанного расчетного алгоритма достаточно подробно изложены в [11]. Отметим лишь, что порядок приближения (число членов в разложениях полей) выбиралось достаточным для точного расчета не менее пяти значащих цифр в значениях частоты рассмотренных колебаний.

Как известно, реальная конструкция любой резонансной структуры представляет собой распределенную колебательную систему с диссипацией энергии. Экранированные резонаторы в отсутствие излучения имеют два вида потерь – потери в диэлектрическом заполнении P_d и потери в металлических элементах конструкции P_m . Вообще говоря, все виды потерь в резонаторе связаны между собой и приводят к изменению структуры электромагнитных полей и, как следствие, частот собственных колебаний. Однако при использовании высококачественных диэлектриков и покрытий с высокой проводимостью потери достаточно малы. В этом случае оказываются справедливыми положения теории возмущений [12], согласно которым структура полей и собственные частоты реального резонатора близки к полученным в ходе идеализированной задачи (в предположении отсутствия всех видов потерь). В связи с этим расчет запасенной в резонаторе энергии W и потерь P_d , P_m производился в предположении, что структура полей и собственные частоты рассматриваемой конфигурации КС с диссипацией энергии и без диссипации совпадают.

Потери в любой изолированной резонансной структуре характеризуются величиной собственной добротности Q_0 , которая для каждого конкретного колебания определяется [12] выражением

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_d + P_m}, \quad (2)$$

в котором $\omega_0 = 2\pi f_0$ – частота колебания, $P_d + P_m$ – средняя мощность потерь за период колебаний. Очевидно, что (2) можно также записать в виде:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_m}, \quad (3)$$

где $Q_d = \omega_0 W/P_d$, $Q_m = \omega_0 W/P_m$ – парциальные добротности, определяемые вышеуказанными потерями. Энергия электромагнитного поля колебания и указанные мощности тепловых потерь в настоящей работе определялись как:

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} \int_{V_R} \hat{\epsilon} \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV, \quad (4)$$

$$P_d = \frac{\omega_0 \epsilon_0}{2} \int_{V_{DR}} \hat{\epsilon}_r \operatorname{tg} \hat{\delta} \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV, \quad (5)$$

$$P_m = \sqrt{\frac{\omega_0 \mu_0}{8\sigma}} \int_{S_R} H_\tau \cdot H_\tau^* dS,$$

где V_R – внутренний объем КС, ограниченный экраном; S_R – внутренняя поверхность стенок экрана; V_{DR} – внутренний объем ДР; σ – проводимость стенок экрана; $\operatorname{tg} \hat{\delta}$ – тензор тангенса угла диэлектрических потерь материала ДР; \vec{E} , H_τ – компоненты поля соответствующего колебания.

2. Характеристики азимутальных колебаний

Рассмотрим конкретный, часто встречающийся на практике вариант исследуемой структуры, когда $d_1 = d_2 = d$. В этом случае ввиду симметрии резонансной структуры все колебания в ней можно разделить на две группы. К первой группе относятся колебания, у которых равны нулю тангенциальные к плоскости симметрии $z = h_c/2$ компоненты электрического поля, а именно

$$E_r|_{z=h_c/2} = E_\varphi|_{z=h_c/2} = 0. \quad (6)$$

Такие колебания будем обозначать как GE_{nk} . Вторую группу составляют колебания GH_{nk} , у которых

$$H_r|_{z=h_c/2} = H_\varphi|_{z=h_c/2} = 0. \quad (7)$$

Буква «G» в обозначениях подчеркивает гибридный характер колебаний. Первый индекс в обозначении n – азимутальный, второй k – порядковый номер колебания в семействе колебаний, характеризующихся одинаковой азимутальной зависимостью, другими словами, это номер

соответствующего корня характеристического уравнения, определяющего частоту данного колебания.

Поскольку, как было сказано выше, возможности колебательной системы данного типа наиболее полно раскрываются при криогенных температурах, рассмотрим вариант резонансной структуры (рис. 2) с лейкосапфировым дисковым резонатором при температуре жидкого азота $T = 77$ К. На рис. 3 и 4 представлены графики, иллюстрирующие зависимости резонансных частот f и значений парциальной добротности Q_m , определяемой потерями в металлических стенках экрана, азимутальных колебаний GE_{n1} и GH_{n1} ($n = 2...7$) от соотношения радиусов b/a экрана и диэлектрического резонатора (a фиксирован). Расчет произведен при следующих параметрах КС: $\epsilon_{tr} = 9.2908$, $\epsilon_{zr} = 11.3534$, $a = 15.0$ мм, $a_0 = 0$ (о влиянии элемента крепления будет сказано ниже), $h = 20.0$ мм, $h_c = 40.0$ мм, $\sigma = 4.54 \cdot 10^8$ См/м. Как видно из представленных рисунков, зависимости частот от радиуса экрана у обеих групп колебаний имеют весьма сложный характер. На соответствующих графиках (рис. 3, а, 4, а) различимы как минимум три характерных участка. Заметим, что с увеличением азимутального индекса колебаний границы этих участков становятся наиболее четкими. На первом участке, когда радиус экрана близок к радиусу ДР ($1 < b/a < 1.1$), отмечается резкое изменение частот АК при относительно небольших изменениях b , причем с ростом n скорость изменения частот $f(b/a)$ при $b \rightarrow a$ возрастает. Второй участок характеризуется слабой зависимостью частот соответствующих азимутальных колебаний от радиуса экрана при изменении последнего в достаточно широких пределах. При увеличении азимутального индекса ширина пологого участка зависимости $f(b/a)$ GE_{n1} колебаний уменьшается, а GH_{n1} колебаний – увеличивается, при этом минимальная чувствительность частоты $s(b/a) = \partial f(b/a)/\partial b|_{a=const}$ этих колебаний к изменению размеров экрана, определяемая в некоторой точке $b = b^*$ этого участка, резко уменьшается. Так, например, для колебаний GE_{41} : $s^{\min} = -0.69$ МГц/мм при $b^*/a = 2.63$, а у GE_{71} : $s^{\min} = -0.006$ МГц/мм при $b^*/a = 2.75$. При рассмотрении графиков, иллюстрирующих зависимости $f(b/a)$ GE_{n1} и GH_{n1} колебаний, рассчитанные в интервале $1 < b/a < 2.2$, может создаться впечатление, что существуют некоторые асимптоты, к которым стремятся частоты

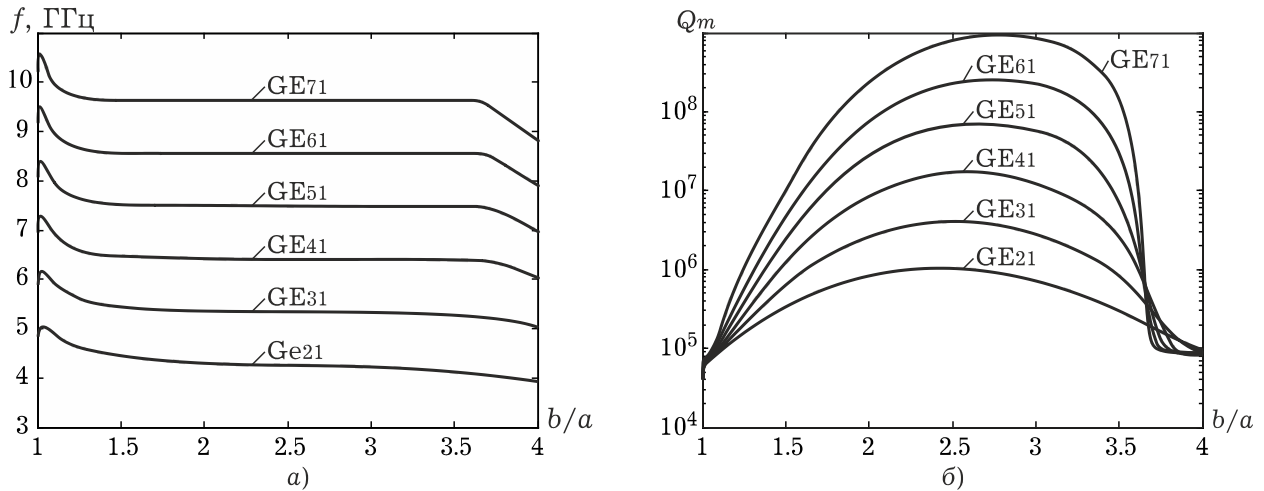


Рис. 3. Зависимость характеристик азимутальных колебаний GE_{n1} от размеров экрана

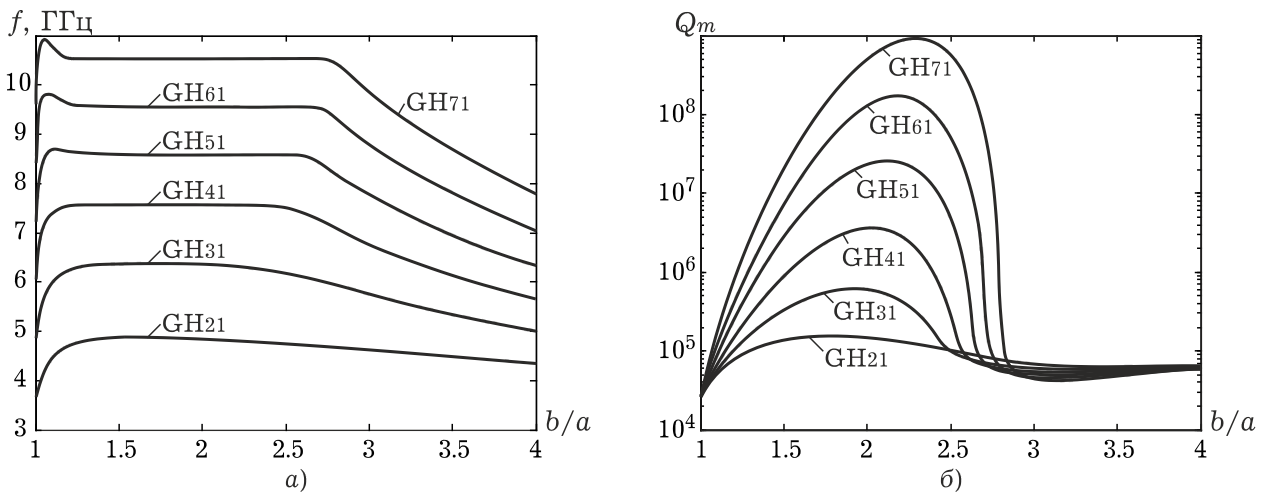


Рис. 4. Зависимость характеристик азимутальных колебаний GH_{n1} от размеров экрана

этих колебаний при $b \rightarrow \infty$. Однако это не так. У кривых $f(b/a)$ любого из рассматриваемых азимутальных колебаний при достаточно больших b возникает третий участок, характеризующийся сильной зависимостью частоты от радиуса экрана.

Рассмотрим рис. 3, б, 4, б, на которых представлены зависимости парциальной добротности Q_m от соотношения размеров b/a . Как мы видим, соответствующие зависимости $Q_m(b/a)$ этих АК имеют экстремальный характер, причем с ростом n соответствующие максимумы добротности становятся наиболее ярко выраженными и большими по величине. Эффект увеличения Q_m с ростом азимутального индекса имеет ту же физическую природу, что и аналогичный эффект увеличения Q_r АК открытых ДР [3; 4]: возрастание значений добротности в обоих случаях обусловлено увеличением концентрации поля в диэлектрике за счет реализации режима полного внутреннего отражения и малой величиной

просачивания энергии через соответствующие границы диэлектрик-воздух. Однако для реализации возможности возникновения высокодобротных азимутальных колебаний с $Q_0 \approx 1.5 \dots 2.5 \cdot 10^7$ в экранированных диэлектрических резонаторах необходимо выбирать оптимальные соотношения размеров экрана и ДР.

Правильный выбор размеров экрана позволяет увеличивать концентрацию поля рабочего колебания непосредственно в объеме ДР и уменьшать, таким образом, значения тангенциальных составляющих магнитного поля на внутренней поверхности экрана, определяющих величину Q_m , и чувствительность частоты этого колебания к изменению размеров b и h_c . В случае если один из размеров экрана, к примеру, его радиус, слишком мал ($1 < b/a < 1.1$) или очень велик ($b/a \geq 3.6$) для колебаний GE_{n1} или ($b/a \geq 2.5$) для GH_{n1} , то характеристики азимутальных колебаний такой резонансной структуры будут близки к соответствующим характеристикам полого ци-

линдрического резонатора, образованного экраном. В частности, как видно из рис. 3, б, 4, б, их добротность $Q_m \approx 10^4 \dots 10^5$.

Выбор рабочего колебания экранированного лейкосапфирового резонатора в каждом конкретном случае следует производить по совокупности следующих показателей качества: величина собственной добротности Q_0 , размеры колебательной системы, густота спектра.

Для достижения максимальных значений собственной добротности тепловые потери в металлических стенках экрана должны быть значительно меньше диэлектрических потерь. Другими словами, величина парциальной добротности Q_m должна как минимум на порядок превышать Q_d . Заметим, что в нашем случае, как показал расчет при характеристиках потерь лейкосапфира $\text{tg } \delta_t = 1.25 \cdot 10^{-7}$, $\text{tg } \delta_z = 4 \cdot 10^{-8}$, значение парциальной добротности, определяемой потерями в диэлектрике при $n = 2 \dots 7$, составляет $Q_d \approx 1.7 \dots 2.3 \cdot 10^7$ для колебаний GE_{n1} и $Q_d \approx 1.3 \dots 2.5 \cdot 10^7$ – для GH_{n1} .

На основе анализа приведенных на рис. 3, б, 4, б зависимостей $Q_m(n, b/a)$ было установлено, что в качестве рабочих могут быть использованы GE_{n1} и GH_{n1} колебания с азимутальным индексом $n^* = 6$. Так, например, у колебания GE_{61} : $Q_d = 2.10 \cdot 10^7$, $Q_m = 2.96 \cdot 10^8$ (при $b^*/a = 2.72$) и, следовательно, $Q_0 = 1.96 \cdot 10^7$, а у GH_{61} : $Q_d = 1.50 \cdot 10^7$, $Q_m = 1.79 \cdot 10^8$ (при $b^*/a = 2.20$), $Q_0 = 1.39 \cdot 10^7$. Следовательно, величины добротности колебания GE_{61} несколько выше аналогичных значений для колебания GH_{61} . Однако радиус экрана в первом случае примерно на 23 % больше чем во втором. Таким образом, выбор в качестве рабочего колебания GE_{61} позволяет получить некоторый выигрыш по добротности, а выбор колебания GH_{61} – выигрыш по габаритам колебательной системы.

Как нетрудно заметить, собственная добротность колебаний GE_{61} и GH_{61} в рассмотренном случае соответственно на 22 % и 44 % ниже своего теоретического предела, определяемого величиной тепловой добротности лейкосапфира при данной температуре $Q_d^{т.п.} = 2.5 \cdot 10^7$. Очевидно, что больших значений Q_0 (ближе к $Q_d^{т.п.}$) при данной температуре можно достичь, используя АК с более высокими значениями азимутальных индексов $n > n^*$. Однако в данном случае необходимо учитывать следующие обстоятельства. Как известно [3; 4; 6; 11], с ростом азимутального индекса частоты АК как открытых, так и

экранированных диэлектрических резонаторов увеличиваются почти пропорционально n . Следовательно, относительный частотный интервал между соседними по азимутальному индексу колебаниями GE_{n1} или GH_{n1} уменьшается и в связи с этим может возникнуть проблема избирательного возбуждения рабочего колебания. Более того, размеры диэлектрического резонатора при заданном фиксированном значении частоты при использовании азимутальных колебаний с более высокими индексами необходимо увеличивать примерно пропорционально n , что неизбежно приводит к увеличению габаритов КС, а также, принимая во внимание сложность технологии выращивания и обработки высокочистых монокристаллов лейкосапфира, и значительному повышению стоимости СВЧ-устройства, в состав которого входит подобная колебательная система.

Здесь уместно провести сравнение с характеристиками азимутальных колебаний открытого ДР. В ходе расчетов показателей добротности Q_r и Q_d открытых дисковых лейкосапфировых резонаторов форматов $1 \leq a/h \leq 2$, описываемых в работах [3; 4], было установлено, что для обеспечения условия малости радиационного затухания $Q_r > 10 Q_d$ необходимо использовать в качестве рабочих азимутальные колебания с $n^{**} = 10 \dots 17$, что значительно больше n^* для экранированного ДР. Таким образом, экранировка диэлектрического резонатора позволяет не только защитить его от воздействия окружающей среды, но и почти в 2–3 раза снизить азимутальный индекс рабочих колебаний и во столько же раз уменьшить размеры КС и дорогостоящего лейкосапфирового кристалла.

3. Эффект преобразования структуры полей азимутальных колебаний

В ходе анализа структуры полей АК GE_{nk} и GH_{nk} для $n = 2 \dots 7$, $k = 1 \dots 4$ при различных соотношениях геометрических размеров экрана и диэлектрического резонатора было установлено [11], что все колебания в рассматриваемой резонансной структуре могут быть условно разделены на две группы. К первой группе относятся так называемые диэлектрические колебания, отличающиеся высокой концентрацией электромагнитного поля непосредственно в объеме ДР, вследствие чего их характеристики прежде всего определяются параметрами диэлектрического резонатора: a , h , $\hat{\epsilon}_r$, $\text{tg } \hat{\delta}$ и относительно

слабо зависят от размеров экрана. Поэтому на рис. 3, а, 4, а диэлектрическим типам колебаний соответствуют пологие участки графиков зависимостей $f(b/a)$.

В случае экранных колебаний имеет место обратная ситуация. Их характеристики определяются в основном размерами b , h_c и проводимостью σ стенок экрана, а структура полей АК близка к структуре полей собственных колебаний полого цилиндрического резонатора, образованного экраном. Таким колебаниям соответствуют более крутые участки соответствующих зависимостей $f(b/a)$ (рис. 3, а, 4, а).

Как видно из рис. 3, 4, значение парциальной добротности Q_m , соответствующее диэлектрическим типам колебаний, с увеличением азимутального индекса n возрастает почти на порядок. Что касается экранных типов колебаний, то, как нетрудно заметить, величина добротности Q_m практически не зависит от n и не превышает значений $10^4 \dots 10^5$, характерных для полых металлических резонаторов.

Поскольку зависимости частот диэлектрических и экранных типов колебаний от какого-либо параметра анализируемой колебательной системы (например, радиуса или высоты экрана) выражены в разной мере, то, изменяя значение этого параметра, можно добиться сближения характеристических кривых, соответствующих этим двум типам колебаний, в результате чего происходит плавное преобразование одного типа в другой. Значения параметров, в окрестностях которых происходят преобразования типов колебаний, будем называть точками обмена.

Необходимо отметить, что такие преобразования колебаний будут иметь место для каждой из кривых, изображенных на рис. 3, а, 4, а, причем количество точек обмена и, следовательно, участков, соответствующих либо диэлектрическим, либо экранным типам, будет определяться значением индекса k соответствующего азимутального колебания. Очевидно, что чем больше

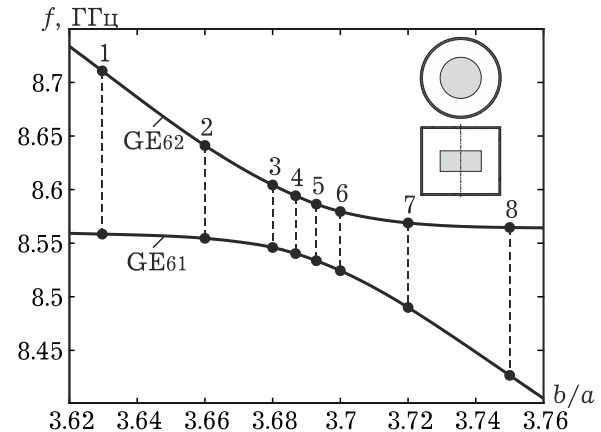


Рис. 5. Зависимость частот АК GE_{61} и GE_{62} дискового ДР в цилиндрическом экране от соотношения радиусов последних в окрестности точки обмена

значение k , тем большее количество преобразований будет испытывать данное колебание при изменении любого из параметров резонатора от своего минимального до максимального значения. Важно отметить, что в ходе проведения исследования эффекта преобразования структуры полей собственных колебаний в экранированном лейкосапфировом резонаторе пересечения характеристических кривых $f(b/a)$, а также $f(h/h_c)$ GE_{nk} колебаний при фиксированных значениях n не наблюдалось. Аналогичный факт имел место при исследовании GE_{nk} колебаний.

Особенности механизма преобразования диэлектрических типов колебаний в экранные и наоборот рассмотрим на примере пары колебаний $GE_{61} - GE_{62}$ при изменении радиуса экрана в пределах $3.62a \leq b \leq 3.76a$ (точка обмена $b_0 = 3.69a$). В процессе изменения b остальные параметры резонансной структуры оставались неизменными. На рис. 5 изображен в увеличенном масштабе участок графиков характеристических кривых $f(b/a)$ рассматриваемой пары колебаний, а на рис. 6 – картины распределения аксиальной компоненты электрического поля в плоскости симметрии резонатора, соответствующие разным радиусам экрана (распределения остальных компонент поля при изменении b

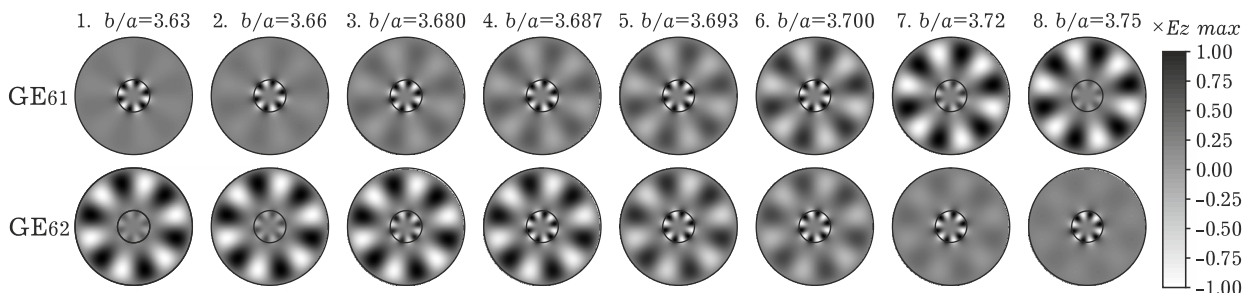


Рис. 6. Обмен структурами полей АК GE_{61} и GE_{62} дискового ДР в цилиндрическом экране

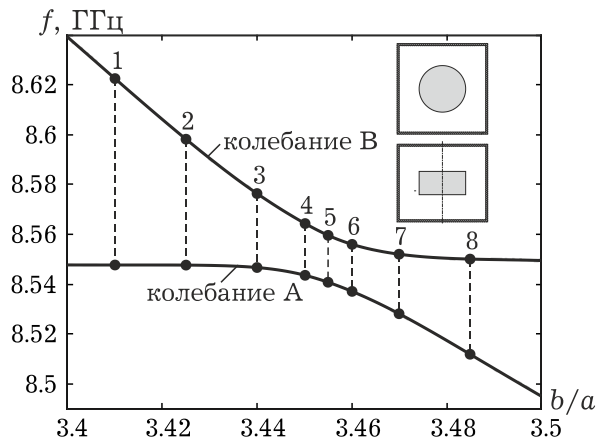


Рис. 7. Зависимость частот пары колебаний дискового ДР в экране прямоугольной формы от соотношения размеров последних в окрестности точки обмена

трансформируются аналогичным образом). Как видно из рисунка, при соотношении радиусов $b/a = 2.63$ (точка 1) колебание GE_{61} является диэлектрическим, а GE_{62} – экранным. Это следует как из картин распределения полей этих колебаний (легко заметить, что в точке 1 поле колебания GE_{61} в основном сосредоточено в объеме ДР, а поле колебания GE_{62} – вне его), так и по графику зависимостей $f(b/a)$ (точка 1 соответствует пологому участку зависимости частоты колебания GE_{61} и крутому участку зависимости $f(b/a)$ колебания GE_{62}). По мере увеличения радиуса экрана (точки 2–7) у структуры поля колебания GE_{61} появляются и становятся более ярко выраженными «лепестки» вне диэлектрического резонатора. В конечном итоге при $b/a = 3.75$ (точка 8) GE_{61} уже является колебанием экранного типа. Что касается колебания GE_{62} , то при увеличении b (точки 2–7) концентрация поля этого колебания в объеме ДР увеличивается, а «лепестки» вне диэлектрического резонатора становятся менее выраженными и при $b/a \geq 3.72$ (точка 7) уже практически не заметны. Таким образом, GE_{62} при $b/a = 3.75$ (точка 8) полностью преобразуется в колебание диэлектрического типа.

Необходимо отметить, что максимальная скорость преобразования наблюдается в непосред-

ственной близости точки обмена $3.680 \leq b/a \leq 3.700$ (точки 3–6). Заметим, что этот интервал соответствует изменению радиуса экрана на 0.3 мм. Несомненно, обмен структурами полей при преобразовании типов колебаний влечет за собой обмен всеми свойствами колебаний, в частности частотами, структурами электромагнитных полей и, как следствие, величинами парциальных добротностей Q_d и Q_m .

Вообще говоря, эффект преобразования структуры полей колебаний может проявляться в таких конфигурациях резонансных структур на базе экранированных ДР, в которых форма экрана не совпадает с формой диэлектрического резонатора [11]. Примером такой структуры является дисковый диэлектрический резонатор в экране прямоугольной формы размерами $b \times b \times h_c$.

На рис. 7, 8 приведены результаты исследования эффекта преобразования типов колебаний в таком резонаторе, полученные с использованием современной САПР СВЧ-устройств Microwave Studio v.5.0. [13], реализующей расчет при помощи сеточных методов [14]. Отметим, что при расчете частот ДР в квадратном экране полагалось, что в плоскости симметрии резонатора расположена электрическая стенка (как у колебаний GE -группы), а рассматриваемая половина резонансного объема разбивалась на $N \approx 35000$ конечных элементов. Радиус a и высота h диэлектрического резонатора были выбраны, как в предыдущем случае. Поскольку классификации колебаний в анализируемой колебательной системе не существует, то обозначим эту пару колебаний как А–В.

Теперь рассмотрим эффект преобразования колебаний в данной резонансной структуре при изменении ширины b боковой стенки экрана в пределах $3.4a \leq b \leq 3.5a$ (точка обмена $b_0 = 3.455a$). Как видно из рис. 8, при $b/a = 3.41$ (точка 1) колебание А представляет собой колебание диэлектрического типа, по структуре полей близкое

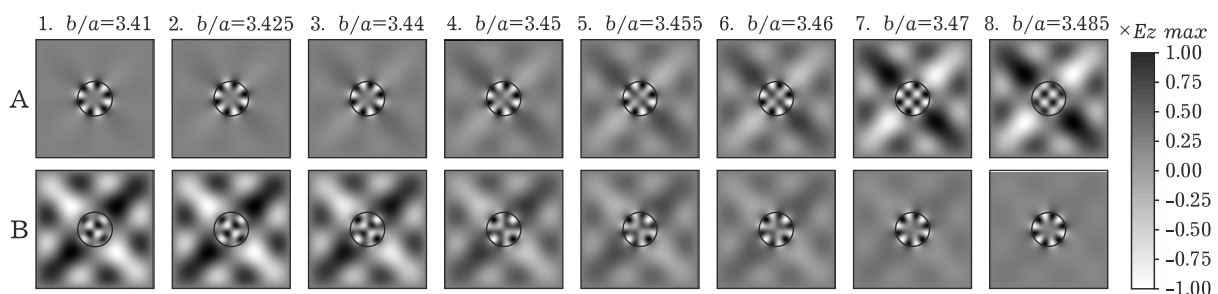


Рис. 8. Обмен структурами полей колебаний дискового ДР в экране прямоугольной формы

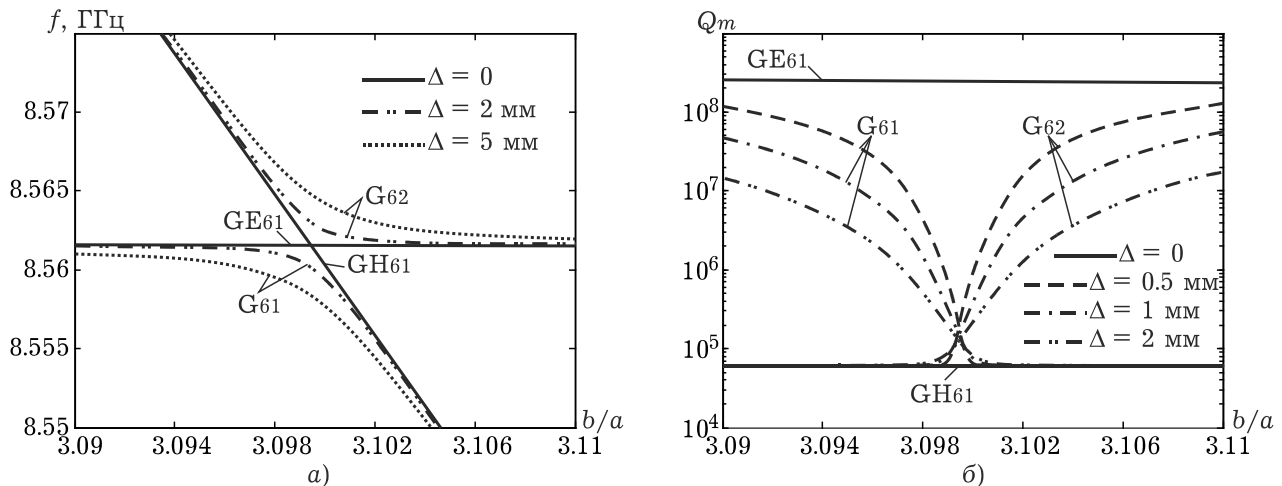


Рис. 9. Реализация эффекта преобразования типов АК дискового ДР в цилиндрическом экране в случае аксиального смещения диэлектрического резонатора

к колебанию GE_{61} ДР в цилиндрическом экране при $b/a = 3.63$, а колебание **В** является **экраным**. Как и в предыдущем случае, при увеличении соотношения b/a (точки 2–7), концентрация поля внутри ДР у колебания **А** уменьшается, а у **В** – наоборот, увеличивается. В итоге при $b/a = 3.485$ (точка 8) имеем экранное колебание **А** и диэлектрическое **В**.

Теперь вернемся к рассмотрению дискового диэлектрического резонатора в цилиндрическом экране (рис. 2) и проанализируем случай аксиального смещения ДР $d_1 \neq d_2$. Обозначим $\Delta = d_2 - d_1$. Сразу необходимо сделать важное замечание. Как было показано в [11], в случае симметричной КС ($d_1 = d_2$) при расчете характеристик колебаний **GE**- и **GN**-групп мы фактически решаем две независимые краевые задачи со своими наборами базисных функций. Поэтому решения этих краевых задач никак не связаны, а характеристические кривые зависимостей частот **GE**- и **GN**-колебаний от какого-либо параметра этой колебательной системы могут пересекаться. Так, например, при $b_{00} = 3.0995a$ пересекаются характеристические кривые $f(b/a)$, соответствующие колебаниям GE_{61} и GN_{61} (рис. 9, а случай $\Delta = 0$). Кстати заметим, что в окрестности точки b_{00} ($3.09 \leq b/a \leq 3.11$) колебание GE_{61} представляет собой колебание диэлектрического типа с $Q_m \approx 2.38 \dots 2.51 \cdot 10^8$, а GN_{61} – экранное с $Q_m \approx 6 \cdot 10^4$.

Очевидно, что даже в случае даже небольшого аксиального смещения ($\Delta > 0$) собственные колебания рассматриваемой резонансной структуры не могут быть разделены на **GE**- и **GN**-колебания (Будем обозначать их только одной буквой «**G**»). Поэтому в этом случае для расчета харак-

теристик любых колебаний с фиксированным n используется один набор базисных функций. Как уже упоминалось, в случае симметричной структуры пересечения характеристических кривых зависимостей частот азимутальных колебаний от какого-либо параметра, находившихся из одного характеристического уравнения, при фиксированном n не наблюдалось. Как выяснилось, это утверждение остается справедливым и в несимметричном случае. Таким образом, при $\Delta > 0$ точка b_{00} становится точкой обмена, а в ее окрестности реализуется эффект преобразования типов колебаний (рис. 9, а), который в данном случае сопровождается взаимным «отталкиванием» характеристических кривых $f(b/a)$, причем большему смещению Δ соответствует более сильное «отталкивание».

Как видно из рис. 9, б, даже относительно небольшое аксиальное смещение диэлектрического резонатора вызывает существенное ухудшение парциальной добротности Q_m . Заметим, что с увеличением Δ данный показатель добротности еще более ухудшается. Поэтому при практической реализации рассматриваемой колебательной системы необходимо устанавливать диэлектрический резонатор как можно точнее в центр экрана, а выбор размеров последнего производить таким образом, чтобы они как можно больше отличались от размеров, соответствующих точкам обмена.

4. Влияние элемента крепления ДР на частоту и добротность АК

Для практического использования экранированных диэлектрических резонаторов, возбуждаемых на азимутальных колебаниях, необхо-

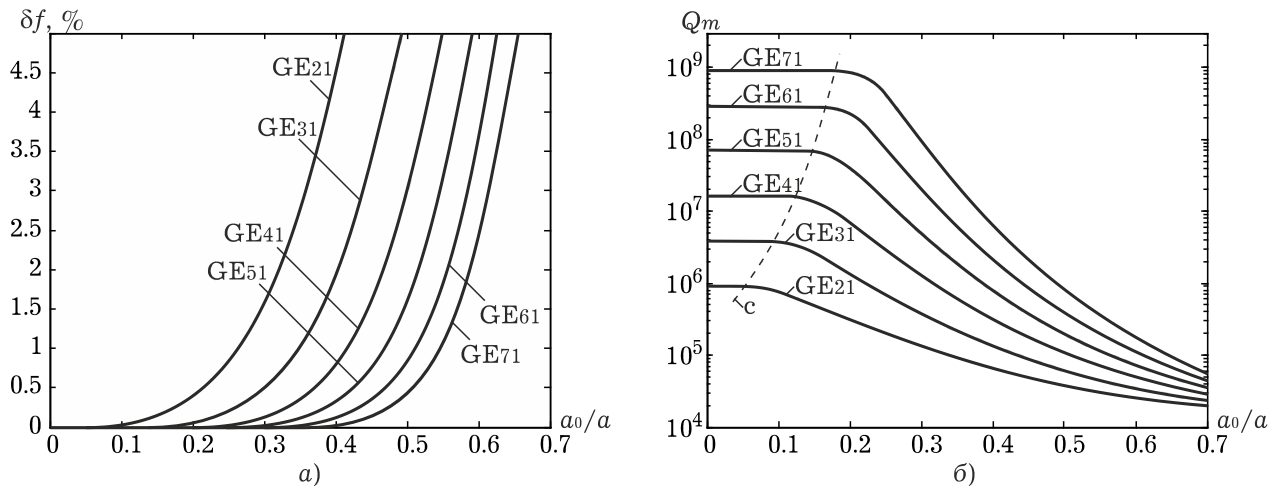


Рис. 10. Оценка влияния аксиального стержня крепления ДР на частоту и добротность АК

димы не только правильный выбор рабочего колебания и оптимальных соотношений размеров ДР и экрана, но и оптимизация способа крепления ДР с оценкой влияния элементов крепления на характеристики КС в целом. Основными требованиями, предъявляемыми к элементам крепления, являются достаточная жесткость при заданном допустимом уровне ухудшения собственной добротности рабочего колебания и воспроизводимость характеристик резонатора (прежде всего резонансной частоты) при многократном его охлаждении до рабочей температуры $T = 77$ К.

Поскольку, как было показано в [4; 11], электромагнитное поле азимутальных колебаний при достаточно больших $n \geq 4 \dots 7$ концентрируется в весьма узкой кольцевой области вблизи боковой поверхности ДР, то в качестве элементов крепления последнего может быть использован аксиальный металлический стержень, проходящий через отверстия в центре ДР и торцевых стенках экрана, как показано на рис. 2. Необходимо отметить, что стержень крепления выполняет также роль теплоотвода, уменьшая тем самым температурный уход частоты, вызванный нагревом подводимой СВЧ-мощности.

В качестве примера рассмотрим случай GE_{n1} колебаний. На рис. 10 представлены графики зависимости относительного изменения частоты $\delta f = (f|_{a_0} - f|_{a_0=0}) / f|_{a_0=0}$ и добротности Q_m колебаний GE_{n1} от соотношения радиусов аксиального металлического стержня и диэлектрического резонатора (a фиксирован). Из рисунка видно, что с увеличением a_0 частоты АК увеличиваются, а Q_m в связи с ростом тепловых потерь на поверхности металлического стержня уменьшается. Как и следовало ожидать, чув-

ствительность этих характеристик к увеличению радиуса стержня крепления с ростом азимутального индекса вследствие локализации электромагнитных полей GE_{n1} колебаний в узком кольцевом слое вблизи боковой поверхности ДР уменьшается. Так, например, использование металлического стержня крепления радиуса $a_0 = 0.2a$ приводит к увеличению (по сравнению со случаем $a_0 = 0$) частоты колебания GE_{21} на 0.41 %, колебания GE_{71} – менее чем на 0.0001 %, к уменьшению парциальной добротности Q_m колебания GE_{21} примерно в 4.5 раза, колебания GE_{71} – не более чем на 10 %. Для грубой оценки влияния радиуса a_0 на величину Q_m на рис. 10, б отображена кривая с, слева от которой ухудшение добротности, обусловленное наличием металлического стержня крепления, не превышает 1 %.

Исследования зависимостей $Q_m(a_0/a)$ колебания GE_{61} показали, что при допустимом уровне ухудшения собственной добротности $\Delta Q_0 / Q_0 \leq 10$ % радиус аксиального металлического стержня не должен превышать значения $a_0^{\max} = 0.24a$. При этом $Q_d(0.24) = 2.18 \cdot 10^7$, т. е. мало отличается от величины $Q_d(0) = 2.10 \cdot 10^7$. Что касается сдвига частоты колебания GE_{61} , вызванного наличием стержня крепления, то при $a_0 = a_0^{\max}$ его значение не превышает 0.001 %.

Заключение

Перечислим основные результаты, представленные в настоящей работе.

1. Исследованы особенности АК в экранированном лейкосапфировом резонаторе при температуре жидкого азота $T = 77$ К. Показано, что при охлаждении лейкосапфирового резонатора до криогенной температуры возможна реализация азимутальных колебаний, добротность которых достигает величин $Q_0 \approx 1.5 \dots 2.5 \cdot 10^7$.

2. Подробно исследован эффект преобразования структуры полей колебаний (эффект преобразования типов колебаний) в рассматриваемой конструкции резонатора. Суть этого эффекта заключается во взаимном преобразовании высокочастотных диэлектрических типов колебаний в низкочастотные экранированные при изменении одного из параметров резонатора. Показано, что диэлектрические типы колебаний характеризуются высокой концентрацией электромагнитного поля в объеме ДР, а добротность экранированных колебаний близка к величине собственной добротности полого цилиндрического резонатора, образованного экраном.

3. Исследовано влияние элемента крепления диэлектрического резонатора на частоту и добротность азимутальных колебаний. В качестве примера рассмотрен способ крепления ДР при помощи аксиального металлического стержня. Показано, что с увеличением азимутального индекса колебания чувствительность частоты и добротности к увеличению радиуса стержня крепления уменьшается.

Учет рассмотренных в настоящей работе свойств азимутальных колебаний экранированных диэлектрических резонаторов чрезвычайно важен при проектировании СВЧ-устройств на базе данной конструкции колебательной системы независимо от выбора рабочего колебания, формы и размеров экрана, поскольку, как показано выше, относительно малые изменения параметров резонансной структуры могут приводить к значительному изменению характеристик ее колебаний. Так, например, при определенных соотношениях размеров диэлектрического резонатора и экрана даже в случае, если размеры последнего достаточно большие, реализация в такой резонансной структуре высокочастотных азимутальных колебаний с добротностью, близкой к тепловой добротности материала ДР, невозможна.

Список литературы

1. Use of whispering-gallery modes for complex permittivity determinations of ultra-low-loss dielectric materials / J. Krupka [et al.] // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. 1999. Vol. MTT-47. № 6. P. 752–759.
2. Luiten A., Mann A.G., Blair D.G. Ultrahigh Q-factor cryogenic sapphire resonator // Electronics letters. 1993. Vol. 29. № 10. P. 879–881.
3. Охлаждаемые диэлектрические резонаторы для стабилизации частоты / С.Н. Буньков [и др.] // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 5. С. 1071–1080.
4. Диэлектрические резонаторы / М.Е. Ильченко [и др.]; ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. 328 с.
5. Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures / J. Krupka [et al.] // Measurement science and technology. 1999. Vol. 10. № 5. P. 387–392.
6. Hartnett J.G. Secondary frequency standards: frequency-temperature compensated resonator design and improved frequency discriminators // Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. The University of Western, Australia: Physics Department, 2000. 210 p.
7. Krupka J., Mazierska J. Single-crystal dielectric resonators for low-temperature electronics applications // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. 2000. Vol. MTT-48. № 7. Part II. P. 1270–1274.
8. Белов Ю.Г. Разработка и применение метода частичных областей для расчета функциональных узлов СВЧ- и КВЧ-диапазонов: дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Н. Новгород: НГТУ, 2004. 381 с.
9. Добромыслов В.С., Калинин В.И., Крюков А.В. Расчет спектра собственных колебаний экранированных диэлектрических резонаторов // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 9. С. 1068–1076.
10. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Электродинамические методы проектирования устройств СВЧ и антенн. учебное пособие для вузов / ред. В.А. Неганов. М.: Радио и связь, 2002. 416 с.
11. Бажилов В.А. Расчет и исследование цилиндрических экранированных СВЧ- и КВЧ-колебательных систем на основе диэлектрических резонаторов: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Н. Новгород: НГТУ, 2007. 340 с.
12. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.
13. Официальный сайт САПР СВЧ-устройств CST Microwave Studio (Германия): <http://www.cst.de/>.
14. Банков С.Е., Курушин А.А. Электродинамика и техника СВЧ для пользователей САПР. М.: Издательство МЭИ, 2010. 276 с.

About the features of the azimuthal oscillations in shielded dielectric resonator

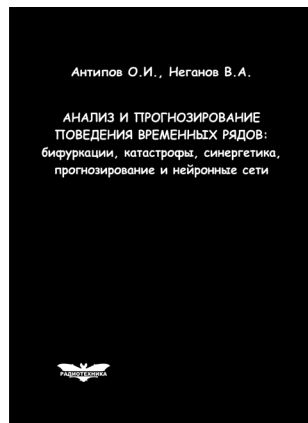
V.A. Bazhilov, A.Yu. Sedakov

The features of azimuthal oscillations in a shielded leucosapphire resonator are considered. Investigated the dependence of oscillation characteristics from the parameters of the oscillating system. Described in detail the effect of the conversion of high-quality oscillations in low-quality oscillations when changing the aspect ratio of the cavity and dielectric resonator. Recommendations are given for the practical implementation of the considered construction of the resonator.

Keywords: shielded dielectric resonator, leucosapphire resonator, azimuthal oscillations, effect of converting of the structure of the electromagnetic fields of eigenmodes.

Антипов, О.И.

Анализ и прогнозирование поведения временных рядов: бифуркации, катастрофы, синергетика, фракталы и нейронные сети / О.И. Антипов, В.А. Неганов. – М.: Радиотехника, 2011. – 350 с. ISBN 978-5-88070-294-7



УДК 530.1:621.372+621.396

ББК 32.96

Монография посвящена объединению нескольких направлений в науке: бифуркаций в нелинейных динамических (или детерминированных) системах, причем внимание уделяется бифуркациям-кризисам, которые отождествляются с катастрофами в синергетике – науке о самоорганизации в сложных системах, где велика роль коллективных, кооперативных эффектов, возникновения порядка – фрактальных структур в турбулентности (или хаосе). В синергетике общим является принцип подчинения, который позволяет исключать большое число переменных в сложных системах и описывать в них сложные процессы. Использование в роли одной из основных количественных характеристик катастроффрактального показателя Херста связывает фракталы с бифуркациями. Объединение этих четырех направлений позволяет упростить проектирование прогнозирующих нейронных сетей, которое в настоящее время отчасти является искусством.

Даны авторские модификации некоторых известных фрактальных методов, позволяющие проводить более глубокий анализ хаотических процессов. Эти результаты, на наш взгляд, должны являться необходимой частью полного алгоритма построения прогностических моделей, описанного в книге. В частности, описан авторский алгоритм определения временного лага, необходимого для реконструкции аттрактора динамической системы и модификация метода ближайших ложных соседей, которую можно использовать в качестве индикатора приближающейся катастрофы.

Приведены конкретные примеры из таких областей науки, как радиотехника, экономика и медицина.

Монография представляет интерес для научных работников, аспирантов и докторантов, работающих в области прикладных задач анализа, моделирования и прогнозирования хаотических процессов в нелинейных системах из различных отраслей науки и техники.