

УДК 535.3

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЗАИМНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ С ВОЛНОЙ УТЕЧКИ

А. Н. Агеев, В. Н. Гриднев, А. С. Трифонов

Экспериментально и теоретически исследовано невязанное преобразование волноводной TE моды в излучательные TM моды в волноводе, состоящем из выращенной на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$ эпитаксиальной пленки феррита-граната и прижатой к ней пластины кристалла $LiNbO_3$. Достигнута развязка 40 дБ. Численный расчет развязки дал удовлетворительное согласие с экспериментом. При этом была установлена необходимость учета оптической анизотропии пленки, а также наличия зазора между пленкой и покрытием. Проанализирована возможность дальнейшего увеличения развязки.

Введение

Установлено [1], что для нормального функционирования широкополосных оптических линий связи источник когерентного излучения должен быть защищен от обратного рассеяния света в линии с помощью оптического вентиля. Наиболее перспективным является, по-видимому, использование для этой цели свойства невязанности распространения света в магнитоупорядоченных диэлектриках, в частности в ферритах-гранатах и эпитаксиальных пленках на их основе.

Среди различных типов оптических тонкопленочных вентилях (см. обзор [2]) большое внимание привлекает вентиль с волной утечки, впервые рассмотренный в работе [3]. Его существенным достоинством является отсутствие необходимости синхронизации TE и TM мод. Принцип работы вентиля основывается на использовании взаимного и невязанного преобразования волноводной моды в совокупность излучательных мод.

Вентиль состоит из ферритового слоя, помещенного между анизотропным покрытием и изотропной подложкой (рис. 1). В качестве ферритового слоя может быть использована эпитаксиальная пленка ферритграната (ФГ) на подложке из гадолинийгаллиевого граната (ГГГ), а в качестве анизотропного покрытия — кристалл ниобата лития, оптическая ось которого параллельна плоскости волновода.

В такой волноводной структуре может иметь место преобразование волноводных мод, например, благодаря гиротропии пленки и анизотропии покрытия. Связь между модами в этом случае определяется величинами анизотропной ϵ_{xy}^z и гиротропной ϵ_{yx}^z компонент тензора диэлектрической проницаемости покрытия и пленки, а также интегралами перекрытия полей взаимодействующих мод. Подробно это будет рассмотрено ниже.

Таким образом, в этом случае преобразование TE — TM определяется суммой двух членов — анизотропного в покрытии и гиротропного в пленке. Существенно, что гиротропная часть коэффициента связи меняет знак при изменении направления намагниченности или распространения света на противоположное. Подбирая параметры волновода, можно добиться равенства абсо-

лутных величин гиротропного и анизотропного слагаемых в выражении для полного коэффициента связи мод. Очевидно, что в этом случае в одном из направлений распространения полный коэффициент связи равен нулю, т. е. преобразование мод отсутствует, а в противоположном моды преобразуются. Мы будем называть эти направления соответственно «прямыми» и «обратными».

Все сказанное справедливо вне зависимости от того, являются ли моды волноводными или излучательными. Однако это становится существенным при конкретной технической реализации такого вентиля. Первоначально рассматривался вентиль, в котором TE и TM моды были волноводными [4]. Впоследствии был предложен вентиль с волной утечки [3], в котором волноводная мода при распространении в обратном направлении преобразовывалась в излучательные моды. При распространении в прямом направлении потери на излучение будут малы.

Как было указано в [3], использование связи между волноводной и излучательными модами дает существенные преимущества по сравнению со случаем связи двух волноводных мод. Главные из этих преимуществ состоят в том, что отпадает необходимость как в фазовом синхронизме между TE и TM модами, так и в селекторе мод.

Для того чтобы в волноводе существовала волноводная TE мода, а TM моды были излучательного типа (именно такая ситуация реализуется в системе ГГГ : ФГ : LiNbO_3), необходимо выполнение условий [3]

$$\epsilon_{xx}^f < \epsilon_{xx}^t, \epsilon_{xx}^s; \epsilon_{yy}^t, \epsilon_{yy}^s < \epsilon_{yy}^f. \quad (1)$$

Компоненты тензора ϵ_{ik}^t зависят от ориентации оптической оси LiNbO_3 в плоскости пленки

$$\epsilon_{yy}^t = \epsilon_{\perp} + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \sin^2 \theta, \quad \epsilon_{yz}^t = 0.5(\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \sin 2\theta,$$

где θ — угол между оптической осью и осью y ; $\sqrt{\epsilon_{\perp}} \approx 2.229$, $\sqrt{\epsilon_{\parallel}} \approx 2.151$ — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления LiNbO_3 на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм. Показатель преломления феррит-гранатовых пленок, выраженных на подложке ГГГ ($n^s = 1.945$), меняется в зависимости от состава в интервале от 2.1 до 2.5 [5]. Анизотропия этих пленок порядка 10^{-4} — 10^{-3} . Таким образом, подбором состава пленки можно удовлетворить условиям (1) в некотором интервале углов θ .

В работе [6] вентиль с волной утечки был исследован экспериментально. Удалось получить развязку 4.4 дБ/см при «сухом» оптическом контакте между покрытием и пленкой и 10 дБ/см при введении в зазор согласующего слоя из селена. Было отмечено заметное расхождение рассчитанных величин развязки и полученных экспериментально.

Таким образом, в работах [3, 6] указан принцип действия и продемонстрирована возможность создания вентиля с волной утечки, однако остался невыясненным важный вопрос о возможности достижения величин развязки, представляющих практический интерес. Кроме того, не ясны причины расхождения расчетных и измеренных величин развязки.

В настоящей работе эти вопросы исследуются как экспериментально, так и теоретически. ■

Математическое описание преобразования мод в вентиле с волной утечки

Подробное математическое рассмотрение вентиля с волной утечки дано в работах [3, 7]. Сделанные в этих работах упрощения аналогичны тем, которые используются при рассмотрении преобразования волноводных мод, и в этом

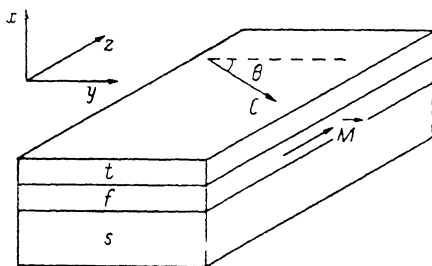


Рис. 1. Схема вентиля с волной утечки.

Индексами t, f, s обозначены соответственно пластина LiNbO_3 , с оптической осью C , намагниченная вдоль оси z , пленка и подложка. Свет распространяется вдоль оси z .

последнем случае оправданы. Однако при рассмотрении преобразования волноводной моды в излучательные эти упрощения оказываются неоправданными и могут приводить к заметным количественным погрешностям. Поэтому мы заново выведем уравнения связанных мод для рассматриваемого случая и укажем на возникающие при этом особенности.

Ясный и строгий вывод уравнений связанных мод для общего случая содержится в статье Когельника в [8]. Суть метода состоит в разложении искомого поля распространяющейся в волноводе световой волны по собственным функциям (модам) волнового уравнения, в котором тензор диэлектрической проницаемости упрощен по сравнению с исходным. В задачах с планарным волноводом удобно использовать TE и TM моды, являющиеся собственными модами волнового уравнения, в котором все недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости равны нулю.

Следуя [8], разложим поперечные компоненты полей E_p , H_p ($p=(x, y)$) по TE и TM модам

$$\begin{pmatrix} E_p \\ H_p \end{pmatrix} = \sum_{\nu} a_{\nu}(z) \begin{pmatrix} E_{\nu p} \\ H_{\nu p} \end{pmatrix} e^{i(N_{\nu}z - \omega t)}, \quad (2)$$

где E_{ν} , H_{ν} — поля моды с индексом « ν »; N_{ν} — эффективный показатель преломления ν -й моды, а суммирование проводится по всему спектру мод, как дискретному, так и непрерывному. Здесь и далее длина измеряется в единицах $\lambda/2\pi$ (λ — длина волны в вакууме).

Не повторяя выкладок, приведенных в [8], выпишем уравнения для коэффициентов $a_{\nu}(z)$

$$\frac{da_{\nu}}{dz} = i\omega \int_{-\infty}^{\infty} (E \epsilon_1 E_{\nu}^*) e^{-iN_{\nu}z}, \quad (3)$$

где ϵ_1 — недиагональная часть полного тензора ϵ . Это уравнение точное. В его правую часть входит полное поле $E = E_p + E_z$, которое необходимо выразить через $a_{\nu}(z)$. Обычно полагают, что E_z можно разложить по z -компонентам полей E_{ν} с теми же коэффициентами $a_{\nu}(z)$. Это и есть приближение, о котором говорилось выше и которое справедливо, как будет видно из дальнейшего, в линейном приближении по недиагональным компонентам тензора ϵ . В нашем случае, однако, можно получить точные уравнения для функций $a_{\nu}(z)$. Для вывода этих уравнений выразим с помощью уравнений Максвелла E_z через поперечные поля [8]

$$E_z = \frac{1}{\epsilon_{zz}} (-\epsilon_{zp} E_p + i \operatorname{rot}_p H_p). \quad (4)$$

Подставляя в (4) разложение поперечных полей по модам и используя уравнения Максвелла для TE и TM мод, получим

$$E_z = \sum_{\nu} a_{\nu}(z) \left(E_{\nu z} - \frac{\epsilon_{zy}}{\epsilon_{zz}} E_{\nu y} \right).$$

Если в этом соотношении пренебречь членом с ϵ_{zy} , то получим, что продольная компонента поля разлагается по модам с теми же коэффициентами, что и E_p . Подставляя (2) и (4) в правую часть (3), получим

$$\begin{aligned} \frac{da_{\nu}}{dz} = i\omega \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{\mu} a_{\mu}(z) e^{i z (N_{\mu} - N_{\nu})} & \left[\epsilon_{xy} E_{\mu x} E_{\nu y}^* + \epsilon_{yz} E_{\mu y} E_{\nu z}^* + \right. \\ & \left. + \epsilon_{yz} E_{\mu y} E_{\nu z}^* + \epsilon_{xy} E_{\mu x} E_{\nu y}^* - \frac{\epsilon_{zy}^2}{\epsilon_{zz}} E_{\mu y} E_{\nu y}^* \right] dz. \end{aligned} \quad (5)$$

Это точная система уравнений относительно $a_{\nu}(z)$, описывающая распространение связанных TE и TM мод в планарной волноводной структуре. Отме-

тим, что корректный учет разложения продольной компоненты не привел к существенному усложнению уравнений благодаря отсутствию зависимости полей от координаты y .

Рассмотрим теперь преобразование какой-либо одной волноводной моды с эффективным показателем преломления $N_e^{(0)}$ в совокупность излучательных TM мод. Обозначим

$$e(z) \equiv a_{N_e^{(0)}}^{TK}(z), \quad h(z, N) = a_N^{TM}(z),$$

где N — постоянная распространения (эффективный показатель преломления) излучательных TM мод, принимающая непрерывный ряд значений в интервале $\sqrt{\epsilon_{xx}^l} < N < \sqrt{\epsilon_{xx}^f}$. Излучательные TM моды с другими N можно не учитывать, поскольку постоянная распространения дискретной TE моды также принадлежит этому интервалу (так как $\epsilon_{xx}^f \approx \epsilon_{yy}^f$; подробнее см. [2]). Учитывая в уравнениях (5) только указанные моды, получим для функций $e(z)$ и $h(z, N)$ уравнения

$$\frac{de}{dz} = \int k(N) h(z, N) e^{iz(N - N_e^{(0)})} dN - i\delta_e e(z),$$

$$\frac{dh}{dz} = -k^*(N) e(z) e^{-iz(N - N_e^{(0)})}, \quad (6)$$

где

$$k(N) = i \int (\epsilon_{xy} E_{hx} E_{ey}^* + \epsilon_{zy} E_{hz} E_{ey}^*) dx,$$

$$\delta_e = \int \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{zz}} E_{ey}^2 dx,$$

$k(N)$ — коэффициент связи между модами; δ_e — сдвиг эффективного показателя преломления TE моды, возникший в результате учета различия модового разложения для продольных и поперечных компонент полей. Произведем в уравнениях (6) замену $e(z) \rightarrow e(z) \exp(i\delta_e z)$, $N_e = N_e^{(0)} - \delta_e$, выразим $h(z, N)$ из второго уравнения и, подставив в первое, получим окончательно уравнение для амплитуды TE моды

$$\frac{d'}{dz} = - \int_0^z A(z - z') e(z') dz', \quad (7)$$

$$A(z) = \int |k(N, N_e^{(0)})|^2 e^{iz(N - N_e)} dN. \quad (8)$$

Уравнение (7) в точности совпадает с соответствующим уравнением работы [3], совпадают, следовательно, и их решения. Однако в показатель экспоненты выражения (8) для $A(z)$ входит величина $N_e = N_e^{(0)} - \delta_e$, а в уравнение работы [3] — $N_e^{(0)}$, поэтому численные значения преобразования при тех же параметрах волновода могут существенно различаться, когда $N_e^{(0)} \approx \sqrt{\epsilon_{yy}^f}$, т. е. вблизи отсечки.

Решение уравнения (7) может быть получено с помощью преобразования Лапласа и представлено в виде интеграла по контуру в плоскости комплексного переменного [3]. Мы не будем приводить здесь этот результат, поскольку из-за сложного поведения коэффициента связи с N полученный интеграл не может быть вычислен аналитически. В [3] получено приближенное решение уравнения (7), которое для интенсивности $I(z)$ TE моды дает (при начальном условии $I(0) = 1$)

$$I(z) \sim |e(z)|^2 \approx \exp(-\pi/k(N_e)|^2 z). \quad (9)$$

Таким образом, преобразование энергии световой волны из TE моды в спектр TM мод определяется значением коэффициента связи мод при $N = N_e$. Этот результат естествен с физической точки зрения и объясняется тем, что преобразование мод протекает эффективно лишь при наличии фазового синхронизма мод, т. е. при $N = N_e$. Отсюда следует, что решение (9) тем точнее, чем больше z и чем медленнее меняется коэффициент связи в окрестности точки $N = N_e$.

Сопоставление приближенного решения (9) и точного решения системы уравнений (6), полученного численным методом, показало [6], что выражение (9) с высокой точностью описывает преобразование $TE \rightarrow TM$ для реальных значений параметров структуры. Таким образом, для расчета преобразования по приближенной формуле (9) необходимо знать коэффициент связи в точке $N=N_c$.

Обозначим $E_{xy} = \mathcal{E}(x)$, $H_{xy} = \mathcal{H}(x)$. Тогда коэффициент связи примет вид

$$k(N) = -\frac{\varepsilon_{yz}^f}{\varepsilon_{zz}^f} \int \mathcal{E}(x) \frac{d\mathcal{H}(x)}{dx} dx + i \frac{\varepsilon_{xy}^f N}{\varepsilon_{xx}^f} \int \mathcal{E}(x) \mathcal{H}(x) dx. \quad (10)$$

Интегрирование в первом члене проводится по толщине пластины, которую можно считать полубесконечной, а во втором по толщине пленки l . Как видно из (10), коэффициент связи есть сумма двух слагаемых: гиротропного в пленке и анизотропного в покрытии. Каждое из этих слагаемых зависит от соответствующих компонент тензора ε , а также от интегралов перекрытия полей TE и TM мод. Поле $E(x)$ экспоненциально падает в покрытии, причем тем быстрее, чем больше разность $\varepsilon_{yy}^f - \varepsilon_{yy}^i$ [2]. Отсюда следует, что эта разность не должна быть слишком велика, иначе интеграл перекрытия полей в покрытии будет очень мал. Отметим, что эффекты, связанные с недиагональной компонентой μ_{xy} тензора магнитной проницаемости в рассматриваемом случае распространения света вдоль намагниченности, включены в член с ε_{xy} . Это связано с тем, что μ_{xy} и ε_{xy} входят в этом случае в уравнения связанных мод аддитивно (подробнее см. [2]).

До сих пор мы рассматривали трехслойную волноводную структуру, однако фактически между пластиной и пленкой существует воздушный зазор порядка 0.1 мкм (при оптическом контакте). Наличие такого зазора должно существенно влиять на величины полей \mathcal{E} и \mathcal{H} и, следовательно, на преобразование мод. Поэтому в расчетах мы будем учитывать наличие такого зазора, т. е. будем рассматривать четырехслойную структуру. Выражения для полей \mathcal{E} и \mathcal{H} в четырехслойной структуре имеются в работе [9]. Интегрирование в формуле (10) элементарно, однако получающиеся выражения громоздки и неудобны для качественного анализа зависимости коэффициента связи от параметров структуры. Поэтому мы не приводим их здесь, а ограничимся в дальнейшем результатами численных расчетов.

Эксперимент

Предварительные расчеты развязки для ряда типичных значений параметров показали сильную и нерегулярную зависимость от показателя преломления пленки, ее толщины, оптической анизотропии, фарадеевского вращения (компоненты тензора ε_{xy}^f), величины зазора между покрытием и пленкой. Поэтому выбор пленки с предварительно оптимизированной по этим параметрам развязкой практически невозможен в настоящее время. Кроме того, выбор пленок ограничивается требованиями высокого оптического качества (прозрачности), ровной поверхности, нужного типа магнитной анизотропии (легкая плоскость). Поэтому среди пленок, удовлетворяющих перечисленным выше требованиям, были выбраны пленки, имеющие большое значение фарадеевского вращения, т. е. большое значение ε_{xy}^f , и не слишком большой показатель преломления. Последнее условие необходимо для того, чтобы поле волноводной TE моды $\mathcal{E}(x)$ в покрытии не было очень малым, в противном случае, как это видно из (10), будет мала «анизотропная» часть коэффициента связи.

В экспериментах нами использовалась пленка состава $Yb_2PrFe_4GaO_{12}$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ ориентации $\{111\}$. Параметры пленки на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм (фарадеевское вращение, коэффициент поглощения, показатели преломления TM и TE мод, толщина) соответственно равны: $\Theta_F = 402$ град/см, $\alpha = 9$ дБ/см, $n_{TE} = 2.1758$, $n_{TM} = 2.1773$, $l = 3.11$ мкм. Показатели преломления пленки были выбраны таким образом, чтобы при наличии покрытия из кристалла $LiNbO_3$ в пленке распространялась одна TE мода поляризации. Контакт между покрытием и пленкой создавался

в результате тщательной полировки соответствующих поверхностей, без использования иммерсионных прослоек, как это было сделано в [6].

Поскольку система симметрична, изменение направления света на противоположное эквивалентно повороту намагниченности на 180° . Величина развязки L определялась как разность $L = L^- - L^+$ потерь (в децибелах) в обратном и прямом направлениях.

На рис. 2 представлена зависимость развязки и прямых потерь без учета затухания света в пленке от ориентации оптической оси покрытия при длине оптического контакта 5 мм. Угол θ между оптической осью и осью z (угол отсечки), при котором еще возможно распространение TE моды, был равен 30.5° .

Максимальная развязка в 27 дБ наблюдалась при угле $\theta = 30^\circ$, близком к углу отсечки моды; прямые потери из-за преобразования мод при этом минимальны (0.5 дБ). Увеличив для этого направления длину оптического контакта до 8 мм, удалось получить развязку 40 дБ при прямых потерях (из-за преобразования мод) 1 дБ.

Обсуждение результатов

Таким образом, в настоящей работе в волноводе с волной утечки достигнута развязка, значительно большая, чем в работе [6]. В связи с этим необходимо дать ответы на следующие вопросы: во-первых, в какой степени можно добиться количественного согласия между экспериментом и теорией и, во-вторых, каковы пути дальнейшего увеличения развязки? С этой целью мы рассчитали значения преобразований и развязки для параметров волновода, соответствующих экспериментальным или близким к ним.

На рис. 3 приведены зависимости преобразования энергии TE моды (а) и развязки (б) от угла поворота оптической оси пластины для случаев анизотропной и изотропной пленки, а также при наличии малого воздушного зазора между покрытием и пленкой, рассчитанные по формулам (9), (10). Расчет проводился для значений толщины пленки и компонент ϵ_{yz}^i и ϵ_{yz}^f , соответствующих экспериментальным.

Преобразование осуществляется при углах поворота θ оптической оси покрытия, меньших критического угла. Как видно из рис. 3, а, б, значение этого угла, полученное из расчета, хорошо согласуется с экспериментальной величиной 30.5° . Кривые 1 и 3 отвечают экспериментально измеренным показателям преломления TE и TM мод, причем для кривой 3 зазор между пленкой и покрытием равен нулю, а для кривой 1 величина зазора составляет 36 Å. Эта величина была получена подбором из условия достижения максимального значения развязки. Кривая 2 отвечает тому же значению зазора, однако пленка считалась изотропной с показателем преломления, равным $n_{TE} = 2.1758$, т. е. не учитывалась слабая анизотропия пленки. Для всех кривых характерно увеличение развязки по мере приближения к отсечке TE моды. Такое поведение не является, конечно, универсальным, а есть следствие конкретного выбора параметров. В частности, на кривой 2 максимум достигается все же не в точке отсечки, а вблизи нее.

Отметим, что приведенные численные значения зазора являются несколько условными, так как поверхности пленки и покрытия имеют неровности, размер которых может значительно превышать 36 Å. Так что представление об одно-

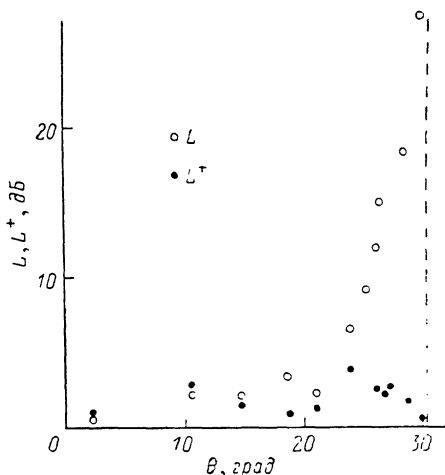


Рис. 2. Экспериментальная зависимость развязки L и прямых потерь (из-за преобразования мод) L^+ от угла поворота оптической оси LiNbO_3 при длине оптического контакта между покрытием и пленкой 5 мм.

родном зазоре является модельным. Тем не менее можно полагать, что введение такого зазора качественно правильно моделирует реальную ситуацию.

Поскольку величины зазоров для кривых 1 и 3 отличаются всего лишь на 36 \AA , можно заключить, что величина зазора очень сильно влияет на преобразование мод и развязку. Такая резкая зависимость ограничивает точность, с которой можно количественно описать реальную экспериментальную ситуацию, поскольку, как уже отмечалось, представление об однородном зазоре является приближенным. Принимая это во внимание при сопоставлении приведенных ниже данных эксперимента и расчета, можно сделать вывод об их удовлетворительном согласии, причем наилучшим образом эксперименту соответствует кривая 1, построенная с учетом некоторого эффективного зазора и реальной анизотропии пленки. Роль малой анизотропии пленки, как это видно из сравнения кривых 1 и 2, также очень велика. Пренебрежение величиной

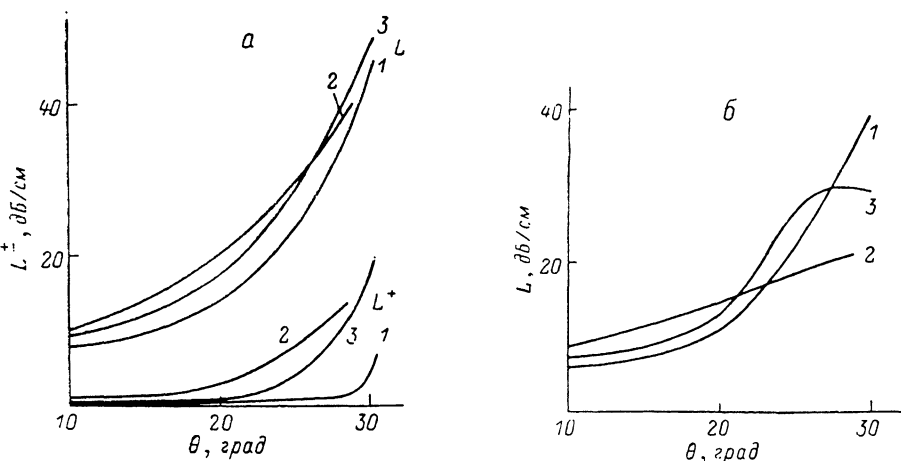


Рис. 3. Расчетная зависимость прямых (L^+) и обратных (L^-) потерь (а) (из-за преобразования мод) и развязки $L=L^- - L^+$ (б) от угла поворота оптической оси LiNbO_3 .

1 — пленка анизотропна, зазор 36 \AA ; 2 — пленка изотропна, зазор 36 \AA ; 3 — пленка анизотропна, зазор равен нулю.

анизотропии пленки $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ приводит к заметному уменьшению развязки. Расчет показал, что изменение знака анизотропии делает развязку еще меньше; эти данные не приведены на рисунках. Аналогичный вывод о сильном влиянии анизотропии пленки на преобразование мод был сделан в работе [10], в которой рассматривался волновод с волной утечки, полученный диффузией Nb в LiTaO_3 . Следует отметить, что изменение анизотропии пленки приводит к изменению полей волноводной TE моды и излучательных TM мод, поэтому результирующая зависимость преобразования от анизотропии пленки оказывается сложной, и ей трудно дать наглядное объяснение. Это замечание справедливо, хотя и в разной степени, также в отношении зависимости преобразования от других параметров вентиля. Поэтому анализ экспериментальных данных по преобразованию мод без детальных численных расчетов был бы сильно затруднен, если вообще возможен.

Таким образом, мы обнаружили сильное влияние величины воздушного зазора и оптической анизотропии пленки на преобразование мод и развязку. Не учтя этих факторов, мы получили бы существенно худшее согласие с экспериментом. С этим же связано, по-видимому, расхождение расчетных и экспериментальных результатов работы [6].

Обсудим теперь вопрос о перспективах повышения развязки вентиля. Прежде всего заметим, что показатели преломления подложки и покрытия фактически фиксированы: первый — условиями жидкофазной эпитаксии, второй — отсутствием заменителя кристалла LiNbO_3 . Поэтому практически можно менять лишь параметры пленки. Наиболее сильной и нетривиальной зависимостью преобразования мод, изучение которой требует численных расчетов, является зависимость от показателя преломления пленки.

С целью выяснить возможность увеличения развязки мы рассчитали величины преобразования мод для той же системы, но с различными показателями преломления пленки. Оказалось, что максимальная величина развязки сколь угодно заметно не менялась; она достигалась при той же приблизительно величине анизотропии пленки, но при другой величине зазора. Можно поэтому полагать, что основными путями увеличения развязки для рассмотренной системы являются увеличение фарадеевского вращения материала пленки, т. е. увеличение ϵ_{zy}^F , и увеличение прозрачности пленки, что позволит увеличить длину волновода. Так, увеличение ϵ_{xy}^F в два раза позволит в идеальном случае, как это видно из формул (9) и (10), увеличить преобразование мод в 8 раз (в дБ/см). Существенное увеличение фарадеевского вращения достигается в настоящее время использованием Bi-содержащих пленок. Однако эти пленки имеют несколько более высокий показатель преломления по сравнению с другими [5]. Поэтому приведенная оценка, вероятно, несколько завышена. Тем не менее она показывает, что создание высокоэффективного вентиля с волной утечки вполне реально.

Литература

- [1] Hirota O., Suematsu Y. IEEE J. Quantum Electron. 1979, v. 15, N 3, p. 142—149.
- [2] Прохоров А. М., Смоленский Г. А., Агеев А. Н. УФН, 1984, т. 143, № 1, с. 33—72.
- [3] Yamamoto S., Okamura Y., Makimoto T. IEEE J. Quantum Electron., 1976, v. 12, N 12, p. 764—770.
- [4] Warner J. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1975, v. 23, N 1, p. 70—78.
- [5] Hansen P., Krumme J.-P. Thin Solid Films, 1984, v. 114, N 1/2, p. 69—107.
- [6] Kirsh S. T., Biolsi W. A., Blank S. L. et al. J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 5, p. 3190—3199.
- [7] Yamamoto S., Okamura Y. J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 4, p. 2555—2564.
- [8] Интегральная оптика / Под ред. Тамюра Т. М.: Мир, 1978, с. 27.
- [9] Sun M. J., Muller M. W. Appl. Opt., 1977, v. 16, N 4, p. 814—816.
- [10] Onodera H., Nakajima M. Appl. Opt., 1986, v. 25, N 13, p. 2175—2181.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 января 1987 г.