

535.318

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА *)

Э. Конвелл

Улучшение стабильности и эффективности, получаемое за счет миниатюризации оптических элементов и изготовления их на общей подложке, должно оказаться очень полезным в области связи и в других областях техники.

Появление статьи «Интегральная оптика. Введение» Е. Миллера в сентябрьском выпуске «Bell System Technical Journal» за 1969 г. сигнализировало о рождении новой области, в которой заняты теперь тысячи исследователей. Лаборатории фирмы Белл наряду с другими институтами уже в течение некоторого времени занимавшиеся оптической связью, усилили свою активность после изобретения лазера. Миллер указал, что существовавший в то время типичный оптический телефонный ретранслятор, включающий в себя в качестве элементов лазер, модулятор, детектор, линзы и т. п., расставленные на оптической скамье, представляет собой устройство радиосвязи очень коротковолнового диапазона и как таковое

*) Conwell E. M. Integrated Optics. — Phys. Today, May 1976, v. 29, No. 5 (Special issue: Light Communications), pp. 48—50, 52—55, 58—59. — Перевод Р. Г. Маева и А. С. Сеченова.

испытывает многочисленные трудности. Этот аппарат чувствителен к градиентам окружающей температуры, изменениям температуры, механическим колебаниям деталей, которые установлены независимо друг от друга. Изящным решением этих проблем, выдвинутым Миллером, было предложение скомбинировать эти отдельные элементы на общей подложке, связав их друг с другом миниатюрными линиями передачи, или волноводами. Поскольку размеры этих (в одном, а возможно, и в двух измерениях) элементов должны быть порядка длины волны света, подложка может быть очень маленькой — сантиметры или меньше. Он предложил назвать такое сочетание элементов «интегральной оптической схемой», имея в виду аналогию с интегральными электрическими схемами.

Хотя работа самого Миллера и целый ряд других работ, последовавших за ней, делали основной упор на связь, не требуется особой проникательности, чтобы понять, что это предложение должно быть полезным для многих оптических систем, а не только для используемых в технике связи. Кроме того, как будет подробно показано далее, эта работа имеет важное значение для спектроскопии и других исследований тонких пленок.

В нынешнем понимании термин «интегральная оптика» охватывает многие области. Он включает волноводную оптику, или, иначе говоря, использование техники УКВ на оптических частотах для выполнения таких функций, как передача, модуляция, коммутация, смешивание и преобразование частот. Для этого используются все средства оптической и электрооптической техники. Интегральная оптика включает миниатюризацию таких элементов, как лазеры, модуляторы, детекторы и т. п. Это является необходимой предпосылкой интеграции, хотя, разумеется, в некоторых случаях миниатюризация компонентов может быть полезна сама по себе. Наконец, сюда входит интеграция различных оптических функций и, в конечном счете, может быть даже и различных электрических функций на той же самой подложке.

При передачах сигналов на большие расстояния является очевидным желание использовать волоконные волноводы из стекла с низкими потерями — такого типа, как обсуждавшиеся в статье А. Чайновета. Однако на коротких расстояниях, которые требуются для связи одного элемента оптической интегральной схемы с другим, более предпочтительно использование волноводов с плоской или прямоугольной геометрией. Такие волноводы легче в изготовлении и имеют более простое распределение поля. Как будет показано, они образуют основу для большинства элементов интегральной оптики. Таким образом, мы начнем наше обсуждение с описания этих волноводов. Источником волн, распространяющихся по волноводу на данной, эволюционной стадии, обычно является внешний лазер. В случае многомодовых стекловолокон совершенно достаточно просто установить лазер или светоизлучающий диод против волокна или сфокусировать его свет на торец волокна. Гораздо труднее таким способом эффективно ввести лазерный пучок в плоский или прямоугольный волновод, поскольку ширина пучка, как правило, значительно больше ограниченного размера (или размеров) волновода. Мы посвятим отдельный параграф методам эффективного ввода лазерного пучка в волновод. Затем будут рассмотрены модуляторы и переключатели, устройства, основанные на периодических волноводах, детекторы и смешанные элементы. Лазерам и светодиодам посвящена статья Г. Крессела и его коллег, хотя в этой статье мы также отметим некоторые разработки, имеющие специфически «интегрально-оптический» оттенок. А завершим мы нашу дискуссию обзором нынешнего состояния интеграции и ее перспектив.

Теория основных элементов: волноводов, устройств ввода и вывода луча, коммутаторов и т. п. — имеет множество аналогов во многих обла-

стях физики. По ходу обсуждения мы будем указывать на большинство из них. Чтобы дополнить наше, по необходимости краткое, рассмотрение, мы включили библиографию недавно опубликованных обзорных статей. Где это возможно, мы будем ссылаться на эту библиографию, используя (и таким образом отдавая должное) цитируемым в них оригинальным работам, поскольку сделать это достаточно полно на этих немногих страницах не представляется возможным.

ВОЛНОВОДЫ

Волноводы должны изготавливаться так, чтобы ограничить световой пучок в одном или двух измерениях. Вначале будет рассмотрен первый случай, который легче поддается анализу. Простейшей разновидностью волновода с одномерным ограничением является структура типа «сэндвич», центром которой является тонкая пленка толщиной порядка длины волны света. Внешние слои сэндвича обычно порознь называются «подложкой»

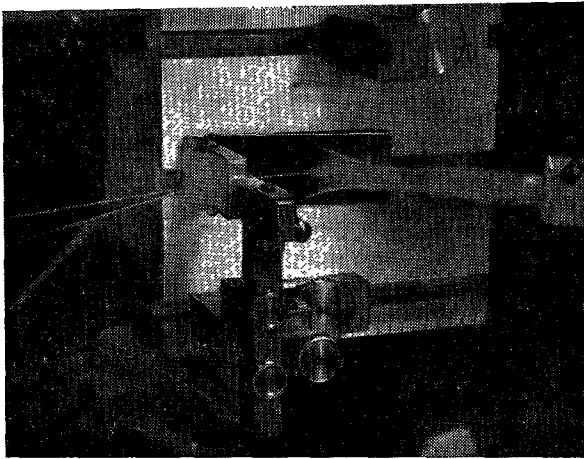


Рис. 1. Волна, распространяющаяся в восьмимикронной пленке из лексана (поликарбонат).

Слева, где волна от гелий-неонового лазера через призму входит в пленку, пленка прилегает к подложке. Изгиб светового пучка происходит в месте, где пленка была приподнята над подложкой, чтобы показать, что свет распространяется по пленке. Конец светового трека совпадает с концом лексановой пленки. (Фото Дж. Мехера из Исследовательского центра фирмы «Ксерокс» в Вебстере, штат Нью-Йорк, США; печатается с разрешения фирмы «Ксерокс».)

и «покрытием» (или «верхним слоем»), а вместе «оболочкой». Все три слоя должны иметь низкое поглощение для распространяющегося света, и, по причинам, которые станут ясны из дальнейшего, диэлектрическая постоянная пленки должна быть положительной и большей по величине, чем диэлектрические проницаемости покрывающих материалов. Простейшим верхним покрывающим слоем является воздух. Тонкие пленки изготавливаются из самых разнообразных материалов и с помощью самых различных технологий. Они состоят из напыленных стекол, напыленного Ta_2O_5 , напыленного и эпитаксиального ZnO , эпитаксиального $GaAs$, эпитаксиальных гранатов, напыленного и эпитаксиального $LiNbO_3$, жидкого нитробензола, нематических жидких кристаллов и множества других органических веществ и полимеров¹⁻³. Пример приведен на рис. 1. Плоские волноводы создаются также путем ионной бомбардировки, при этом в верхней части образца образуется тонкий слой с высоким показателем преломления, а остальная часть является подложкой. Эта методика особенно распространена

применительно к GaAs, в котором ионная бомбардировка увеличивает диэлектрическую проницаемость, создавая на глубине ионного пробега ловушки для свободных носителей³.

Для подробного описания волны, распространяющейся в волноводе, обратимся к волновым уравнениям для электрического и магнитного полей. Для первого из них, приравняв к единице магнитную проницаемость, мы можем записать⁴

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Для определенности выберем в качестве оси x нашей системы координат направление распространения волны, а в качестве оси z — одно из направлений, в которых она ограничена. Далее, мы будем рассматривать «сэндвич»-структуру бесконечной в направлении y и, пренебрегая зависимостью поля от y , выберем решение в виде плоских волн:

$$\mathbf{E} = e\mathbf{F}(z) \exp[i(k_x x - \omega t)], \quad (2)$$

где $F(z)$ представляет собой амплитуду поля, $e \perp$ его направление, k_x — волновой вектор и ω — угловую частоту. Аналогичное уравнение может быть написано и для H . В анизотропной среде или в среде с кубической симметрией оказывается, что электрическая и магнитная компоненты поля распадаются на две независимые группы⁴:

$$\begin{array}{ll} E_y, H_x, H_z & (TE), \\ H_y, E_x, E_z & (TM). \end{array} \quad (3)$$

Как уже указывалось, решения, включающие первую группу, называются TE -модами, а включающие вторую — TM -модами. Разделение на TE - и TM -моды оказывается возможным также для волн, распространяющихся в соответствующих направлениях в средах с низкой степенью симметрии, таких, как одноосные кристаллы (например, LiNbO_3). Свойства TE и TM мод одинаковы, поэтому для определенности мы будем говорить лишь о TE -модах. Для этих мод, пользуясь формулой (2), мы можем записать волновое уравнение

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + k_0^2 \left(-\frac{k_x^2}{k_0^2} + \varepsilon(z) \right) F = 0, \quad k_0 \equiv \frac{\omega}{c}. \quad (4)$$

При сравнении его с уравнением Шрёдингера⁵

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(z)) \psi = 0; \quad (5)$$

очевидно, что по форме они совершенно идентичны, если $-\varepsilon(z)$ рассматривать как «потенциал», а $-k_x^2/k_0^2$ — как собственное значение. Кривая $\varepsilon(z)$ в типичном волноводе типа «сэндвич» изображена на рис. 2, а. Поскольку требование непрерывности тангенциальных составляющих E и H на границах $z = 0$ и w для TE -мод эквивалентно требованию непрерывности F и dF/dz на этих границах, задача об определении TE -мод в волноводе типа «сэндвич» полностью аналогична задаче об определении собственных функций частицы в прямоугольной потенциальной яме. (Для TM -мод имеется небольшое отличие, так как граничными условиями является непрерывность F и $(1/\varepsilon) dF/dz$.) Единственным отличием от обычной квантово-механической задачи является то, что, вообще говоря, стенки ямы имеют неодинаковую высоту. Моды волновода соответствуют собственным функциям частиц, заключенным в яме и экспоненциально затухающим при $z > w$ и $z < 0$. Далее, мы знаем, что волновод «сэндвич» может иметь большое число мод, каждая из которых характеризуется собственным значением k_x ; это число тем больше, чем больше w и чем больше разность

между ε_f и ε_s («глубина ямы»). Моды могут быть пронумерованы: $m = 0, 1, 2 \dots$ — в соответствии с числом «нулей», которым они обладают; мода с $m = 0$ имеет наибольший $k_x = k_x^0$, следующая, с $m = 1$, следующий по

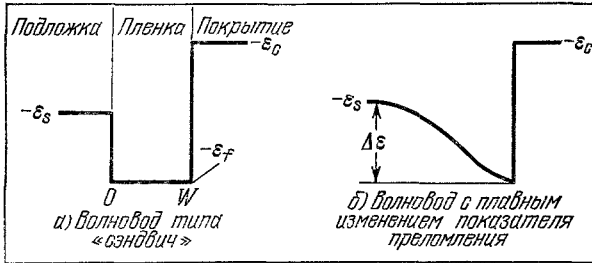


Рис. 2. Распределение диэлектрической проницаемости по ширине волновода типа «сэндвич» (а) и волновода с плавным изменением показателя преломления (б).

Волновод «сэндвич» состоит из трех слоев, средним из которых служит тонкая пленка толщиной порядка длины световой волны. Волновод с плавным показателем преломления может быть изготовлен путем создания тонкого слоя с высоким показателем преломления на поверхности соответствующего монокристалла или аморфного вещества с помощью диффузии или ионного обмена.

величине $k_x = k_x^1$ и т. д. Некоторые типичные моды показаны на рис. 3а. Волновод, в котором поддерживается мода с $m = 0$, называется «одномодовым»; такой волновод особенно полезен в некоторых приложениях.

Легко видеть, что на возможную величину k_x для волноводных мод имеются ограничения. Поскольку уравнение (4) имеет внутри пленки (где

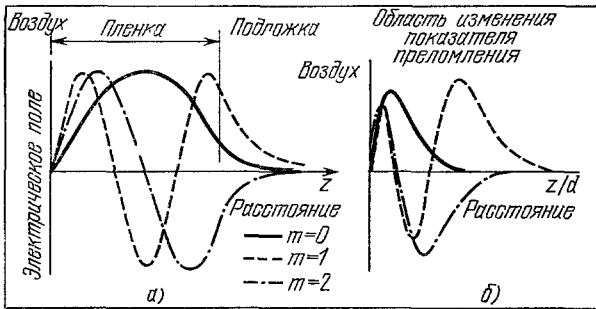


Рис. 3. Показаны волноводные моды в виде стоячих волн вдоль оси z в волноводе «сэндвич» (а) и волноводе с плавным показателем преломления (б).

Отложена компонента электрического поля E_y в зависимости от расстояния z для первых трех волноводных ТЕ-мод. В волноводе «сэндвич» $\varepsilon_f - \varepsilon_s$ много больше, чем $\varepsilon_f - \varepsilon_c$, — типичное условие для открытой (в воздухе) эпитаксиальной полупроводниковой пленки на полупроводниковой подложке (взято из ²¹). В волноводе с плавным показателем преломления $\varepsilon(z) = \varepsilon_s + \Delta\varepsilon e^{-z/d}$, $\Delta\varepsilon$ много меньше, чем ε_s , а $(\varepsilon_s - \varepsilon_c)$ много больше, чем $\Delta\varepsilon$, что типично для диффузионных волноводов из ниобата лития в воздухе.

$\varepsilon(z) = \varepsilon_f$) осциллирующее решение, то $\varepsilon_f > k_x^2/k_0^2$. В покрытиях же решение является экспоненциально затухающим и $k_x^0/k_0^2 > \varepsilon_s, \varepsilon_c$. Комбинируя эти два неравенства и используя то обстоятельство, что показатель преломления n есть квадратный корень ε , мы можем написать

$$n_f \frac{\omega}{c} > k_x > n_s \frac{\omega}{c}, \quad (6)$$

где мы считаем, что, как правило, $n_s > n_c$. Решения уравнения (4) существуют также при $k_x > n_s \omega/c$. Они осциллируют в подложке, или в покры-

тии и в подложке одновременно, и называются «радиационными» модами^{1,6}.

По многим соображениям полезно взглянуть на волноводные моды с другой точки зрения, а именно с точки зрения геометрической оптики. На рис. 3 моды показаны в виде стоячих волн, распространяющихся в направлении z .

Внутри пленки их изменение может быть представлено в виде $A_f \cos(k_z z - \varphi_0)$. Здесь, чтобы удовлетворять волновому уравнению

$$k_z = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_f - k_x^2}, \quad (7)$$

а A_f и φ_0 определяются из граничных условий. Стоячие волны, как известно, могут быть разложены на две бегущие волны с волновыми

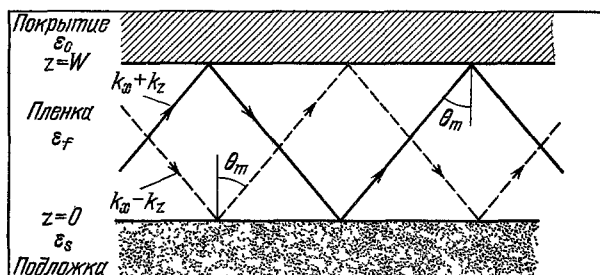


Рис. 4. Ход лучей волноводных мод, показанных на этом рисунке в виде двух бегущих волн с волновыми векторами $k_x + k_z$ и $k_x - k_z$.

Угол θ_m определяется из соотношения $\tan \theta_m = k_x^m / k_z^m$

векторами $k_x \pm k_z$ соответственно, как это и показано на рис. 4. Выражение для F в пленке теперь может быть записано в виде

$$F_f = A_f (e^{-i\varphi_0} e^{ik_z z} + e^{i\varphi_0} e^{-ik_z z}), \quad w \geq z \geq 0. \quad (8)$$

Чтобы записать волноводные моды в обоих покрытиях, мы учтем их экспоненциальное затухание:

$$F_c = A_c e^{-P_c(z-w)}, \quad z > w \quad (9)$$

и

$$F_s = A_s e^{P_s z}, \quad z < 0, \quad (10)$$

где, чтобы выполнялось уравнение (4), необходимо:

$$\begin{aligned} P_c &= \sqrt{k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_c}, \\ P_s &= \sqrt{k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_s}, \end{aligned} \quad (11)$$

а A определяется из граничных условий.

С точки зрения геометрической оптики бегущие волны периодически отражаются от стенок волновода, испытывая каждый раз при этом полное внутреннее отражение. При каждом отражении амплитуда волны не изменяется, но происходит изменение фазы, которую мы можем считать равной $-2\varphi_0$ для отражения при $z = 0$ и $-2\varphi_w$ при $z = w$. Величина φ_0 может быть определена из требования непрерывности F и dF/dz (т. е. E_y и H_x) при $z = 0$. Это дает

$$\tan \varphi_0 = \frac{P_s}{k_z}. \quad (12)$$

Аналогично из требований непрерывности при $z = w$ получаем

$$\operatorname{tg} \varphi_w = \frac{P_c}{k_z}. \quad (13)$$

Однако если мы будем рассматривать ситуацию при $z = w$ формально, используя выражения (8) и (9) и выписывая условия равенства F и dF/dz при $z = w$, мы получим

$$\operatorname{tg} (k_z w - \varphi_0) = \frac{P_c}{k_z}. \quad (14)$$

Сопоставление уравнений (13) и (14) дает

$$k_z w - \varphi_0 - \varphi_w = m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

Уравнение (15), — дисперсионное соотношение для волноводных мод, — называется «волноводным условием». Из него получается, что m следует рассматривать как номер моды.

Если мы умножим обе части соотношения (15) на 2, мы увидим, что оно имеет простой физический смысл. Следуя изложению Тьена ⁶, рассмотрим наблюдателя, который движется синхронно с волной в направлении x . Для него существуют лишь две плоские волны, $\exp(\pm ik_z z)$, бегущие вперед и назад. Чтобы образовать волноводную моду, они должны интерферировать, усиливаясь; другими словами, полное изменение фазы за один круговой проход должно быть целым числом, m , умноженным на 2π . Поскольку $-2\varphi_0$ и $-2\varphi_w$ представляют собой изменения фазы при отражении, а $-2k_z w$ — набег фазы за счет изменения расстояния при одном круговом проходе, соотношение (15) является точным условием усиливающей интерференции.

Чтобы закончить описание мод на языке геометрической оптики, заметим, что каждая мода характеризуется углом отражения θ_m . Этот угол имеет наибольшее значение для основной моды и уменьшается последовательно с ростом номера мод.

Большинство материалов, обладающих необходимыми для создания активных волноводов или волноводных устройств электрооптическими или нелинейными свойствами, являются монокристаллическими. На таких материалах очень трудно получить высококачественные тонкие пленки. Характерными примерами являются ниобат и танталат лития. Удачным способом получения волноводного эффекта в таком случае является создание слоя с высоким показателем преломления в верхней части соответствующего монокристалла с помощью диффузии или ионного обмена. В ниобате лития, например, удовлетворительные волноводы получаются в условиях нагрева в вакууме, когда из него диффундирует LiO_2 , или при диффузии в него различных металлических примесей, например, титана. Кривая зависимости $-\varepsilon$ от z для получающегося таким образом волновода показана на рис. 2, б. Точные решения уравнения (4) для мод могут быть получены лишь в случаях линейного или экспоненциального изменения ε . Поскольку ε обычно меняется слабо (т. е. его изменения на протяжении одной длины волны малы), то, чтобы получить приближенные решения для мод и волновых векторов, может быть использовано приближение ВКБ ⁵. На рис. 3, б показаны некоторые типичные моды в случае, когда ε монотонно падает с глубиной. Как видно из этого рисунка, моды в случае волновода с плавным изменением показателя преломления отличаются от мод в волноводе типа «сэндвич»: их амплитуда и протяженность колебания растут с глубиной. Кроме того, проникновение моды в подложку увеличивается с увеличением номера моды.

Волноводы, обсуждавшиеся нами до сих пор, ограничивают свет лишь в одном измерении z . Двумерное ограничение может быть получено с помо-

пью различных типов круглых или полосковых волноводов. Дополнительное ограничение требуется в целом ряде случаев, например для направления света по кривой или получения большей плотности энергии от данного источника света в приборах интегральной оптики, таких, как лазеры или генераторы второй гармоники. Так, например, волновод в виде выступающей полоски может быть получен из плоского волновода наложением соответствующей маски, покрывающей требуемую область, и соответственно удалением окружающей пленки с помощью напыления или травления². Для создания углубленного полоскового волновода могут быть использованы диффузия или ионное внедрение через маску. Очевидно, что может быть множество вариаций этих двух основных типов полосковых волноводов.

Математический анализ волноводов с двумерным ограничением света значительно более сложен, чем в случае плоских волноводов, и точные решения для мод невозможны. Ясно, что когда один поперечный размер волновода много больше другого, моды будут мало отличаться от ТЕ- и ТМ-мод плоского волновода. В любом случае при переходе от плоского волновода к полосковому или круглому большинство явлений изменяется лишь количественно. Мы отсылаем заинтересовавшихся этим вопросом читателей к обзору Г. Когельника¹, где можно найти дальнейшее обсуждение проблемы, а также ссылки на оригинальные расчеты подобных волноводов.

ВВОД ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОД

Устройства, которые преобразуют энергию внешнего светового пучка в моду (или моды), распространяющиеся в волноводе, называют устройствами ввода пучка. Такими устройствами обычно служат призмы, решетки и клинообразно суживающиеся тонкие пленки. В этом порядке мы их и рассмотрим.

Как уже указывалось, лазерный пучок можно преобразовать в волноводную моду, сфокусировав его на торцевой грани волновода, однако, чтобы сделать это достаточно эффективно, требуется иметь хорошо отполированную чистую поверхность и точную юстировку. Легко показать, что ввод невозможен, если лазерный пучок падает на верхнюю поверхность волновода. Пусть волна распространяется в воздухе в направлении, образующем угол θ_c с нормалью к поверхности пленки. Тогда составляющая вдоль оси x волнового вектора в воздухе равна $(\omega/c) n_c \sin \theta_c$. Чтобы эта волна передала энергию m -й моде волновода, имеющей волновой вектор k_x^m , требуется, чтобы на границе пленка — воздух были непрерывны тангенциальные составляющие E и H ; при этом

$$k_x^m = \frac{\omega}{c} n_f \sin \theta_m = \frac{\omega}{c} n_c \sin \theta_c, \quad (16)$$

где θ_m — угол, определенный на рис. 4. (Равенство (16) можно также рассматривать как условие сохранения импульса.) Мы, однако, показали уже, что θ_m больше, чем критический угол. Таким образом, $n_f \sin \theta_m > n_c$ и равенство (16) не может быть выполнено, что и доказывает наше утверждение о том, что ввод в волноводную моду невозможен, если просто направить лазерный пучок на поверхность пленки.

Рассмотрим теперь, что произойдет, если лазерный пучок падает на призму с показателем преломления $n_p > n_f$, как показано на рис. 5. Если призма расположена не слишком близко к поверхности пленки, то на границе между призмой и воздухом пучок будет испытывать полное внутреннее отражение. Однако если придвинуть призму очень близко к поверхности (скажем, на расстояние порядка длины волны) и если при

этом выполнено условие

$$\frac{\omega}{c} n_p \sin \theta_p = k_x^m, \quad (17)$$

то будет происходить утечка света через воздушный зазор в m -ю моду, как и показано на рисунке. (Это можно видеть также на рис. 1.) На оптическом языке это называется нарушенным полным внутренним отражением, на языке квантовой механики — туннелированием. Как видно из «потенциальной диаграммы» на рис. 5, туннелирование происходит из среды с $-\varepsilon_p$ через прямоугольный барьер «высотой» ε_s . «Проницаемость», т. е. отношение прошедшей мощности на единицу площади границы к падающей мощности на единицу площади может быть вычислено рядом различных способов, один из которых основан на геометрической оптике⁶. Исходя из изложенной выше точки зрения, найдем, что для TE -мод это в точности совпадает с квантово-механической проницаемостью прямоугольного потенциального барьера, за исключением того, что падение света происходит под острым углом, а высоты по обе стороны барьера различны. Таким образом, «проницаемость» сильно зависит от ширины зазора, скорости затухания бесконечно малого поля внутри него (представляемой величиной p_c из выражения (11)) и от нормальной к «барьеру» составляющей k в призме (которая дается выражением (7), если в нем заменить ε_f на ε_p).

Если $n_p > n_f$, то с помощью призмы в волновод может быть введена любая мода простым путем выбора угла θ_p , так, чтобы для этой моды выполнялось условие (17). Следует заметить, однако, что входное устройство может также служить и для вывода излучения. Таким образом, чтобы энергия, остающаяся в волноводе, была максимальной, обычно используют прямоугольную призму и устанавливают ее так, как показано на рисунке, т. е. чтобы правый край лазерного пучка был ближе к прямому углу призмы. Тем не менее максимальная эффективность ввода с помощью призмы составляет лишь 80%, причем при условии, что зазор однороден, а интенсивность падающего лазерного пучка распределена однородно⁶ или «по Гауссу»⁷. Для улучшения эффективности можно, например, уменьшить зазор с края, где свет заходит в волновод, но увеличить его с того края, где световая энергия значительна, чтобы сделать процесс «вывода» относительно менее существенным. Наконец, очевидно, что призмное устройство может иметь 100%-ю эффективность, когда оно используется для вывода света, просто, если сделать его достаточно протяженным. Следовательно, используя свойства обратимости линейной оптики, возможно осуществить и 100%-ю эффективность ввода, если распределение интенсивности по сечению входного пучка сделать таким, чтобы оно повторяло распределение в случае вывода излучения⁶.

Призмный ввод излучения является полезным лабораторным методом, но очевидно, что множество потенциальных преимуществ интеграль-

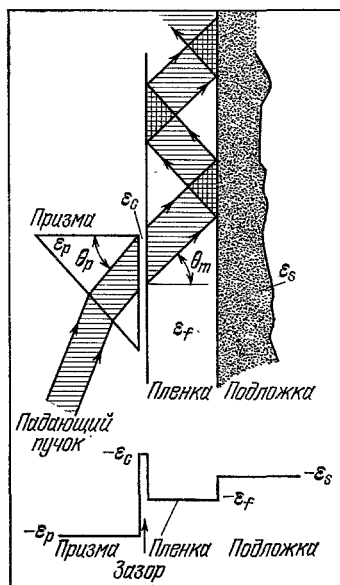


Рис. 5. Ввод излучения в волновод с помощью призмы (вверху) и соответствующее распределение «потенциалов» (внизу).

Утечка света через зазор на языке квантовой механики может быть названа туннелированием через потенциальный барьер.

ной оптики было бы потеряно, если бы он использовался в интегральных оптических схемах. К счастью, два других упоминавшихся метода вполне совместимы с реализацией этих преимуществ. Решеточное устройство ввода, представляющее собой фазовую решетку, обычно изготавливается из фоторезистора, на котором экспонирована интерференционная картина, полученная при расщеплении и повторном сведении какого-либо подходящего лазерного пучка, и после этого фоторезистор соответствующим образом обрабатывается². Это устройство схематически показано на рис. 6.

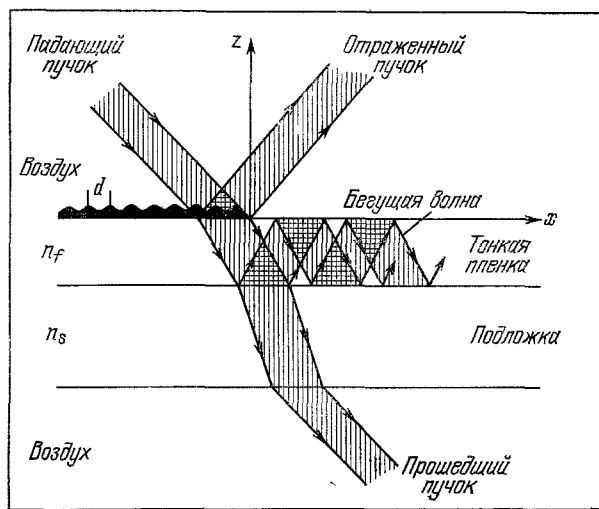


Рис. 6. Решеточное устройство ввода.

Решетка обычно изготавливается из фоторезиста, на который экспонируется какая-либо оптическая интерференционная картина, и затем обрабатывается; она не обязательно должна быть круглой и симметричной, как показано здесь. В этом случае нелегко получить такую же высокую эффективность, как при призмном вводе, хотя при соответствующей форме решетки теория предсказывает эффективности, приближающиеся к 100 %.

В действительности профиль решетки не обязательно бывает круглым и симметричным, как это изображено на рисунке; он может быть острым и асимметричным, в зависимости от фоторезистора и способа его обработки. Решетку обычно стараются сделать возможно более тонкой, чтобы уменьшить искажения волноводных мод. Как и в случае призмного устройства, действие такой системы ввода может быть проанализировано многими различными методами⁷. Одним из них является рассмотрение обмена импульсами между дифракционной решеткой и падающим на нее светом; импульсы измеряются в единицах $2\pi/d$, где d — период решетки. Таким образом, решетка делает возможным передачу света в волноводную моду с волновым вектором k_x^m при условии, что

$$\frac{\omega}{c} \sin \theta_c + \frac{2\pi l}{d} = k_x^m \quad l = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (18)$$

Путем изменения θ_c можно осуществить ввод во все моды волновода. Решетка также действует как устройство вывода. Следовательно, как и в случае призмы, падающий пучок с однородным распределением интенсивности вводится более эффективно, если его граница совпадает с краем решетки, как показано на рис. 6. Так же как и для призмы, максимальная эффективность ввода для неоднородного падающего пучка составляет приблизительно 30 %. Основным недостатком решеточного ввода является

то, что значительная часть падающей энергии может проходить через пленку насквозь, как это видно на рис. 6, и теряться в подложке. Таким образом, решеточный ввод трудно сделать более эффективным, чем призмный. Однако теория, если соответствующим образом подобрать толщину и профиль решетки, предсказывает ⁷, что может быть получена эффективность, близкая к 100%.

Устройство ввода с помощью клинообразной пленки состоит из пленки, которая сужается вниз по направлению к подложке. Мода, распространяющаяся по пленке, достигнув сужения, начинает отражаться под все меньшими и меньшими углами θ_m до тех пор, пока θ_m не станет меньше критического угла. За ним излучение преломляется в подложку, так что в конечном счете большая часть энергии трансформируется в выходящий пучок. Обращая этот процесс, можно также вводить световой пучок в пленку, фокусируя его на сужающемся краю через подложку.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

Волноводы с периодическими изменениями свойств тонкой пленки, как правило, ее толщины или показателя преломления, составляют основу многих устройств интегральной оптики. Для таких устройств нужен очень маленький пространственный период, — не более одного микрона. Изменение толщины, или гофрирование, с таким периодом может быть осуществлено с помощью покрытия однородного волновода тонким слоем фоторезиста, последующего экспонирования на нем интерференционной картины от ультрафиолетового (например, He — Cd) лазера, соответствующей обработкой его и затем, наконец, ионной полировкой ^{2,3}. Таким способом можно получить периодичность около 0,3 мкм. Для достижения еще меньшего периода, около 0,1 мкм, фоторезист засвечивается через призму с большим показателем преломления и слой иммерсионного масла с таким же показателем преломления ³. Периодическое изменение толщины может быть получено также с помощью акустической волны, бегущей по волноводу. Периодическое изменение показателя преломления создается, например, облучением ультрафиолетовой интерференционной картиной вещества типа ПММА (полиметилметакрилат) или желатины, показатель преломления которых необратимо меняется при ультрафиолетовом облучении.

Математически задача определения мод периодического волновода аналогична задаче определения электронных энергетических уровней в одномерной решетке. Волноводные моды могут быть взяты в виде суммы волн Блоха — Флоке. Дисперсия, зависимость ω от k_x , обнаруживает полосы частот, на которых разрешено распространение волн, они отделены друг от друга полосами частот, на которых волны не могут распространяться, что соответствует разрешенным и запрещенным энергетическим зонам для электронов в периодическом потенциале ⁸. Как и в одномерной решетке, запрещенные зоны возникают при значениях k_x , определяемых соотношением Брегга

$$k_x = \pm \frac{\pi}{d} \quad (19)$$

где d — пространственный период. Волны с таким значением k_x не могут распространяться, так как они сильно отражаются, при этом отражения на каждом периоде или, в каждой «клетке», складываются по фазе. Размер запрещенной зоны, или разрыва разрешенных частот, который происходит при таких k_x , зависит от того, насколько сильно периодичность искажает однородность волновода. В ситуациях, типичных для интегральной оптики, это искажение мало. В любом случае существование «запрещенных зон

прозрачности» наводит на мысль об использовании периодических волноводов в качестве фильтров. Такие фильтры в настоящее время уже изготавливаются путем гофрирования напыленных стеклянных волноводов с помощью описанных ранее способов. Они имеют отражение лучше, чем 75 %, и ширину полосы для видимого света менее 2 \AA ¹.

Наличие сильного отражения волн с k_x , удовлетворяющими условию (19), позволяет использовать это в значительно более важных приложениях, чем, например, фильтры, — в лазерах с распределенной обратной связью. Заранее было ясно, что создать лазер, пригодный для использования в интегральных оптических схемах, с обычными зеркалами на торцах будет трудно. Когельник и Чарльз Шенк сумели продемонстрировать успешно работающий лазер на красителе с обратной связью, осуществляемой с помощью периодической структуры⁹. Затем распределенная обратная связь была успешно продемонстрирована в инжекционных лазерах на GaAs. Здесь для выполнения условия Брегга требуется $d \approx 0,1 \text{ мкм}$, поскольку длина волны излучения этого лазера в воздухе равна $0,8 \text{ мкм}$, а показатель преломления GaAs на этой длине волны 3,6 (мы полагаем $\sin \theta_m \approx 1$). Такая периодичность может быть создана с помощью описанной ранее методики с сильно преломляющей призмой и иммерсионным маслом. Как было найдено, лазеры с распределенной обратной связью очень стабильны и селективны по частоте, работая в режиме одной продольной моды. (Для дальнейшего знакомства со свойствами лазеров на GaAs читатели могут обратиться к предыдущей статье Крессела и др.) Совсем недавно было обнаружено, что высокая отражающая способность периодических структур может быть использована для изготовления концевых зеркал интегрально-оптических лазеров.

Как уже отмечалось, в типичных случаях такое периодическое изменение может рассматриваться как небольшое искажение однородного волновода. Это делает возможным применить другой аналитический метод к таким устройствам, — так называемый формализм «связанных мод»¹⁰. Поскольку моды однородного волновода составляют полный нормированный базис, моды периодического или искаженного волновода могут быть разложены по этим модам. Было найдено, однако, что две моды взаимодействуют особенно сильно. Это моды с номерами i и j , которые связаны соотношением

$$k_x^i - k_x^j = \frac{2\pi l}{d}, \quad l = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (20)$$

(В физике твердого тела соотношение (20) эквивалентно утверждению, что искажения периодической решетки сильно смешивают состояния, отстоящие друг от друга на величину, обратную вектору решетки⁸.) Взаимодействие максимально при $l = \pm 1$. Заметим, что соотношение (19) является частным случаем соотношения (20) при $l = 1$ и $k_x^i - k_x^j$, что соответствует отражению. Влияние указанного искажения проявляется в передаче энергии от одной моды к другой (соответствуя рассеянию из одного состояния в другое в случае твердого тела). В формализме связанных мод этот обмен описывается системой двух дифференциальных уравнений первого порядка, которые получаются из уравнений Максвелла в предположении, что происходит слабая передача энергии. Как указывалось Яривом¹⁰, метод связанных мод может быть использован для описания явлений многих других типов: электрооптической, акустической и магнитооптической модуляции, генерации второй гармоники, ввода излучения в решетки, направленных ответвителей и т. п.

На основании соотношения (20) можно предположить, что периодическая деформация может быть использована для преобразования внутри

волновода одной моды в другую. Такое устройство было создано ⁷. В другом типе конвертора мод периодическая деформация, созданная акустической волной, была использована для вывода моды из волновода и перехода ее в радиационную моду подложки, т. е. в колебания в подложке.

МОДУЛЯЦИЯ

Оптическая модуляция — это процесс наложения информации на несущую световую волну. Обычно это осуществляется с помощью модулятора, внешнего по отношению к источнику света, хотя в случае полупроводниковых лазеров (так же, как и светодиодов) может быть получена непосредственная модуляция амплитуды, просто путем изменения диодного тока. С помощью предварительной накачки лазера в подпороговый режим осуществляется прямая модуляция с очень высокими скоростями до одного гига-бита в секунду. Однако даже в тех приложениях, где такая частота является приемлемой, отдельная модуляция может оказаться более предпочтительной, так как лазер имеет тенденцию к самовозбуждению, что затрудняет контроль модуляции ³. Внешний модулятор работает на принципе изменения каких-либо детектируемых свойств света: амплитуды, фазы, поляризации или частоты, путем изменений показателя преломления. Такие изменения можно обеспечить приложением электрического или магнитного поля или акустической волны, изменения которых во времени представляют собой как раз ту информацию, которую и требуется передать. Коммутация — это процесс изменения пространственного положения световой волны в ответ на приложение электромагнитного поля или акустической волны. Некоторые устройства могут действовать одновременно как модуляторы и коммутаторы. Ниже мы вначале рассмотрим модуляторы и опишем несколько наиболее важных типов. Дальнейшее обсуждение читатели могут найти в некоторых из недавних обзоров ^{10–12}.

Большинство описываемых модуляторов в принципе аналогичны объемным модуляторам, однако, главным отличием является то, что свет в них заключен внутри волновода. Так как для получения максимальной эффективности модулирующее поле должно быть приложено к объему, занятому световым пучком, мощность, требуемая для получения данной глубины модуляции, уменьшается с уменьшением площади поперечного сечения пучка света. Таким образом, при одномерном ограничении возможна экономия мощности более, чем на один порядок, а при двумерном ограничении — более, чем на два порядка, что практически уже и осуществлено. По аналогичной причине в случае модуляции электрическим полем при приложении напряжения поперек меньшего размера волновода требуется напряжение более чем на порядок меньшее.

Большая часть внешних модуляторов для интегральной оптики основана на эффекте Поккельса, или «линейном электрооптическом эффекте», называемом так потому, что изменение показателя преломления происходит линейно с ростом электрического поля. Этот эффект имеет место в кристаллах, не обладающих центром симметрии. Ниобат лития и GaAs являются соединениями с относительно сильным электрооптическим эффектом. В типичном электрооптическом волноводном модуляторе линейно поляризованный световой пучок вводится в волноводный канал и распадается здесь на две ортогонально поляризованные моды, одну TE и одну TM . Электрическое поле прикладывается поперек волновода через электроды, расположенные рядом с ним. Происходящее при этом изменение показателя преломления, а следовательно, и фазовой скорости, различно для обеих мод; в результате, когда они покидают волновод, между ними набегают разность фаз $\Delta\phi$. Второй поляризатор, ориентированный так же, как

и первый, превращает эту разность в амплитудную модуляцию излучения с интенсивностью, равной $I_m \cos^2(\Delta\varphi/2)$, где I_m — максимальная интенсивность. (Заметим, что если TE - и TM -моды и в отсутствие поля имеют разную фазовую скорость, этот эффект также дает вклад в $\Delta\varphi$, однако он может быть устранен с помощью компенсатора.) В одном из последних модуляторов этого типа, с волноводом, изготовленным диффузией Ti в ниобат лития, для сдвига фазы в 1 рад на 0,63 мкм требуется модулирующее напряжение 0,3 в и мощность 1,7 мквт на мегагерц ширины полосы¹³.

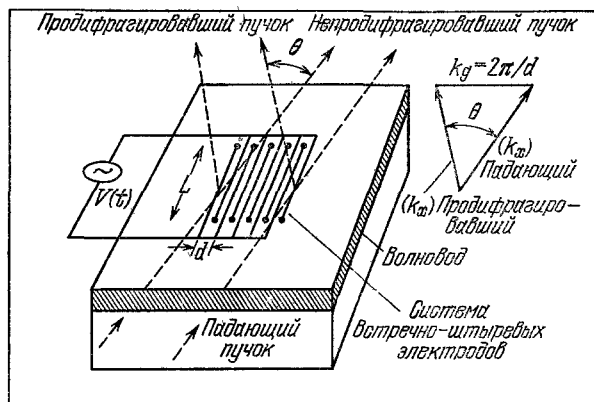


Рис. 7. Электрооптическая дифракционная модуляция в тонкопленочном волноводе. Напряжение, приложенное к чередующимся электродам, вызывает периодическое изменение показателя преломления, которое отклоняет часть пучка в волноводе на угол (приводится по работе¹⁰ с упрощениями).

В другом перспективном типе модуляторов напряжение, приложенное между двумя рядами чередующихся электродов на электрооптическом материале (обычно ниобате или танталате лития), генерирует периодическое изменение показателя преломления, или фазовую решетку. Как показано на рис. 7, верхняя часть кристалла представляет собой плоский волновод, изготовленный путем соответствующей диффузии. Модуляция происходит вследствие дифракции, распространяющейся по волноводу волны на решетке; детали процесса дифракции различны в зависимости от соотношения L и периода решетки d ¹⁰⁻¹². При большом отношении L/d , или широкой решетке (ситуация, изображенная на рис. 7), процесс аналогичен брэгговской дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке. Сохранение импульса, выраженное векторной диаграммой в правой части рис. 7, приводит к условию Брэгга для угла θ , на который отклоняется пучок:

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{\lambda_m}{2d}, \quad \lambda\omega = \frac{2\pi}{|(k_x)_{\text{пад}}|} \quad (21)$$

Модулятор этого типа, который является также переключателем, обладает преимуществом получения амплитудной модуляции без дополнительных поляризаторов. Интенсивности недифрагировавшего и продифрагировавшего пучков равны $I_m \cos^2(\varphi/2)$ и $I_m \sin^2(\varphi/2)$ соответственно, φ — электрооптический сдвиг фазы.

Рассмотренная нами модулирующая брэгговская решетка может быть создана также акустической волной с помощью эффекта фотоупругости. Основанный на этом модулятор называется акустооптическим. В варианте акустооптического модулятора, используемом в интегральной оптике, акустические волны обычно являются поверхностными, а не объемными,

и как правило, генерируются с помощью ряда чередующихся преобразователей в верхней части волновода. Это требует, чтобы волновод (или, может быть, подложка) обладал пьезоэффектом. Для создания решетки, показанной на рис. 7, преобразователи должны располагаться снаружи, с левой и правой сторон. Такие модуляторы на ниобате лития с волноводным слоем, образованным путем диффузии, уже реализованы ¹¹.

Два конвертора мод, упоминавшихся в конце раздела о периодических волноводах, также могут функционировать как модуляторы, если амплитуда периодической деформации или акустической волны контролируется электрическим сигналом с помощью методов, которые мы только что рассмотрели ¹⁰.

Важная группа интегрально-оптических переключающих модуляторов, которые (в отличие от большинства из рассмотренных до сих пор) не имеют объемных аналогов, основана на принципе направленного отвода излучения. Это представляет собой другой пример взаимодействия мод, причем в этом случае моды с одинаковым k_x , распространяющиеся по двум параллельным каналам, связаны друг с другом посредством своих исчезающе малых полей, что, следовательно, требует, чтобы расстояние между ними не превышало одной длины волны. Как в случае связанных маятников, если энергия вводится в один волновод, она будет постепенно перекачиваться в другой. Длина L_0 , на которой этой перекачкой можно пренебречь, называется длиной связи. Эта длина зависит от расстояния между волноводами и быстро увеличивается с ростом этого расстояния. Энергия будет возвращена в первый волновод на протяжении отрезка не более длины L_0 и, таким образом, будут происходить непрерывные колебания между волноводами с характеристическим периодом. Если волновые векторы k_x этих волноводов несколько отличаются, некоторой энергией они все же будут периодически обмениваться, однако, доля этой энергии быстро уменьшается до нуля с ростом разности между k_x . Допустим теперь, что мы имеем пару связанных волноводов, покрытых электродами, и они согласованы таким образом, что в отсутствие напряжения вся энергия, вкладываемая вначале в волновод 1, оказывается в волноводе 2. Если материал электрооптический, напряжение, приложенное между двумя электродами, вызовет два волновых вектора k_x , движущихся независимо и ослабляющих передачу. При достаточном напряжении связь будет нарушена и энергия, вложенная в волновод 1, будет полностью из него выведена. При конфигурации такого типа с волноводами, изготовленными диффузией Ti в ниобате лития, для нарушения связи требуется 6 в ¹⁴. Ширина этих волноводов составляла 2 мкм, расстояние между ними 3 мкм и длина области взаимодействия 3 мм ($=3 L_0$). Отсюда видно, что для создания таких переключателей требуется довольно сложная технология. Аналогичное переключение может быть осуществлено с помощью волноводов в GaAs, ограниченных расположенными вдоль них металлическими полосками ¹⁵. Интересно отметить, что для оптического переключения требуется энергия порядка 1 пдж, что сравнимо с затратами в полупроводниковых переключателях.

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Многие из описанных выше явлений и методов могут найти себе применение в физике. Мы воспользуемся возможностью указать здесь на некоторые из них, хотя читатель, несомненно, увидит и другие. Полезным приложением является точное определение показателя преломления и толщины тонких пленок, в особенности пленок, в которых могут распространяться две или более волноводных мод. Измеряя углы θ_p , под которыми энергия вводится в (или, если это более удобно, покидает) призму и зная

показатель преломления призмы, можно с помощью выражения (17) определить k_x^m . С этими данными, используя волноводное условие (15) и некоторые другие вспомогательные соотношения, можно найти n_f и w . При соблюдении необходимой тщательности можно определить показатель преломления с точностью 0,0001¹⁶. Если пленка или поверхностный слой твердого тела имеет показатель преломления, меняющийся с глубиной, можно определить профиль этого изменения, определяя k_x^m для групп мод, распространяющихся в области переменного показателя преломления, используя призмы и метод анализа, основанный на приближении ВКБ¹⁷.

Ослабление волноводных мод может быть определено путем регистрации выходящей энергии в зависимости от расстояния от входного устройства; следовательно, волноводный эффект можно использовать также для спектроскопических исследований в тонких пленках. Ясно, что это позволяет иметь гораздо большую длину оптического пути, чем толщина пленки. В некоторых исследованиях такого рода было обнаружено, что ослабление чувствительно к наличию монослоя органических молекул¹⁸. Спектроскопия волноводных мод должна также дать идеальный метод для изучения некоторых видов возбуждений или модовых характеристик тонких пленок и поверхностных слоев.

Призма и решетки используются, разумеется, во многих экспериментах по взаимодействию поверхностных поляритонов в твердом теле. Эти исследования ограничены относительно малыми значениями k_x в случае решеток вследствие их большого периода. Решетки, выполненные с помощью разработанных для интегральной оптики голографических методов, должны позволить исследовать эти явления при гораздо больших величинах k_x .

БУДУЩЕЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Даже из весьма краткого изложения, представленного выше, очевидно, что уже разработан достаточно широкий набор миниатюризованных элементов, пригодных для конструирования интегральных схем. Так, например, был выполнен полупроводниковый лазер с коническим выходом в сочетании с линейным электрооптическим модулятором¹⁹. В кремниевой схеме были объединены функции дефлектора (работающего по принципу брэгговского акустооптического модулятора), волновода и детектора (с помощью фотоприемников на $p-n$ -переходе)²⁰. Последний случай является примером «гибридной» тонкопленочной технологии, называемой так потому, что отдельные элементы выполнены из разных материалов, выбранных с точки зрения оптимизации функций каждого. Существенным шагом вперед являются монолитные интегральные оптические схемы, в которых все оптические функции — генерация, распространение излучения по волноводу, ввод и вывод из него, модуляция и переключение, детектирование — выполняются в одном и том же материале. К настоящему времени единственным таким материалом, в котором могут быть осуществлены все эти операции, является GaAs, обычно сплавляемый с другими элементами III и V столбцов периодической системы, в особенности с Al. Действительно, поскольку заранее было очевидно, что GaAs является наиболее подходящим материалом для монолитной интегральной оптики, именно на него было затрачено больше усилий, чем на другие материалы.

Поскольку большинство работ, проводимых в этой генеральной области, имело своей целью оптическую связь, наиболее вероятными кандидатами для интегральных систем являются оптические передатчики или приемники. Программа разработки интегрально-оптической схемы передатчика на GaAs, такого, как показан на рис. 8, проводится в исследователь-

ских лабораториях фирмы «Техас инструмент». На рис. 8 показан ввод излучения из лазера в каналные волноводы. Электрическая модуляция и переключение посредством направленного ответвителя осуществляется в различные каналы и контролируется раздельно. Вывод излучения, как показано, производится с помощью одномодовых оптических волокон, объединенных в передающий кабель. Как мы видели, отдельные элементы такой схемы уже реализованы, задачей является теперь их интегрирование

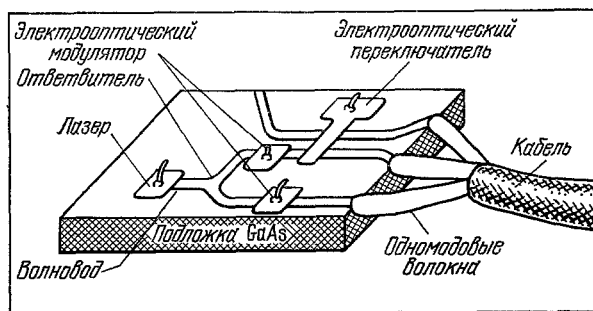


Рис. 8. Упрощенная схема монолитного интегрального оптического передатчика на GaAs (вывод излучения происходит в одномодовые оптические волокна; из работы ¹⁵).

и ввод излучения из схемы в оптический волоконный кабель; последняя технологическая проблема пока еще не имеет удовлетворительного решения.

Несмотря на доступность отдельных элементов, внедрение интегральных схем и волоконных кабелей не может произойти очень скоро. Возможным исключением из этого является использование их в корабельных и самолетных установках, где малый вес и свобода от электромагнитных взаимных помех и излучений является важным соображением. Возможно также, что быстро продвинется вперед применение интегральной оптической техники «твердотельных» и некоторых существующих оптических систем, таких как лазерные сканирующие устройства. Однако наиболее значительное достоинство, которым обладает эта техника — огромная ширина полосы пропускания — в большинстве случаев пока еще не нужна. Когда промышленность научится использовать такую полосу, многие новые службы, такие, как телевизионный доступ к информационным запасам, центрам образовательных запасов, библиотекам, медицинским центрам и т. д. может быть сделан доступным на работе и дома.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Kogelnik H. Theory of Dielectric Waveguides.— In: Integrated Optics/ Ed. T. Tamir.— N. Y.; Springer-Verlag, 1975. — Имеется перевод: УФН, 1977, т. 121, с. 695.
2. Zernike F. Fabrication and Measurement of Passive Components.— Ibid.
3. Garmire E. Semiconductor Components for Monolithic Applications.— Ibid.
4. См., например: Born M., Wolf E. Principles of Optics.— N. Y.: Pergamon, 1970 — Имеется перевод: Борн М., Вольф Е. Основы оптики. — М.: Наука, 1970.
5. См., например: Schiff L. I. Quantum Mechanics.— N. Y.: McGraw-Hill, 1949.— Имеется перевод: Шифф Л. Квантовая механика. — М.: ИЛ, 1954.
6. Tien P. K.— Appl. Optics, 1971, v. 10, p. 2395.
7. Tamir T. Beam and Waveguide Couplers.— In ¹.
8. См., например: Kittel C. Quantum Theory of Solids.— N. Y.: J. Wiley, 1963.— Имеется перевод: Киттель Ч. Квантовая теория твердого тела.— М.: Наука, 1967.

9. Kogelnik H., Shank C. V.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 2327.
10. Taylor H. F., Yarov A.— Proc. IEEE, 1974, v. 62, p. 1044.
11. Kaminov I. P.— IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1975, v. MTT-23, p. 57.
12. Hammer J. M. Modulation and Switching of Light in Dielectric Waveguides.— In¹.
13. Kaminov I. P., Stulz L. W., Turner E. H.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 555.
14. Papuchon M. et al.— Ibid., p. 289.
15. Campbell J. C., Blum F. A., Shaw D. W., Lawley K. L.,— Ibid., p. 202.
16. Ulrich R., Torge R.— Appl. Optics, 1973, v. 12, p. 2901.
17. Hocker G. B., Burns W. K.— J. Quantum Electron., 1975, v. 11, p. 270.
18. Swalen J. D., Fisher J., Santo R., Tucke M.— In: Technical Digest of Integrated Optics Meeting.— Salt Lake City: 1976.
19. Reinhart F. K., Logan R. A.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 532.
20. Brandt G. B., Gottlieb M., Marx G. E.— In¹⁸.