

УДК 537.874.4

## ДВУМЕРНЫЕ ОТКРЫТЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

*В. Н. Кошпаренко, П. Н. Мележик, А. Е. Поединчук,  
В. П. Шестопалов*

Представлены результаты теоретического анализа спектральных свойств двумерных открытых резонаторов, образованных конечным числом незамкнутых экранов, совпадающих с частями поверхностей круговых цилиндров, в случае, когда резонансная длина волны соизмерима с характерным размером структуры. Предложены способы повышения добротности длинноволновых резонансных режимов двухслойных открытых структур.

Анализ физических процессов, происходящих в открытых структурах, ставит перед исследователями ряд сложных задач. Главная из них — построение строгого, математически обоснованного решения соответствующей краевой задачи. Однако даже для простейших открытых структур, например кругового цилиндра с продольной щелью [1], не удается построить явного аналитического решения, которое адекватно описывало бы электромагнитное поле этих структур во всех возможных ситуациях.

К настоящему времени развит ряд математических методов решения уравнений Максвелла в случае открытых структур [2-7].

В данной работе с помощью математически строгого метода задачи Римана—Гильберта строится решение уравнений Максвелла для двумерных открытых резонаторов, образованных конечным числом незамкнутых экранов, совпадающих с частями поверхностей круговых цилиндров.

### 1. ФОРМУЛИРОВКА ГРАНИЧНОЙ ЗАДАЧИ И ЕЕ РЕШЕНИЕ

Пусть в однородном изотропном пространстве произвольным образом расположено  $N$  параллельных круговых цилиндров с продольными щелями в бесконечно тонких идеально проводящих стенках (рис. 1). Для каждого из цилиндров введем локальную цилиндрическую систему координат  $r_m, \varphi_m, z_m$  ( $m=1, \dots, N$ ) так, что оси  $O_m z_m$  совпадают с осями  $m$ -х цилиндров. Геометрию исследуемой структуры описывают следующие параметры:  $a_m$ — радиусы цилиндров,  $2\vartheta_m$ — угловые размеры щелей,  $\psi_m$ — углы ориентации щелей,  $l_{mn} = l_{nm}$ — расстояние между осями  $m$ -го и  $n$ -го цилиндров,  $\psi_{mn}$ — углы ориентации начала  $m$ -й системы координат в  $n$ -й системе координат,  $L_m'$ — множество точек контура  $m$ -го проводящего экрана и  $L_m''$ — множество точек контура щели  $m$ -го цилиндра. Формально задача о возбуждении такой структуры внешним электромагнитным полем решена в работе [8]. Показано, что она сводится к системе линейных операторных уравнений второго рода с вполне непрерывным матричным оператором в пространстве  $l_2$ :

$$x^\nu = \sum_{s=1}^N A^{\nu s}(k) x^s + B^\nu; \quad \nu = 1, \dots, N, \quad (1)$$

$x^v = (x_n^v)_{n=-\infty}^{+\infty}$ ,  $x_n^v$  — подлежащие определению гармоники дифракционных полей. При этом диагональные операторы  $A^{vv}(k)$  совпадают с матричными операторами соответствующих задач на одиночных цилиндрах со щелью [1], а операторы  $A^{vs}(k)$  ( $v \neq s$ ) описывают взаимодействие  $v$ -го объекта с  $s$ -м, и их матричная реализация в случае  $H$ -поляризованных колебаний следующая:

$$a_{mn}^{vs} = i\pi (ka_v)^2 (-1)^n e^{-in\psi_s} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} R_{np}^{vs} F_m^p(-u_v) \exp[ip(\psi_v - \psi_{sv})],$$

$$R_{np}^{vs} = \begin{cases} H_n^{(1)}(ka_s) J_p'(ka_v) J_{n-p}(kl_{vs}), & L_s \subset S_v, \\ J_n(ka_s) Q_{np}^{vs}, & L_s \cap S_v = \emptyset \end{cases}, \quad (2)$$

$$Q_{np}^{vs} = \begin{cases} J_p'(ka_v) H_{n-p}^{(1)}(kl_{vs}), & l_{vs} \geq a_v \\ H_p^{(1)}(ka_v) J_{n-p}(kl_{vs}), & l_{vs} < a_v \end{cases}$$

$$F_m^p(x) = \begin{cases} -\ln[(1+x)/2], & m=p=0 \\ V_{p-1}^{-1}(x)/p, & m=0, p \neq 0, \\ V_{m-1}^{p-1}(x)/m, & m \neq 0 \end{cases}$$

$u_v = \cos\theta_v$ , коэффициенты  $V_{m-1}^{p-1}(x)$  вычислены в [1]. В случае  $E$ -поляризованных колебаний матричные элементы выписываются аналогично. Вектор-столбец  $B^v$  определяется видом источника внешнего электромагнитного поля.

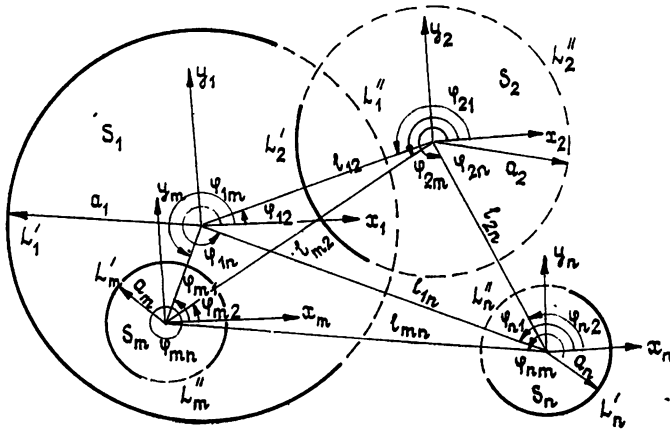


Рис. 1.

Для системы операторных уравнений (1) доказана однозначная разрешимость в пространстве  $l_2$  и теорема эквивалентности. Из вполне непрерывности операторов  $A^{vs}(k)$  в  $l_2$  следует применимость метода редукции к системе уравнений (1) и асимптотическая оценка скорости сходимости последнего, которая аналогична оценке в [9]. В результате тщательных численных экспериментов было установлено, что «выход» на асимптотику [9] осуществляется при  $P^{vs} \geq P_0$ , где  $P^{vs}$  — порядок редукции операторов  $A^{vs}$ ,  $P_0 = [\omega a/c] + 5$ ,  $\omega$  — частота возбуждающего поля,  $c$  — скорость света в среде,  $a$  — характерный размер структуры. При этом для вычисления гармоник дифракционных полей  $(x_n^v)$  с точностью до четырех-пятизначных цифр достаточно ограничиться порядком редукции  $P_0$ .

В [10] показано, что задача о спектре собственных колебаний рассматриваемого класса открытых структур эквивалентна задаче нахождения корней характеристического бесконечного определителя:

$$\det \| \delta_{\nu}^s I - A^{\nu s}(k) \|_{\nu, s=1}^{\infty} = 0, \quad \delta_{\nu}^s = \begin{cases} 1, & \nu = s \\ 0, & \nu \neq s \end{cases} \quad (3)$$

Решение уравнения (3) может быть проведено методом редукции [10] с асимптотической оценкой скорости сходимости:

$$|k_p a - k_T a| < CP^{-2} \ln(1 + P), \quad P \rightarrow \infty, \quad (3a)$$

где  $C$  — некоторая константа, зависящая от  $k_T a$  и геометрических параметров структуры,  $k_p a$  — корень «усеченного» уравнения (порядок редукции  $A^{\nu s}$  равен  $P$ ),  $k_T a$  — корень уравнения (3).

Непосредственное использование оценки (3a) для определения необходимого порядка редукции на практике не всегда целесообразно, поскольку найденные из них значения  $P$  при заданной максимальной погрешности оказываются, как видно из опыта, завышенными. Систематические численные расчеты показали, что для рассматриваемого класса открытых структур, при вычислении собственных частот с точностью до четырех-пятизначных цифр, достаточно ограничиться порядком редукции  $P^{\nu s}$  операторов  $A^{\nu s}(k)$ , равным  $P_0 = [|k_T a|] + 10$ .

*Замечание 1.* В дальнейшем мы часто будем обращаться к такой характеристике открытых структур, как добротность собственных колебаний. Во всех этих случаях добротность (собственная) будет вычисляться по известной формуле  $Q = -\text{Re}(ka) / 2\text{Im}(ka)$  (зависимость от времени  $e^{-i\omega t}$ ), где  $\text{Re}(ka)$  и  $\text{Im}(ka)$  — соответственно действительная и мнимая части собственных частот, которые мы определяем с указанной выше точностью из «усеченного» уравнения, соответствующего точному уравнению (3).

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ

*а) Конфокальный открытый резонатор.* Если положить в формулах (1), (2)  $N=2$ ,  $\psi_1=180$ ,  $\psi_2=0$ , то система (1) будет описывать открытый резонатор, образованный двумя зеркалами (при  $l_{12}=a_{1(2)}$  резонатор будет конфокальным). При исследовании открытых резонаторов главными являются три вопроса: поведение собственных частот в зависимости от параметров структуры, вид собственных колебаний, соответствующих этим частотам, и добротность этих колебаний. Разработанный метод позволяет получить исчерпывающий ответ на эти вопросы для исследуемых классов резонаторов. На рис. 2а представлены зависимости действительной и мнимой частей собственных значений частотного параметра  $ka$  от угловых размеров зеркал для одного из колебаний электрического типа в конфокальном резонаторе. Пунктирная кривая на этом рисунке показывает, как изменяется при этом добротность этого колебания. Как видно из этого рисунка, добротность резонатора весьма критична к изменению размера зеркала, например, при  $130^\circ \leq \phi \leq 140^\circ$  добротность  $Q$  может быть увеличена в два раза за счет подбора соответствующего размера зеркала (при  $\phi=120^\circ$  резонатор становится закрытым, имеющим чечевицеобразную форму, и добротность его бесконечна). На рис. 2б изображены линии равных амплитуд  $E_z$ -компоненты поля в резонаторе, возбуждаемого плоской волной единичной амплитуды на резонансной частоте при  $\phi=125^\circ$ . На рис. 2в показана зависимость комплексной собственной частоты при изменении расстояния между зеркалами. Видно, что переход от резонатора с соосными зеркалами ( $l_{12}=0$ ) к резонатору с конфокальными зеркалами сопровождается повышением частоты и увеличением

добротности (мнимая часть собственной частоты уменьшается). Определенный интерес представляет сравнение численных результатов, полученных из решения точного дисперсионного уравнения, с приближенными решениями, полученными другими авторами. Так, в работе [3] выведена асимптотическая формула для собственных частот открытого резонатора, которая для конфокального случая имеет вид

$$a/\lambda_c = q/2 + s/4 - 1/8, \quad (4)$$

здесь  $\lambda_c$  — собственная длина волны резонатора с расстоянием между зеркалами, равным  $a$ ,  $q$  — большое целое число полуволновых осцилляций по оси, проходящей через центры зеркал,  $s$  — число полуволновых осцилляций по оси, проходящей через середины щелей.

Результаты сравнения приведены в табл. 1, где  $\Delta = (a/\lambda)_{\text{точн}} - a/\lambda_c$ .

Таблица 1

| $\vartheta = 125^\circ$ |               |                             |          | $\vartheta = 135^\circ$ |               |                             |          |
|-------------------------|---------------|-----------------------------|----------|-------------------------|---------------|-----------------------------|----------|
| $E_{qs}$                | $a/\lambda_c$ | $(a/\lambda)_{\text{точн}}$ | $\Delta$ | $E_{qs}$                | $a/\lambda_c$ | $(a/\lambda)_{\text{точн}}$ | $\Delta$ |
| $E_{11}$                | 0,6250        | 0,6472                      | 0,0222   | $E_{31}$                | 1,6250        | 1,6307                      | 0,0057   |
| $E_{13}$                | 1,1250        | 1,1827                      | 0,0577   | $E_{51}$                | 2,6250        | 2,6280                      | 0,0030   |
| $E_{15}$                | 1,6250        | 1,7230                      | 0,0980   | $\vartheta = 150^\circ$ |               |                             |          |
| $E_{17}$                | 2,1250        | 2,2620                      | 0,1370   | $E_{qs}$                | $a/\lambda_c$ | $(a/\lambda)_{\text{точн}}$ | $\Delta$ |
| $E_{33}$                | 2,1250        | 2,1384                      | 0,0134   | $E_{31}$                | 1,6250        | 1,6280                      | 0,0030   |
| $E_{35}$                | 2,6250        | 2,6525                      | 0,0275   | $E_{51}$                | 2,6250        | 2,6283                      | 0,0033   |
| $E_{51}$                | 2,6250        | 2,6278                      | 0,0028   | $E_{71}$                | 3,6250        | 3,6274                      | 0,0024   |

Собственные частоты  $ka$  ( $(a/\lambda)_{\text{точн}} = (1/2\pi) \text{Re}(ka)$ ) вычислялись с точностью до четырех-пятизначных цифр, при этом необходимый порядок редукции  $P$  операторов  $A^{vs}(k)$ ,  $v, s = 1, 2$  был равен  $P = \lceil |ka| \rceil + 10$ , где  $a$  — расстояние между зеркалами.

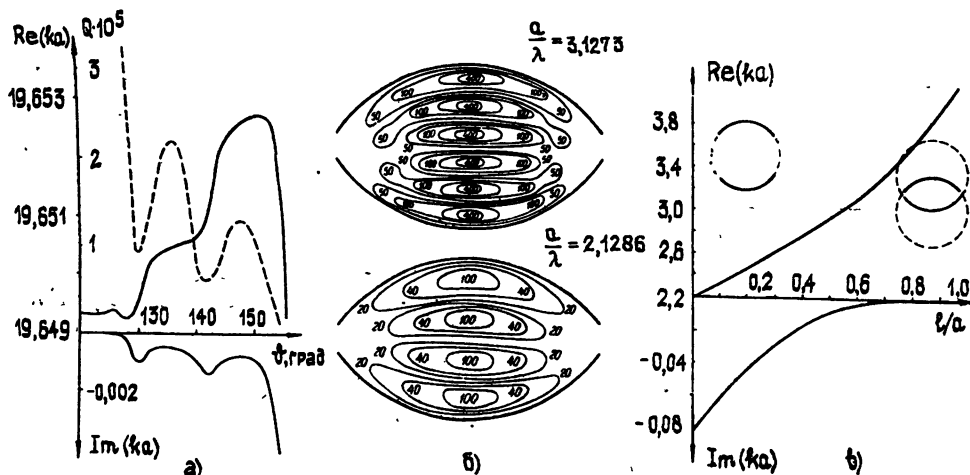


Рис. 2.

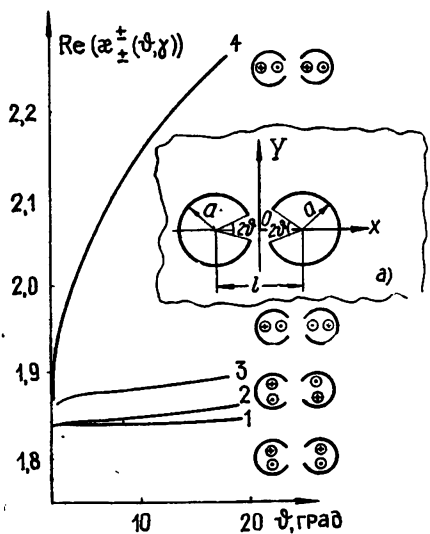
Из табл. 1 видно, что погрешность формулы (4) возрастает с ростом индекса  $s$  и уменьшается с ростом индекса  $q$ . Отметим также, что точное значение  $(a/\lambda)_{\text{точн}}$  оказывается всегда несколько большим, чем вычисленное по формуле (4).

б) *Связанные резонансные объемы (H-поляризация).* В электронике СВЧ в последние годы уделяется большое внимание дифракционно связанным системам открытых резонаторов. В таких системах удается получать более высокодобротные колебания, чем в одиночном резонаторе, из которого состоит система, используя при этом один и тот же тип колебаний [11]. Поэтому представляется интересным, исходя из строгого решения граничной задачи, проанализировать условия возникновения и поведения высокодобротных колебаний в дифракционно связанных резонаторах.

Если положить в уравнении (1)  $N=2$ ,  $a_1=a_2=a$ ,  $\phi_1=\phi_2=\phi$ ,  $\psi_{12}=0$ ,  $\psi_{21}=\pi$ ,  $l_{12}=l_{21}=l$ , то система (1) и дисперсионное уравнение (3) будут описывать структуру, состоящую из двух продольно-щелевых цилиндров, щели которых ориентированы одна против другой (рис. 3а). Известно [12], что при появлении щели в боковой стенке кругового цилиндра происходит снятие поляризационного вырождения для колебаний типа  $E_{mn}$ ,  $H_{mn}$  с  $m \neq 0$ , т. е. в окрестности собственной частоты закрытой структуры существуют две собственные частоты открытой структуры. При этом одной частоте соответствует более высокодобротное колебание, симметричное относительно плоскости, проходящей через ось цилиндра и середину щели, а другой частоте соответствует менее добротное колебание, антисимметричное относительно этой же плоскости.

Рассмотрим случай  $|\gamma-2| \ll 1$  (близко расположенные резонансные объемы), где  $\gamma=l/a$ , тогда при фиксированных  $\gamma$  в окрестности собственной частоты одиночного цилиндра существуют уже четыре резонансные частоты связанной системы, причем эти частоты различаются тем сильнее, чем шире щели.

На рис. 3б показана зависимость каждой из расщепленных частот от угла щели  $\phi$  при  $\gamma=2,1$  в окрестности собственной частоты первого волноводного типа колебаний в случае H-волн,  $ka=1,841$ . Появление еще двух собственных частот системы резонаторов вызвано расщеплением собственных частот одиночного резонатора на две частоты, которые соответствуют синфазному или противофазному возбуждению магнитных полей в резонаторах, из которых состоит система в целом. На рис. 3 схематически показана структура внутренних полей, соответствующих этим частотам в резонаторах (кру-



б)  
Рис. 3.

жок соответствует вариации поля, а крестик или точка внутри его означают, что в данный момент времени магнитное поле направлено вверх или вниз относительно плоскости рисунка).

Наиболее добротным в системе резонаторов является симметричное относительно плоскости  $XOZ$  колебание, для которого магнитные поля в каждом из цилиндров в данный момент времени противофазны. В одиночном щелевом цилиндре симметричное относительно  $XOZ$  колебание менее добротное, чем антисимметричное, поэтому два резонатора со щелями, расположенными друг против друга, будут лучше связаны электромагнитным полем именно на таком типе колебаний. На рис. 4 показано распределение амплитуды и фазы  $H_z$ - и  $E_y$ -компонент внутренних ре-

зонансных полей для колебаний противофазных (рис. 4а) и синфазных (рис. 4б) относительно плоскости  $YOZ$ . Видно, что если  $H_z$ -компоненты поля в каждом из резонаторов противофазны (синфазны), то  $E_y$ -компоненты поля, напротив, синфазны (противофазны). Противофазность магнитных и синфазность электрических полей приводит к тому, что происходит перекачка во времени электромагнитной энергии из одного резонатора в другой и лишь небольшая часть ее рассеивается во внешнее пространство, а это говорит о большой добротности такого типа колебаний. Наоборот, синфазность магнитных и противофазность электрических полей свидетельствует о том, что резонаторы излучают запасенную энергию в фазе, следовательно, добротность системы будет примерно такой же, как и одиночного резонатора.

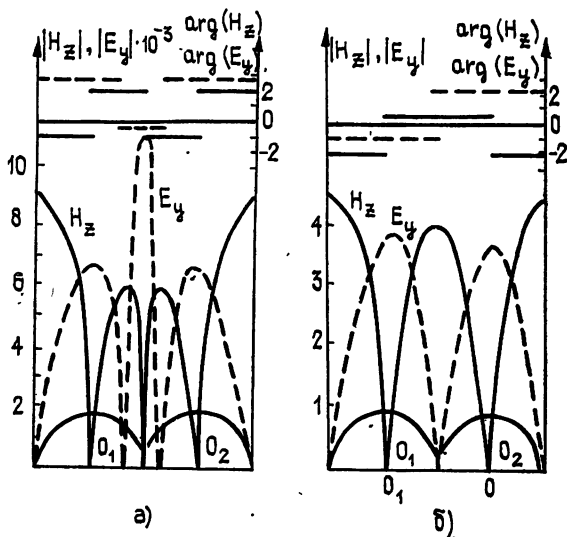


Рис. 4.

Рассмотрим теперь, как влияет расстояние между резонаторами на свойства системы в целом. На рис. 5 показано, как зависит от  $\gamma$  действительная и мнимая части собственной частоты синфазных (сплошная линия) и противофазных (штриховая линия) относительно плоскости  $YOZ$  колебаний при  $\theta = 5^\circ$ . Видно, что наибольшее влияние дифракционной связи на резонансные свойства системы в целом сказывается тогда, когда расстояние между резонаторами удовлетворяет условию

$$(\gamma - 2)/a < \lambda/4$$

(здесь  $\lambda$  — длина волны соответствующего резонансного колебания).

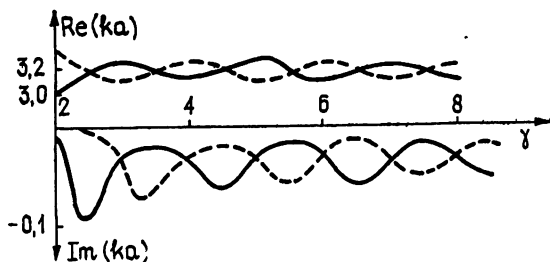


Рис. 5.

Мнимая часть собственной частоты противофазного колебания существенно меньше соответствующей величины для одиночного резонатора (действительная и мнимая части собственной частоты одиночно-

го резонатора определяются из точки пересечения соответствующих кривых на рис. 5), а добротность системы существенно превышает добротность одиночного резонатора, работающего на этом же типе колебаний. Когда расстояние между резонаторами начинает превышать  $\lambda/2$ , дифракционное взаимодействие между резонаторами становится слабым, и зависимости собственных частот с убывающей амплитудой и периодом, равным  $\lambda/2$ , осциллируют относительно собственной частоты одиночного резонатора.

в) *Длинноволновые резонансные режимы и способы их оптимизации.* Известно, что незамкнутая цилиндрическая поверхность бесконечной длины является электродинамическим аналогом акустического резонатора Гельмгольца [13] и обладает в длинноволновой области особым резонансным режимом, обуславливающим резонансное рассеяние  $H$ -поляризованного электромагнитного поля. Однако высокую добротность этого режима для практически реализуемых щелей получить не удается, что следует из приближенной формулы для добротности

$$Q = - (8/\pi) \ln (\sin \vartheta/2) [1 + O(|\ln (\sin \vartheta/2)|^{-1/2})],$$

которую получаем при  $|\vartheta| \ll 1$ .

В работах [14, 15] были предложены некоторые способы повышения добротности длинноволновых резонансных режимов за счет усложнения самого открытого резонатора. В работе [15] показано, что увеличения добротности колебаний можно добиться, используя сильное дифракционное взаимодействие двух близко расположенных открытых резонаторов, а в работе [14] аналогичный эффект достигается за счет введения узкого раздвоенного канала связи электродинамического резонатора Гельмгольца с внешним пространством. Однако и в том, и в другом случаях наибольший эффект достигается при экстремальных значениях параметров задачи: в первом случае — при очень близких расстояниях между цилиндрами, во втором — когда отношение радиусов внешнего и внутреннего цилиндров близко к единице.

Здесь предлагаются два новых способа повышения добротности длинноволновых резонансных режимов в системе из двух круговых цилиндров с продольными щелями, при которых на параметры структуры не будут накладываться экстремальные условия.

Рассмотрим сначала закрытую структуру, образованную замкнутым круговым цилиндром, внутри которого расположен соосно щелевой цилиндр (рис. 6а).

Анализируя дисперсионное уравнение (3) при  $\vartheta_1 = 0$ , получаем, что при  $|ka_1| \ll 1$  оно имеет корень, для которого при  $|\vartheta_2| \ll 1$  можно получить с помощью метода последовательных приближений аналитическое выражение

$$ka_1 = - \gamma^{-1} (1 - \gamma^2)^{-1/2} \ln^{-1} (\sin \vartheta_2/2) [1 + O(|\ln^{-1} (\sin \vartheta_2/2)|)], \quad (5)$$

т. е. в длинноволновой области  $|ka_1| \ll 1$  такая структура обладает резонансным режимом.

На рис. 6а представлены линии равных амплитуд  $H_z$ -составляющей собственного электромагнитного поля этого резонансного режима. Характерной особенностью его является то, что  $H_z$ -компоненты поля внутри (область I) и вне (область II) внутреннего щелевого цилиндра противофазны. Зависимость тока от угловой координаты  $\varphi$  на металле внешнего цилиндра представлена на рис. 6б. Видно, что противофазность магнитных полей в областях I и II приводит к тому, что существуют такие значения углов  $\varphi = \varphi_1, \varphi_2$ , при которых ток обращается в нуль. Значения  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  зависят только от геометрических параметров внутреннего цилиндра, т. е. от его радиуса  $a_2$  и от размера щели  $\vartheta_2$ .

Как показывают численные расчеты рис. 2а (штриховая линия), существуют значения параметра  $\gamma = a_2/a_1$ , при которых  $\varphi_1 = \varphi_2$ . Исходя из такого поведения тока на металле, можно выбрать оптимальные условия для прорезания щели во внешнем цилиндре в том смысле, чтобы получить оптимальную добротность колебаний в открытой структуре. В первом случае, при произвольных фиксированных значениях  $\gamma$ , настройка в оптимальный по добротности резонанс может быть произведена поворотом внутреннего (или внешнего) щелевого цилиндра по отношению к другому. На рис. 6в показана зависимость добротности колебания от угла ориентации щели внешнего цилиндра при различных размерах щелей. Значение  $\varphi_1 = 0$  соответствует случаю, когда щели цилиндров ориентированы в одном направлении. Во втором случае, когда требования к ориентации щелей являются жесткими, например, они должны быть ориентированы в одну сторону, оптимум по добротности достигается путем подбора радиуса внутреннего цилиндра. На рис. 6г показана зависимость добротности колебаний в открытой структуре от  $\gamma$ . Видно, что при  $\gamma = 0,82$  и  $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 5^\circ$  добротность колебаний максимальна и достигает величины  $10^6$ .

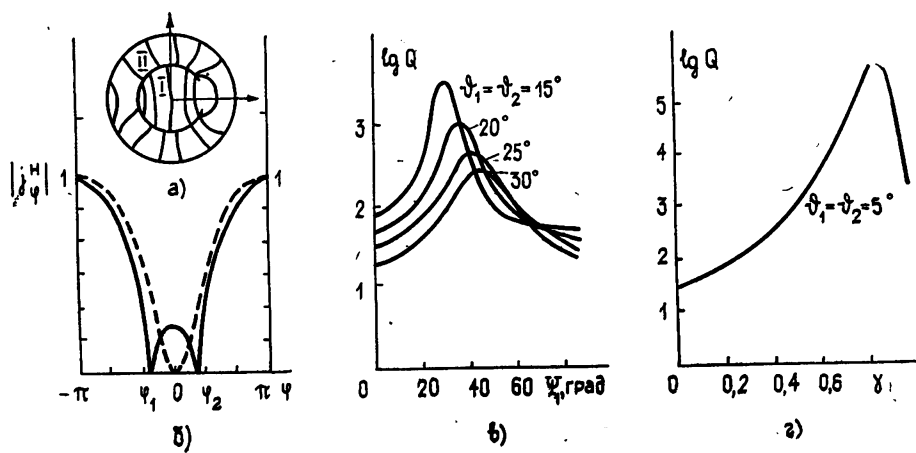


Рис. 6.

В работе получено строгое решение задачи о взаимодействии конечного числа продольно-щелевых цилиндров. Так как при постановке задачи на ее параметры не накладывалось никаких ограничений, построенные решения позволили проанализировать физические процессы, протекающие в открытых резонаторах, в системе дифракционно связанных открытых резонаторов и двухслойных открытых резонансных структурах и получить ряд результатов, интересных с физической и практической точек зрения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кошпаренок В. Н., Шестопапов В. П.—ЖВМиМФ, 1971, 11, № 3, с. 719.
2. Шестопапов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн.—Харьков: Гос. ун-т, 1971.
3. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.—М.: Сов. радио, 1966.—475 С.
4. Войтович Н. Н., Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н. Обобщенный метод собственных колебаний в теории дифракции.—М.: Наука, 1977.—416 С.
5. Никольский В. В.—ДАН СССР, 1978, 243, № 6, с. 1426.
6. Дмитриев В. И., Ильинский А. С., Свешников А. Г.—УМН, 1976, 31, № 6, с. 123.
7. Фельд Я. Н.—ДАН СССР, 1973, 212, № 1, с. 79.
8. Кошпаренок В. Н., Мележик П. Н., Поединчук А. Е., Шестопапов В. П.—ДАН СССР, 252, № 2, 1980, с. 328.



9. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках.— Харьков: Гос. ун-т, 1973.
10. Кошпаренко В. Н., Мележик П. Н., Поединчук А. Е., Шестопапов В. П.— ДАН УССР, 1983, вып. 2, с. 55.
11. Нефедов Е. Н.— Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 3, с. 1498.
12. Кошпаренко В. Н., Мележик П. Н., Шестопапов В. П.— Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 2, с. 228.
13. Носич А. И., Шестопапов В. П.— ДАН СССР, 1977, 234, № 1, с. 53.
14. Кошпаренко В. Н., Мележик П. Н., Шестопапов В. П.— ДАН СССР, 1980, 250, № 2, с. 344.
15. Кошпаренко В. Н., Мележик П. Н., Шестопапов В. П.— Письма в ЖТФ, 1978, вып. 9, с. 1145.

Институт радиофизики и электроники

Поступила в редакцию  
23 мая 1983 г.

## TWO-DIMENSION OPEN RESONATORS WITH CYLINDRICAL MIRRORS

*V. N. Koshparenok, P. N. Melezshik,  
A. E. Poedinchuk, V. P. Shestopalov*

The results are reported on a theoretical analysis of the two-dimension open resonator spectral properties. The resonators are formed by the finite number of nonclosed screens, coinciding with the parts of circular surfaces. The resonant wavelength is comparable with the characteristic dimension of the structure. The ways are proposed to increase the quality of the long-wavelength resonant modes of the two-layered open structures.

## V КОНФЕРЕНЦИЯ СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ СТРАН ПО ЖИДКИМ КРИСТАЛЛАМ

(Продолжение)

В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко изложили историю и последние экспериментальные результаты исследований голубой фазы ЖК, вековая тайна которой, кажется скоро будет раскрыта. Авторы показали, что решающую роль здесь призваны сыграть оптические методы, включающие, прежде всего, анализ поляризационных характеристик взаимодействия света с голубой фазой. К числу таких методов, как указал В. М. Филев, может быть отнесено изучение флуктуаций и вращения плоскости поляризации света в короткошаговых холостериках.

Об анализе, преобразовании и отображении информации в жидкокристаллических оптических устройствах рассказали в своих докладах Л. Поль («Прикладная физика нематической мезофазы. Структура и свойства и электрооптические характеристики ЖК для технических целей»), Э. Л. Аэро, М. Г. Томилин («Свойства ЖК и проблема отображения информации») и А. В. Васильев, И. Н. Компанец, А. В. Парфенов («Новые возможности оптически управляемых пространственных модуляторов света на ЖК»). В частности, в последнем докладе демонстрировались предложенные в СССР пространственные модуляторы света, использующие переходный режим в структуре МДП—ЖК и обладающие на сегодняшний день наилучшей совокупностью параметров: их чувствительность ~ 100 ед. ГОСТ и разрешающая способность ~ 300 линий/мм (как в хороших фотопленках) наряду с быстродействием ~ 1000 кадров/с позволяют в реальном масштабе времени производить нелинейную обработку изображений, их «дифференцирование» и «интегрирование», выделение контура и нестационарных деталей изображений и т. п. Отмечалось, что время переключения (быстродействие) может быть доведено, по-видимому, до микросекунд при использовании переориентации приповерхностных слоев жидкокристаллических ячеек и, особенно, сегнетоэлектрических ЖК.

На конференции рассматривались вопросы фундаментальных экспериментальных исследований влияния граничных условий на электрически стимулированные деформации в термотропных ЖК (А. Держански, Х. Хинов) и роли флексо- и пьезоэлектрических вкладов в спонтанную поляризацию сегнетоэлектрических ЖК (Л. А. Береснев и др.). О ЖК с магнитными кластерами и о флексомагнитных эффектах можно было узнать из доклада С. А. Пикина (ферромагнитные ЖК пока не созданы).

А. В. Богатский в докладе «Мезоморфогены на основе макроциклов» остановился на методах синтеза и структуре циклических полнэфиров и их металлокомплексов. Интерес к данным веществам вызван, в частности, возможностью получения на их основе собственных жидкокристаллических проводников (или полупроводников), например, с одномерной проводимостью.

(Окончание см. с. 627)