

Ю. В. Свищёв

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: svishchov@ire.kharkov.ua

РЕЗОНАНСНОЕ ПОВЫШЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ТИПА В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ШАРОВЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

Открытый резонатор (ОР) со сферическими зеркалами, содержащий различного рода неоднородности, является одним из устройств, которые находят широкое применение в технике СВЧ. Однако в случае шарового диэлектрического включения результаты исследований спектральных характеристик ОР в резонансном диапазоне длин волн (на основе строгих в математическом отношении моделей) в научной литературе не известны. В данной работе, во-первых, построена строгая математическая модель аксиально-симметричных собственных колебаний магнитного типа в ОР со сферическими зеркалами, содержащем диэлектрическое шаровое включение, и, во-вторых, на ее основе изучены зависимости собственных частот и добротностей собственных колебаний рассматриваемого электродинамического объекта от его геометрических и материальных параметров. Основной результат: обнаружен и исследован эффект резонансного падения (повышения) добротности собственных колебаний при изменении геометрических и материальных параметров шарового включения. Установлена также природа резонансного изменения добротности собственных колебаний. Результаты исследований следует учитывать как при размещении в ОР различного рода неоднородностей, так и при восстановлении амплитудного распределения поля методом пробного тела. Ил. 3. Библиогр.: 12 назв.

Ключевые слова: открытый резонатор, собственная частота, добротность собственных колебаний.

В работах [1, 2] был обнаружен эффект резонансного падения (повышения) добротности собственных колебаний магнитного типа в открытом резонаторе (ОР) со сферическими зеркалами при размещении в нем металлического шара определенного радиуса. Показано, что этот эффект является следствием междутиповой связи колебаний в ОР.

Ранее [3–5] этот эффект был обнаружен в ОР с цилиндрическими зеркалами, содержащем диэлектрический [3] или металлический [4, 5] цилиндр. Происхождение эффекта объяснялось в первом случае возбуждением собственного колебания в самом диэлектрическом включении [3], а во втором случае – противофазным сложением полей за пределами резонатора и перестройкой поля в самом резонаторе [4, 5]. Как видно, трактовки обнаруженного эффекта отличаются как между собой, так и от трактовки, приведенной в работе [2]. Это обстоятельство послужило стимулом для поиска и исследования особенностей проявления эффекта резонансного изменения добротности в трехмерном ОР, содержащем диэлектрическое включение (диэлектрический шар).

Следует подчеркнуть, что обнаружение эффекта резонансного изменения добротности собственных колебаний в ОР стало возможным только на основе строгих математических моделей рассмотренных в работах [1–5] электродинамических структур. Для ОР с диэлектрическим шаром подобная модель построена ранее не была.

Целью настоящей работы является построение строгой математической модели для ОР с включением в виде диэлектрического шара и

исследование на ее основе поведения спектральных характеристик рассматриваемой структуры при изменении геометрических и материальных параметров шарового включения.

В работе изучаются аксиально-симметричные собственные колебания магнитного типа ($E_r = 0, H_r \neq 0$), когда длина волны соизмерима с размерами ОР.

Общая схема построения математической модели аналогична схеме, используемой при исследовании спектральных характеристик пустого ОР [6] и ОР с металлическим шаровым включением [1, 2].

1. Постановка и решение спектральной задачи. Пусть в безграничной однородной среде с электродинамическими параметрами ϵ_0, μ_0 расположен ОР (рис. 1), образованный бесконечно тонкими идеально проводящими сферическими зеркалами. Он характеризуется радиусами кривизны зеркал a_j , угловыми размерами зеркал φ_j и расстоянием L между зеркалами. В ОР на его оси симметрии помещен диэлектрический шар радиусом b с комплексными диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями ($\epsilon \neq \epsilon_0, \mu \neq \mu_0$). Расстояние между центрами резонатора и шара равно ΔZ .

Пусть S_j – поверхность j -го зеркала, S'_j – дополнение S_j до замкнутой сферы, S_3 – поверхность шара, P_j – открытый шар радиуса a_j ($j=1,2$) или b ($j=3$) с центром O_j , совпадающим с центром кривизны j -го зеркала или цент-

ром шара ($j=3$). Наряду с основной системой координат $Oxyz$ введем локальные сферические системы координат (r_j, θ_j, φ) с центрами O_j .

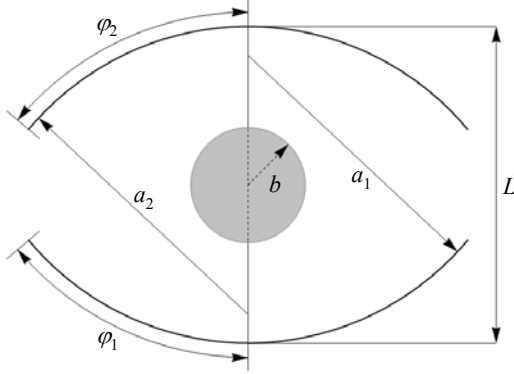


Рис. 1. ОР с диэлектрическим шаровым включением

Аксиально-симметричные поля магнитного типа описываются магнитным потенциалом Дебая v , электрический потенциал Дебая u при этом равен нулю (электромагнитное поле имеет отличные от нуля три компоненты E_φ, H_r, H_θ). Учитывая это, соответствующая спектральная задача о спектре собственных электромагнитных колебаний ОР с шаровым диэлектрическим включением состоит в следующем. Требуется определить значения спектрального параметра $k = \omega/c$ (ω – комплексная частота, c – скорость света в вакууме), при которых существуют нетривиальные решения уравнения (p – точка пространства с координатами (x, y, z))

$$\Delta u(p) + k^2 E(p)u(p) = 0, \quad p \in R^3 \setminus (S_1 \cup S_2 \cup S_3), \quad (1)$$

которые обеспечивают выполнение граничных условий на зеркалах (равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на S_j и непрерывность электромагнитного поля на S'_j):

$$E_{\theta_j} \Big|_{r_j=a_j-0} = E_{\theta_j} \Big|_{r_j=a_j+0} = 0, \quad p \in S_j; \quad (2)$$

$$E_{\theta_j} \Big|_{r_j=a_j-0} = E_{\theta_j} \Big|_{r_j=a_j+0}, \quad p \in S'_j; \quad (3)$$

$$H_\varphi \Big|_{r_j=a_j-0} = H_\varphi \Big|_{r_j=a_j+0}, \quad p \in S'_j, \quad (4)$$

условий сопряжения на границе диэлектрического включения (непрерывность тангенциальной составляющей электромагнитного поля на S_3):

$$E_\varphi \Big|_{r_3=b-0} = E_\varphi \Big|_{r_3=b+0}; \quad (5)$$

$$H_\theta \Big|_{r_3=b-0} = H_\theta \Big|_{r_3=b+0}; \quad (6)$$

условия конечности энергии электромагнитного поля в любой ограниченной области пространства

$$\iiint_V \left\{ \varepsilon_0 |\vec{E}|^2 + \mu_0 |\vec{H}|^2 \right\} dV < \infty, \quad (7)$$

а также удовлетворяющие в некоторой окрестности бесконечно удаленной точки условию излучения (аналог условия Рейхардта в двухмерном случае, временная зависимость выбрана в виде $\exp(-i\omega t)$)

$$u(p) = \frac{1}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \xi_n(kr) \hat{P}_n^0(\cos \theta), \quad (8)$$

где B_n – некоторые коэффициенты; $\psi_n(t)$, $\xi_n(t)$ – сферические функции Бесселя и Ханкеля в обозначениях Дебая [7]; $\hat{P}_n^m(t)$ – ортонормированные присоединенные функции Лежандра [8]; $E(p) = \varepsilon_0 \mu_0$, если $p \notin P_3$, и $E(p) = \varepsilon \mu$, если $p \in P_3$.

Решение задачи (1)–(8) на основе метода разделения переменных в локальных координатах (r_j, θ_j, φ) будем искать в виде

$$v(p) = \begin{cases} \sum_{j=1}^2 \left\{ v^{j1}, p \in P_j \right\} + v^{30}, p \notin P_3, \\ v^{31}, p \in P_3; \end{cases} \quad (9)$$

$$v^{j1} = \frac{1}{k_0 r_j} \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{j1} z_n^1(k_0 r_j) \hat{P}_n^0(\cos \theta_j), \quad j=1,2; \quad (10)$$

$$v^{31} = \frac{1}{k_1 r_3} \sum_{n=1}^{\infty} \begin{cases} D_n^{30} \xi_n(k_0 r_3), r_3 > b \\ D_n^{31} \psi_n(k_1 r_3), r_3 < b \end{cases} \hat{P}_n^0(\cos \theta_3), \quad (11)$$

где B_n^{j1} , D_n^{3l} – неизвестные коэффициенты; $z_n^0(t) = \xi_n(t)$; $z_n^1(t) = \psi_n(t)$; $k_0 = k\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$; $k_1 = k\sqrt{\varepsilon \mu}$.

Как и в работах [1, 2, 6], применим к задаче (1)–(8) подход, основанный на процедуре аналитического обращения оператора, который соответствует главной сингулярности парной системы функциональных уравнений относительно неизвестных B_n^{j1} , D_n^{30} , с помощью метода регуляризации [9]. В результате применения такого вида регуляризации, с учетом условий сопряжения (5), (6) и краевых условий (2)–(4), задача (1)–(8) эквивалентным образом сведена к связанной системе уравнений вида

$$y^j - \sum_{j=1}^3 \mathbf{A}^{js}(k) y^s = 0, \quad j=1,2,3; \quad (12)$$

$$y^j = \left\{ (n+3/2)^{1/2} b_{n+1}^j \right\}_{n=0}^{\infty}, \quad j=1,2,$$

$$b_n^j = B_n^{j1} [n(n+1)]^{1/2} \left[(2n+1) \xi_n(k_0 a_j) \right]^{-1},$$

$$B_n^{j0} = B_n^{j1} \psi_n(k_0 a_j) / \xi_n(k_0 a_j),$$

$$y^3 = \left\{ D_{n+1}^{30} / \psi'_{n+1}(k_0 b) \right\}_{n=0}^{\infty}, \quad D_n^{31} = -i D_n^{30} / \delta_n,$$

$$\begin{aligned} \delta_n &= (k_0 / k_1) \psi_n(k_1 b) \psi'_n(k_0 b) - \\ &- (\mu_0 / \mu) \psi'_n(k_1 b) \psi_n(k_0 b). \end{aligned} \quad (13)$$

Элементы оператор-функций $\mathbf{A}^{js}(k)$ при $j=1,2$ и $s=1,2$ совпадают с соответствующими матричными элементами, приведенными в работе [6], а остальные имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{j3}(k) &= \left\{ (n+3/2)^{1/2} A_{n+1,q+1}^{j3} \right\}_{n,q=0}^{\infty}, \\ A_{nq}^{j3} &= -(i/k_0 a_j) [n(n+1)]^{1/2} \xi_n(k_0 a_j) \gamma_q \hat{A}_{0n0q}^{(3)3j}, \\ \mathbf{A}^{3s}(k) &= \left\{ (q+3/2)^{-1/2} A_{n+1,q+1}^{3s} \right\}_{n,q=0}^{\infty}, \\ A_{nq}^{3s} &= -(2q+1) [q(q+1)]^{-1/2} \rho_n \xi_q(k_0 a_s) \hat{A}_{0n0q}^{(1)s3}, \\ \mathbf{A}^{33}(k) &= \left\{ \delta_{nq} A_{n+1,q+1}^{33} \right\}_{n,q=0}^{\infty}, \quad A_{nq}^{33} = 1 - (\rho_n \gamma_n / \delta_n) \Delta_n, \end{aligned}$$

где $\gamma_q = \psi'_n(k_0 b)$;

$$\begin{aligned} \rho_n &= \psi_n(k_0 b) \left[\frac{i(n+1)}{2n+1} \frac{\mu_0}{\mu - \mu_0} \left(1 + \frac{n}{n+1} \frac{\mu}{\mu_0} \right) \right]^{-1}; \\ \Delta_n &= (k_0 / k_1) \psi_n(k_1 b) \xi'_n(k_0 b) - \\ &- (\mu_0 / \mu) \psi'_n(k_1 b) \xi_n(k_0 b). \end{aligned} \quad (14)$$

Элементы A_{nn}^{33} диагональной матрицы $\mathbf{A}^{33}(k)$ при $n \rightarrow \infty$ стремятся к нулю как $O(n^{-2})$. Следовательно, матрица $\mathbf{A}^{33}(k)$ задает в пространстве l_2 ядерную конечномероморфную по k и по ε оператор-функцию. Оценки для всех остальных матричных элементов при $n \gg 1$, $q \gg 1$ оператор-функции $\mathbf{A}(k) = \left\| \mathbf{A}^{js}(k) \right\|_{j,s=1}^3$ аналогичны оценкам для соответствующих матричных элементов в работе [6]. Другими словами, $\mathbf{A}(k)$ – ядерная оператор-функция, конечномероморфно зависящая от k и ε .

Пусть $\sigma(k)$ – множество характеристических чисел фредгольмовой оператор-функции $\mathbf{I} - \mathbf{A}(k)$. Используя свойства $\mathbf{A}(k)$ и повторяя проведенные в работах [6, 10] рассуждения, получаем, что $\sigma(k)$ – дискретное, конечнократное множество с единственной точкой накопления на бесконечности. Кроме того, k является характеристическим числом $\mathbf{I} - \mathbf{A}(k)$ (собственной частотой краевой задачи (1)–(8)) тогда и только тогда, когда k удовлетворяет дисперсионному уравнению

$$\det\{\mathbf{I} - \mathbf{A}(k)\} = 0, \quad (15)$$

где $\det\{\mathbf{I} - \mathbf{A}(k)\}$ – бесконечный характеристический определитель оператор-функции $\mathbf{I} - \mathbf{A}(k)$.

Наряду с уравнением (15) построим последовательность приближенных уравнений

$$\det \mathbf{A}_M(k) = 0, \quad M = 1, 2, \dots \quad (16)$$

Здесь $\mathbf{A}_M(k) = \left\| \delta_{nq} - (\mathbf{A}(k) e_n, e_q) \right\|_{n,q=0}^M$ – конечномерная матрица; $\{e_n\}_{n=0}^{\infty}$ – произвольный ортонормированный базис; $(,)$ – скалярное произведение в l_2 . Из свойств $\mathbf{A}(k)$ и результатов работы [11] следует, что корни (15) могут аппроксимироваться корнями (16) с любой заранее заданной точностью.

2. Анализ численных результатов. Рассмотрим сначала вопрос о классификации собственных колебаний в пустом ОР и в ОР с неоднородностью в виде металлического или диэлектрического шарового включения.

Типу колебаний в пустом ОР приписывается символ TE_{0nq} , который означает, что единственная отличная от нуля компонента электрического поля E_φ имеет q пучностей по оси резонатора и n пучностей в перпендикулярном направлении (по радиусу в цилиндрической системе координат). С изменением размера апертуры зеркал или расстояния между зеркалами наблюдается описанное [6, 12] явление междутиповой связи колебаний, что приводит к образованию гибридных типов колебаний в узком диапазоне изменения геометрических параметров (при этом может происходить обмен типами колебаний за пределами этого диапазона).

Типу колебаний в ОР с металлическим шаровым включением приписывается [1, 2] символ TE_{0nq} , если при уменьшении радиуса шара до нуля найденные собственные колебания ОР с шаровым включением непрерывно переходят в собственные колебания пустого ОР. Если обнаруженное [1, 2] явление междутиповой связи колебаний наблюдается при относительно небольших значениях радиуса шара, то такая классификация достаточна для описания свойств ОР с шаровым включением (как и в пустом ОР, возможно образование гибридных типов колебаний с последующим обменом типами колебаний). Для относительно больших значений радиуса шара структура колебаний может существенно измениться, что приводит к необходимости введения дополнительной классификации, основанной именно на структуре колебания. В работах [1, 2] эти колебания обозначены $TE_{0nq,ij}$. При уменьшении радиуса шара до нуля эти типы колебаний, как правило, через некоторые гибридные типы колебаний переходят в колебания TE_{0nq} пустого ОР.

Как показали расчеты, внесение в ОР диэлектрического шара вместо металлического еще более усложняет классификацию колебаний. Этого и следовало ожидать, поскольку диэлектрический шар сам является ОР. Если шар будет занимать значительную часть объема ОР, то он, без сомнения, будет (как и металлический шар) при достаточно большом ε заметно изменять структуру поля пустого ОР. Можно ввести колебания, подобные колебаниям $TE_{0nq,ij}$ ОР с металлическим шаром, и проследить переход при $b \rightarrow 0$ от этих колебаний к колебаниям пустого ОР (через некоторые гибридные типы колебаний). Поэтому далее будем предполагать, что радиус шара является относительно небольшим. Опишем колебания, которые наблюдаются при этом условии в ОР.

Типу колебаний в ОР с диэлектрическим шаровым включением приписывается символ $TE_{0nq,0}$, если при $b \rightarrow 0$ (уменьшении радиуса шара до нуля) и/или при $\varepsilon \rightarrow 1$ найденные собственные колебания ОР с шаровым включением непрерывно переходят в собственные колебания пустого ОР. Рассматриваются значения b и ε , при которых структура поля визуально близка к структуре поля пустого ОР. Дальнейшее увеличение b и/или ε , как показали расчеты, приводит к образованию следующих типов колебаний:

- $TE_{0nq,pr}$ -колебания, распределение поля которых вне шара соответствует колебаниям TE_{0nq} пустого ОР, а внутри шара – колебаниям TE_{0pr} диэлектрического шара;

- $TE_{0,pr}$ -колебания, амплитуда поля которых вне шара заметно меньше амплитуды поля в шаре (поле сосредоточено в шаре), а внутри шара – колебаниям TE_{0pr} диэлектрического шара.

Кроме того, наблюдаются гибридные типы колебаний, имеющие черты введенных типов колебаний в узком диапазоне изменения b и ε .

На рис. 2 показаны зависимости реальных частей (нормированных) собственных частот $Re(ka)$ и логарифмов добротностей $lg(Q)$ ($Q = -0,5 Re(ka) / Im(ka)$) собственных колебаний от реальной части диэлектрической проницаемости $Re(\varepsilon)$ шара, размещенного в центре конфокального ОР ($\Delta Z = 0, \varphi = \varphi_1 = \varphi_2$), с относительным радиусом $b/L = 0,1$. Символами вида nq, pr обозначены колебания, распределение поля которых вне шара соответствует колебаниям TE_{0nq} ОР, а внутри шара – колебаниям TE_{0pr} диэлектрического шара. Символами вида $0, pr$ обозначены колебания, амплитуда поля которых вне шара замет-

но меньше амплитуды поля в шаре, а внутри шара – колебаниям TE_{0pr} диэлектрического шара.

Символами $nq,0$ обозначены колебания $TE_{0nq,0}$.

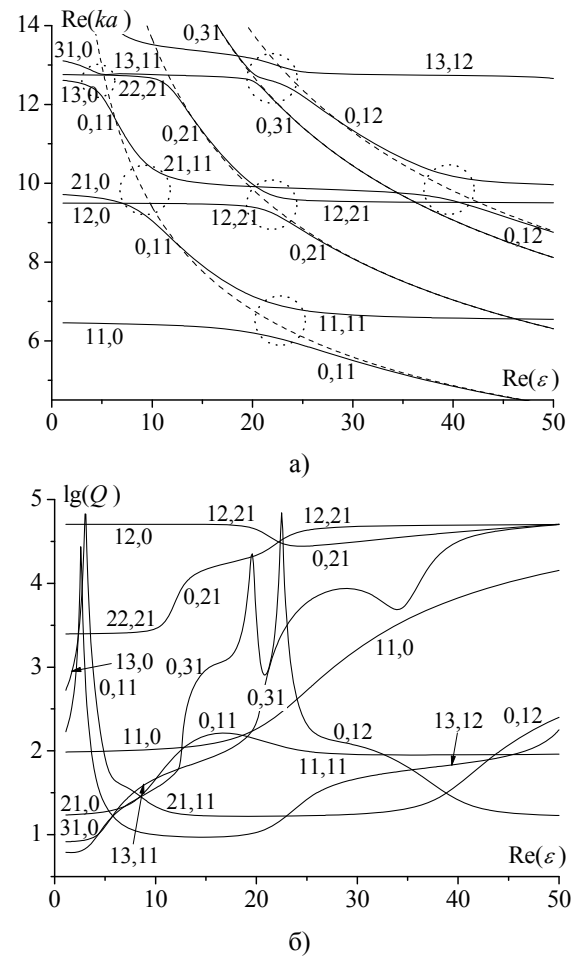


Рис. 2. Зависимости реальных частей собственных частот и логарифмов добротностей собственных колебаний конфокального ОР с диэлектрическим шаровым включением от реальной части диэлектрической проницаемости шарового включения радиуса $b = 0,1L$, расположенного в центре ОР ($L/a = 1, \varphi = 50^\circ, Im(\varepsilon) = 0,001$)

Пунктирными кривыми на рис. 2, а изображены собственные частоты диэлектрического шара. При увеличении $Re(\varepsilon)$ происходит изменение как добротности, так и частоты собственных колебаний. Для некоторых значений ε наблюдается резонансное повышение добротности колебаний на несколько порядков по сравнению с добротностью колебаний в пустом ОР. Такие значения ε далее будем называть резонансными. В рассматриваемых диапазонах изменения $Re(ka)$ и $Re(\varepsilon)$ для каких-то колебаний имеются 2 резонансных значения ε , при которых достигается максимум $lg(Q)$; для других колебаний – одно резонансное значение ε . Следовательно, эффект зависит как от значения диэлектрической прони-

цаемости, так и от типа колебаний. Эффект характерен для основных и неосновных типов колебаний. При определенных значениях ε наблюдается не только резонансное повышение, но и резонансное падение добротности колебаний по сравнению с добротностью колебаний в пустом ОР.

Отметим, что качественно картина сохраняется, если рассмотреть не конфокальный ОР, а ОР с другим значением расстояния между зеркалами или с другим размером апертуры зеркал. Изменяются только резонансные значения ε .

На рис. 3 приведены распределения электрического поля в ОР с диэлектрическим шаровым включением при нескольких (в том числе резонансных) значениях ε . Анализ структуры полей показал, что размещение в ОР шара с определенным значением ε может заметно изменить структуру поля пустого резонатора.

На рис. 2 можно проследить, как изменяется структура колебаний ОР с диэлектрическим шаром при увеличении $\text{Re}(\varepsilon)$. Кругами на рис. 2, а условно обозначены области на плоскости $(\text{Re}(\varepsilon), \text{Re}(ka))$, где наблюдаются гибридные типы колебаний. Реальные части собственных частот в этих областях либо пересекаются, либо имеют вид графика Вина (в этом случае наблюдается обмен типа колебаний). Вне этих окрестностей можно однозначно идентифицировать типы колебаний. Следовательно, поведение спектральных характеристик ОР с диэлектрическим шаровым включением такое же, как и описанное более детально в работах [2, 12]. Можно утверждать, что эффект повышения (падения) добротности колебаний связан с явлением междутиповой связи колебаний.

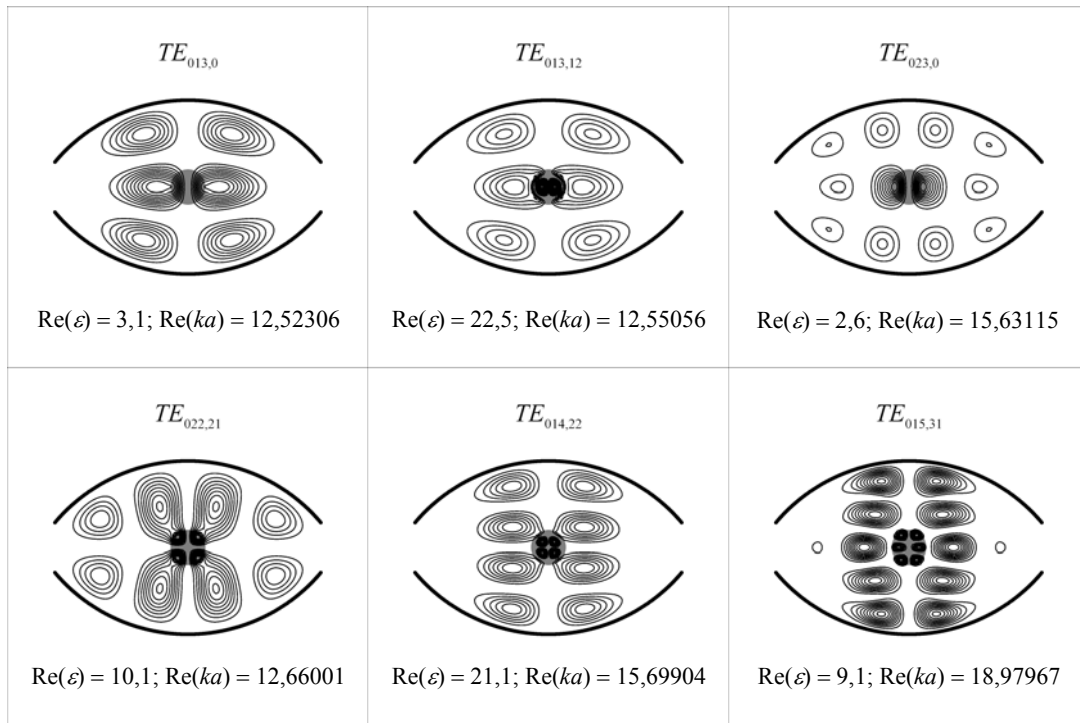


Рис. 3. Схематичное изображение пространственной структуры $|\vec{E}|^2$ собственных колебаний $TE_{0nq,ij}$ в ОР с диэлектрическим шаровым включением ($L/a = 1, \varphi = 50^\circ, \Delta Z/L = 0, b/L = 0,1, \text{Im}(\varepsilon) = 0,001$)

Выводы. Построена строгая математическая модель, описывающая аксиально-симметричные собственные колебания магнитного типа в ОР, содержащем диэлектрическое шаровое включение. Доказана дискретность и конечная кратность спектра собственных частот, построен математически обоснованный алгоритм вычисления спектра.

Проведен расчет зависимостей первых собственных частот аксиально-симметричных

собственных колебаний ОР, содержащего диэлектрическое шаровое включение, от геометрических и материальных параметров шарового включения. Предложен способ классификации колебаний, в которые трансформируются собственные колебания пустого ОР при размещении в нем диэлектрического шара.

Обнаружен и исследован эффект резонансного повышения (падения) добротности собственных колебаний в ОР при размещении в нем ди-

электрического шара определенного радиуса: он является следствием междутиповой связи колебаний в ОР. Описанный эффект следует учитывать как при размещении в ОР различного рода неоднородностей, так и при восстановлении амплитудного распределения поля методом пробного тела.

Основные отличия физических результатов, полученных для ОР с диэлектрическим шаром, от результатов, полученных [1, 2] для ОР с металлическим шаром:

- Ввиду того что диэлектрический шар является открытым резонатором со своим спектром собственных колебаний, по-другому проводится классификация собственных колебаний ОР с диэлектрическим шаром. Структура собственных колебаний имеет черты, характерные как для пустого ОР, так и для диэлектрического шара.

- Эффект резонансного изменения добротности собственных колебаний имеет место в обоих случаях. Однако в случае ОР с диэлектрическим шаром в качестве управляющего параметра эффекта можно использовать не только радиус шара, но и его материальные параметры.

Библиографический список

1. Свищёв Ю. В. Аксиально-симметричные собственные колебания в открытом резонаторе, содержащем металлическое шаровое включение / Ю. В. Свищёв // Радиофизика и электрон. – 2010. – 1(15), № 3. – С. 46–50.
2. Свищёв Ю. В. Резонансное повышение добротности собственных колебаний магнитного типа в открытом резонаторе с металлическим шаровым включением / Ю. В. Свищёв // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – 15, № 3. – С. 323–329.
3. Строгая теория открытых двумерных резонаторов с диэлектрическими включениями / В. Н. Кошпаренко, П. Н. Мележик, А. Е. Поединчук, В. П. Шестопалов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – 28, № 10. – С. 1311–1322.
4. Мележик П. Н. Открытые резонаторы с проводящими цилиндрическими вставками. Ч. 1. Двухмерная модель / П. Н. Мележик, В. С. Мирошниченко, Е. Б. Сенкевич // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – 48, № 7. – С. 596–604.
5. Мележик П. Н. Открытые резонаторы с проводящими цилиндрическими вставками. Ч. 2. Резонаторы с зеркалами конечной длины / П. Н. Мележик, В. С. Мирошниченко, Е. Б. Сенкевич // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – 48, № 8. – С. 684–691.
6. Свищёв Ю. В. Аксиально-симметричные собственные колебания магнитного типа в открытом резонаторе со сферическими зеркалами / Ю. В. Свищёв // Изв. вузов. Радиофизика. – 2006. – 49, № 9. – С. 787–798.
7. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах / Е. А. Иванов. – Минск: Наука и техн., 1968. – 564 с.
8. Корн Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров: определения, теоремы, формулы / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Наука, 1984. – 832 с.
9. Тучкин Ю. А. Об одном модельном классе краевых задач электродинамики / Ю. А. Тучкин, В. П. Шестопалов // Дифференциальные уравнения. – 1982. – 18, № 4. – С. 663–673.
10. Шестопалов В. П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур / В. П. Шестопалов. – К.: Наук. думка, 1987. – 288 с.

11. Вайникко Г. М. О быстроте сходимости приближённых методов в проблеме собственных значений с нелинейным вхождением спектрального параметра / Г. М. Вайникко, О. О. Карма // Журн. вычисл. математики и мат. физики. – 1974. – 14, № 6. – С. 1393–1408.
12. Свищёв Ю. В. О добротности собственных колебаний магнитного типа TE_{0nq} открытого резонатора со сферическими зеркалами / Ю. В. Свищёв // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – 15, № 2. – С. 199–206.

Рукопись поступила 19.08.2013.

Yu. V. Svishchov

RESONANT INCREASE OF MAGNETICAL-TYPE EIGENMODE QUALITY OF AN OPEN RESONATOR WITH A SPHERICAL DIELECTRIC INSERT

A spherical-mirror open resonator (OR) carrying different-kind discontinuities finds many applications in SHF technology. But in the case of a spherical dielectric insert, any mathematically rigorous results on OR spectral characteristics in the resonance wavelength region are not available in the literature on the subject yet. For one thing, the present paper suggests a rigorous mathematical model of axially symmetric, magnetic-type eigenoscillations of a spherical-mirror open resonator with a spherical dielectric insert. For another, upon this model, eigenfrequencies and eigenoscillation qualities of the mentioned electromagnetic structure are studied versus its geometrical and constitutive parameters. The main result is recognition of the effect of eigenoscillation quality resonant fall (rise) under changes of geometrical and constitutive parameters of the spherical insert. Also, the nature of the resonant change of eigenoscillation quality has been understood. The obtained results should be taken into account when different type discontinuities are required to accommodate in the OR volume and, also, when the field amplitude distribution is reconstructed using the probing perturbation method.

Key words: open resonator, eigenfrequency, eigenmode quality.

Ю. В. Свищёв

РЕЗОНАНСНЕ ПІДВИЩЕННЯ ДОБРОТНОСТІ ВЛАСНИХ КОЛИВАНЬ МАГНІТНОГО ТИПУ У ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ З ДІЕЛЕКТРИЧНИМ КУЛЬОВИМ ВКЛЮЧЕННЯМ

Відкритий резонатор (ВР) зі сферичними дзеркалами, що містить різного типу неоднорідності, є одним із пристроїв, які знаходять широке застосування у техніці НВЧ. Але у випадку кульової діелектричної неоднорідності результати досліджень спектральних характеристик ВР у резонансному діапазоні довжин хвиль (на основі точних у математичному відношенні моделей) у науковій літературі не відомі. У цій роботі, по-перше, побудовано точну математичну модель аксіально-симетричних власних коливань магнітного типу у ВР зі сферичними дзеркалами, що містять діелектричний кульовий об'єкт, і, по-друге, на її основі вивчено залежності власних частот та добротностей власних коливань досліджуваної електродинамічної структури від геометричних і матеріальних параметрів. Основний результат роботи: знайдено й досліджено ефект резонансного падіння та росту добротності власних коливань при зміні геометричних та матеріальних параметрів

кульової неоднорідності. Встановлено також природу резонансної зміни добротності власних коливань. Результати досліджень слід враховувати як при розташуванні у ВР різного

типу об'єктів, так і при відновленні амплітуди розподілення поля за методикою пробного тіла.

Ключові слова: відкритий резонатор, власна частота, добротність власних коливань.