

01;09

Интерференция однонаправленных и встречных волноводных мод в планарной структуре

© Ю.Н. Кузнецов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия
e-mail: sementsovdi@ulsu.ru

(Поступило в Редакцию 12 ноября 2004 г.)

Исследуются особенности интерференции неоднородных направляемых волн, распространяющихся в планарном волноводе с идеально проводящими граничными средами. Показано, что для интерференционного потока (ИП) однонаправленных волноводных TM -мод характерны эффекты, присущие только встречным однородным объемным волнам. Продольная и поперечная компоненты ИП однонаправленных и встречных мод в общем случае связаны с интерференцией как активных, так и реактивных компонент поля. ИП волноводных мод может наблюдаться и тогда, когда потоки отдельных мод равны нулю.

Введение

Интерес ко многим волновым явлениям, протекающим в средах с комплексными и отрицательными материальными параметрами ϵ и μ [1–5], во многом связан с проблемой перераспределения энергетических потоков при падении электромагнитной волны из поглощающей среды на границу раздела с прозрачной средой [4,5]. С данной проблемой непосредственно связан эффект просветления тонких металлических пленок, реализующийся в процессе интерференции встречных волн, названной „туннельной“ в силу наличия мнимой компоненты у волновых векторов волн, распространяющихся в сильно поглощающей среде [6–8]. В [9] показано, что с интерференцией реактивных компонент волновых полей связано формирование ИП в тех направлениях, в которых для исходных волн перенос энергии мог отсутствовать. Имеющийся в литературе анализ „туннельной“ интерференции в основном относится к однородным волнам при их прохождении через слой в нормальном направлении. Между тем интерференционные эффекты играют существенную роль для направляемых неоднородных волн в различного рода волноводящих структурах. Анализ интерференции однонаправленных и встречных поверхностных волн [10] выявил ряд особенностей в структуре и направлении ИП, отсутствующих в случае интерференции однородных волн. Наиболее важной направляющей структурой является планарный волновод, в котором могут распространяться как объемные [11], так и поверхностные [12] неоднородные волны (моды). Характер распространяющихся волн в волноводной структуре зависит как от материалов ее слоев, так и от типа выбранной моды. Особенности интерференции неоднородных волн проще всего рассмотреть на примере мод волноводной структуры, состоящей из плоского диэлектрического слоя, помещенного между идеально проводящими, в которые поле волноводных мод не проникает. Такая структура позволяет получить достаточно простые аналитические выражения для мо-

довых полей и выявить основные особенности интерференции неоднородных объемных мод в направляющей структуре. В настоящей работе для большей общности исследуются особенности интерференции как однонаправленных, так и встречных волноводных TM -мод, распространяющихся в указанной волноводной структуре, анализируется роль „активных“ и „реактивных“ составляющих потока энергии в структуре.

Поля и потоки энергии волноводных мод

Рассмотрим плоский волноводный слой толщиной d с диэлектрической проницаемостью ϵ , ограниченный с обеих сторон идеально проводящими, являющимися покровной средой и подложкой. Границы раздела сред совпадают с плоскостями $x = 0$ и $x = d$. Пусть волноводные моды TM -типа, рассмотрением которых в настоящей работе мы ограничимся, распространяются в положительном направлении оси z . С учетом граничных условий соответствующие этим модам решения уравнений Максвелла внутри слоя могут быть представлены следующим образом

$$H_{ny} = H_0 \cos q_n x \exp[i(\omega t - \beta_n z)],$$

$$E_{nx} = \frac{\beta_n}{k_0 \epsilon} H_{ny}, \quad E_{nz} = \frac{i}{k_0 \epsilon} \frac{\partial H_{ny}}{\partial x}, \quad (1)$$

где n — порядок моды, $k_0 = \omega/c$, ω — частота, c — скорость света в вакууме.

Модовые константы распространения и поперечное волновое число определяются выражениями $\beta_n = (k_0^2 \epsilon \mu - q_n^2)^{1/2}$, $q_n = \pi n/d$. Диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости волноводящего слоя являются в общем случае комплексными величинами, зависящими от частоты. Соответствующие проекции плотности потока энергии этой волны описываются следующими

выражениями:

$$S_{nz} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(E_{nx} H_{ny}^*)$$

$$= \frac{c}{8\pi k_0} \operatorname{Re} \left(\frac{\beta_n}{\varepsilon} \right) H_0^2 \cos^2 q_n x \exp(2\operatorname{Im}\beta_n z), \quad (2)$$

$$S_{nx} = -\frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(E_{nz} H_{ny}^*)$$

$$= -\frac{c q_n}{16\pi k_0} \frac{\operatorname{Im}\varepsilon}{\varepsilon \varepsilon^*} H_0^2 \sin 2q_n x \exp(2\operatorname{Im}\beta_n z). \quad (3)$$

Проекция потока на ось z определяется активными компонентами поля волны, что выражается в ее пропорциональности вещественной части множителя β_n/ε , связывающего компоненты поля E_{nx} и H_{ny} . При действительных β_n и ε эти компоненты поля синфазны. Проекция потока на ось x связана с реактивными компонентами поля волны, что выражается в ее пропорциональности мнимой части ε . Для этой компоненты потока характерна смена знака в точках $x_l = \pi l/2q_n$. При действительном ε компоненты поля H_{ny} и E_{nz} смещены по фазе на $\pi/2$ и потока в направлении оси x не создают. Из (2) также следует, что при действительных отрицательных значениях ε составляющая потока S_{nz} и константа распространения β_n имеют разные знаки и, следовательно, можно говорить об обратных волнах [3]. Чтобы при этом модовая константа распространения была действительной, необходимо одновременно $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$.

Роль составляющей потока S_{nx} , появляющейся в случае $\operatorname{Im}\varepsilon \neq 0$, можно выяснить, анализируя выражение для мощности тепловыделения волноводной моды в единице объема для среды с потерями

$$Q_n = \frac{\omega}{8\pi} [\operatorname{Im}\varepsilon(E_{nz} E_{nz}^* + E_{nx} E_{nx}^* + \operatorname{Im}\mu H_{ny} H_{ny}^*)]$$

$$= Q_{nz} + Q_{nx} + Q_{ny}, \quad (4)$$

где Q_{na} — вклад в общее тепловыделение соответствующей компоненты поля.

Анализ приведенных зависимостей показывает, что составляющая потока энергии S_{nx} вызывает часть общего тепловыделения Q_{nz} , определяемую полем E_{nz} . В каждой точке эта компонента потока направлена к ближайшему максимуму тепловыделения Q_{nz} , локализованному в точках $x_l = (2l+1)\pi/2q_n$. Составляющая потока энергии S_{nz} вызывает часть тепловыделения $Q_{nx} = Q_{ny}$, определяемую полями E_{nx} и H_{ny} . При этом максимумы S_{nz} и $Q_{nx} + Q_{ny}$ локализованы в точках $x_l = l\pi/q_n$. На рис. 1 приведено распределение по толщине волноводного слоя составляющих потока энергии S_{nz} , S_{nx} волноводной моды с индексом $n = 2$ и соответствующих слагаемых мощностей тепловыделения Q_{nx} , Q_{nz} (кривые 1, 2) этой моды в относительных единицах ($Q_{ny} = 0$ при выбранном $\operatorname{Im}\mu = 0$). Здесь и далее в качестве параметров структуры и излучения принято $\varepsilon = 2 - 10^{-5}i$, $\mu = 1$, $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, составляющая потока

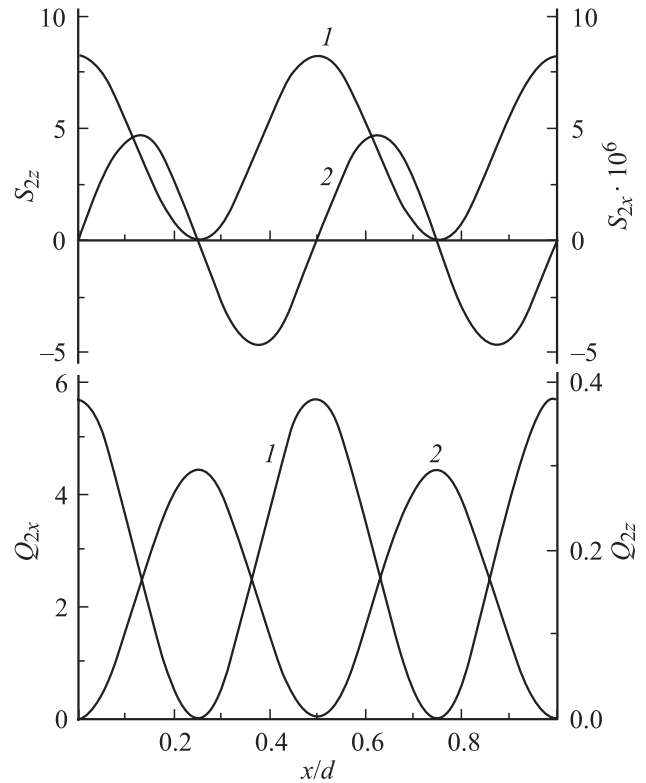


Рис. 1. Распределение продольной и поперечной компонент потока и составляющих тепловыделения моды с индексом $n = 1$ по толщине волновода.

энергии вдоль оси x в диссипативной планарной волноводной структуре обеспечивает перенос энергии от узлов к пучностям поля (областям повышенного тепловыделения) стоячей волны, образующейся в направлении оси x даже в случае распространения одиночной волноводной моды. Эта составляющая потока присутствует и тогда, когда волна распространяться не может, т.е. при мнимой величине β_n ; в среде без диссипации она отсутствует. Характер зависимости составляющей потока S_{nx} от параметров структуры и координаты x указывает на его интерференционную природу.

Интерференция однонаправленных мод

Пусть теперь две волноводные моды распространяются в положительном направлении оси z и разность фаз этих мод в плоскости $z = 0$ полагается равной φ . Для одной из мод (индекс a) компоненты поля H_{ay} , E_{ax} и E_{az} определяются уравнениями (1), где H_0 следует заменить на H_{0a} , n — на n_a , β_n — на β_a , q_n — на q_a . Магнитная компонента поля другой моды (индекс b) определяется уравнением

$$H_{by} = H_{0b} \cos q_b x \exp[i(\omega t - \beta_b z - \varphi)], \quad (5)$$

а для электрических компонент E_{bx} и E_{bz} справедливы уравнения (1).

Усредненную по времени плотность потока энергии общего поля в соответствии с принципом суперпозиции полей можно представить суммой потоков отдельных мод и ИП

$$S_z = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[(E_{ax} + E_{bx})(H_{ay}^* + H_{by}^*)] = S_{az} + S_{bz} + S_z^{\text{int}},$$

$$S_x = -\frac{c}{8\pi} \text{Re}[(E_{az} + E_{bz})(H_{ay}^* + H_{by}^*)] = S_{ax} + S_{bx} + S_x^{\text{int}}. \quad (6)$$

Здесь соответствующие компоненты потоков каждой из мод определяются соотношениями (2) и (3) с заменой H_0 на H_{0a}, H_{0b} ; n — на n_a, n_b ; β_n — на β_a, β_b ; q_n — на q_a, q_b . Компоненты ИП определяются выражениями

$$S_z^{\text{int}} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(E_{ax}H_{by}^* + E_{bx}H_{ay}^*)$$

$$= \frac{c}{8\pi k_0} H_{0a}H_{0b} \cos q_a x \cos q_b x \exp(\text{Im}2\beta z)$$

$$\times [\text{Re}(2\beta/\varepsilon) \cos(\text{Re} \Delta\beta z - \varphi)$$

$$+ \text{Im}(\Delta\beta/\varepsilon) \sin(\text{Re} \Delta\beta z - \varphi)], \quad (7)$$

$$S_x^{\text{int}} = -\frac{c}{8\pi} \text{Re}(E_{az}H_{by}^* + E_{bz}H_{ay}^*)$$

$$= -\frac{c}{16\pi k_0 \varepsilon \varepsilon^*} H_{0a}H_{0b} \exp(\text{Im}2\beta z)$$

$$\times [\text{Im}\varepsilon(\Delta q \sin \Delta q x + 2q \sin 2q x) \cos(\text{Re} \Delta\beta z - \varphi)$$

$$+ \text{Re}\varepsilon(2q \sin \Delta q x + \Delta q \sin 2q x) \sin(\text{Re} \Delta\beta z - \varphi)], \quad (8)$$

где введены обозначения $\beta_a + \beta_b = 2\beta$, $\beta_a - \beta_b = \Delta\beta$, $q_a + q_b = 2q$, $q_a - q_b = \Delta q$.

Из (7) следует, что z -компонента ИП для одинаковых мод ($n_a = n_b$) отвечает случаю интерференции однородных волн, т.е. связана с интерференцией только активных составляющих с зависимостью от z и x , как у потока одиночной волны. Для мод различных индексов ($n_a \neq n_b$) у ИП появляется z -компонента, связанная с интерференцией реактивных составляющих. Для однородных волн указанная компонента потока имеет место только при интерференции встречных и отсутствует при интерференции однонаправленных волн. В этом случае как „активная“, так и „реактивная“ компоненты имеют одинаковую зависимость от x и наряду с затуханием одинаковую (со сдвигом фаз $\pi/2$), сравнительно медленно осциллирующую (с периодом, обратным $\text{Re}\Delta\beta$) зависимость от z .

Отметим, что при чисто мнимых величинах β и β/ε (например, если номера мод n_a и n_b достаточно велики или действительная диэлектрическая проницаемость ε среды отрицательна) волноводные моды распространяться не могут и для них z -компоненты равны нулю. Однако z -компонента ИП в этом случае отлична от нуля для различных мод

$$S_z^{\text{int}} = -\frac{c}{8\pi k_0} H_{0a}H_{0b} \cos q_a x \cos q_b x$$

$$\times \text{Im}(\Delta\beta/\varepsilon) \exp(\text{Im}2\beta z) \sin \varphi. \quad (9)$$

Из (9) следует, что в зависимости от разности фаз φ ИП может быть как сонаправленным обоим модам и можно говорить о прямом ИП, так и противонаправленным обоим модам и можно говорить об обратном ИП однонаправленных мод. Для объемных однородных волн подобные эффекты отсутствуют при интерференции однонаправленных волн и появляются только при интерференции встречных волн.

Компонента ИП вдоль оси x для одинаковых мод аналогична потоку каждой из мод, что проявляется в наличии только „реактивной“ компоненты с зависимостью от z и x , как у потока одиночной волны. Для различных мод у ИП появляется „активная“ x -компонента, которая присутствует и в том случае, когда нет потоков одиночных мод в данном направлении (действительная ε). При этом как „активная“, так и „реактивная“ компонента имеет наряду с затуханием одинаковую (со сдвигом фаз $\pi/2$), сравнительно медленно осциллирующую (с периодом, обратным $\text{Re}\Delta\beta$) зависимость от z и несколько отличающуюся периодическую зависимость от x . На рис. 2 приведено распределение по толщине волновода (a) при значении координаты $z = 0$ составляющих плотности суммарного потока энергии S_z (кривая 1) и ИП $S_z^{\text{int}}, S_x^{\text{int}}$ (кривые 2, 3) и по длине волновода их огибающих (b) при $x/d = 0.2$ для однонаправленных волноводных мод равной амплитуды; для первой моды $n_a = 2$, для второй моды $n_b = 1$ и $\varphi = \pi/3$, $L = 1$ см. Из приведенных

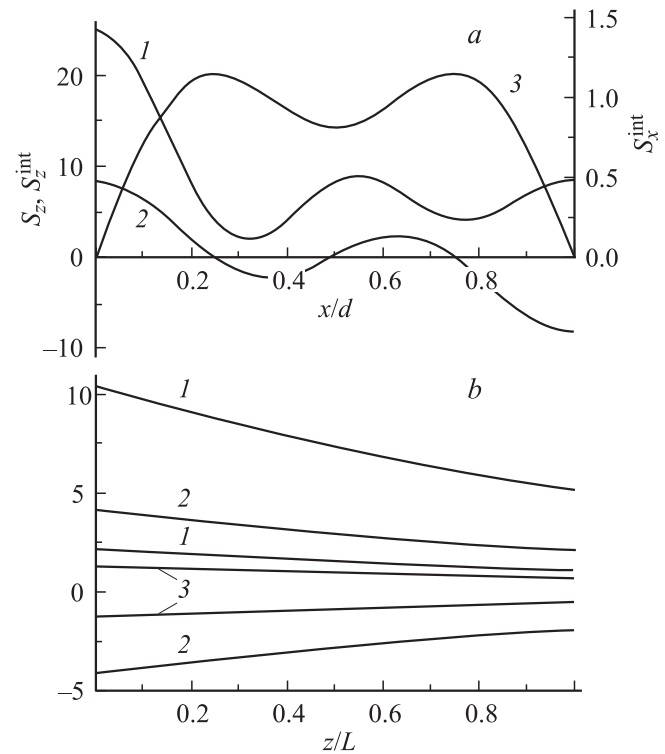


Рис. 2. Распределение компонент полного и интерференционного потока однонаправленных мод с индексами $n_a = 2$ и $n_b = 1$ по толщине волновода (a) и их огибающих по длине волновода (b).

зависимостей видно, что компонента S_z^{int} сопоставима по величине с полным потоком в этом направлении S_z . В условиях малого поглощения для различных мод поток вдоль оси x является практически полностью интерференционным, поэтому на рисунке не приведена кривая $S_x(x)$, так как в выбранном масштабе она практически полностью совпадает с кривой $S_x^{\text{int}}(x)$. Это является следствием того, что x -компоненты потоков одиночных мод имеют только малую „реактивную“ составляющую, пропорциональную $\text{Im}\epsilon$, а в x -компоненте ИП в этом случае велика „активная“ составляющая, пропорциональная $\text{Re}\epsilon$. Как видно из (7) и (8), зависимость от координат z -компоненты ИП всегда, а x -компоненты ИП при слабом поглощении (кроме однонаправленных волн одного порядка с нулевой разностью фаз) определяется произведением не зависящих функций от z и x .

Интерференция встречных волн

Рассмотрим две TM -моды, распространяющиеся вдоль оси z навстречу друг другу. Примем разность их фаз в плоскостях $z = -L$ и $z = L$ равной φ . Для моды, распространяющейся в положительном направлении оси z , магнитная компонента поля запишется в виде

$$H_{ay} = H_{0a} \cos q_a x \exp[i(\omega t - \beta_a z - \beta_a L)], \quad (10)$$

а электрические компоненты определяются уравнениями (1). Для соответствующих компонент потока этой моды имеем

$$S_{az} = \frac{c}{8\pi k_0} \text{Re} \left(\frac{\beta_a}{\epsilon} \right) H_{0a}^2 \cos^2 q_a x \exp[2\text{Im}\beta_a(z + L)],$$

$$S_{ax} = -\frac{c q_a}{16\pi k_0} \frac{\text{Im}\epsilon}{\epsilon \epsilon^*} H_{0a}^2 \sin 2q_a x \exp[2\text{Im}\beta_a(z + L)]. \quad (11)$$

Для компонент поля моды, распространяющейся навстречу, с учетом разности фаз справедливы следующие уравнения:

$$H_{by} = H_{0b} \cos q_b x \exp[i(\omega t + \beta_b z - \beta_b L + \varphi)],$$

$$E_{bx} = -\frac{\beta_b}{k_0 \epsilon} H_{by}, \quad E_{bz} = \frac{i}{k_0 \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (12)$$

Для компонент плотности потока энергии этой моды имеем

$$S_{bz} = -\frac{c}{8\pi k_0} \text{Re} \left(\frac{\beta_b}{\epsilon} \right) H_{0b}^2 \cos^2 q_b x$$

$$\times \exp[-2\text{Im}\beta_b(z - L)],$$

$$S_{bx} = -\frac{c q_b}{16\pi k_0} \frac{\text{Im}\epsilon}{\epsilon \epsilon^*} H_{0b}^2 \sin 2q_b x$$

$$\times \exp[-2\text{Im}\beta_b(z - L)]. \quad (13)$$

Усредненную по времени плотность потока энергии общего поля, как и для однонаправленных мод, можно

представить суммой потоков отдельных мод и ИП. Согласно (7) и (8), компоненты ИП встречных волн определяются следующими формулами:

$$S_z^{\text{int}} = \frac{c}{8\pi k_0} H_{0a} H_{0b} \cos q_a x \cos q_b x \exp[\text{Im}(\Delta\beta z + 2\beta L)]$$

$$\times \left\{ \text{Re} \left(\frac{\beta_a}{\epsilon} \right) \cos[\text{Re}(2\beta z - \Delta\beta L) - \varphi] \right.$$

$$- \text{Re} \left(\frac{\beta_b}{\epsilon} \right) \cos[\text{Re}(2\beta z + \Delta\beta L) - \varphi]$$

$$+ \text{Im} \left(\frac{\beta_a}{\epsilon} \right) \sin[\text{Re}(2\beta z - \Delta\beta L) - \varphi]$$

$$\left. + \text{Im} \left(\frac{\beta_b}{\epsilon} \right) \sin[\text{Re}(2\beta z + \Delta\beta L) - \varphi] \right\}, \quad (14)$$

$$S_x^{\text{int}} = -\frac{c}{16\pi k_0 \epsilon \epsilon^*} H_{0a} H_{0b} \exp[\text{Im}(\Delta\beta z + 2\beta L)]$$

$$\times \left\{ \text{Im}\epsilon(2q \sin 2qx + \Delta q \sin \Delta qx) \right.$$

$$\times \cos[\text{Re}(2\beta z - \Delta\beta L) + \varphi]$$

$$+ \text{Re}\epsilon(\Delta q \sin 2qx + 2q \sin \Delta qx)$$

$$\left. \times \sin[\text{Re}(2\beta z + \Delta\beta L) + \varphi] \right\}. \quad (15)$$

Из (14) следует, что z -компонента ИП в случае одинаковых мод содержит только „реактивную“ осциллирующую вдоль оси z компоненту с зависимостью от x , как у потока одиночной волны. В случае различных мод ИП содержит и „активную“ z -компоненту. При этом как „активная“, так и „реактивная“ компонента имеет одинаковую периодическую зависимость от x и наряду с одинаковым затуханием (при $\text{Im}\beta_a \neq \text{Im}\beta_b$) несколько отличающуюся и осциллирующую с периодом, пропорциональным величине $(\text{Re}2\beta)^{-1}$, зависимость от координаты z . В отличие от ИП однонаправленных волн, а также ИП отдельных волн затухание ИП встречных волн малое, так как определяется разностью мнимых частей констант распространения мод. В случае же $\text{Im}\beta_a = \text{Im}\beta_b$ ИП встречных волн вообще становится незатухающим.

При чисто мнимых величинах β и β/ϵ z -компоненты потоков одиночных мод равны нулю, однако z -компонента ИП в этом случае отлична от нуля для различных мод

$$S_z^{\text{int}} = -\frac{c}{8\pi k_0} \text{Im} \left(\frac{2\beta}{\epsilon} \right) H_{0a} H_{0b} \cos q_a x \cos q_b x$$

$$\times \exp[\text{Im}(\Delta\beta z + 2\beta L)] \sin \varphi. \quad (16)$$

В зависимости от разности фаз φ этот поток может быть направленным как вдоль, так и против оси z . Его отличие от соответствующего потока однородных волн заключается в слабом затухании вдоль оси z при

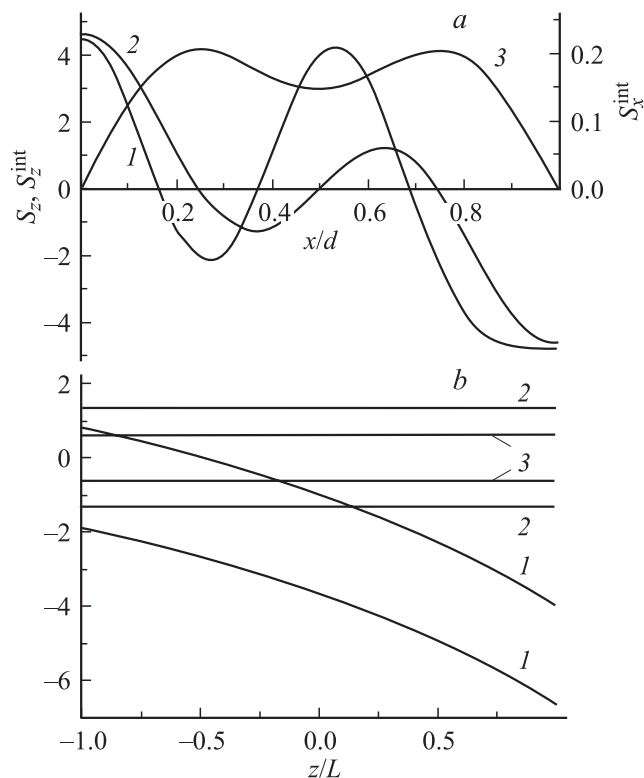


Рис. 3. Распределение компонент полного и интерференционного потока встречных мод с индексами $n_a = 2$ и $n_b = 1$ по толщине волновода (a) и их огибающих по длине волновода (b).

$\text{Im}\beta_a \neq \text{Im}\beta_b$. Для одинаковых мод зависимость от z исчезает и поток является незатухающим.

Для одинаковых встречных мод x - и z -компоненты ИП являются чисто „реактивными“, осциллирующими вдоль оси z с зависимостью от x , как у потока одиночной волны. В случае различных мод у ИП появляется и „активная“ компонента вдоль оси x , которая присутствует и тогда, когда нет потоков одиночных волн в этом направлении (действительная ε). При этом как „активная“, так и „реактивная“ компоненты имеют наряду с одинаковым затуханием вдоль оси z (при $\text{Im}\beta_a \neq \text{Im}\beta_b$) одинаковую (со сдвигом фаз $\pi/2$), осциллирующую с периодом, равным величине $(\text{Re}2\beta)^{-1}$, зависимость от z и отличающуюся периодическую зависимость от x . На рис. 3 приведено распределение по толщине волновода (a) при значениях $z = 0$ составляющих плотности потока энергии S_z (кривая 1) и ИП S_z^{int} , S_x^{int} (кривые 2, 3) и по длине волновода их огибающих (b) при $x/d = 0.2$ для встречных волноводных мод с $n_a = 2$, $n_b = 1$, $\varphi = \pi/3$, $L = 1$ см. Для различных мод поток вдоль оси x является практически полностью интерференционным по той же причине, что и для однонаправленных волн. Из (14) и (15) видно, что при слабом поглощении можно пренебречь малой „реактивной“ составляющей ИП и его зависимость от координат определяется произведением не зависящих функций от z и x .

Заключение

Проведенный анализ показывает, что интерференционные потоки различных волноводных мод в планарном волноводе по своим свойствам отличаются от аналогичных потоков однородных волн. Так, и продольная, и поперечная компоненты интерференционного потока различных волноводных мод состоят из двух частей, одна из которых связана с интерференцией активных компонент поля, другая — с интерференцией реактивных компонент, в то время как для однородных волн каждая проекция интерференционного потока является либо чисто „активной“, либо чисто „реактивной“. Для различных однонаправленных мод проявляются эффекты энергетической интерференции, присущие только встречным однородным волнам. Выявленные особенности интерференционных потоков могут быть учтены при проектировании и использовании волноводов и устройств интегральной оптики.

Список литературы

- [1] Веселаго В.Г. // УФН. 2003. Т. 173. № 7. С. 790–794.
- [2] Smith D.R., Padilla Willie J., Vier D.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 18. P. 4184–4187.
- [3] Шевченко В.В. // РиЭ. 2003. Т. 48. № 10. С. 1202–1207.
- [4] Минков И.М. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. № 2. С. 466–471.
- [5] Романенко А.А., Сотский А.Б. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 88–95.
- [6] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 5–9.
- [7] Афанасьев С.А., Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 22. С. 84–88.
- [8] Афанасьев С.А., Семенов Д.И. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 10. С. 77–80.
- [9] Колоколов А.А., Скороцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.
- [10] Кузнецов Ю.Н., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 2004. Т. 97. № 4. С. 647–649.
- [11] Барноски М. // Введение в интегральную оптику. М.: Мир, 1977. С. 47–59.
- [12] Burke J.J., Stegeman G.I., Tamir T. // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 33. N 8. P. 5186–5201.