

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурцев В. С. Перспективы развития вычислительной техники.— М.: Ин-т точной механики и вычислительной техники, 1975.
2. Каган Б. М. Электронные вычислительные машины и системы.— М.: Энергия, 1979.
3. Федоров В. Б., Мицай В. Н. Способ увеличения информационной емкости опто-электронных запоминающих устройств.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 3.
4. Вербовецкий А. А., Федоров В. Б. Оптические системы памяти с ассоциативно-адресной выборкой информации.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 8.
5. Тидекен Р. Волоконная оптика и ее применение.— М.: Мир, 1975.

Поступила в редакцию 22 октября 1982 г.

УДК 535.1

В. И. ПРОХОРОВ, Л. И. СПИРИДЕНКО, Н. А. ЯКОВЕНКО

(Краснодар)

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ И АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА СВЯЗИ НАПРАВЛЕННОГО ТИПА

Одной из важных задач интегральной оптики является разработка приемлемого с технологической точки зрения элемента связи между двумя волноведущими структурами, роль которых в простейшем случае выполняют планарные тонкопленочные волноводы. Среди возможных конструктивных решений указанной задачи немаловажное значение имеют так называемые устройства связи направленного типа двух планарных волноводов, расположенных на различных подложках. Такие устройства основываются на использовании принципа направленной передачи световой мощности из одного волновода в другой. Потребность в подобного рода устройствах и методах их расчета возникает, например, при соединении между собой интегрально-оптических плат, содержащих различные функциональные оптические узлы, предназначенные для обработки информации. Помимо этого, методы расчета коэффициентов связи оптических волноводов имеют первостепенное значение при разработке модуляторов, пространственных переключателей оптического излучения и управляемых фильтров на основе направленной связи.

В целях детального теоретического исследования возможностей, предоставляемых элементами связи направленного типа, нами выполнялся численный расчет основных характеристик последних. В настоящей работе приводятся описание использованной методики расчета и анализ полученных результатов.

Основные уравнения, определяющие характеристики элемента связи направленного типа, были получены в полном соответствии с методикой, разработанной для резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением [1—4]. Выбор данной методики обуславливался ее большей строгостью и менее формальным характером по сравнению с широко применяемой при расчетах подобного рода теорией связанных мод [5—7], а также тем обстоятельством, что она позволяет учитывать степень влияния всех возможных параметров системы на эффективность передачи световой мощности.

Исходя из концепции «ортогональных волн» [1—4], теоретически рассчитывался элемент связи направленного типа двух планарных тонкопленочных волноводов для более общего случая поглощающих волноведущих сред (волноводы с потерями). Однако при этом возникли затруднения, связанные с алгоритмизацией и численным анализом обобщенных

уравнений, вследствие чего в целях упрощения для численного расчета использовались уравнения, полученные в предположении, что поглощение в системе отсутствует (волноводы без потерь).

Схематическое изображение оптического элемента связи направленного типа двух планарных тонкопленочных волноводов представлено на рис. 1.

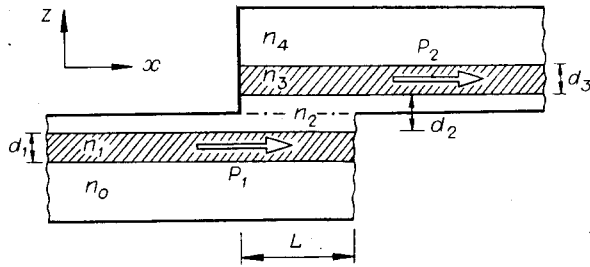


Рис. 1.

Направленная связь осуществляется при непосредственном наложении друг на друга двух волноведущих пленок с показателями преломления n_1 и n_3 и толщинами d_1 и d_3 , сформированных на подложках с показателями преломления n_0 и n_4 и разделенных промежуточным слоем (зазором) с показателем преломления n_2 и толщиной d_2 , как это показано на рис. 1 (приведено поперечное сечение вдоль направления распространения света в волноводах). При выполнении условия $n_1, n_3 > n_0, n_2, n_4$ осуществляется оптическая связь между двумя волноводными пленками (в области взаимного перекрытия поверхностей последних) за счет затухающих полей, проникающих в промежуточный слой.

Основные уравнения для связанных волноводов выражают зависимости длины связи L_0 (т. е. области перекрытия, соответствующей максимальной перекачке мощности) и эффективности связи $\eta = P_3/P_1$ (т. е. коэффициента передачи оптической мощности из одного волновода в другой; P_1 и P_3 — мощности, переносимые в нижнем и верхнем волноводах) от всех параметров устройства.

Для случаев симметричной ($n_0 = n_4, n_1 = n_3, d_1 = d_3$) и несимметричной конструкций элемента связи численно исследовались зависимости коэффициента эффективности η и длины связи L_0 от толщины d_2 и материала n_2 зазора, длины перекрытия L , материала и толщин волноводов n_1, n_3 и d_1, d_3 , разности показателей преломления волноводов и подложек $\Delta n_{1,3} = n_{1,3} - n_{0,4}$ для мод всех возможных порядков волноводных пленок на стеклянной основе ($n = 1,515 \div 1,578, d = 0,5 \div 4,5$ мкм).

Выполненные расчеты позволили произвести выбор оптимального набора параметров устройства для получения достаточно эффективной связи ($\eta \geq 70\%$), а также оценку допустимых технологических погрешностей, т. е. степень чувствительности элемента связи к расстройке по различным параметрам.

В основе используемой концепции «ортогональных волн» лежит предположение о том, что амплитуды $A_0(x, z)$ волн, распространяющихся в системе, являются функциями пространственных координат x и z (x — направление распространения, z — поперечная координата, см. рис. 1):

$$A(x, z, t) = A_0(x, z) e^{j(\omega t - \beta_i x - \kappa_i z)},$$

мало изменяющимися на расстоянии порядка длины волны λ :

$$\frac{\partial A_0}{\partial x} \ll \beta_i A_0, \quad \frac{\partial A_0}{\partial z} \ll \kappa_i A_0,$$

где $\beta_i = k_0 n_i \sin(\mathbf{k}, \hat{0z})$, $\kappa_i = \sqrt{(k_0 n_i)^2 - \beta_i^2}$ — продольная и поперечная составляющие волнового вектора \mathbf{k} в волноведущей среде; $k_0 = 2\pi/\lambda$; ω — угловая частота; t — время; $i = 1, 3$.

Последующее решение двумерного уравнения Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 A_0(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_0(x, z)}{\partial z^2} + (k_0 n_i)^2 A_0(x, z) = 0$$

с учетом условий малости приводит к функции типа $A_0(x, z) = f(x - \beta_1 z / \kappa_1)$, позволяющей определить общий вид полей в составляющих систему средах. Далее, пользуясь условиями непрерывности тангенциальных составляющих полей на всех границах раздела, производятся «сшивания» волн на каждой из них, что в итоге дает возможность получить однородное дифференциальное уравнение второго порядка, решение которого дает возможность конкретизировать волны в любой из сред, входящих в систему [1, 3, 4]. Явный вид амплитуд полей в волноведущих средах позволяет рассчитать эффективность связи η и длину связи L_0 (т. е. длину перекрытия волноводов, соответствующую максимальной перекачке мощности из одного волновода в другой). Кроме того, с помощью данной методики можно выяснить, как изменяется направленная связь по мере расстройки резонанса. Расстройка в данном случае означает существенное различие в параметрах волноводов (по показателям преломления, толщинам, коэффициентам поглощения). Указанные различия обуславливают, в свою очередь, различия в резонансных значениях β_1 (проекция волнового вектора на направление распространения) собственных мод волноводов. Введение параметра ϵ , характеризующего расстройку системы, позволяет оценить в количественном отношении ее влияние на эффективность перекачки оптической мощности из одного волновода в другой.

На основе данной методики была составлена программа для численного расчета характеристик элемента направленной связи. Прежде всего решалось стандартное дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg} \left[\sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta_1^2} d_1 \right] = \\ & = \frac{\sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta_1^2} \left[\sqrt{\beta_1^2 - (k_0 n_0)^2} + \sqrt{\beta_1^2 - (k_0 n_2)^2} \right]}{(k_0 n_1)^2 - \beta_1^2 - \sqrt{[\beta_1^2 - (k_0 n_0)^2]} \sqrt{\beta_1^2 - (k_0 n_2)^2}} \end{aligned} \quad (1)$$

применительно к нижнему волноводу (см. рис. 1) в предположении, что в последнем распространяется световая волна с постоянной амплитудой, что позволило определить спектр собственных значений β_1 направляемых мод ТЕ-типа. Исходя из них вычислялись соответствующие значения κ_1 :

$$\kappa_1 = \sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta_1^2}. \quad (2)$$

В области перекрытия волноводов осуществляется резонансная перекачка оптического излучения из нижнего волновода в верхний. Возникающая при этом в верхнем волноводу волна будет иметь волновой вектор с компонентами (β_3, κ_3) , определяемый обычным законом преломления. Таким образом, в соответствии с законом Снеллиуса, $\beta_1 = \beta_3 = \beta$, т. е. продольная составляющая волнового вектора одинакова в обоих волноводах. Значение κ_3 вычислялось по формуле

$$\kappa_3 = \sqrt{(k_0 n_3)^2 - \beta^2}. \quad (3)$$

Однако κ_3 вследствие различия параметров волноводов уже не будет удовлетворять дисперсионному соотношению типа (1), записанному применительно к верхнему волноводу. Следовательно, для определения резонансных значений κ_3^* , характеризующих возбуждаемые в верхнем волноводу моды, необходимо решить дисперсионное уравнение типа

$$\operatorname{tg}(\kappa_3^* d_3) = \frac{\kappa_3^* \left(\sqrt{k_0^2 (n_3^2 - n_2^2) - \kappa_3^{*2}} + \sqrt{k_0^2 (n_3^2 - n_4^2) - \kappa_3^{*2}} \right)}{\kappa_3^{*2} - \sqrt{[k_0^2 (n_3^2 - n_2^2) - \kappa_3^{*2}] [k_0^2 (n_3^2 - n_4^2) - \kappa_3^{*2}]}}. \quad (4)$$

Разрешая (4), можно найти спектр значений κ_3^* , вообще говоря, отличных от κ_3 (см. (3)). Далее, обладая всеми интересующими нас величинами, определим параметр ϵ , характеризующий расстройку резонанса в системе двух связанных волноводов:

$$\varepsilon = (\kappa_3 - \kappa_3^*) d_3. \quad (5)$$

При этом для вычисления ε из имеющегося спектра значений κ_3^* выбирается наиболее близкое к данному κ_3 .

Наконец, рассчитывались длина связи L_0 и коэффициент эффективности η_0 по формулам

$$L_0 = (\pi/2)(l/\sqrt{1+Q^2}), \quad (6)$$

$$\eta_0 = 1/(1+Q^2), \quad (7)$$

где

$$\left\{ \begin{aligned} l &= \frac{1}{2} \frac{\beta}{\gamma_2} \frac{\sqrt{(\gamma_2^2 + \kappa_1^2)(\gamma_2^2 + \kappa_3^2)}}{\kappa_1 \kappa_3} e^{\gamma_2 d_2} \sqrt{d_{1\text{eff}} d_{3\text{eff}}}, \\ Q &= \frac{\varepsilon}{4} \frac{\sqrt{(\gamma_2^2 + \kappa_1^2)(\gamma_2^2 + \kappa_3^2)}}{\gamma_2 \kappa_1} e^{\gamma_2 d_2} \sqrt{\frac{d_{1\text{eff}}}{d_{3\text{eff}}}}, \\ d_{1\text{eff}} &= d_1 + 1/\gamma_0 + 1/\gamma_2, \\ d_{3\text{eff}} &= d_3 + 1/\gamma_2 + 1/\gamma_4, \\ \gamma_i &= \sqrt{\beta^2 - (k_0 n_i)^2}, \quad i = 0, 2, 4. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

Зависимость эффективности связи η от длины перекрытия волноводов L определялась по формуле

$$\eta = (1/(1+Q^2)) \sin(\sqrt{1+Q^2} L/l). \quad (9)$$

Совокупность уравнений (1)–(9) исчерпывающе характеризует рассматриваемую задачу.

Численные расчеты проводились для симметричной ($n_0 = n_4 = 1,515$, $n_1 = n_3 = 1,578$, $d_1 = d_3 = 3,3$ мкм; d_2 и n_2 варьировались) и несимметричной ($n_0 = n_4 = 1,515$, $n_1 = n_3 = 1,578$, $d_1 = 3,3$ мкм, $d_3 = 4,4$ мкм; d_2 и n_2 также варьировались) конструкций устройства. Приведем интервалы изменения показателя преломления согласующей среды (зазора): $n_2 = 1,0 \div 1,5$, $d_2 = 0 \div 1$ мкм.

Расчеты показывают, что для данного набора параметров волноводы могут работать в пятимодовом режиме, т. е. решение дисперсионного уравнения дает 5 собственных значений β , отвечающих 5 собственным модам волноводов. (Во всех приведенных графиках собственные волноводные моды нумеруются в соответствии с убыванием их порядка: так, например, 1 отвечает за моду наивысшего порядка, а 5 — за моду наименьшего порядка (нулевого).)

На рис. 2, а, б представлены графики зависимости коэффициентов эффективности связи η от длины перекрытия L волноводов для всех собственных значений β при фиксированном $n_2 = 1,0$ (воздух) для симметричного (а) и несимметричного (б) случаев. Легко видеть, что в симметричном случае при длине перекрытия $L = L_0$ (длина связи) эффективность η для всех собственных мод равна 100%. При возрастании β абсолютное значение длины связи L_0 увеличивается с одновременным уменьшением скорости изменения η по параметру L . С точки зрения минимизации L_0 наиболее удобно работать с модами наивысших порядков, однако технологически более выгодны моды с большими собственными значениями β , поскольку для них отклонения в длине перекрытия мало влияют на коэффициент эффективности. Например, для моды с эффективным показателем преломления $\beta_4^* = \beta_4/k_0 = 1,523$ (мода 1) длина связи $L_0 = 232$ мкм, а для моды нулевого порядка с $\beta_0^* = 1,576$ (мода 5) $L_0 = 4990$ мкм. Вместе с тем η снижается на 10% от своего максимального значения при изменении L в первом случае на 50 мкм, а во втором — на 1 мм.

Характер зависимостей $\eta(L)$ для несимметричной конструкции (см. рис. 2, б) в целом не изменяется, за исключением того, что максималь-

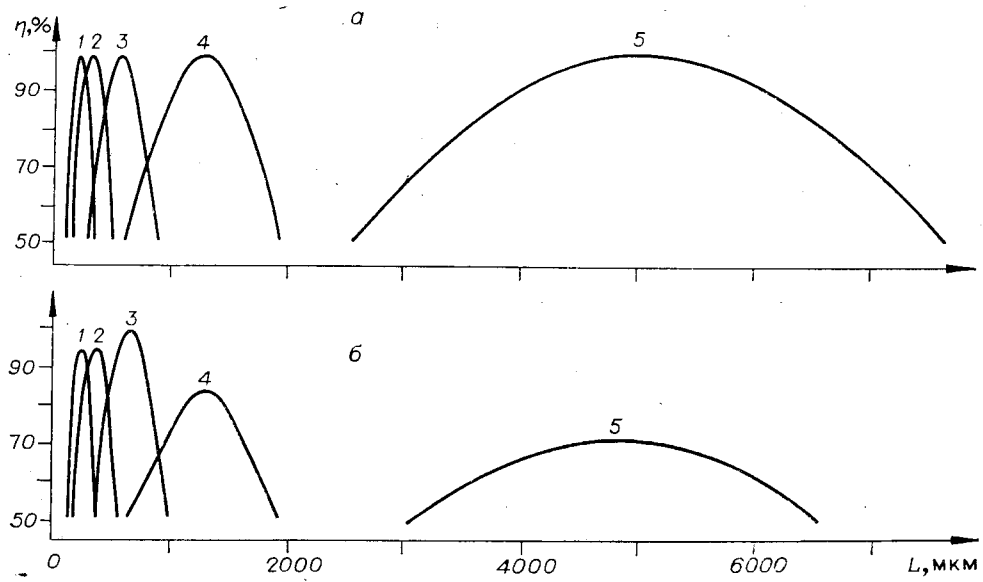


Рис. 2.

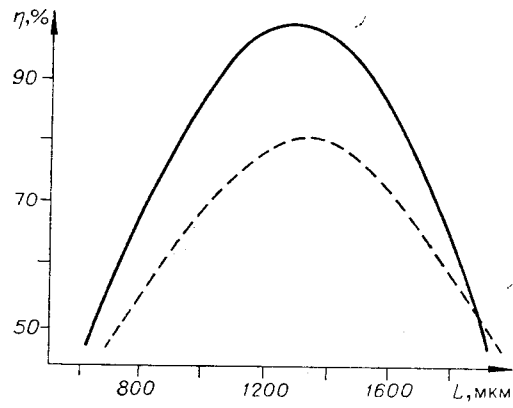


Рис. 3.

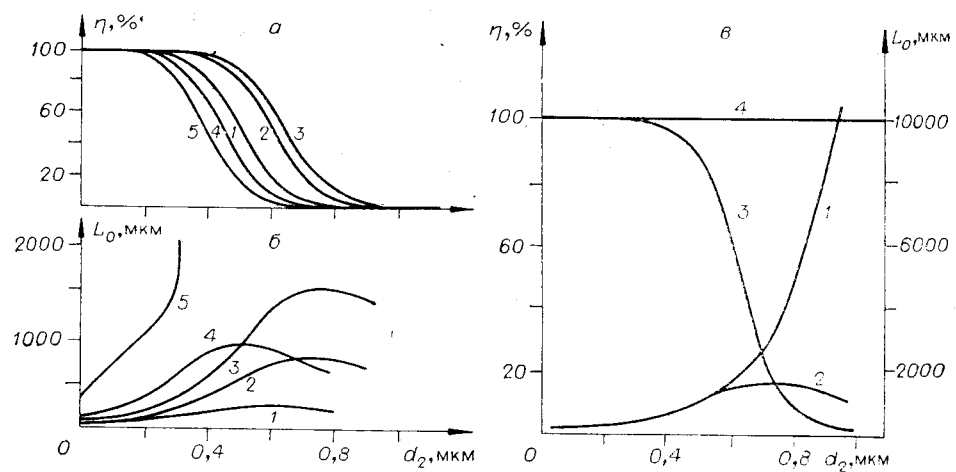


Рис. 4.

ные значения η (при $L = L_0$) не являются одинаковыми для различных собственных мод: максимальное значение $\eta(L_0) = 99,6\%$ наблюдается для моды 3 с $\beta_2^* = 1,558$, минимальное $\eta(L_0) = 69,3\%$ — для моды 5. Поэтому в равной мере невыгодно работать с модами, имеющими как максимальное, так и минимальное значение эффективных показателей преломления. Оптимальный режим работы связан, по-видимому, с использованием собственных мод 3 и 4.

Представляется интересным сопоставить оба варианта конструкции при фиксированных значениях n_2 , d_2 и β . Сравнительный график зависимостей $\eta_s(L)$ (симметричный случай, сплошная кривая) и $\eta_{as}(L)$ (несимметричный случай, штриховая кривая) приведен на рис. 3 для моды с эффективным показателем преломления $\beta_1^* = 1,569$. Из графика видно, что в несимметричном случае наблюдается значительное уменьшение эффективности η при одновременном увеличении длины связи L_0 .

Обратимся теперь к анализу зависимостей $\eta_0(d_2)$ (под η_0 понимается значение коэффициента эффективности на длине связи L_0) и $L_0(d_2)$ для несимметричной конструкции, приведенных на рис. 4.

На рис. 4, а представлены графики $\eta_0(d_2)$ для всех собственных мод волноводов. Наиболее удобными являются моды, графики которых имеют наиболее протяженные участки с максимальными коэффициентами эффективности. Лучшие показатели у мод 2 и 3, для которых 100%-ное значение η_0 сохраняется в пределах изменения толщины зазора от 0 до 0,4 мкм.

На рис. 4, б приведены графики $L_0(d_2)$. Необходимыми требованиями здесь являются, с одной стороны, не очень большое максимальное значение L_0 , а с другой — малая скорость изменения L_0 при возрастании толщины зазора d_2 . Данным требованиям в наибольшей степени удовлетворяют моды высших порядков 1 и 2 (длина связи не превышает 832 мкм). Анализируя графики рис. 4, а, б, приходим к выводу, что оптимальным вариантом является использование моды 2 с $\beta_3^* = 1,543$.

Наконец, на рис. 4, в для сравнения приводятся графики $L_0(d_2)$ и $\eta_0(d_2)$ при фиксированных значениях $\beta_2^* = 1,558$ (мода 3) и $n_2 = 1,47$, где 1 и 4 — соответственно зависимости $L_0(d_2)$ и $\eta_0(d_2)$ для симметричной конструкции, а 2 и 3 — то же для несимметричной. Из рисунка видно, что в пределах приемлемого интервала изменения d_2 (от 0 до λ), когда соответствующие значения η_0 заполняют интервал от 70 до 100%, характер зависимости $L_0(d_2)$ в целом совпадает для обеих конструкций. Сделать же какие-либо выводы относительно коэффициента эффективности не представляется возможным, поскольку используемая методика не описывает характер зависимости $\eta_0(d_2)$ для симметричной системы (кривая 4).

Следует отметить, что разработанная программа позволяет оценивать допустимые технологические погрешности по длине перекрытия L волноводов и по толщине согласующей прослойки d_2 (т. е. максимальные величины отклонений ΔL и Δd_2 от требуемых значений, не приводящие к значительному снижению коэффициента эффективности η) с точностью до $\Delta d_2 = 0,025$ мкм и $\Delta L = L_0/100$.

Зависимости η_0 и L_0 от показателя преломления зазора n_2 для следующего набора параметров: $n_0 = n_4 = 1,515$, $n_1 = n_3 = 1,578$, $d_1 = 3,3$ мкм, $d_2 = 0,5$ мкм, $d_3 = 4,4$ мкм — представлены на рис. 5 и 6. Легко видеть, что с увеличением n_2 величина L_0 значительно уменьшается при одновременном росте η_0 (для каждой собственной моды). Следует также отметить, что скорости изменения L_0 и η_0 от n_2 растут с увеличением толщины зазора d_2 . Анализ показывает, что в соответствии с технологическими возможностями наиболее выгодными являются моды высших порядков, так как для них при изменении n_2 в интервале от 1,3 до 1,45 достигается 100%-ная перекачка мощности, причем для мод 1 и 2 длина связи L_0 меняется незначительно и имеет значения порядка сотен микрон.

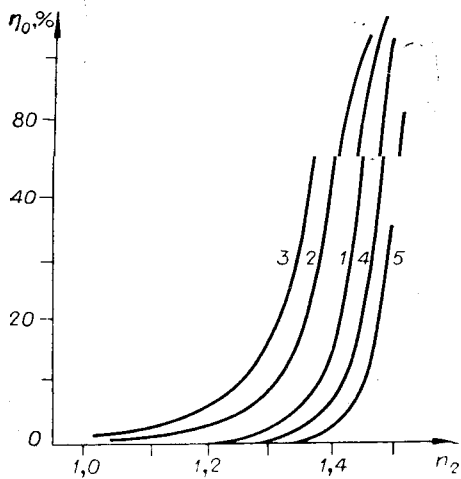


Рис. 5.

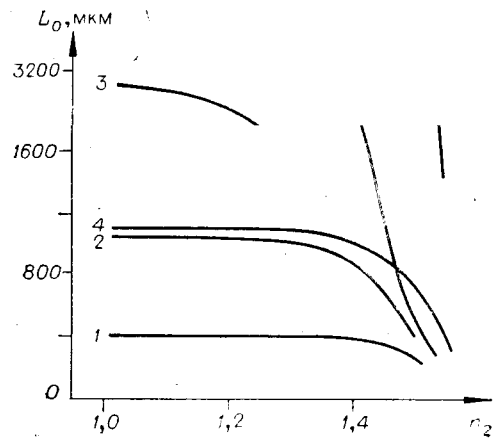


Рис. 6.

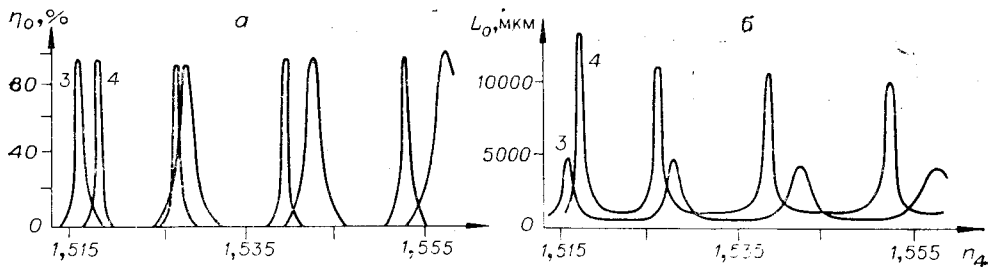


Рис. 7.

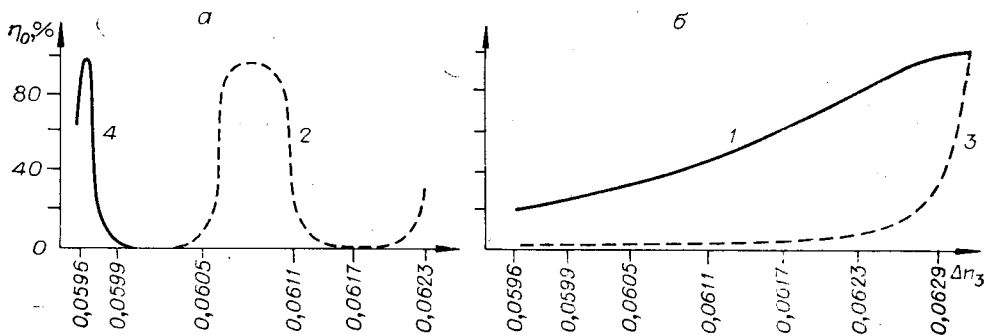


Рис. 8.

Зависимости η_0 и L_0 (рис. 7, а, б) от показателя преломления подложки верхнего волновода n_4 для двух мод ($\beta_1^* = 1,569$ и $\beta_2^* = 1,558$) при фиксированных значениях $n_0 = 1,515$, $n_1 = 1,578$, $n_2 = 1,48$, $d_1 = 3,3$ мкм, $d_2 = 1$ мкм, $d_3 = 4,4$ мкм носят ярко выраженный периодический характер. При этом, несмотря на то что элемент связи является несимметричным по толщинам волноводов, наблюдаются 100%-ные максимумы η_0 .

Ширина полосы значений n_4 , при которых достигается перекачка свыше 70% мощности, для моды 3 равна 0,002, для моды 4 — 0,0009. Это накладывает крайне жесткие ограничения на технологию изготовления элемента связи. Кроме того, поскольку максимумы кривой $L_0(n_4)$ согласуются с максимумами кривой $\eta_0(n_4)$, создаются дополнительные трудности из-за необходимости выдерживать большую точность длины перекрытия волноводов. Для симметричной конструкции (по толщинам волноводов) наблюдаются аналогичные закономерности.

Расчеты показывают, что элемент связи наиболее чувствителен к расстройке по параметру $\Delta n_3 = n_3 - n_4$. Для несимметричной по толщинам конструкции на рис. 8, а представлена зависимость $\eta_0(\Delta n_3)$ (кривые 2, 4). Эффективность η_0 изменяется от своего максимального значения на 20% при изменении Δn_3 на 0,0002 в случае моды 2 ($\beta_3^* = 1,543$) и на 0,00009 в случае моды 4 ($\beta_3^* = 1,569$). На рис. 8, б приведена зависимость $\eta_0(\Delta n_3)$ для симметричной конструкции ($d_1 = d_3 = 3,3$ мкм) (кривые 1, 3). Здесь η_0 изменяется на 20% при изменении Δn_3 на 0,0009 для моды 1 и на 0,0002 для моды 3. Таким образом, более выгодными в данном случае являются моды высоких порядков.

Зависимости η_0 и L_0 от толщины верхнего волновода d_3 для двух мод имеют периодический характер. Максимумы обеих функций согласуются, в связи с чем необходимо выдерживать очень большую точность по длине перекрытия L . Ширина полосы значений d_3 , при которых достигается перекачка свыше 70% мощности, растет с ростом d_3 .

Из вышесказанного следует, что элемент связи направленного типа является наиболее чувствительным к расстройке по показателям преломления волноводов. Существенно, что 100%-ная перекачка оптической мощности возможна и для несимметричной по n и d конструкции.

Для создания высокоэффективного элемента связи направленного типа необходимо выдерживать геометрические размеры по толщине волноводов с погрешностью не более $\Delta d \sim 0,05$ мкм, а по показателям преломления с погрешностью не более $\Delta n = 0,001$, что предъявляет серьезные требования к возможностям современной технологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иогансен Л. В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. Ч. I.— ЖТФ, 1962, т. 32, № 4.
2. Иогансен Л. В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. Ч. II.— ЖТФ, 1963, т. 33, № 11.
3. Иогансен Л. В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. Ч. III.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 11.
4. Иогансен Л. В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. Ч. IV.— ЖТФ, 1968, т. 38, № 5.
5. Введение в интегральную оптику/Под ред. М. Барноски.— М.: Мир, 1977.
6. Yariv A. Coupled-mode theory for guided wave optics.— IEEE J. Quant. Electron., 1973, vol. 9, N 9.
7. Taylor H. F., Yariv A. Guided wave optics.— Proc. of the IEEE, 1974, vol. 62, p. 1044—1060.

Поступила в редакцию 22 марта 1982 г.