

УДК 621.372.831

СТРОГИЙ РАСЧЕТ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИАФРАГМЫ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

A. A. Кириленко, Н. П. Яшина

На базе строгого решения задачи дифракции, найденного методом полуобращения, построен и детально апробирован алгоритм расчета матриц рассеяния волн на диафрагме в круглом волноводе, обладающей быстрой сходимостью и эффективный вплоть до квазионики. Изучен ряд электродинамических характеристик и, в частности, справедливость приближения Кирхгофа в задачах о ступенчатых неоднородностях и диафрагмах.

Широкое использование симметричных диафрагм в ускорительной и СВЧ технике привело к появлению большого числа работ, в которых разнообразными способами анализируются их электродинамические свойства (см., например, [1–5] и соответствующие ссылки в них). Несмотря на обилие работ и методов пока отсутствует исчерпывающая картина физических свойств электромагнитных полей, рассеянных диафрагмой. Определенный пробел существует и в разработке хорошо апробированных и эффективных алгоритмов анализа ее электродинамических характеристик, так как решения, основанные на прямых численных методах, дают приемлемые результаты только в длинноволновой области.

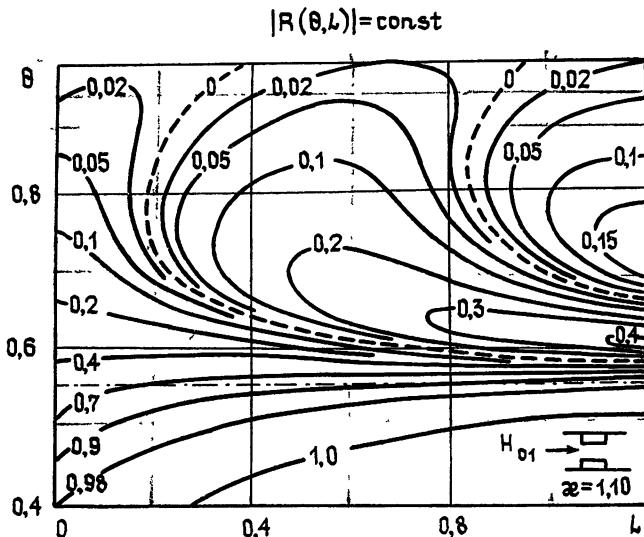


Рис. 1. Линии равных значений модуля коэффициента отражения H_{01} -волны от диафрагмы в координатах (θ, L) при $\chi = 1,1$.

В настоящей работе для анализа задачи рассеяния волн на аксиально-симметричной диафрагме (рис. 1) используется один из аналитико-численных методов — метод полуобращения. Основные моменты

применения этого метода для анализа скачкообразных неоднородностей сбуждались в [6] при решении ключевой задачи данного класса — о скачке поперечного сечения круглого волновода. Данная задача может служить примером расчета двойных скачкообразных неоднородностей. Здесь используется усложненный вариант метода, содержащий, однако, все основные черты, присущие ключевой задаче. Этот подход может быть распространен и на более сложные структуры. Конечным результатом является качественно новый вычислительный алгоритм, высокоеффективный как по точности и скорости расчетов, так и по диапазону изменения параметров.

1. Рассмотрим задачу дифракции E_{0p} -волн; в случае H_{0p} -волны решение строится аналогично. Пусть из области $z \leq 0$ на диафрагму, характерные размеры которой представлены на рис. 1, падает E_{0p} -волну единичной (по H_φ) амплитуды. Полное поле выражается через H_φ -компоненту и в регулярных участках может быть представлено в виде

$$H_\varphi = J_1 \left(j_{0p} \frac{r}{b} \right) \exp \left(i \frac{2\pi}{b} \omega_{p1} z \right) + \sum_{n=1}^{\infty} R_{np} J_1 \left(j_{0n} \frac{r}{b} \right) \times \\ \times \exp \left(-i \frac{2\pi}{b} \omega_{n1} z \right) \quad (z \leq 0) \quad (1)$$

и аналогичных разложений по E_{0n} -волнам с коэффициентами C_{np} и D_{np} при $0 \leq z \leq l$ и T_{np} для прошедших волн. Величины j_{0n} удовлетворяют уравнению $J_0(j_{0n}) = 0$, $\kappa = b \lambda^{-1}$, $\theta = \frac{a}{b}$, $\omega_{n1} = \sqrt{\kappa^2 - (j_{0n}/2\pi)^2}$. Неизвестные коэффициенты R_{np} , T_{np} , C_{np} и D_{np} будем искать в пространстве числовых последовательностей \tilde{l}_2 : $\left\{ \sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^2 n < \infty \right\}$, обеспечивающем выполнение условия на ребре.

Удовлетворяя граничным условиям и условиям непрерывности в плоскостях $z = 0$ и $z = l$ и производя переразложение соответствующих функциональных уравнений по $\left\{ J_1 \left(j_{0n} \frac{r}{b} \right) \right\}_{n=1}^{\infty}$ на интервале $(0; a)$ и по $\left\{ J_1 \left(\mu_{0n} \frac{r}{b} \right) N_0(\mu_{0n} \theta) - J_0(\mu_{0n} \theta) N_1 \left(\mu_{0n} \frac{r}{b} \right) \right\}_{n=0}^{\infty}$ на (a, b) ,

получаем совместную систему линейных алгебраических уравнений относительно \tilde{R}_{np} , \tilde{T}_{np} , \tilde{C}_{np} и \tilde{D}_{np} :

$$\sum_{n=1}^{\infty} \tilde{R}_{np} [(\omega_{n1} - \varphi_m)^{-1} + (\omega_{n1} + \varphi_m)^{-1}] = a_p [(\omega_{p1} + \varphi_m)^{-1} + \\ + (\omega_{p1} - \varphi_m)^{-1}] \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2a)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \tilde{R}_{np} (\omega_{n1} - \omega_{m2})^{-1} - a_p (\omega_{p1} + \omega_{m2})^{-1} = \tilde{D}_{mp} e_m \quad (p, m = 1, 2, \dots);$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \tilde{R}_{np} (\omega_{n1} + \omega_{m2})^{-1} - a_p (\omega_{p1} - \omega_{m2})^{-1} = \tilde{C}_{mp} \quad (p, m = 1, 2, \dots); \quad (2b)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \tilde{T}_{np} [(\omega_{n1} - \varphi_m)^{-1} + (\omega_{n1} + \varphi_m)^{-1}] = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \tilde{T}_{np} (\omega_{n1} - \omega_{m2})^{-1} = \tilde{C}_{mp} e_m \quad (p, m = 1, 2, \dots); \quad (2\text{в})$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \tilde{T}_{np} (\omega_{n1} + \omega_{m2})^{-1} = \tilde{D}_{mp} \quad (p, m = 1, 2, \dots). \quad (2\text{г})$$

Здесь $a_p = j_{0p} J_0(j_{0p} \theta)$, $e_n = \exp(i 2\pi \omega_{m2} L)$, $d_n = 4\pi^2 \theta J_1(j_{0n})$, $\tilde{T}_{np} = a_n T_{np}$, $\tilde{R}_{np} = a_n R_{np}$, $\tilde{C}_{np} = d_n C_{np}$, $\tilde{D}_{np} = d_n D_{np}$, $\omega_{n2} = \sqrt{x^2 - (j_{0n}/2\pi\theta)^2}$, $\varphi_m = \sqrt{x^2 - (\mu_{0n}/2\pi)^2}$, μ_{0n} — корни уравнения $J_0(\mu_{0n}\theta) \times N_0(\mu_{0n}) - J_0(\mu_{0n}) N_0(\mu_{0n}\theta) = 0$.

Задача построения эффективного численного алгоритма, гарантирующего равномерную точность расчета всего спектра пространственных гармоник, не позволяет остановиться на системе (2) как на окончательной форме решения. В принципе можно показать, что применение специфической процедуры усечения (2) с учетом длин интервалов сшивания, породивших соответствующие подсистемы, дает в пределе $N \rightarrow \infty$ решение бесконечной системы (N — порядок усечения). Однако этот путь обеспечивает только покоординатную сходимость и требует весьма больших порядков для достижения требуемой точности [6].

2. Радикальные результаты дает аналитическое обращение сингулярной части матричного оператора (2) и сведение задачи к последовательному решению систем уравнений второго рода (СЛАУ-II), свойства оператора которых обеспечивают быструю сходимость результатов. При проведении регуляризации (2) будем опираться на известное решение ключевой задачи [6].

Представим сначала неизвестные в (2а) в виде $\tilde{R}_{np} = R_{np}^{(1)} + R_{np}^{(2)}$, где $R_{np}^{(1)}$ удовлетворяют системе уравнений

$$\sum_{n=1}^{\infty} R_{np}^{(1)} [(\omega_{n1} - \varphi_m)^{-1} + (\omega_{n1} + \varphi_m)^{-1}] = a_p [(\omega_{p1} + \varphi_m)^{-1} + (\omega_{p1} - \varphi_m)^{-1}] \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} R_{np}^{(1)} (\omega_{n1} - \omega_{m2})^{-1} = 0 \quad (m, p = 1, 2, \dots).$$

Решение такой системы уравнений с главной частью матричного оператора, содержащей элементы $(\omega_{n1} - \omega_m)^{-1}$ и $(\omega_{n1} - \omega_{m2})^{-1}$, найдено в [6] и определяется через величины $x_n^{(m)}$ и α_{mp} следующим образом:

$$R_{np}^{(1)} = \text{Res} f_1^{(p)}(W) \Big|_{W=\omega_{n1}} + \sum_{m=0}^{\infty} x_n^{(m)} \alpha_{mp}, \quad (4)$$

где $x_n^{(m)} = \text{Res} f_2^{(m)}(W) \Big|_{W=\omega_{n1}}$, α_{mp} — решение СЛАУ-II вида

$$\alpha_{mp} + \sum_{r=0}^{\infty} f_2^{(r)}(-\varphi_m) \alpha_{rp} = f_1^{(p)}(-\varphi_m) \quad (5)$$

$$(p = 1, 2, \dots, m = 0, 1, 2, \dots),$$

а $f_i^{(m)}(W)$ — мероморфные функции комплексного переменного W , возникающие при обращении главной части матричного оператора (3) и определяемые через бесконечные произведения [6].

Для $R_{np}^{(2)}$ соответственно получаем

$$\sum_{n=1}^{\infty} R_{np}^{(2)} [(\omega_{n1} - \varphi_m)^{-1} + (\omega_{n1} + \varphi_m)^{-1}] = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (6)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} R_{np}^{(2)} (\omega_{n1} - \omega_{m2})^{-1} = \tilde{D}_{mp} e_m \quad (m, p = 1, 2, \dots).$$

Уравнения (2б) с учетом свойств $x_n^{(m)}$ и $f_2^{(v)}(W)$ преобразуются к виду

$$\sum_{n=1}^{\infty} R_{np}^{(2)} (\omega_{n1} + \omega_{m2})^{-1} = Q_{mp} + \tilde{C}_{mp} \quad (m, p = 1, 2, \dots), \quad (7)$$

где

$$Q_{mp} = f_1^{(p)} (-\omega_{m2}) + \sum_{v=0}^{\infty} f_2^{(v)} (-\omega_{m2}) \alpha_{vp}.$$

Обратим внимание на идентичность систем уравнений (2в) и (6). Если ввести величины γ_{nr} как решение систем уравнений вида (6) с символом Кронекера δ_{rn} в правой части нижней подсистемы, то, очевидно,

$$R_{np}^{(2)} = \sum_{r=1}^{\infty} \gamma_{nr} e_r \tilde{D}_{rp}, \quad \tilde{T}_{np} = \sum_{r=1}^{\infty} \gamma_{nr} e_r \tilde{C}_{rp}. \quad (8)$$

Решение системы уравнений для γ_{nr} найдено в [6] методом полуобращения, причем γ_{nr} выражается через β_{vr} — решение СЛАУ-II вида

$$\beta_{vr} + \sum_{m=0}^{\infty} f_2^{(m)} (-\varphi_v) \beta_{mr} = f_3^{(r)} (-\varphi_v) \quad (r = 1, 2, \dots, v = 0, 1, 2, \dots), \quad (9)$$

подобно тому, как $R_{np}^{(1)}$ определяется через α_{mp} в (4).

Подставим далее $R_{np}^{(2)}$ и T_{np} из (8) в (7) и (2г) и, учитывая возможность свертки сумм вида $\sum_{n=1}^{\infty} \gamma_{nr} (\omega_{n1} + \omega_{m2})^{-1}$ за счет свойств функций $f_1^{(m)}(W)$, получаем в итоге следующую СЛАУ-II для определения \tilde{C}_{mp} :

$$\tilde{C}_{mp} - \sum_{r=1}^{\infty} V_{mr} e_r \sum_{n=1}^{\infty} V_{rn} e_n \tilde{C}_{np} = Q_{mp} \quad (m, p = 1, 2, \dots), \quad (10)$$

где

$$V_{mr} = f_3^{(r)} (-\omega_{m2}) + \sum_{v=0}^{\infty} f_2^{(v)} (-\omega_{m2}) \beta_{vr} \quad (m, r = 1, 2, 3, \dots).$$

Итак, исходная задача дифракции E_{0p} -воли на симметричной диафрагме сведена к последовательному решению трех СЛАУ-II (5), (9), (10) и определению коэффициентов матрицы прохождения по (8) и матрицы отражения по соотношению

$$\tilde{R}_{np} = R_{np}^{(1)} + \sum_{r=1}^{\infty} \gamma_{mr} e_r \sum_{k=1}^{\infty} V_{kr} e_k \tilde{C}_{kp} \quad (n, p = 1, 2, \dots). \quad (11)$$

Вопросы обоснования применимости метода усечений при конкретных расчетах с помощью (5), (9), оценки скорости сходимости по норме \tilde{l}_2

результатов последовательных усечений, равно как и конкретное исследование покоординатной сходимости для этих систем, рассмотрены в [6]. Матричный оператор системы уравнений (10) при $L \neq 0$ вполне непрерывен, метод редукции при ее анализе сходится в общем случае экспоненциально. Имеем $\|\tilde{C} - \tilde{C}^N\| < \text{const}(\kappa, \theta) \exp(-\pi L N^{\theta-1}) N^{-1/2}$.

3. Особенности реализации вычислительного алгоритма, соответствующего (5), (8)–(11), связанные с расчетом бесконечных произведений определением большого числа постоянных распространения, содержащих корни функций Бесселя и их комбинаций, подробно описаны в [6]. Заметим, что ввиду совпадения матричных операторов СЛАУ-II (5) и (9) процедуру решения этих систем можно совместить, что дает существенную экономию памяти, машинного времени. Для получения основных элементов матрицы рассеяния с точностью не хуже 1% достаточно ограничиться системами уравнений (5), (9) порядка $N_1 = \text{entier}[2\kappa(1-\theta)] + (4 \div 5)$ и системами (11) порядка $N_2 = \text{entier}(2\sqrt{\kappa^2\theta^2 + L^2})$. На ЭВМ типа М-222 расчет матриц рассеяния E_{0p} - и H_{0p} -волн возможен в диапазоне $0 < \kappa \leq 10$, $0 < \theta \leq 0,98$. Время расчета одного варианта — от 5 до 120" в зависимости от параметра прогонки и κ .

Особый интерес вызывает предельный случай $L = 0$ (бесконечно тонкая диафрагма).

При $L = 0$ любой способ переразложения функциональных уравнений будет приводить к системам уравнений первого рода, характеризующимся, как и (2), «относительной сходимостью» [6, 7].

Аналитическая оценка сходимости метода усечений при отсутствии в (10) экспоненциальных множителей затруднена, поэтому было проведено всестороннее численное исследование. Оказалось, что покоординатная ошибка усечения (10) при $L = 0$ убывает как $C_n N_2^{-\xi_n}$, $C_n < 0,1$, $\xi_n > 2$. Для расчета C_{np} с точностью не хуже 1% достаточно взять $N_2 = \text{entier}(2\kappa\theta) + (4 \div 5)$. Равенство вида $\delta_p^n + R_{np} = T_{np}$ ($n, p = 1, 2, \dots$), следующее при $L = 0$ из непрерывности поля в плоскости диафрагмы, удовлетворяется при этом с точностью порядка $10^{-4} - 10^{-6}$. Так как при $L = 0$ скачком изменяется особенность поля $E(H)_\perp \approx O(\rho^{-(\tau-1)})$ от $\tau = 5/3$ при $L \neq 0$ до $\tau = 3/2$ при $L = 0$, то интересно исследовать не только скорость убывания фурье-коэффициентов поля, пропорциональных $n^{-(\tau+1)}$ при $n \gg 1$, непосредственно при $L = 0$, но и сам процесс перехода к $L = 0$. Численные эксперименты показали, что уже с $n > 10 \div 15$ функция $\lg |T_{n1}| = f(\lg n)$, например, близка к прямой. Определяемые как $\tau = (\lg |T_{n1}|) - \lg |T_{n2,1}|)(n_2 - n_1)^{-1}$ с $n_1 = 15$, $n_2 = 20$ значения τ представлены в табл. 1. Как видно, для H_{0n} -волн: а) при $L = 0$ условие на ребре выполняется с хорошей точностью, б) уже при $L = 0,02$ функция $|T_{n1}| \approx \text{const} n^{-\tau}$ «выходит» на соответствующее прямоугольному ребру $\tau \approx 1,66 \dots$ Для E_{0n} -волн даже при $L = 0$ τ ближе к 1,66, ..., что можно объяснить высоким уровнем возбуждения высших волн в этой поляризации и соответственно «выходом» $|T_{n1}|$ на асимптотическое поведение при $n \gg 20$.

Таблица 1

H_{0n} -волны	$\theta = 0,5$	$\kappa = 0,5$	E_{0n} -волны	$\theta = 0,6$	$\kappa = 0,4$
L	0 1,51	0,02 1,64	0 1,61	0,02 1,68	

4. При анализе электродинамических свойств диафрагмы мы старались уделить наибольшее внимание некоторым вопросам, не обсуждавшимся ранее, но имеющим практический интерес. Весьма малое время расчета одного варианта позволяет при анализе электродинамических характеристик диафрагмы пользоваться наглядными двумерными распределениями того или иного параметра в координатах (x, L) , (θ, L) и т. д. На рис. 1 приведено распределение $|R_{11}(\theta, L)|$ при $x = 1,1$ для H_{01} -волны. Пунктиром отмечены линии $|R_{11}| = 0$. Так как внутри щели распространяется только H_{01} -волна, то период зависимости $|R_{11}(L)|$ равен $\Delta L = (2\omega_{12})^{-1}$. При этом в области $\theta \sim 1$ и малых L наблюдается некоторый «сбой» периода, обусловленный влиянием высших волн. В точке $\theta_{\text{отс}} = x\omega_{\text{кр}}^{-1}$ (горизонтальная штрихпунктирная линия) узкий волновод становится запредельным, при $\theta < \theta_{\text{отс}}$ $|R_{11}| \rightarrow 1$ при увеличении L . Наибольшее сгущение линий $|R_{11}(\theta, L)| = \text{const}$ наблюдается при $\theta \rightarrow \theta_{\text{отс}}$ и увеличении L . Именно в этих зонах характеристики диафрагм изменяются наиболее резко и согласование достигается в более узкой полосе частот.

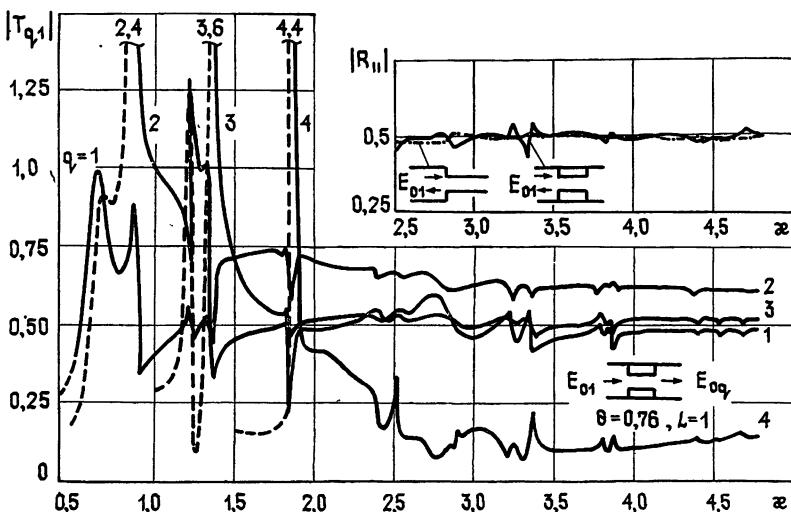


Рис. 2. Частотные зависимости амплитуд волн прошедшего поля для диафрагмы с $\theta = 0,76$, $L = 1$ и коэффициентов отражения E_{01} -волны от диафрагмы и ступеньки в волноводе.

В многомодовом диапазоне зависимости мощности прошедших гармоник $W_{qp}^T = |T_{np}|^2 \omega_{np}/\omega_{p1}$ от частоты имеют довольно изрезанный характер (см. рис. 2). Однако с ростом x резонансные всплески в точках возникновения новых распространяющихся волн постепенно исчезают, превращаясь в слабые изломы кривых.

Интересно отметить, что при больших частотах величины коэффициента отражения от элементарной ступеньки и модуля коэффициента отражения от достаточно толстой диафрагмы незначительно отличаются друг от друга. Причем это отличие тем меньше, чем больше x и L . Например, при $\theta = 0,76$, $L = 1,0$, $x = 4,0$ это отличие для E_{01} -волны составляет 6%, а при $x = 5,0$ — уже 2,5%. На рис. 2 иллюстрирующие этот факт кривые $|R_{11}(x)|$ для ступеньки и диафрагмы приведены в верхнем правом углу.

5. Высокая эффективность алгоритмов, основанных на методе полуобращения, позволяет исследовать возможность применения приближения Кирхгофа в ряде внутренних задач. Для бесконечно тонкой

тиафрагмы в круглом волноводе в приближении Кирхгофа имеем

$$T_{np} = \theta^2 \left(1 + \frac{\omega_{p1}}{\omega_{n1}} \right) \frac{J_1^2(j_{sn}\theta) - J_0(j_{sn}\theta) J_2(j_{sn}\theta)}{2J_{s-1}(j_{sp}) J_{s-1}(j_{sn})}, \quad (12)$$

где $s = 0(1)$ для $E_{0p}(H_{0p})$ -волн. Как видно, T_{pp} не зависит от частоты и совпадает с выражением, получаемым в геометрооптическом приближении.

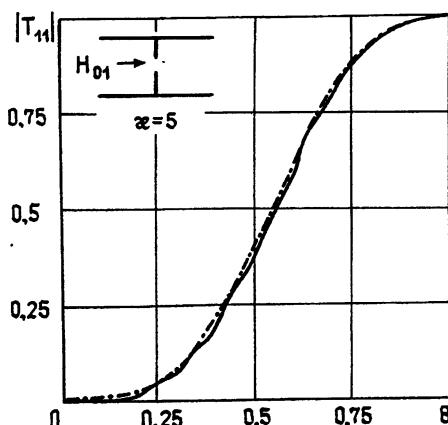


Рис. 3. Зависимости коэффициента прохождения H_{01} -волны для бесконечно тонкой диафрагмы от ее высоты, рассчитанные по строгому (сплошная кривая) и приближенному решению Кирхгофа (штриховая кривая).

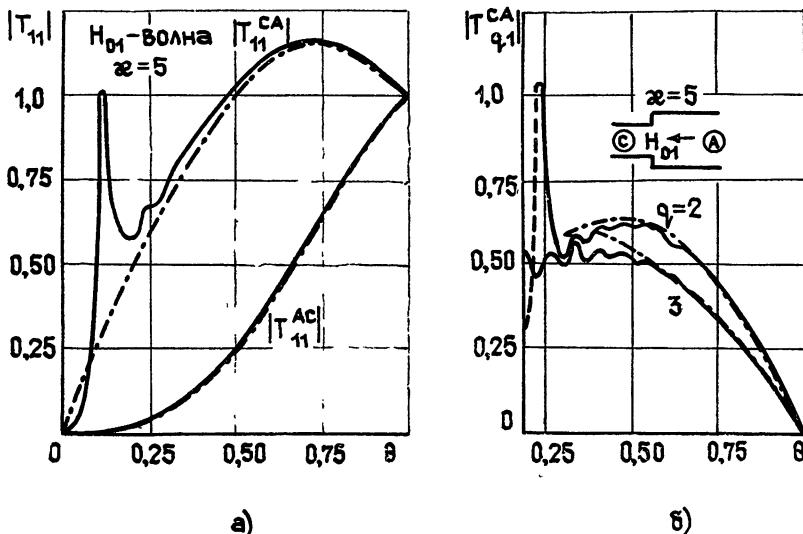


Рис. 4. Кривые зависимостей амплитуд волн прошедшего через ступеньку поля от θ : а) для H_{01} -волны, б) для H_{02} и H_{03} -волн (сплошная линия — строгие расчеты, штрихпунктирные — приближение Кирхгофа).

На рис. 3 приведены кривые зависимостей $|T_{11}(\theta)|$, полученные по строгому решению (сплошная линия) и по (12) (штрихпунктир). Приближенное значение коэффициента прохождения является некото-

рой средней величиной, вокруг которой осциллирует строгое решение. Наибольшие расхождения между строгими и приближенными результатами наблюдаются при малых отверстиях в диафрагме, когда размеры неоднородности сравнимы с длиной волны. Несколько большие расхождения наблюдаются для E_{0n} -волн. В среднем же при $\theta > 0,25$ и $\alpha = 5$ расхождение результатов не превышает 5%. Причем при средних величинах θ расхождение ~5% устанавливается при $\alpha \geq 3,5 \div 4$. Для элементарной ступеньки [6] результаты аналогичного исследования амплитуд основной и высших волн представлены соответственно на рис. 4. Было, что здесь при падении волны широкого волновода (кривая для T_{11}^{CA}) может наблюдаться значительное расхождение приближения Кирхгофа со строгим решением. Это происходит там, где диаметр узкого волновода сравним с длиной волны, т. е. $2\theta b \sim \lambda$. Интересно, что приближение Кирхгофа дает здесь при $\theta > 0,5$ хорошие результаты и для амплитуд высших волн.

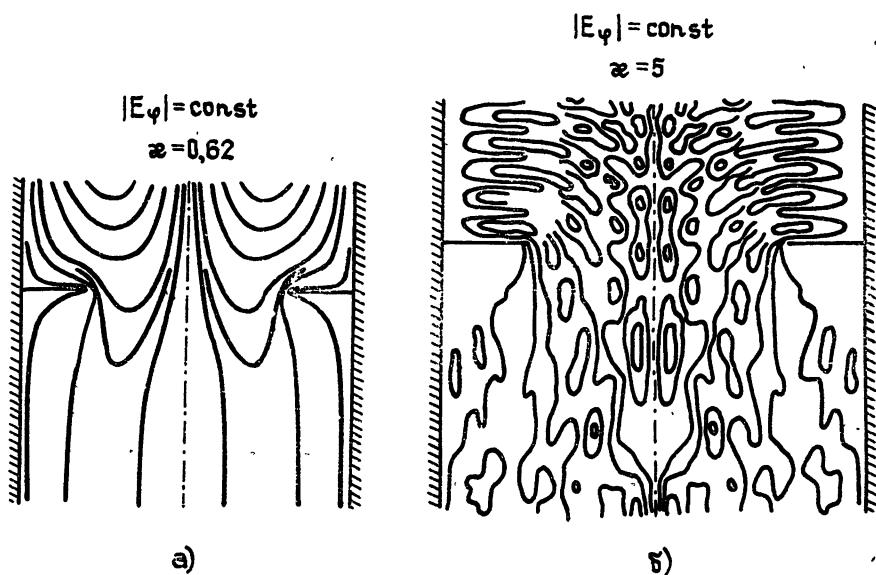


Рис. 5. Пространственное распределение линий $|E_\varphi(r, z)| = \text{const}$ при рассеянии H_{01} -волны на бесконечно тонкой диафрагме с $\theta = 0,6$: а) $\alpha = 0,62$, б) $\alpha = 5$.

На рис. 5 представлены распределения линий $|E_\varphi(r, z)| = \text{const}$ для поля, образовавшегося в результате дифракции волны на бесконечно тонкой диафрагме с $\theta = 0,6$. Рис. 5а получен в одноволновом диапазоне ($\alpha = 0,62$) при почти полном отражении падающей волны ($|R_{11}| = 0,994$). Интенсивность поля вблизи диафрагмы невелика. Прямая и обратная волны, интерферируя между собой, образуют первую пучность поля примерно на расстоянии $\lambda_g/2$ от диафрагмы.

Значительно усложняется структура поля при больших частотах, рис. 5б ($\alpha = 5,0$ — отражается примерно 0,37 падающей энергии). Четко видна стоячая волна в отраженном поле, занимающая в соответствии с геометрооптическими представлениями зону $r > \theta b$. Заметны и зона тени за диафрагмой и процесс «диффузии» поля в область тени.

В заключение отметим, что приведенные результаты показывают перспективность применения метода полуобращения для расчета волноводных узлов со сложной структурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Miles J.—J. Acoust. Soc. Am., 1944, 16, № 1, p. 14.
2. Knecht H. D.—Arch. Electr. Übertrag., 1969, 23, № 7, S. 361.
3. Бурштейн Э. А., Воскресенский Г. В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. —М.: Атомиздат, 1970.
4. Вальднер О. А., Собенин Н. П., Зверев Б. В., Щедрин И. С. Справочник по диафрагмированным волноводам. —М.: Атомиздат, 1977
5. Вайслейб Ю. В.—Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 8, с. 1208
6. Кириленко А. А., Шестопалов В. П., Яшина Н. П.—ЖВММФ, 1977, 19, № 6, с. 1482.
7. Mittra R., Itoh T., Li T. S.—IEEE Trans., 1972, MTT-20, № 2, p. 96.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
28 августа 1979 г.

ACCURATE CALCULATION AND ELECTRODYNAMIC PROPERTIES OF DIAPHRAGMS IN A CIRCULAR WAVEGUIDE

A. A. Kirilenko, N. P. Yashina

On the basis of a strict solution for the diffraction problem which is found by the method of semi-inversion the algorithm of matrix calculation of wave scattering by the diaphragm in a circular waveguide is built and approved in detail. It possesses a quick convergence and is efficient up to quasi optics. A number of electrodynamic characteristics is studied, in particular, the validity of Kirhgoft's approximation in problems on step discontinuities and diaphragms.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.373

ТЕОРИЯ РАСЧЕТА МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНОМЕРНОГО ЛАЗЕРА СО СВЯЗАННЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Н. Д. Миловский, Л. Л. Попова

Целью работы является создание (в приближении одномерной модели) теории расчета мощности излучения одночастотных лазеров со связанными резонаторами. Основу теории составляют корректный способ нахождения, а также метод решения на ЭВМ системы нелинейных трансцендентных уравнений, в конечном счете получающихся из совокупности уравнений для матрицы плотности активной молекулы и уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями согласования полей на зеркалах и отражающих поверхностях резонатора. В качестве конкретного примера рассмотрена широко распространенная схема кольцевого лазера с амплитудным вентилем, внутреннее поле в активной среде которого имеет вид суперпозиции двух распространяющихся навстречу волн.

Установлено, что мощность излучения лазеров со связанными резонаторами существенно зависит от фазовых параметров, величины которых определяются связью между различными входящими в состав резонансной системы парциальными резонаторами. Доказана необходимость корректного расчета с помощью граничных условий величины внутрирезонаторного поля и учета мелкомасштабной (на размерах порядка длины волны) пространственной модуляции инверсной разности населенностей в активной среде кольцевого лазера, возникающей при наличии малого обратного рассеяния. Изучены зависимости положения и величины максимума излучаемой мощности от параметров резонатора и активной среды в конкретной модели кольцевого лазера с амплитудным вентилем, которые могут быть использованы для расчета оптимальных режимов генерации.

*Статья депонирована в ВИНИТИ,
регистр. № 4380—80. Деп. от 14 октября 1980 г*