

ИЗЛУЧЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВОЛН ИЗ НЕРЕГУЛЯРНЫХ СВЕРХРАЗМЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ И РУПОРОВ

Л. В. Пискунова, М. А. Шапиро

Одна из задач волноводной квазиоптики — формирование волновых полей с заданной поперечной структурой при излучении волн из многомодовых (сверхразмерных) волноводных систем [1]. В частности, представляет интерес возбуждение аксиально-симметричных волновых пучков [2], существующих в линиях передачи из бочкообразных зеркал [3]. Волновой пучок низшего типа эффективно возбуждается волной H_{01} , излучаемой из открытого конца круглого волновода [4]. При этом излучение имеет воронкообразную диаграмму направленности со сравнительно низким уровнем боковых лепестков (рис. 1а): амплитуда поля равна нулю на оси симметрии и максимальна в направлениях, составляющих с осью угол Бриллюэна для волны H_{01} . В случае мод высшего типа, например H_{02} (рис. 1б), излучение имеет воронкообразную диаграмму направленности с высоким уровнем боковых лепестков [5].

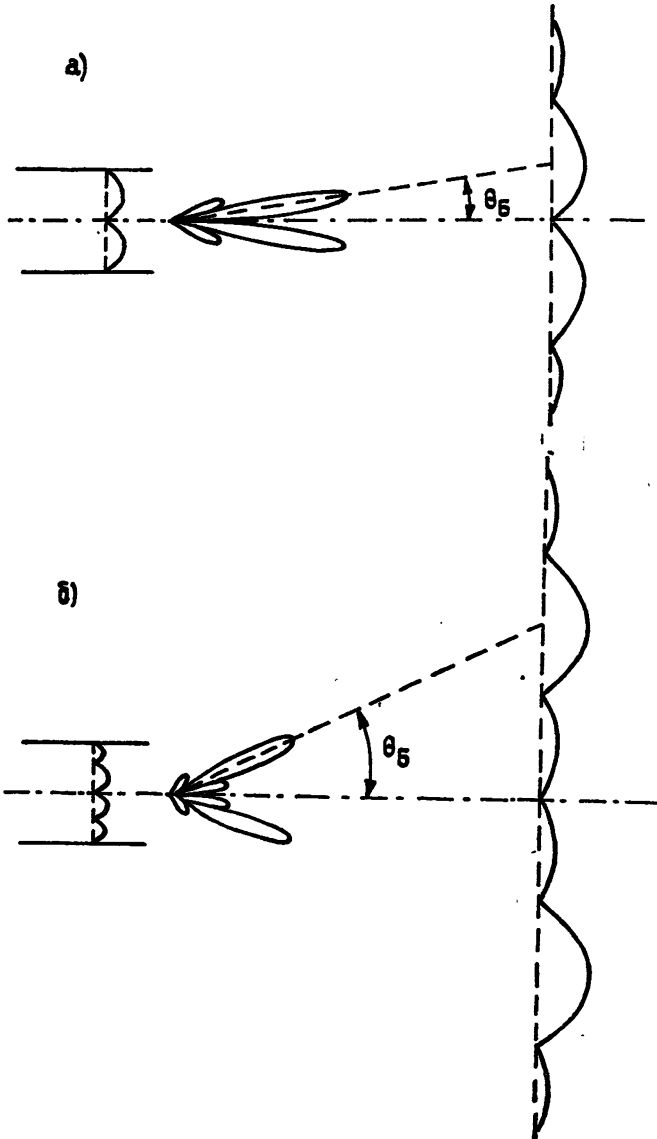


Рис. 1. Поперечная структура и диаграмма направленности излучения моды H_{01} (а) и моды H_{02} (б) из открытого конца волновода.

Для понижения уровня боковых лепестков и повышения эффективности возбуждения волновых пучков можно использовать излучение из нерегулярного волновода или рупора

пора с плавно изменяющейся поверхностью специальной формы [8]. В настоящей работе исследуется распространение симметричных волн в таких системах и анализируется эффективность возбуждения симметричных волновых пучков.

1. Метод расчета нерегулярных волноводов основывается на квазиоптическом приближении для сверхразмерных систем [7], при котором радиус нерегулярного волновода $\bar{r}(z)$ при любом значении продольной координаты z удовлетворяет соотношению $k\bar{r} \gg \mu$; k — волновое число, μ — нуль функции Бесселя, соответствующей поперечной структуре любой из принимаемых в рассмотрение волн круглого волновода.

Описание симметричных волн в нерегулярном волноводе или рупоре можно проводить в отдельности для E - и H -поляризации поля. Поперечную структуру поля в цилиндрических координатах (r, φ, z) будем определять с помощью азимутальной компоненты электрического поля (для H -поляризации) или магнитного поля (для E -поляризации). В квазиоптическом приближении величину поля представим в виде $A(r, z)e^{-ikz}$. Медленно меняющаяся амплитуда поля A удовлетворяет уравнению

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{1}{r^2} A \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} A|_{z=0} &= A_0(r), \quad A|_{r=0} = 0, \\ A|_{r=\bar{r}(z)} &= 0 \quad (H\text{-поляризация}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial r} + \frac{A}{r} \right) dz + ikAdr|_{r=\bar{r}(z)} = 0 \quad (E\text{-поляризация}).$$

Квазиоптическое приближение позволяет пренебречь слагаемым $\partial^2 A / \partial z^2$ в волновом уравнении и $\partial A / \partial z$ в граничном условии, тем самым не принимая во внимание встречные волны и упрощая начальное условие.

В задаче (1), (2) перейдем к безразмерным переменным

$$x = z/k\bar{r}^2, \quad y = r/a, \quad a = \bar{r}(0). \quad (3)$$

Далее, так же как и в работе [8], воспользуемся обобщенным линзовым преобразованием координат [9, 10] $(x, y) \rightarrow (\tau, \rho)$, позволяющим трансформировать область интегрирования в краевой задаче в координатах (x, y) при $0 < x < 1$, $0 < y < \bar{y}(x)$, $\bar{y}(x) = (1/a)\bar{r}(k\bar{r}^2 x)$, в полосу $0 < \tau < \tau_1$, $0 < \rho < 1$. Сделаем замену переменных

$$x = \sigma_2(\tau) / \sigma_1(\tau), \quad y = \rho / \sigma_1(\tau), \quad (4)$$

где $\sigma_{1,2}$ есть линейно независимые решения уравнения вида $\sigma''_{1,2} + \sigma_{1,2} / \Phi(\tau) = 0$ с вронскианом

$$\sigma'_2 \sigma_1 - \sigma'_1 \sigma_2 = 1. \quad (5)$$

Считая, что граница области $y = \bar{y}(x)$ преобразуется к виду $\rho = 1$, из соотношений (4), (5) получим

$$\sigma'_1 = -\bar{y}'_x (\sigma_2 / \sigma_1). \quad (6)$$

Используя преобразование для комплексной амплитуды поля [9, 10]

$$A(y, x) = \sigma_1(\tau) \tilde{A}(\rho, \tau) \exp\left(i \frac{1}{2} \rho^2 \frac{\sigma'_1(\tau)}{\sigma_1(\tau)}\right),$$

краевую задачу представим в виде

$$2i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \rho} - \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{\rho^2}{\Phi(\tau)} \right) \tilde{A}, \quad \tilde{A}|_{\tau=0} = \tilde{A}_0(\rho), \quad \tilde{A}|_{\rho=0} = 0; \quad (7)$$

$$\tilde{A}|_{\rho=1} = 0 \quad (H\text{-поляризация}),$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial \rho} + \tilde{A}|_{\rho=1} = 0 \quad (E\text{-поляризация}),$$

(8)

$$0 < \rho < 1, \quad 0 < \tau < \tau_1 = \int_0^1 \frac{dx}{y^2(x)}.$$

Функция $\Phi(\tau)$ в (7) определяется из решения уравнений (5), (6) с начальными условиями $\sigma_1(0)=1$, $\sigma_2(0)=0$:

$$\Phi(\tau) = \sigma_1^3 \sqrt{y''} (\sigma_2/\sigma_1).$$

Таким образом задача свелась к исследованию волновода с прямолинейной границей, заполненного продольно-неоднородной линзоподобной средой, фокусирующие свойства которой описываются функцией $\Phi(\tau)$. Участкам нерегулярного волновода, на которых удовлетворяется соотношение $y_{xx} > 0$, после линзового преобразования соответствует фокусирующее заполнение $\Phi(\tau) > 0$ и наоборот.

2. Уравнение линзоподобной среды (7) имеет решения, описывающие волновые пучки. Комплексная амплитуда поля в волновом пучке низшего типа записывается в виде [11]

$$\tilde{A}_B(\rho, \tau) = \sqrt{2} \frac{\rho}{\sigma^2(\tau)} \exp \left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2(\tau)} - i \frac{1}{2} \rho^2 \frac{\sigma'(\tau)}{\sigma(\tau)} + 2i\theta(\tau) \right), \quad (9)$$

$\sigma(\tau)$ — характерная ширина пучка, $\theta(\tau) = \int_0^\tau d\tau/\sigma^2(\tau)$.

Коэффициент возбуждения волнового пучка, имеющего структуру (9) и излучающегося из открытого конца нерегулярного волновода или рупора, определяется через решение краевой задачи (7), (8):

$$\eta(\tau_1) = \left| \int_0^1 \tilde{A}(\rho, \tau_1) \tilde{A}_B^*(\rho, \tau_1) \rho d\rho \right|^2 / \int_0^1 |\tilde{A}_0(\rho)|^2 \rho d\rho. \quad (10)$$

По характеристикам пучка в линзоподобной среде $\sigma(\tau_1)$, $\sigma'(\tau_1)$ можно определить ширину пучка в свободном пространстве $a_1 = a\sigma(\tau_1)/\sigma_1(\tau_1)$ и радиус кривизны волнового фронта пучка

$$R_1 = \frac{ka^2\sigma(\tau_1)}{\sigma_1(\tau_1)} / \left(\sigma'(\tau_1)\sigma_1(\tau_1) - \sigma_1'(\tau_1)\sigma(\tau_1) \right).$$

Диаграмма направленности излучения имеет максимум при угле

$$\theta_B = \frac{\sigma_1(\tau_1)}{ka} \left[\left(\sigma'(\tau_1) - \frac{\sigma_1'(\tau_1)}{\sigma_1(\tau_1)} \sigma(\tau_1) \right)^2 + \frac{1}{\sigma^2(\tau_1)} \right]^{1/2}.$$

Определим коэффициенты возбуждения и параметры волновых пучков при излучении волноводных мод из открытого конца круглого волновода. Пусть распределе-

ние поля на излучающей апертуре описывается функцией $\tilde{A}_0(\rho) = J_1(\mu\rho)$, μ — соответствующий рассматриваемой моде нуль функции Бесселя J_1 (для H -поляризации) или J_0 (для E -поляризации). Основной лепесток воронкообразной диаграммы направленности имеет максимум при угле, равном углу Бриллюэна $\theta_B = \mu/ka$ [5] (рис. 1а, 1б). Для моды H_{01} коэффициент возбуждения волнового пучка равен $\eta(0) = 0,96$ при $a_1 = 0,4a$, $R_1 = \infty$ [4], пучок распространяется под углом $\theta_B = 2,5/ka$, меньшим угла Бриллюэна. Для моды E_{01} $\eta(0) = 0,84$ при $a_1 = 0,5a$, $R_1 = \infty$, $\theta_B = 2/ka$.

Поперечная структура поля излучения мод H_{02} и E_{02} существенно отличается от структуры поля в волновом пучке. Действительно, коэффициент возбуждения $\eta(0)$ для мод H_{02} и E_{02} при подборе параметров не превышает 0,6.

3. Использование нерегулярных волноводов или рупоров позволяет повысить эффективность возбуждения волновых пучков. Приведем некоторые результаты решения краевой задачи (7), (8), описывающей распространение волн в таких системах.

Для начальной функции $\tilde{A}_0(\rho)$, соответствующей поперечной структуре волны H_{01} или E_{01} , форму раскрыва нерегулярного волновода можно задать в виде $\bar{y}(x) = 1 + (x/x_0)^2$. Начальное распределение поля в таком волноводе трансформируется в структуру, не касающуюся стенки волновода и представляющую собой волновой пучок. Коэффициент возбуждения (10) с ростом длины увеличивается. При $x_0 = 0,5$ и начальное распределение поля в виде волны H_{01} коэффициент равен $\eta = 0,98$, если поперечный размер волновода достигает $\bar{y} = 2$. Пучок характеризуется параметрами $a_1 = 0,75a$, $R_1 = 0,5ka^2$, $\theta_B = 2/ka$ (рис. 2а). Распределение модуля комплексной амплитуды поля в разных сечениях волновода приведено на рис. 3. Для моды E_{01} при $x_0 = 0,5$, $\bar{y} = 8$, $\eta = 0,98$, $a_1 = 2,4a$, $R_1 = 1,2ka^2$, $\theta_B = 2/ka$.

С целью формирования волнового пучка рассмотрим трансформацию мод H_{02} и E_{02} в рупорах, форму раскрыва которых зададим с помощью функции $\bar{y}(x) = 1 + \alpha x - \frac{\alpha}{x_0} x^2 + \frac{\alpha}{3x_0^2} x^3$. Для эффективного возбуждения волной H_{02} волнового пучка (с коэффициентом $\eta > 0,95$) параметр α , определяющий начальный угол раскрыва ру-

пора α/ka , должен выбираться в пределах $4 < \alpha < 4,5$, а параметр x_0 , равный координате точки перегиба границы, — в пределах $0,7 < x_0 < 5$. Для выбранного семейства функций максимальное значение $\eta = 0,97$ достигается при $\alpha = 4,2$, $x_0 = 3$. В этом случае формируется волновой пучок с шириной $a_1 = 1,5a$, плоским фазовым фронтом и углом распространения $\theta_s = 0,7/ka$ при длине волновода $x = 1,5$ и размере излучающей апертуры $\bar{y} = 4,7$ (рис. 2б). На рис. 4 приводится распределение модуля комплексной амплитуды поля в различных сечениях волновода. Для начальной функции, соответствующей моде E_{02} , коэффициент возбуждения $\eta > 0,95$ при $2,5 < \alpha < 3,5$. Максимальное значение $\eta = 0,98$ достигается при $\alpha = 3$, $x_0 = 1$. Волновой пучок с параметрами $a_1 = 0,6a$, $R_1 = -1,3ka^2$, $\theta_s = 1,8/ka$ возбуждается на длине $x = 0,8$ при $\bar{y} = 2$.

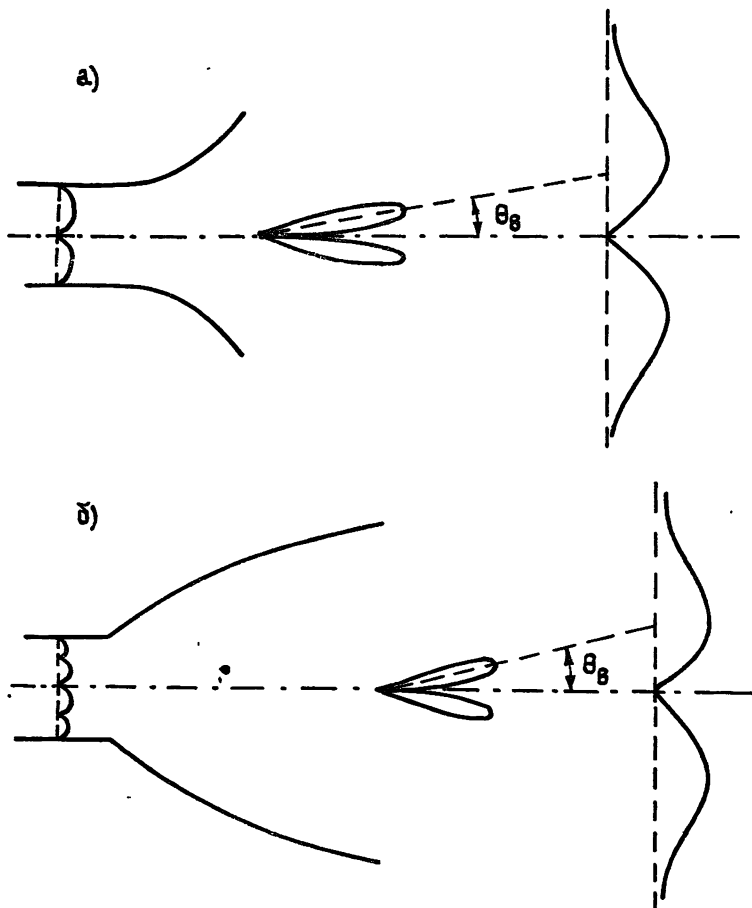


Рис. 2. Поперечная структура и диаграмма направленности излучения моды H_{01} (а) и моды H_{02} (б) из нерегулярного волновода (а) и рупора (б).

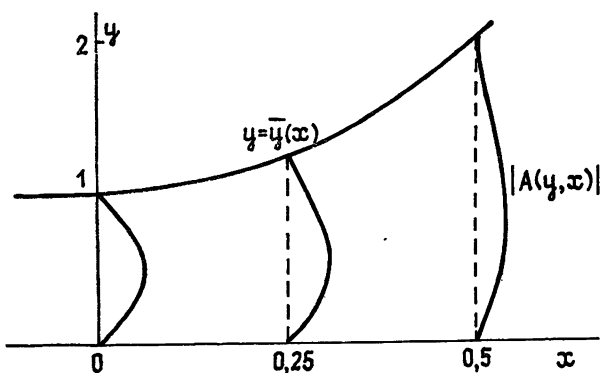


Рис. 3. Распределение модуля комплексной амплитуды поля в различных сечениях волновода.

Заметим, что на величину коэффициента возбуждения определяющее влияние оказывает дифракция мод H_{02} и E_{02} на переходе волновод — рупор: значения коэф-

фициента близки к единице при отношении начального угла раскрыва к углу Брюллюэна $\alpha/\mu = 0,5-0,6$. Полученное соотношение справедливо для мод высших типов $H_{03}, E_{03}, H_{04}, E_{04}$.

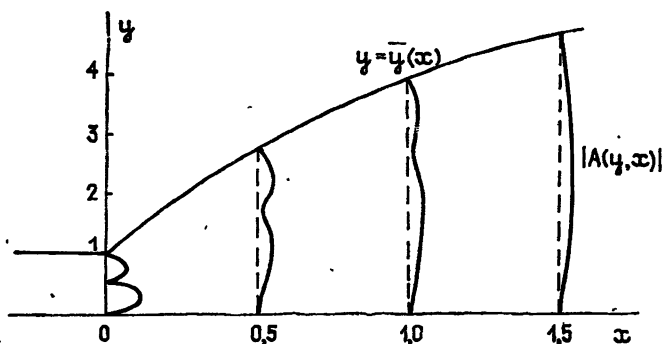


Рис. 4. Распределение модуля комплексной амплитуды поля в различных сечениях рупора.

В настоящей работе мы ограничились исследованием распространения симметричных волн в нерегулярных волноводах и рупорах в целях формирования волновых пучков. Рассмотренный метод расчета может быть обобщен и на случай азимутально-несимметричных волн в симметричных системах.

Авторы благодарны С. Н. Власову за полезные дискуссии в ходе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каценеленбаум Б. З., Семенов В. В. — Радиотехника и электроника, 1967, 12, № 2, с. 244.
2. Губо Г., Шверинг Ф. — Зарубежная радиоэлектроника, 1961, № 11, с. 3.
3. Каценеленбаум Б. З. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 9, с. 1516.
4. Ваганов Р. Б. Препринт ИРЭ АН СССР № 112. — М., 1972.
5. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М.: Сов. радио, 1966.
6. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. — М.: Связь, 1978.
7. Боровиков В. А., Попов А. В. В кн.: Прямые и обратные задачи теории дифракции. — М.: ИРЭ АН СССР, 1979, с. 167.
8. Белоусов В. И., Власов С. Н., Пискунова Л. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 10, с. 1214.
9. Таланов В. И. Диссертация. Горький, НИРФИ, 1967.
10. Власов С. Н., Пискунова Л. В., Таланов В. И. — ЖЭТФ, 1978, 75, № 5, с. 1608.
11. Бабич В. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. — М.: Наука, 1972.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
10 марта 1986 г.

УДК 621.372.413.029.6.018

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ФАЗЫ НА ВЫВОД ЭНЕРГИИ ИЗ ПЕРЕСВЯЗАННОГО РЕЗОНАТОРА

Б. П. Лавров, И. И. Лебедюк, В. И. Левин

Выводу энергии из пересвязанных резонаторов посвящено значительное количество работ [1-4]. Интерес к данному вопросу связан прежде всего с применением в ускорительной технике. В [1] показано, что при мгновенном повороте фазы электромагнитной волны на 180° на входе пересвязанного резонатора накопленная энергия выводится в виде короткого СВЧ импульса с максимально возможным коэффициентом усиления по мощности, равным 9. Случай бесконечно малого времени переключения фазы падающей волны единичной амплитуды на 180° в момент времени $t=0$, которому предшествует процесс накопления энергии в резонаторе до стационарного состояния, может быть представлен как суперпозиция первоначальной падающей