

Применение теории связанных волн для анализа наклонных отражателей в оптических волноводах

Е.А.Колосовский, А.В.Царев

Предлагается и исследуется новый подход к анализу прохождения и рассеяния волноводной ТЕ-моды через наклонный отражатель, расположенный в оптическом волноводе. Отражение неоднородного оптического пучка от наклонного отражателя впервые описано полуаналитически с помощью теории связанных мод с учетом взаимосвязи и трансформации энергии между всеми волнами дискретного и непрерывного спектров оптического 2D-волновода (четными и нечетными направляемыми, излучательными и нераспространяющимися). Результаты расчета прохождения света через наклонный отражатель в виде тонкой (10–500 нм) однородной полоски, полученные нашим методом и методом конечных разностей во временной области (FDTD), находятся в отличном количественном соответствии. В отличие от метода FDTD наш метод характеризуется значительно (на один-два порядка) более высокой скоростью и точностью вычислений.

Ключевые слова: интегральная оптика, оптический волновод, метод связанных мод, метод конечных разностей во временной области, нанофотоника.

1. Введение

Наклонные наноотражатели, находящиеся в оптических волноводах, используются для построения делителей световых микропотоков в устройствах обработки оптической информации [1, 2] или в качестве базовых элементов мультиотражательной фильтрующей технологии [3–6]. Ранее корректное описание отражения неоднородного оптического пучка от одиночных отражателей проводилось численно методом конечных разностей во временной области (FDTD) [1–4]. Сеточные методы FDTD универсальны, однако требуют больших вычислительных ресурсов и не обеспечивают достаточной точности расчета потерь световой энергии в случае малых коэффициентов отражения вбок от одиночного отражателя, что принципиально важно при обработке оптического сигнала с помощью новых фильтров и мультиплексоров, основанных на многолучевых эффектах [3–6].

В настоящей работе создан принципиально новый подход, базирующийся на теории связанных волн (мод) [7–9], который впервые использован здесь для анализа полного поля при прохождении оптического пучка по оптическому волноводу, содержащему наклонный отражательный элемент. Ранее уравнения связанных волн рассматривались, как правило, только для двух «главных» взаимодействующих мод [10]. Теперь прохождение, зеркальное отражение и рассеяние неоднородного оптического пучка от наклонного отражателя впервые описывается с помощью теории связанных мод с учетом взаимосвязи и трансформации энергии между всеми волнами дискретного и непрерывного спектров оптического вол-

новода (четными и нечетными направляемыми, излучательными и «evanescent» – нераспространяющимися). Для упрощения задачи трехмерный (3D) оптический волновод заменен его двумерным (2D) аналогом с помощью метода эффективного показателя преломления [11]. При этом ТМ-поляризация 3D-волновода соответствует ТЕ-поляризации эквивалентного 2D-волновода. В настоящей работе с целью демонстрации возможностей метода мы рассмотрели важный случай отражения фундаментальной ТЕ₀-моды от узкой однородной нанополоски, расположенной под углом к оси однородного двумерного волновода.

2. Использование метода связанных волн для анализа отражения волноводной моды от полоскового наклонного отражателя, пересекающего оптический волновод

2.1. Постановка задачи и базовые уравнения

Рассмотрим типичную волноводную структуру с одиночным наклонным отражателем (рис.1). Пусть концы отражателя выступают за границу волноводного слоя, чтобы полностью захватить «хвосты» поля падающего излучения ТЕ₀-моды. Электромагнитное поле в любой точке структуры ищется в виде суперпозиции прямых и обратных волн невозмущенного оптического волновода. Для каждого типа таких прямых и обратных волн из уравнений Максвелла можно получить [7] точную интегродифференциальную систему, которая связывает амплитуды всех взаимодействующих волн в области взаимодействия, ориентированной вдоль оси z :

$$\begin{aligned} \frac{dA(\beta, z)}{dz} &= -i \sum_{p,q} \int B(\beta', z) \kappa(\beta, \beta', z) \exp(\pm i \xi z) d\beta', \\ \frac{dB(\beta, z)}{dz} &= i \sum_{p,q} \int A(\beta', z) \kappa^*(\beta, \beta', z) \exp(\pm i \xi z) d\beta'. \end{aligned} \quad (1)$$

Е.А.Колосовский, А.В.Царев. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: kolos@thermo.isp.nsc.ru, tsarev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 7 апреля 2007 г., после доработки – 23 ноября 2007 г.

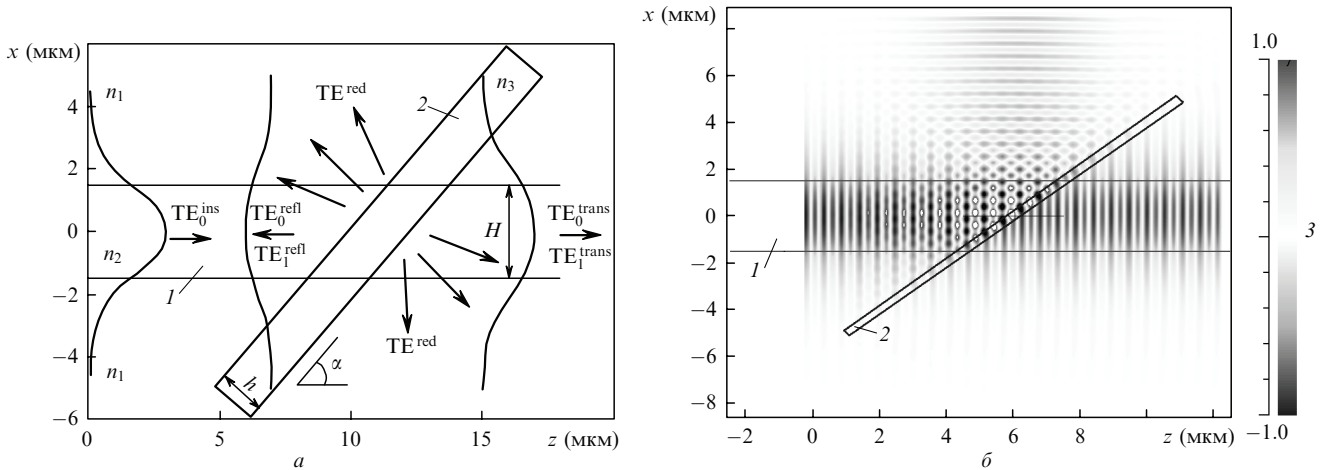


Рис. 1. Иллюстрации к расчетам полей в волноводе с наклонным отражателем методами теории связанных мод (а) и FDTD для $h = 300$ нм и $n_3 = 2.4$ (б): 1 – оптический волновод; 2 – наклонный отражатель; 3 – шкала интенсивности нормированного электрического поля.

Здесь $A(\beta, z)$ – изменяющиеся амплитуды падающих (прямых) мод дискретного и непрерывного спектра, являющихся собственными для свободного волновода без отражателя, в том числе амплитуда $A_0(z)$ фундаментальной TE_0 -волны; $B(\beta, z)$ – изменяющиеся амплитуды собственных обратных волн, в том числе амплитуды $B_n(z)$ отраженных дискретных TE_n -волн; β, β' – продольные волновые числа собственных мод; ξ – всевозможные парные комбинации разностей продольных волновых векторов β и β' взаимодействующих волн – как направляемых мод, так и мод непрерывного спектра (излучательных и нераспространяющихся, прямых и обратных);

$$\kappa(\beta, \beta', z) = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\varepsilon(x, z) E(\beta, x) E^*(\beta', x) dx \quad (2)$$

– коэффициент связи [7], пропорциональный интегралу перекрытия поперечных полей $E(x, \beta)$ и $E(x, \beta')$ любых двух собственных мод из полного набора мод данного волновода; $\Delta\varepsilon(x, z) = \varepsilon(x, z) - \varepsilon_0(x, z)$ – разность диэлектрических проницаемостей, обусловленная наличием отражателя; $\varepsilon(x, z)$ и $\varepsilon_0(x, z)$ – диэлектрические проницаемости волновода с отражателем и без него соответственно; ω – частота света с длиной волны в вакууме λ_0 и волновым вектором $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; p, q – суммирование по типам волн, их направлениям (прямые – обратные) и четности, поскольку моды непрерывного спектра вырождены по волновому числу.

О пределах интегрирования в (1) будет сказано чуть ниже. Отметим, что теория связанных волн вовсе не является разновидностью теории возмущений. Она развивалась самостоятельно и в самом общем случае анизотропных волноводов была представлена Д. Маркузе в 1975 г. [12]. Подчеркнем, что поскольку формализм связанных мод является строгим [7], мы не будем пользоваться какими-либо приближениями или разложениями.

В основу решения бесконечной системы уравнений (1) заложен оригинальный численно-аналитический подход [8, 9]. Рассмотрим его основные моменты. Вводятся промежуточные интегральные функции $P(\beta, \beta', z)$ и $Q(\beta, \beta', z)$ для каждого типа волн – дискретных и непрерывных, прямых и обратных, излучательных и нераспространяющихся, четных и нечетных:

$$P(\beta, \beta', z) = \int \kappa(\beta, \beta', z) \exp(\pm i \xi z) dz, \quad (3)$$

$$Q(\beta, \beta', z) = \int \kappa(\beta, \beta', z) \exp(\pm i \xi z) z dz.$$

Пределы интегрирования в (3) и в (1) для прямых или обратных волн, относящихся к индексу β соответственно, разные (от 0 до z либо от z_{\max} до z). Интегральные функции $\kappa(\beta, \beta', z)$, $P(\beta, \beta', z)$ и $Q(\beta, \beta', z)$ непрерывны. Важно то, что для однородного волновода в случае отражателя с плоскими границами они могут быть представлены аналитически точно. Явный вид выражений для κ, P и Q , являющихся комбинацией экспоненциально-тригонометрических выражений, мы опускаем. На рис.2 приведены характерные зависимости от β и z коэффициентов связи, построенных по известным полям [7] двухмодового пленочного оптического волновода. При этом использовались следующие параметры структуры: ширина волновода $H = 3.8$ мкм, толщина отражателя $h = 0.65$ мкм, угол наклона отражателя $\alpha = 60^\circ$, показатели преломления среды и волновода $n_1 = 2.2$, и $n_2 = 2.21$ соответственно. Отметим, что особое внимание необходимо уделить стыковке промежуточных функций (3) на границах с разными значениями показателя преломления.

Область взаимодействия разбивается по оси z на конечное (20–50) число частей z_k , а $A_0(z)$ представляется в виде кусочно-линейной функции с неизвестными (комплексными) коэффициентами наклона a_k на каждом линейном участке:

$$A_0(z) = a_k z + b_k. \quad (4)$$

По условию задачи падающей является TE_0 -мода, поэтому в начале области взаимодействия ($z = 0$) амплитуды всех падающих волн (кроме одной) равны нулю: $A(\beta, 0) = 0, A_0(0) = 1$. Для обратных волн – наоборот, равны нулю амплитуды в конце области взаимодействия, $B(\beta, z_{\max}) = 0$, поскольку за этой областью ($z > z_{\max}$) никаких отраженных волн быть не должно.

Сначала выделяется главная часть решения системы (1). Слагаемые, содержащие функцию $A_0(z)$, группируются в отдельную подсистему, которая с учетом (3), (4) и указанных выше краевых условий может быть проинтегрирована по z :

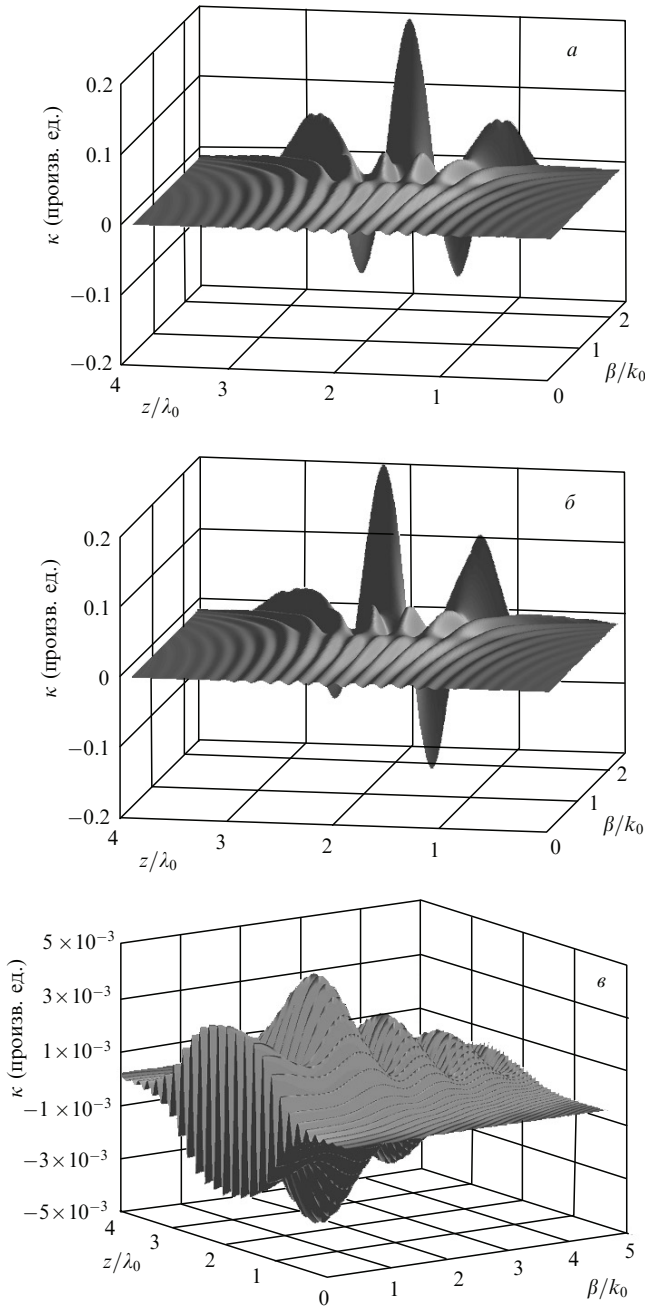


Рис.2. Характерный вид коэффициента связи $\kappa(\beta, z)$ волны TE_0 с модами непрерывного спектра в оптическом волноводе с наклонным отражателем для четных (а) и нечетных (б) излучательных мод и для четных нераспространяющихся мод (в).

$$A(\beta, z) = -i \sum_{p,q} \left\{ \sum_{j=1}^k \{ a_{j-1} [Q(\beta, \beta', z_j) - Q(\beta, \beta', z_{j-1})] + b_{j-1} [P(\beta, \beta', z_j) - P(\beta, \beta', z_{j-1})] \} + a_k [Q(\beta, \beta', z) - Q(\beta, \beta', z_k)] + b_k [P(\beta, \beta', z) - P(\beta, \beta', z_k)] \right\}. \quad (5)$$

Здесь $z_k < z < z_{k+1}$, а свободный индекс β' (волновое число) необходимо положить равным продольному волновому числу дискретной TE_0 -моды. Аналогичное выражение можно записать для комплексных амплитуд обратных волн $B(\beta, z)$ с тем отличием, что суммирование по номерам k линейных участков области взаимодействия

будет вестись в обратном порядке, от конца области взаимодействия к её началу. С учетом суммирования по p и q правая часть (5) содержит десять типов функций P и Q , восемь из которых относятся к непрерывному спектру волн (излучательных и нераспространяющихся, прямых и обратных, четных и нечетных), а два – к дискретному спектру (направляемых мод – прямых и обратных). Но по сути (5) есть простая линейная комбинация функций P и Q с коэффициентами a_k , поскольку b_k выражаются через a_k линейно: $b_1 = 1 + a_1(z_1 - z_0)$, $b_2 = 1 + a_1(z_1 - z_0) + a_2(z_2 - z_1)$,... и т. д.

Чтобы определить коэффициенты наклона a_k кусочно-линейной функции $A_0(z)$, выпишем отдельно для амплитуды TE_0 -волны из (1) полное уравнение:

$$\frac{dA_0(z)}{dz} = -i \sum_p \left\{ \int A(\beta', z) \kappa(\beta, \beta', z) \exp(-i\xi z) d\beta' + \int B(\beta', z) \kappa(\beta, \beta', z) \exp(i\xi z) d\beta' \right\}. \quad (6)$$

В этом уравнении свободный индекс β необходимо положить равным продольному волновому числу дискретной TE_0 -моды. В отличие от (1) здесь амплитуды прямых волн $A(\beta, z)$ вынесены в отдельное слагаемое, а индекс p означает оставшееся суммирование по типам волн и четности. Поскольку левая часть выражения (6) $dA_0(z)/dz = a_k$, то после подстановки в него выражения (5) оно задаёт алгебраическую систему линейных уравнений N -го порядка, равного числу участков z_k с вполне определенной правой частью c_k , явный вид которой опускаем:

$$\sum_{i=1}^N M_{ki} a_i = c_k. \quad (7)$$

Несмотря на бесконечное число мод непрерывного спектра, да ещё и разного типа, все они интегральным образом связаны друг с другом через линейную систему (7), имеющую относительно небольшого порядка N . Без ущерба для идеи метода можно полагать, что элементы матрицы M_{ki} вычислены в средней точке каждого промежутка с координатой $z = (z_k + z_{k-1})/2$. Пределы интегрирования по β' в (6) и (7) разные и зависят от типа волны. В случае излучательных мод нет необходимости в обрезании спектра, поскольку их продольное волновое число меняется в конечных пределах, а для нераспространяющихся волн с мнимым β' верхний бесконечный предел интегрирования задается значением исходя из требования точности (оказалось, что это значение соизмеримо по модулю с вещественным пределом β). Отметим, что плотность точек при интегрировании можно существенно понизить, если расположить их не равномерно, а разбить на группы по 2–4 штуки и сместить в квадратурные узлы внутри каждой группы. Суммирование с гауссовыми квадратурными весами, как известно [13], при этом эквивалентно интегрированию полиномов третьего–седьмого порядков. Тогда в каждой области непрерывного спектра β' достаточно зафиксировать по 100–150 точек и рассматривать только это ограниченное количество спектральных составляющих.

Таким образом, главная часть решения системы (1) для всех компонент непрерывного и дискретного спектров $A(\beta, z)$ и $B(\beta, z)$ выражается полностью в аналитическом виде как линейная комбинация (5) функций P и Q с

коэффициентами a_k , определяемыми (численно) решением алгебраической системы линейных уравнений (7). Компонента спектра ТЕ₀-моды, в свою очередь, определяется самосогласованно решением (6) и представляет собой простую кусочно-линейную функцию (4). Можно сказать, что все компоненты спектра выражены через одну главную компоненту $A_0(z)$, а кусочно-линейная компонента A_0 выражается через остальные компоненты, и любые малые изменения $A(\beta, z)$ и $B(\beta, z)$ приводят к изменению элементов линейной системы (7) и наклонов a_k . Выделенная таким образом главная часть решения системы (1) имеет наглядный физический смысл.

Из теории связанных волн известно, что формализм связанных мод консервативен и всегда сохраняет полную энергию взаимодействующих волн, которая может распределяться лишь между спектральными компонентами в области взаимодействия. Поскольку падающей, единственной ненулевой компонентой по условию задачи является ТЕ₀-волна, то найденное решение относится к случаю, когда взаимообмен осуществляется только с участием этой волны как основного «поставщика» энергии. Взаимообмен без участия основной компоненты временно не учитывается, поскольку взаимодействие любой пары компонент спектра, имеющих значительно меньшие амплитуды, чем A_0 , есть величина меньшего порядка. Однако важно то, что (6) является полным не усеченным уравнением, связывающим все существующие компоненты спектра.

Продолжим наше решение. Подставляя главную часть (5) в систему (1) и интегрируя по z по частям, получим выражение для добавки к решению, которую можно считать разными способами (численно):

$$r(\beta, z) = -i \sum_{p,q} \int \left[P(\beta, \beta', z) A(\beta', z) - \int_0^z P(\beta, \beta', z') \frac{dA(\beta', z')}{dz'} dz' \right] d\beta', \quad (8)$$

где p, q по-прежнему означают суммирование по типам волн, направлению и четности, но слагаемые с амплитудой A_0 в сумме отсутствуют. Интегрирование по z' в (8) для обратных волн должно осуществляться от z_{\max} до z , а пределы интегрирования по β' для каждого типа волн свои. Таким образом, полное решение системы уравнений связанных волн (1) распадается на аналитическую часть в виде суперпозиции (5) непрерывных функций P и Q и добавочную часть (8), рассчитываемую численно в срединных узлах сетки z_k . Подставляя уточненное решение в (6), снова получаем линейную систему алгебраических уравнений (7) для коэффициентов a_k . Нет необходимости вести расчет (8) с большой точностью, поскольку уточнение добавки $r(\beta, z)$ можно продолжить, сведя его к повторному решению линейной системы (7) с одной и той же матрицей M_{ki} , но с разными правыми частями c_k . При этом в добавку (8) подставляются решения $A(\beta, z)$ и $B(\beta, z)$, полученные на предыдущем шаге.

Суммируем сказанное. Задача прохождения и рассеяния неоднородной волны в волноводной структуре с наклонным отражателем рассматривается в спектральном представлении с использованием теории связанных волн. Путем введения дополнительных аналитических функций удаётся преобразовать систему бесконечных интегродифференциальных уравнений связанных волн в ма-

лоразмерную алгебраическую линейную систему и выразить главную часть общего решения через линейную комбинацию введенных функций. Это стало возможным благодаря тому, что для однородного волновода, в случае отражателя с плоскими границами, интегральные функции P и Q могут быть представлены аналитически точно. По существу функции P и Q являются проинтегрированными «кусочками» системы (1), из которых выстраивается все дальнейшее решение, включая добавку r (8). Линейная система (7) строится из уравнения (6) для амплитуды A_0 падающей ТЕ₀-волны, которая представляется в виде простой кусочно-линейной функции (4) с коэффициентами наклона a_k , определяемыми из (7) самосогласованно с амплитудами всех перечисленных выше типов волн, входящих в правую часть (6). Общее решение для функций $A(\beta, z)$ и $B(\beta, z)$ представляется в виде главной части решения (записываемого в виде линейной комбинации аналитических функций P и Q с конечным числом тех же коэффициентов, что и в $A_0(z)$) и некой добавки r (8), выражающейся через функции P и Q , которая может быть найдена разными способами и проинтерполирована.

Для направляемых мод коэффициент отражения R и коэффициенты прохождения находятся точно решением (1) при $z = 0$ и $z = z_{\max}$. Коэффициент бокового отражения R_0 в спектр излучательных волн находится через поток вектора Пойнтинга или через интеграл перекрытия найденного поля с полем падающей волны.

Таким образом, удается рассмотреть явление самосогласованного преобразования волн на наклонном отражателе с участием мод бесконечного спектра полностью, без каких-либо приближений, и получить ответ практически в аналитической форме. Это обеспечивает не только высокую точность и скорость вычислений, недоступную для других численных (сеточных) методов, но и возможность выборочного отдельного построения оптических полей падающих и отраженных волн (волноводных, излучательных и нераспространяющихся) только в нужном месте на заданном расстоянии от отражателя. Спектральное представление, на наш взгляд, имеет определенные преимущества перед сеточными методами. Сеточные методы решают задачу распространения света прямым моделированием, шаг за шагом, внутри ограниченной области. Прямое моделирование волновых процессов, в том числе светового распространения, проводится над быстроосциллирующими функциями. И чтобы «не потерять фазу», численное интегрирование должно вестись с достаточно малым шагом как по времени, так и по пространственным координатам. Это требование к дифференциальной разности приводит к увеличению времени счёта и, как следствие, к увеличению погрешности при большом числе шагов. Поэтому с волновыми задачами численные методы справляются не так хорошо, как с электростатическими, гравитационными или баллистическими задачами. В спектральном рассмотрении коэффициенты представляют собой плавные функции, отделенные от быстроосциллирующих волновых множителей, и снимается требование на ограниченность области взаимодействия.

2.2. Результаты численного моделирования для пленочного волновода

Рассмотрим для примера отражение ТЕ₀-моды от наклонного отражателя ($h = 0.25$ мкм, угол $\alpha = 65^\circ$, $n_3 = 1.33$) в четырехмодовом волноводе ($H = 3$ мкм, $n_1 = 2$,

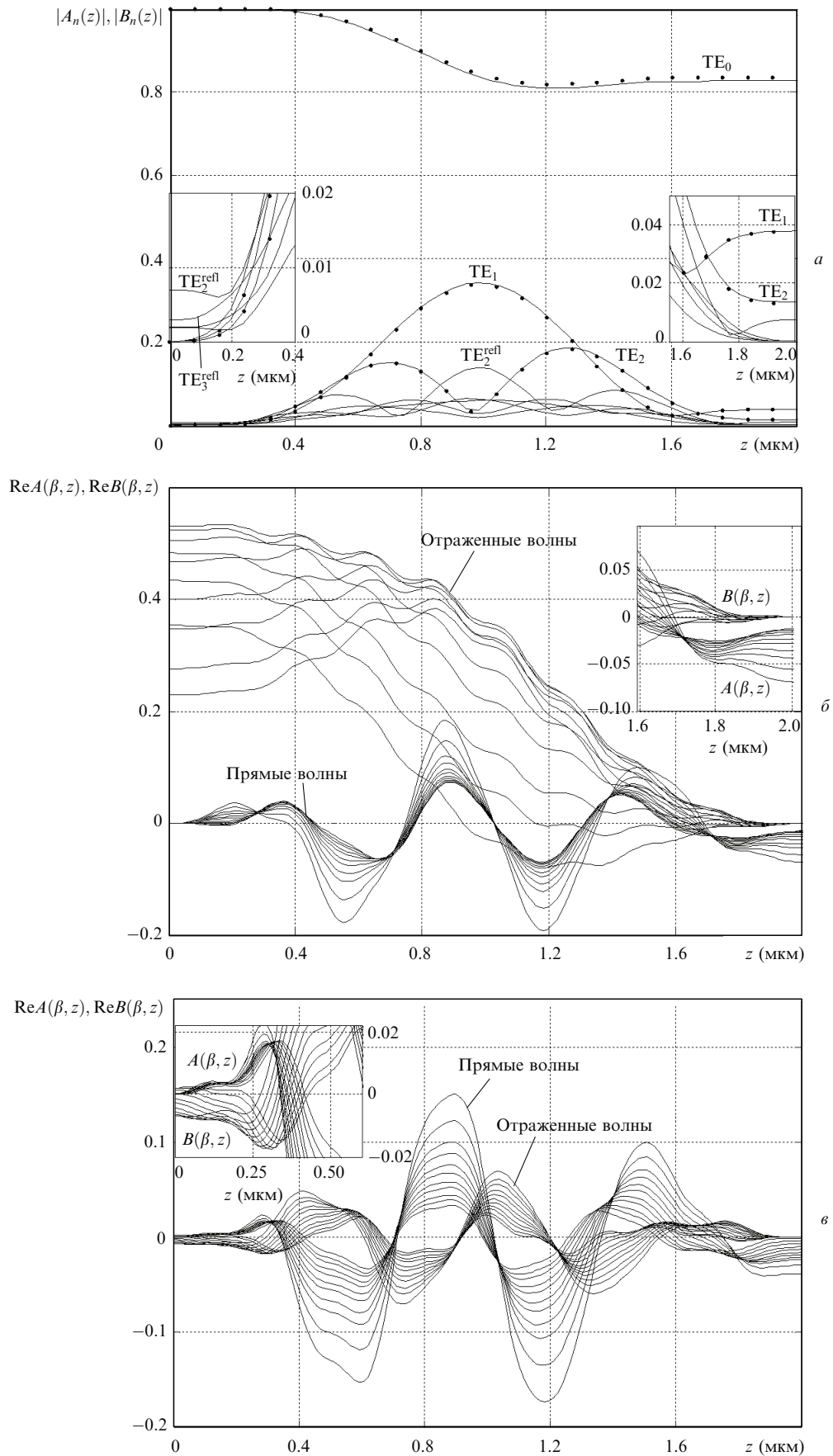


Рис.3. Графическое представление точного решения системы (1) в четырехмодовом волноводе с наклонным отражателем для дискретных мод (а), для ряда излучательных мод непрерывного спектра (с вещественным β) (б) и для нераспространяющихся мод с мнимым значением продольного волнового числа β (в). На вставках – участки кривых в увеличенном масштабе.

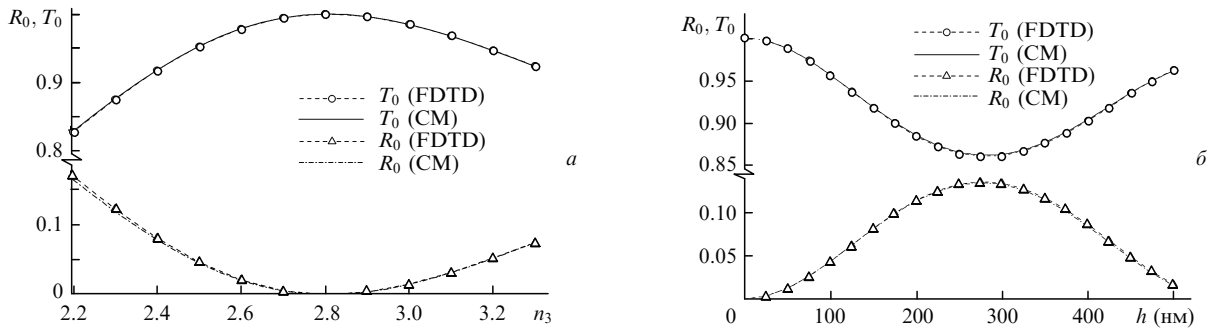


Рис.4. Коэффициенты прохождения TE_0 -моды (T_0) и отражения вверх (R_0) от полоски отражателя, расположенного под углом 45° к оси волновода, как функции показателя преломления n_3 отражателя ($h = 150$ нм) (а) и толщины h отражателя ($n_3 = 2.4$) (б). CM – расчет по теории связанных мод, FDTD – расчет по методу FDTD.

$n_2 = 2.2$). На рис.3,а показано точное решение системы (1) для дискретных мод. Верхняя кривая, относящаяся к падающей TE_0 -моду, самая плавная, причем в начале области взаимодействия $A_0(z = 0) = 1$. Линиями и точками отмечены решения, соответствующие разному числу N (50 и 25) участков z_k соответственно. Видно, что число $N = 25$ является достаточным. При прохождении TE_0 -волны через наклонный отражатель возникают прямые и отраженные моды других порядков – TE_1 , TE_2 , TE_3 , а также рассеянное поле мод непрерывного спектра, как схематично показано на рис.1,а. Амплитуды (по модулю) прямых дискретных мод в конце области взаимодействия равны 0.8239, 0.0378, 0.0136, 0.0075, а для обратных волн в начале области взаимодействия – 0.0019, 0.0020, 0.0069, 0.0030 соответственно, в порядке возрастания номера моды. Эти значения слева и справа от области взаимодействия остаются неизменными. Недостающая ($\sim 32\%$) энергия после прохождения наклонного отражателя покрывается модами непрерывного спектра, формирующими рассеянное поле. На рис.3,б и в показано точное решение системы (1) для ряда амплитуд (реальная часть) непрерывного спектра: излучательных и нераспространяющихся, прямых (для которых $A(\beta, 0) = 0$) и обратных ($B(\beta, z_{\max}) = 0$). Видно, что все они представляют собой плавные функции.

2.3. Сравнение полученных результатов с результатами численных экспериментов методом FDTD

Правильность предложенного нами подхода убедительно подтверждают результаты сравнения расчетов, выполненных методами связанных мод (CM) и FDTD. Мы проанализировали многие варианты прохождения света в оптических волноводах, содержащих наклонные отражатели разной толщины с разными показателями преломления. В качестве примера на рис.4 приведены результаты расчетов коэффициентов прохождения T_0 и отражения R_0 для фундаментальной моды в одномодовом волноводе в структуре кремний-на-изоляторе на длине волны света 1.5 мкм. Ширина волновода $H = 3$ мкм, показатели преломления волновода и окружения $n_2 = 2.81$ и $n_1 = 2.8$. Расчеты методом FDTD проводились с использованием коммерческого пакета программ FullWAVE, разработанного компанией RSoft Design Group Inc. [14] для нужд фотоники. Видно, что оба метода корректно описывают интерференционную природу наклонных отражателей, однако метод связанных мод обеспечивает на один-два порядка более высокую скорость вычи-

слений. Например, время расчета одной точки для рис.4 по методу связанных волн составляет около 12 с против 2.1 мин или 36 мин для метода FDTD при шаге сетки 0.02 или 0.01 мкм соответственно.

Принципиально важно, что метод связанных мод обеспечивает высокую точность нахождения потерь на рассеяние ($\alpha_{\text{loss}} = 1 - T_0 - R_0$), недостижимую для лучших сеточных методов, включая коммерческие пакеты FDTD. В отличие от аналитических методов, FDTD обладает конечной погрешностью, в разной степени присущей всем методам прямого моделирования. При моделировании распространения света в среде эта погрешность даёт абсолютную ошибку в определении коэффициентов T_0 и R_0 на уровне одного процента, однако для описания работы многолучевых фильтрующих элементов [3–6], имеющих сотни отражателей и использующих множественные интерференционные эффекты, такой точности недостаточно.

Таким образом, новая численно-аналитическая реализация метода связанных мод не только интересна в научном плане, но и может быть использована во многих прикладных оптических задачах. В частности благодаря наглядности, высокой точности и быстрой реализации данный метод подходит для количественного описания нового класса многолучевых акустооптических и термооптических элементов в устройствах оптической обработки информации [3–6].

3. Заключение

В двумерном случае выполнен сложный анализ прохождения волноводной TE_0 -моды через однородный плоский отражатель, расположенный под углом к оси пленочного оптического волновода. Причем прохождение неоднородного оптического пучка через наклонный отражатель и отражение от него впервые рассмотрены полуаналитически с использованием теории связанных мод с учетом взаимосвязи и трансформации энергии между всеми волнами дискретного и непрерывного спектра оптического волновода (четными и нечетными направляемыми, излучательными и нераспространяющимися). Путем введения дополнительных аналитических функций удалось преобразовать систему бесконечных интегродифференциальных уравнений связанных волн в малоразмерную алгебраическую линейную систему и выразить главную часть общего решения через линейную комбинацию введенных функций. Результаты расчета прохождения света через наклонный отражатель и ответвле-

ния от него, полученные нашим методом и методом FDTD с помощью коммерческого пакета FullWAVE [14], находятся в отличном количественном согласии. В отличие от FDTD наш метод обеспечивает значительно более высокую (на один-два порядка) производительность и точность вычислений. Предложен уникальный алгоритм расчета сложных оптических элементов с наклонными наноотражателями (включая принципиально важный случай очень малых значений коэффициентов отражения для одиночного отражателя), не имеющий пока аналогов по эффективности, точности и быстродействию.

Авторы выражают благодарность компании RSoft Design Group Inc. за предоставление лицензии и осуществление поддержки к программному пакету Rsoft Photonic CAD Suite 8.0 (включая FullWAVE) по численному моделированию интегрально-оптических элементов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-08118-офи_а и 08-02-12145-офи).

1. Li Lixia, Nordin Gregory P., English Jennifer M., Jiang Jianhua. *Opt. Express*, **11**, 282 (2003).
2. Goldring D., Alperovich E., Levy U., Mendlovic D. *Opt. Express*, **13**, 2931 (2005).
3. Tsarev A.V., Passaro V.M.N., Magno F., in *Silicon Photonics*. Ed. by V.M.N.Passaro (Trivandrum, Kerala, India: Research Signpost, 2006, Ch. 3, p. 47).
4. Царев А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 393 (2007).
5. Царев А.В., Колосовский Е.А. *Автометрия*, **42**, 93 (2006).
6. Царев А.В. *Нано- и микросистемная техника*, **4**, 51 (2007).
7. Тамир Т. *Интегральная оптика* (М.: Мир, 1985, с. 81).
8. Kolosovsky E.A., Petrov D.V., Yakovkin I.B. *Opt. Commun.*, **60**, 280 (1986).
9. Колосовский Е.А., Петров Д.В., Яковкин И.Б. *Автометрия*, **3**, 69 (1987).
10. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987, с. 202).
11. Chiang K. S. *Appl. Opt.*, **25**, 2169 (1986).
12. Marcuse D. *Bell Syst. Techn. J.*, **54**, 985 (1975).
13. Калиткин Н.Н. *Численные методы* (М.: Наука, 1978).
14. www.rsoftdesign.com.