В работе [2] показано, что пространственное разрешение данного корреляционного преобразователя порядка нескольких микрон. Исследование ГФ на гетероструктуре n-ZnSe—p-GaAs показали, что однородность фотоотклика находится в пределах 5 % для образцов площадью 1 см^2.

Таким образом, данный ГФ может вырабатывать сигнал, пропорциональный пространственной корреляционной функции с высоким пространственным разрешением, и его можно использовать для систем обработки изображений и распознавания образов.

В заключение авторы выражают благодарность А. М. Прохорову за внимание и интерес к работе.

Список литературы

[1] *Zhuk B. V., Zhukov I. A., Zlenko A. A.* // Sol. St. Electron. 1986. Vol. 29. N 2. P. 247—251.
[2] *Жук Б. В., Жуков И. А., Зленко А. А.* и др. // КСФ. 1987. № 7. С. 10—12.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
14 марта 1988 г.
В окончательной редакции
12 июня 1989 г.

01; 06; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

К ТЕОРИИ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДНОГО РАЗДЕЛИТЕЛЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАНАЛОВ

А. С. Старков

В данной работе рассмотрен планарный волноводный разделитель спектральных каналов, основанный на эффекте модовой отсечки в несимметричных диэлектрических волноводах. По условиям распространения излучения необходимо, чтобы толщина волноводного слоя была больше критической толщины для данной моды. При нарушении этого условия волноводная мода переходит в расходящийся в подложке цилиндрический пучок [1], т. е. происходит отсечка излучения. Критическая толщина волновода зависит как от индекса моды, так и от длины волны излучения.

Использование основной доли энергии, распространяющейся в материале подложки, затруднено из-за близости оси пучка к границе сред. Для устранения этого недостатка в работе [2] было предложено участок с плавноуменьшающейся толщиной делать в виде планарного несимметричного волновода, изогнутого по окружности медленно изменяющегося радиуса R. В таком волноводе излучение с длиной волны λ после отсечки в точке s будет распространяться почти по касательной к изогнутому участку и на некотором удалении от точки s не будет зависеть от волноводного слоя.

Главной целью настоящей работы является получение диаграммы направленности волны, вышедшей из критического сечения.

Конфигурация волновода показана на рис. 1. В системе координат s, ν, где s — длина дуги кривой S, отсчитываемая от некоторой точки; ν — длина нормали к S; кривая S_1 может быть задана уравнением $\nu = -h(s) > 0$. Толщина волновода $h(s)$ предполагается плавно уменьшающейся величиной

$$h'(s) < 0, \quad p = \max |h'(s)| \ll 1.$$

Показатели преломления подложки n_1 $(\nu > 0)$, слоя n_2 $(0 > \nu > -h(s))$ и окружающей среды $n_3\,(\nu > -h(s))$ считаем связанными соотношением $n_2 > n_1 > n_3$.

Как известно, поля **E** и **H** для рассматриваемой задачи выражаются через скалярные функции $u_i(s, \nu)$ $i=1, 2, 3$, удовлетворяющие в среде с номером i уравнению

$$(\Delta + k^2 n_i^2)\, u_i = 0, \tag{1}$$

а условия непрерывности касательных компонент приводят к граничным условиям на границах раздела

$$u_1\big|_S = u\big|_S,\quad \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r \frac{\partial u_1}{\partial \nu}\bigg|_S = \frac{\partial u_2}{\partial \nu}\bigg|_S,$$

$$u_2\big|_{S_1} = u_3\big|_{S_1},\quad \frac{\partial u_2}{\partial \nu_1}\bigg|_{S_1} = \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^r \frac{\partial u_3}{\partial \nu_1}\bigg|_{S_1}, \tag{2}$$

где k — волновое число, Δ — оператор Лапласа, $\partial/\partial\nu_1$ — производная по нормали к S_1, а $r=0$ для S-поляризации и $r=2$ для P-поляризации.

Наличие малого параметра p позволяет при решении задачи (1), (2) применять асимптотические методы. Главный член асимптотического разложения волновой моды с индексом m

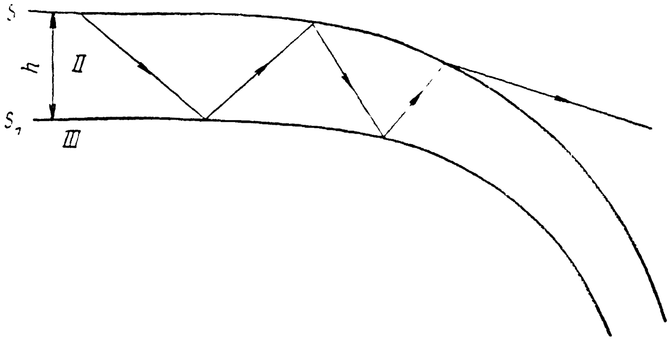

Рис. 1.

1 — подложка, *2* — слой, *3* — окружающая среда.

будем отыскивать в виде, характерном для волноводов с медленно меняющимися параметрами,

$$u_1(s, \nu) = A(s)\exp\left[ik\int \beta_m(s)\,ds - kq_1(s)\,\nu\right],$$

$$u_2(s, \nu) = A(s)\left[\cos q_2(s)\,\nu + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r \frac{q_1(s)}{q_2(s)}\sin q_2(s)\,\nu\right]\exp\left[ik\int \overline{\beta_m(s)\,ds}\right],$$

$$u_3(s, \nu) = A(s)\left[\cos d(s) + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r \frac{q_1(s)}{q_2(s)}\sin d(s)\right]\times$$

$$\times\exp\left[ik\int \beta_m(s)\,ds + kq_3(s)(\nu + h(s)),\right. \tag{3}$$

где $q_1(s)=\sqrt{\beta_m^2(s)-n_1^2}$, $q_2(s)=\sqrt{n_2^2-\beta_m^2(s)}$, $q_3(s)=\sqrt{\beta_m^2(s)-n_3^2}$, $d(s)=kh(s)q_2(s)$, а $\beta_m(s)$ является корнем дисперсионного уравнения

$$\operatorname{tg} d = \operatorname{tg}(\varphi_1+\varphi_2),\quad \operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{q_1}{q_2}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r,\quad \operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{q_3}{q_2}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r.$$

Амплитудный множитель находится из закона сохранения энергии в поперечном сечении и оказывается равным

$$A(s) = \frac{A_0}{\sqrt{\beta_m}}\left\{\frac{1}{2q_1 n_1^{r/2}} + \frac{1}{2q_3 n_3^{r/2}}\left[\cos d + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r \frac{q_1}{q_2}\sin d\right]^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{n_2^{r/2}}\left[\frac{kh}{2} + \frac{\sin 2d}{4q_2} + \left(\frac{kh}{2} - \frac{\sin 2d}{4q_2}\right)\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2r}\left(\frac{q_1}{q_2}\right)^2 + q_1\frac{\sin^2 d}{q_2^2}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r\right]\right\}^{-1/2},$$

где A_0 — произвольный постоянный множитель.

В дальнейшем будем рассматривать только поле в подложке ($\nu > 0$).

Пусть в точке $s=s_1$ толщина принимает критическое для моды с индексом m значение h_m, такое что

$$\operatorname{tg} d(s_1) = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^r \frac{q_3(s_1)}{q_2(s_1)}$$

и ($h_1 \equiv h(s_1) > 0$) волновод является сужающимся. В окрестности точки s_1 сколь угодно плавное изменение наклона границы S_1 приводит к бесконечно быстрому изменению амплитуды $A(s) = A_0 \cdot n_1^{r/4} \cdot \sqrt{2kn_1L(s-s_1)}\,[1+0(s-s_1)]$, $L \equiv h_1 (n_1/n_2)^r \sqrt{(n_2^2/n_1^2)-1} \ll 1$, что противоречит условию применимости асимптотики (3).

Методы нахождения локальной асимптотики в окрестности критических сечений указаны в [1, 3]. В растянутых координатах

$$t = \frac{1}{2} kn_1 (s-s_1) L^{2/3}, \quad y = kL^{1/3} n_1 \nu$$

эта асимптотика для данной задачи имеет вид

$$u_1(t, y) = a_1 \exp[ikn_1(s-s_1)] \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\lambda^{3/2}}{3} + i\lambda t - y\sqrt{\lambda}}\, d\lambda,$$

$$a_1 = \frac{A_0 e^{-i(\pi/4)}}{\sqrt{\pi}} n_1^{r/4} L^{1/6}. \tag{4}$$

Асимптотика (4) применима только при малых t и y. При конечных t и y учет кривизны границы [4] приводит к формуле

$$u_1 = a_0 \exp[ikn_1(s-s_1)] \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\lambda/3)^{3/2} + i\lambda t} \frac{w_1\left(\frac{1}{2} g^2\lambda + \frac{2y}{g}\right)}{w_1\left(\frac{1}{2} g^2 \lambda\right)}\, d\lambda, \tag{5}$$

где $g = (2kn_1LR_1)^{1/3}$, $R_1 = R(s_1)$. w_1 — функция Эйри [4].

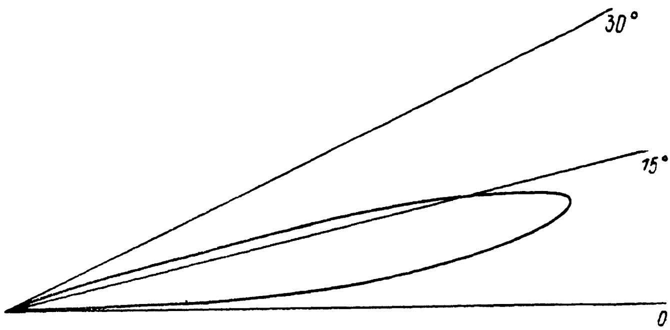

Рис. 2.

Вдали от критического сечения при больших положительных t интеграл (5) может быть приближенно вычислен по методу стационарной фазы [4]. В результате вычислений получаем следующую формулу:

$$u_1 \approx \frac{-iA_0\nu}{\sqrt{kn_1L(s-s_1)^3}} \exp\left\{ikn_1\left[s - s_1 + \frac{\nu^2}{s-s_1} + \frac{\nu(s-s_1)}{R_1} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{(s-s_1)^3}{6R_1^2}\right] - \frac{\nu^3}{3L(s-s_1)}\right\}. \tag{6}$$

При выводе формулы (6) предполагалось, что $\nu \ll s - s_1 \ll R_1$. При удалении от границы S по нормали амплитуда волны начинает быстро убывать, т. е. при прохождении критического сечения образуется достаточно узкий пучок излучения.

Для того чтобы определить точное направление излучения энергии, перейдем в полярную систему координат (ρ, φ) с полюсом в точке $(s_1, 0)$, направив полярную ось $\varphi = 0$ по касательной к кривой S. В этих координатах амплитуда волнового поля имеет вид

$$|u_1| \approx \frac{A_0 \operatorname{tg}\varphi}{\sqrt{kn_1L\rho}} \exp\left(-\frac{\operatorname{tg}^3\varphi}{3L}\right) \approx \frac{A_0\varphi}{\sqrt{kn_1L\rho}} \exp\left(-\frac{\varphi^3}{3L}\right) \tag{7}$$

и достигает наибольшего значения при $\varphi = L^{1/3}$. Следовательно, вышедший из критического сечения пучок распространяется под малым углом $L^{1/3}$ к касательной. При углах $\varphi_1 = 0.53L^{1/3}$ и $\varphi_2 = 1.47L^{1/3}$ функция (7) принимает половину своего максимального значения, значит, ширина пучка равна $0.94L^{1/3} \ll 1$.

На рис. 2 представлена диаграмма направленности излучения в случае S поляризации при $n_2=1,6$; $n_1=1,4$; $n_3=1$, когда угол между касательными к границам S и S_1 равен $1°$: $h_1=\text{tg } 1°$.

Таким образом, в работе получены формулы, описывающие распространение волноводных мод в изогнутом волноводе до критического сечения (3), в критическом сечении (5) и расходящейся из критического сечения цилиндрической волны (6) с узкой диаграммой направленности.

Список литературы

[1] *Dendane A., Arnold J. M.* // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. 22. N 9. P. 1551—1556.

[2] *Дерягин В. Н., Попов Ю. В., Скитеева Л. А.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. № 3. С. 526—528.

[3] *Старков А. С.* // Математические вопросы теории распространения волн. Л.: Наука, 1987. Т. 165. Вып. 17. С. 166—176.

[4] *Фок В. А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.

Ленинградский
технологический институт
холодильной промышленности

Поступило в Редакцию
17 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
2 июля 1989 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

СПИРАЛЬНАЯ АХРОМАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. С. Артамонов, Я. С. Дербенев, Н. И. Иноземцев

1. В работе [1] было обращено внимание на возможность компенсации угловой дисперсии продольных скоростей пучка заряженных частиц, движущегося в линейной структуре с периодическим магнитным полем. Этот вопрос важен для применений, требующих высокой монохроматичности продольного движения частиц, к ним относится генерация когерентного микроволнового излучения ультрарелятивистскими электронами в ондуляторах. Для случая движения в спиральном ондуляторе с продольным магнитным полем соленоида в [1] в численном виде установлена связь параметров, при которой происходит указанная компенсация. В данной работе рассматривается случай спирального поля более общего вида (в отсутствие соленоида), содержащего квадрупольную гармонику, обеспечивающую жесткую фокусировку пучка. Результаты работы в совокупности с результатами [1] обсуждаются применительно к задаче генерации микроволнового излучения.

2. Стационарное магнитное поле спиральной симметрии в общем случае описывается векторным потенциалом (во внутренней области, свободной от создающих токов)

$$A_\rho = \frac{1}{2i\varkappa^2\rho}\sum_{n>0} A_n I_n(n\varkappa\rho)\, e^{in\psi} + \text{к. с.},$$

$$A_\varphi = \frac{1}{2\varkappa}\sum_{n>0} A_n I'_n(n\varkappa\rho)\, e^{in\psi} + \text{к. с.},$$

$$A_z = 0, \quad \psi = \varphi - \varkappa z, \tag{1}$$

где $\varkappa = 2\pi/\lambda$; λ — период структуры; ρ, φ, z — цилиндрические координаты; I_n — модифицированные функции Бесселя целого порядка; A_n — произвольные комплексные постоянные. Здесь для упрощения ограничимся условием, что все A_n действительные.

Случай спирального ондулятора (в соленоиде), рассмотренный в [1], соответствует условиям, когда все четные гармоники (т. е. квадрупольные и более высокие) отсутствуют ($A_{2n}=0$), а нечетные равны