

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ СЛОИСТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Проведен расчет функций, определяющих зависимость коэффициентов взаимной связи от параметров сферического диэлектрического резонатора, содержащего металлическую или диэлектрическую неоднородность. Исследована связь низших магнитных и электрических типов колебаний при вариации параметров неоднородностей. Приведены результаты экспериментальных исследований коэффициентов взаимной связи расположенных в прямоугольном и круглом волноводах диэлектрических резонаторов сферической формы.

Слоистые сферические диэлектрические резонаторы (ДР) отличаются такими полезными свойствами, как возможность значительного разрежения спектра частот вблизи основного колебания [1], а также получения колебаний, характеризующихся высокой степенью вырождения [2]. Для решения задач синтеза устройств, содержащих слоистые ДР, необходимо знание их коэффициентов взаимной связи. Ранее было показано [3,4], что коэффициенты взаимной связи однородных ДР сферической формы можно выразить в виде двух сомножителей, первый из которых зависит только от параметров резонатора, второй — от параметров волновода.

Зависимость коэффициентов взаимной связи от параметров слоистых сферических ДР также выражается в виде функций α_n^{HE} . Так, в случае сферического ДР, содержащего в центре металлический идеально проводящий шар, такая функция принимает следующий вид: для магнитных колебаний H_{nml} в обоих резонаторах

$$\alpha_n^H(s, p; q) = \varepsilon_{1r}^{1/2} \left| \frac{\psi_n(p)}{y_n(q)} \right|^2 / \left[x \left\{ \left[x^2 - n(n+1) \right] \psi_n^2(x) + \left[n\psi_n(x) - x\psi_{n-1}(x) \right]^2 \right\} \right]_s^p; \quad (1)$$

для электрических колебаний в каждом из резонаторов E_{nml} ,

$$\alpha_n^E(s, p; q) = \varepsilon_{1r}^{3/2} \left| \frac{\psi_n(p)}{y_n(q)} \right|^2 / \left[x \left\{ \left[x^2 - n(n+1) \right] \psi_n^2(x) + \left[n\psi_n(x) - x\psi_{n-1}(x) \right]^2 \right\} \right]_s^p, \quad (2)$$

где $[f(x)]_s^p = f(p) - f(s)$; s, p, q , — характеристические параметры [2].

Функции взаимной связи в случае магнитных колебаний в одном резонаторе и электрических колебаний в другом определяются из соот-

ношений (1), (2) по формуле [3]: $\alpha_n^{HE} = (\alpha_n^H \alpha_n^E)^{1/2}$. Заметим здесь, что несмотря на формальное подобие выражений (1), (2), входящие в него функции и характеристические параметры различны: для магнитных колебаний $\psi_n(x) = y_n(s)j_n(x) - j_n(s)y_n(x)$; для электрических колебаний $\psi_n(x) = \{s y_n(s)\}' j_n(x) - \{s j_n(x)\}' y_n(x)$, где $j_n(x)$, $y_n(x)$ — сферические функции Бесселя и Неймана соответственно.

При уменьшении относительного размера металлического шара $\iota = r_1/r_2 = 0$, где r_2 — радиус ДР, функции (1), (2) переходят в известные [3]. Увеличение отношения ι ведет к увеличению взаимной связи этих резонаторов в случае колебаний магнитных типов (сплошные кривые на рис. 1, а, где $\epsilon_{1r} = 81$). Коэффициенты взаимной связи колебаний электрических типов (штрих-пунктирные кривые) несколько уменьшаются. При этом функции взаимной связи основных электрических колебаний меньше функций взаимной связи основных магнитных колебаний в широком диапазоне значений диэлектрической проницаемости материала ДР (рис. 1, б).

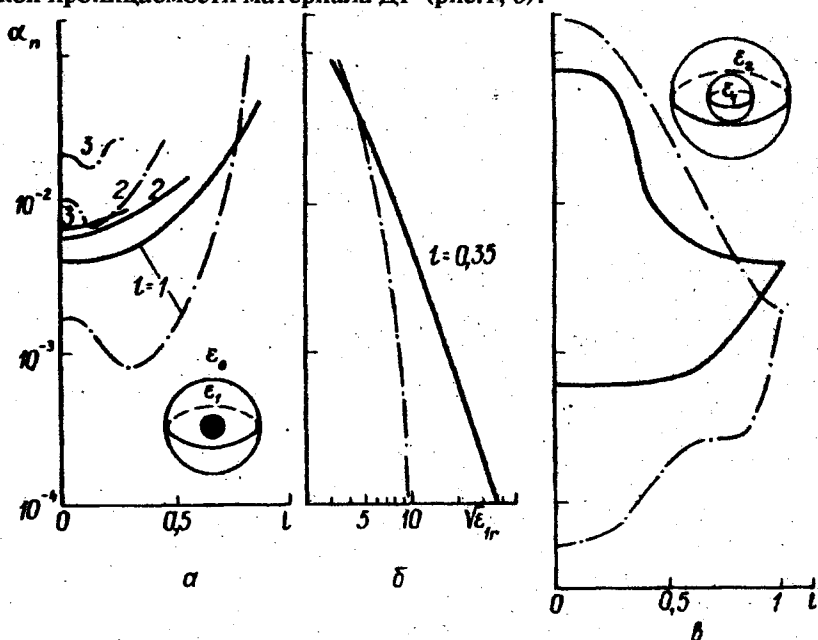


Рис. 1

Функции связи, определяющие частоты связанных колебаний системы двухслойных сферических ДР (рис. 1, в) имеют следующий вид: для магнитных колебаний H_{nm1} обоих резонаторов

$$\begin{aligned} & \bar{\alpha}_n^E(p, s, t; q) = \\ & = \left| \frac{\Psi_n(t)}{y_n(q)} \right|^2 / \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{1r}^{1/2}} p \left\{ [p^2 - n(n+1)] j_n^2(p) + [nj_n(p) - pj_{n-1}(p)]^2 \right\} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\varepsilon_{2r}^{1/2}} \left[x \left\{ [x^2 - n(n+1)] \psi_n^2(x) + [n\psi_n(x) - x\psi_{n-1}(x)]^2 \right\} \right]_s \right\}; \quad (3) \end{aligned}$$

для электрических колебаний E_{nmi} резонаторов

$$\begin{aligned} \alpha_n^E(p, s, t; q) = & \varepsilon_{2r}^2 \left| \frac{\Psi_n(t)}{y_n(q)} \right|^2 / \left\{ \varepsilon_{1r}^{1/2} p \left\{ [p^2 - n(n+1)] j_n^2(p) + [nj_n(p) - \right. \right. \\ & \left. \left. - pj_{n-1}(p)]^2 \right\} + \varepsilon_{2r}^{1/2} \left[x \left\{ [x^2 - n(n+1)] \psi_n^2(x) + [n\psi_n(x) - \right. \right. \\ & \left. \left. - x\psi_{n-1}(x)]^2 \right\} \right]_s \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $\psi_n(x) = s[j_n(p)sy_{n-1}(s) - pj_{n-1}(p)y_n(s)]/y_n(x) - s[j_n(p)sj_{n-1}(s) - pj_{n-1}(p)j_n(s)]/y_n(x)$ для H_{nmi} ; $\psi_n(x) = [p^2 j_n(p)\{sy_n(s)\}' - s^2 y_n(s)\{pj_n(p)\}'] / s j_n(x) - [p^2 j_n(p)\{sj_n(s)\}' - s^2 j_n(s)\{pj_n(p)\}'] / sy_n(x)$ для E_{nmi} [1]; p, s, t, q — характеристические параметры.

На рис. 1, в зависимость функций (3), (4) для основных магнитных видов колебаний показана сплошными кривыми, а для основных электрических колебаний (двухслойных сферических ДР) — штрих-пунктирными. Верхние зависимости соответствуют случаю $\varepsilon_{1r} > \varepsilon_{2r}$ ($\varepsilon_{1r} = 81, \varepsilon_{2r} = 9$); нижние — $\varepsilon_{1r} < \varepsilon_{2r}$ ($\varepsilon_{1r} = 81, \varepsilon_{2r} = 324$).

В заключение приведем результаты экспериментальных исследований коэффициентов взаимной связи однородных сферических ДР с $\varepsilon_{1r} = \varepsilon_{2r} = 81$, расположенных на оси прямоугольного запердельного волновода, сечением $a \times b = 18 \times 11 \text{ мм}^2$ (рис. 2, а), или на оси круглого волновода радиуса $R = 12,5 \text{ мм}$ (рис. 2, б). Здесь через δz обозначено минимальное относительное расстояние между резонаторами, связанное с относительным расстоянием между их центрами соотношением $\Delta z = \delta z + r_1 + r_2$, где r_1, r_2 — радиусы ДР. Для исследования взаимной связи колебаний магнитных типов нами использовались резонаторы с $f_0 \approx 5,2 \text{ ГГц}$ в волноводе; для колебаний электрических типов, а также связанных электрических и магнитных колебаний — резонаторы с $f_0 \approx 7,2 \text{ ГГц}$. Экспериментальные значения коэффициентов взаимной связи, определявшиеся по разности частот синфазных и противофазных колебаний, отмечены точками и крестиками. Теоретические кри-

вые, показанные сплошными линиями, рассчитывались по формулам, приведенным в работах [3, 4]. Продольное относительное расстояние

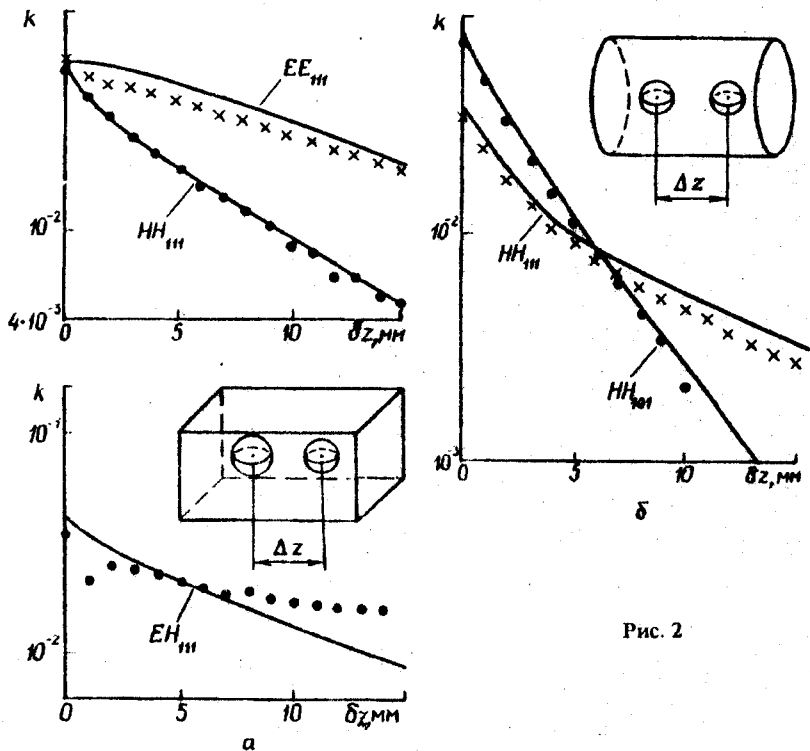


Рис. 2

между резонаторами отсчитывалось по шкале микрометрического винта от нулевого значения, полученного при касании резонаторов. В этом случае основным источником погрешности являлась неточность установки резонаторов в поперечной плоскости волноводов.

Список использованной литературы

1. Трубин А. А. Резонансные колебания открытых двухслойных сферических структур // Физико-техн. пробл. создания устройств на диэлектрич. волноводах и резонаторах: Межвуз. тем. сб. 1984. N48. С. 33—38.
2. Его же. О влиянии металлической неоднородности на резонансные колебания диэлектрического шара // Вести. Киев. политехн. ин-та. Радиоэлектроника. 1984. Вып. 21. С. 81—82.
3. Его же. Диэлектрический шар в круглом волноводе // Там же. 1990. Вып. 27. С. 35—37.
4. Его же. Коэффициенты взаимной связи сферических диэлектрических резонаторов в прямоугольном волноводе // Там же. 1991. Вып. 28. С. 27—32.

Поступила в редколлегию 19. 02. 92