

вплоть до порога плавления приповерхностных слоев кристалла. Это указывает на преобладание теплового механизма генерации акустических импульсов. Поскольку в этом случае глубина поглощения светового излучения составляет доли микрометра, концентрация неравновесных носителей оказывается достаточно большой. Вследствие этого уменьшается время рекомбинации носителей, в течение лазерного импульса происходит эффективная перекачка энергии в фононную подсистему, что приводит к преобладанию теплового механизма.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Gauster W. B., Habing D. H. Electric volume effect in Silicon//Phys. Rev. Lett. — 1967. — V. 18, № 24. — P. 1058—1061.
2. Аванесян С. М., Гусев В. Э: Генерация звука в процессе релаксации фотовозбуждения у поверхности полупроводникового кристалла//Изв. АН СССР. Сер. физическая. — 1987.—Т. 51. № 2.—С. 248—253.
- 3: Аванесян С. М. и др. Генерация поверхностных акустических волн за счет деформационного и теплового механизма при оптическом воздействии на кристалл // Акустический журнал. — 1986.—Т. 32, № 4.—С. 562—564.

ИРФЭ АН РА

28. VIII, 1992.

Изв. НАН Армении (сер. ТН), т. XLVI, 2—3, с. 52—56.

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.396.679

Р. С. АВАКЯН, К. Р. АГАБАБЯН, М. Ц. АЙВАЗЯН, Ю. Н. КАЗАНЦЕВ

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ ЧАСТОПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

Исследуется прохождение электромагнитной волны сквозь систему, состоящую из произвольного числа частопериодических решеток (период решетки намного меньше по сравнению с длиной волны). Предполагается, что решетки образованы идеально проводящими проводниками с произвольной формой поперечного сечения. Для «сшивания» полей на решетках применяются эквивалентные граничные условия. Теоретически и экспериментально исследованы электрические характеристики регулируемого частотного фильтра на основе трех частопериодических решеток с проводниками круглого поперечного сечения. Результаты эксперимента хорошо согласуются с расчетами.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

Հետազոտվում է էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը կամայական թվով հաճախազարբերական ցանցերի համակարգով (ցանցի պարբերությունը շատ ավելի փոքր է ալիքի երկարությունից): ենթադրվում է, որ ցանցերը կազմված են կամայական լայնական հատույթով իզոսլական հաղորդիչ լարերից: Ցանցերի վրա դաշտերի «կարման» համար կիրառվում են համարժեք սահմանային պայմաններ: Տեսականորեն և փորձնականորեն հետազոտված են շրջանային ընդլայնական հատույթով հաղորդալարերից կազմված երեք հաճախազարբերական ցանցերի հիման վրա հաճախային դտիչի էլեկտրական բնութագրերը:

Փորձի արդյունքները լավ համաձայնեցվում են հաշվարկների հետ:

Квазиоптические линии и волноводы класса «полный диэлектрический канал» (ДК-волноводы) в последнее время находят широкое применение при канализации электромагнитной энергии в крайне высокочастотном диапазоне (КВЧ). В указанных линиях поля рабочих волн имеют линейную поляризацию, обладают поляризационным безразличием, а их структура близка к структуре плоской волны [1]. Эти свойства рабочих волн позволяют широко применять частопериодические решетки при создании функциональных элементов на основе вышеуказанных направляющих систем.

В работах, посвященных расчету электрических характеристик функциональных элементов, использующих частопериодические решетки, применяются приближенные граничные условия анизотропно проводящей поверхности [2, 3]. Эти условия обладают существенным недостатком, т. к. не позволяют сделать даже приближенную оценку просачивания волны, поляризованной (по электрическому полю) параллельно проводникам решетки. Известны работы [4, 5], с помощью которых можно провести более точный расчет электрических характеристик решеток с учетом таких параметров, как скважность, а также форма и размеры поперечных сечений проводников.

В настоящей работе рассмотрена задача прохождения электромагнитной волны сквозь систему, состоящую из произвольного числа решеток. При помощи эквивалентных граничных условий (граничные условия Вайнштейна-Сивова) [4] найдены коэффициенты отражения и передачи такой системы при произвольных расстояниях между решетками и углами ориентации их проводников. Полученные результаты использованы для расчета электрических характеристик частотных фильтров. Результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента.

1. *Расчет коэффициентов отражения и передачи системы решеток.* Рассмотрим систему, состоящую из  $N$  числа бесконечных решеток, помещенную в свободном пространстве ( $\epsilon = \mu = 1$ ). Каждая решетка образована параллельными, цилиндрическими и идеально проводящими проводниками, причем, плоскости параллельны друг другу, а расстояния между решетками и ориентация их проводников произвольные. Координатная система  $XYZ$  связана с системой решеток следующим образом: плоскость первой решетки совмещена с плоскостью  $XOY$ , ось  $OZ$  перпендикулярна плоскостям решеток, направление проводников решеток составляет с осью  $OY$  угол  $\theta_j$  (рис. 1а, б).

Пусть со стороны отрицательных  $Z$  на систему решеток падает плоская линейно поляризованная волна с единичной амплитудой. Направление распространения волны задается направляющими косинусами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  ( $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ ). Выделим в пространстве  $N + 1$  область (рис. 1а). Выпишем проекции компонент полей, примыкающих к  $j$ -ой решетке, предварительно спроектировав эти компоненты на две оси: совпадающую с направлением проводников  $j$ -ой решетки (ось  $OY_j$ ) и ортогональную ей (ось  $OX_j$ ). Зависимость падающего поля от  $Z$  зададим множителем  $\exp(-ik\gamma z)$ , а отраженного —  $\exp(ik\gamma z)$ ,

где  $k$  — волновое число:  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  — длина волны. Для  $j$ -ой области, примыкающей к решетке слева (рис. 1а), имеем

$$\begin{aligned}
 E_x^j &= T_x^j \exp(-\delta_j) \cos \theta_j + R_x^j \exp(\delta_j) \cos \theta_j - \\
 &\quad - T_y^j \exp(-\delta_j) \sin \theta_j - R_y^j \exp(\delta_j) \sin \theta_j, \\
 E_y^j &= T_x^j \exp(-\delta_j) \sin \theta_j + R_x^j \exp(\delta_j) \sin \theta_j + \\
 &\quad + T_y^j \exp(-\delta_j) \cos \theta_j + R_y^j \exp(\delta_j) \cos \theta_j, \\
 H_x^j &= -T_x^j \exp(-\delta_j) \sin \theta_j + R_x^j \exp(\delta_j) \sin \theta_j - \\
 &\quad - T_y^j \exp(-\delta_j) \cos \theta_j + R_y^j \exp(\delta_j) \cos \theta_j, \\
 H_y^j &= T_x^j \exp(-\delta_j) \cos \theta_j - R_x^j \exp(\delta_j) \cos \theta_j - \\
 &\quad - T_y^j \exp(-\delta_j) \sin \theta_j + R_y^j \exp(\delta_j) \sin \theta_j, \\
 \delta_j &= -ik(z - z_{j-1}),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\theta_j$  — угол между направлением проводников  $j$ -ой решетки и осью  $OY$ , т. е. между осями  $OY$  и  $OY_j$ . Аналогично записываются поля и для остальных областей. Задача сводится к определению коэффициентов отражения и передачи системы решеток  $R_x^1, R_y^1, T_x^{N+1}$  и  $T_y^{N+1}$  соответственно.

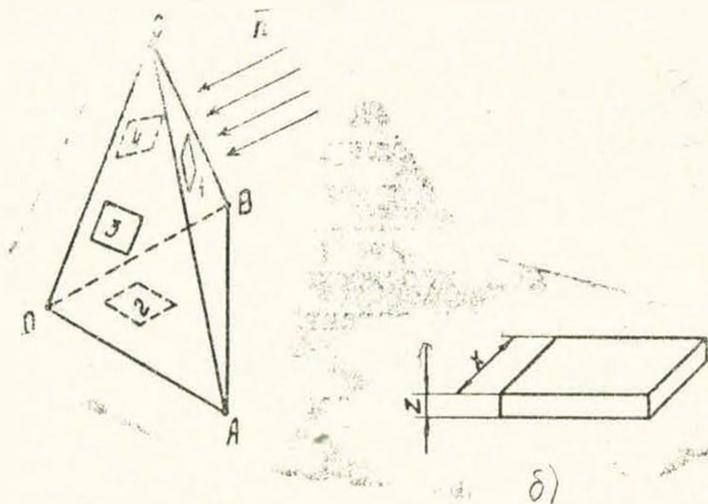


Рис. 1

Для этого необходимо на каждой решетке произвести сшивание полей, примыкающих к данной решетке слева и справа. При этом используются эквивалентные граничные условия [4]. Полученные после сшивания полей соотношения очевидного преобразования записываются в виде матричного уравнения. Так, для  $j$ -ой решетки матричное уравнение имеет вид

$$\begin{pmatrix} T_x^{j+1} \\ T_y^{j+1} \\ R_x^{j+1} \\ R_y^{j+1} \end{pmatrix} = P_j^{-1} \cdot M_j F_j \cdot \begin{pmatrix} T_x^j \\ T_y^j \\ R_x^j \\ R_y^j \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $F_j$  — набег фазы в  $j$ -ой области, который записывается в виде диагональной матрицы с элементами  $F_{j11} = F_{j22} \exp(-\delta_j)$ ;  $F_{j33} = F_{j44} = \exp(\delta_j)$ . Необходимо заметить, что в первой области  $F_1$  — единичная матрица, а  $P_j^{-1}$  — матрица, обратная матрице  $P_j$ .

$$P_j = \begin{pmatrix} (1-A_j) \cos \theta_j & -(1-A_j) \sin \theta_j & -(1+A_j) \cos \theta_j & (1+A_j) \sin \theta_j \\ (1-B_j) \cos \theta_j & -(1-B_j) \sin \theta_j & -(1+B_j) \cos \theta_j & -(1+B_j) \sin \theta_j \\ (1+C_j) \sin \theta_j & (1+C_j) \cos \theta_j & (1-C_j) \sin \theta_j & (1-C_j) \cos \theta_j \\ (1+D_j) \sin \theta_j & (1+D_j) \cos \theta_j & (1-D_j) \sin \theta_j & (1-D_j) \cos \theta_j \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$M_j = \begin{pmatrix} (1+A_j) \cos \theta_j & -(1+A_j) \sin \theta_j & -(1-A_j) \cos \theta_j & (1-A_j) \sin \theta_j \\ (1+B_j) \cos \theta_j & -(1+B_j) \sin \theta_j & (1-B_j) \cos \theta_j & -(1-B_j) \sin \theta_j \\ (1-C_j) \sin \theta_j & (1-C_j) \cos \theta_j & (1+C_j) \sin \theta_j & (1+C_j) \cos \theta_j \\ -(1-D_j) \sin \theta_j & -(1-D_j) \cos \theta_j & -(1+D_j) \sin \theta_j & -(1+D_j) \cos \theta_j \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$A_j = ikl_1 (1 - \beta_j^2) / (1 + (kp)^2 (\gamma_j^2 \Delta_2 - \alpha_j^2 \Delta_3)), \quad B_j = ikl + ikl_2 \alpha_j^2 / (1 - \beta_j^2), \\ C_j = i(1 - \beta_j^2) kl_2, \quad D_j = i(1 - \beta_j) kl_3. \quad (5)$$

Здесь  $l, l_1, l_2, l_3, \Delta_2, \Delta_3, p$  — параметры решетки [4].

Приведенные соотношения (2) рекуррентные. Применяя формулу (2) для системы решеток, получаем

$$\begin{pmatrix} T_x^{N+1} \\ T_y^{N+1} \\ R_x^{N+1} \\ R_y^{N+1} \end{pmatrix} = P_N^{-1} M_N F_N \cdots P_j^{-1} M_j F_j \cdots P_1^{-1} M_1 \begin{pmatrix} T_x^1 \\ T_y^1 \\ R_x^1 \\ R_y^1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Очевидно, в (6)  $R_x^{N+1} = R_y^{N+1} = 0$ , т. к. в  $N+1$ -области отраженная волна отсутствует. Заметим, что полученные формулы справедливы при расстояниях между соседними решетками, превышающих  $p$  [4]. Приведенные соотношения позволяют рассчитывать коэффициенты отражения и прохождения системы с учетом ее параметров и всех характеристик решеток.

2. Частотная фильтрация электромагнитной волны при помощи трех решеток. Численные исследования выражений коэффициентов прохождения и отражения системы решеток, проведенные с использо-

ванием выражения (6), показали, что при помощи трех решеток можно реализовать достаточно простой частотный фильтр с регулируемыми характеристиками. Для этого необходимо принять направления проводников крайних решеток параллельными друг другу и ортогональными вектору электрического поля падающей волны, т. е.  $\theta_1 = \theta_3 = 0$ ,  $\theta_2$ , и расстояния между решетками  $d_1$  и  $d_2$  могут принимать произвольные значения. Именно выбором значений  $\theta_2$  и расстояния между решетками осуществляется регулировка характеристик фильтра.

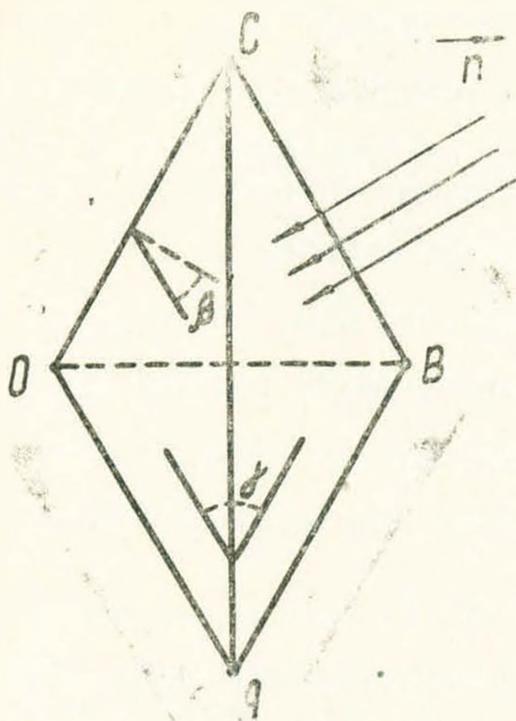


Рис 2

На рис. 2 приведены расчетные (сплошная кривая) и экспериментальная (штриховая) зависимости коэффициента передачи частотного фильтра, выполненного на основе квадратного металло-диэлектрического волновода, от относительной длины волны. Расстояния между решетками равны  $0,75\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  соответствует центральной частоте

диапазона (120 ... 150 ГГц),  $\theta_2 = 75^\circ$ , период решетки и диаметр ее проводников равны 30 и 8 мкм соответственно. Если расстояния между решетками фиксированы, то при уменьшении  $\theta_2$  полоса пропускания фильтра увеличивается. При фиксированном  $\theta_2$  изменение расстояния между решетками приводит к перемещению АЧХ фильтра вдоль частотной оси с незначительным изменением ее формы.

Таким образом, применение эквивалентных граничных условий позволяет более точно рассчитать электрические характеристики функциональных элементов с частопериодическими решетками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Казинцев Ю. Н. Электродинамика широких газово-диэлектрических и металло-диэлектрических волноводов.—Дис. ... д-ра физ. мат. наук.—М.: 1973.—343 с.
2. Айвазян М. Ц. Функциональные элементы волноводных трактов на основе волноводов класса «полный диэлектрический канал» квадратного сечения для коротковолновой части миллиметрового диапазона волн.—Дис. ... канд. техн. наук. — М., 1985.—176 с.
3. Агабабян К. Р., Айвазян М. Ц. Преобразователь поляризации для коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 1987. — Т. 30.—№ 2. — С. 83—84.
4. Нефедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур — М.: Наука, 1977.—208 с.
5. Adel M. A., Saleh. An adjustable quasi-optical bandpass filter // IEEE Trans., on MTT. — 1974. — V. 22.—№ 7. — P. 728—739.