

ЗНАНИЕ

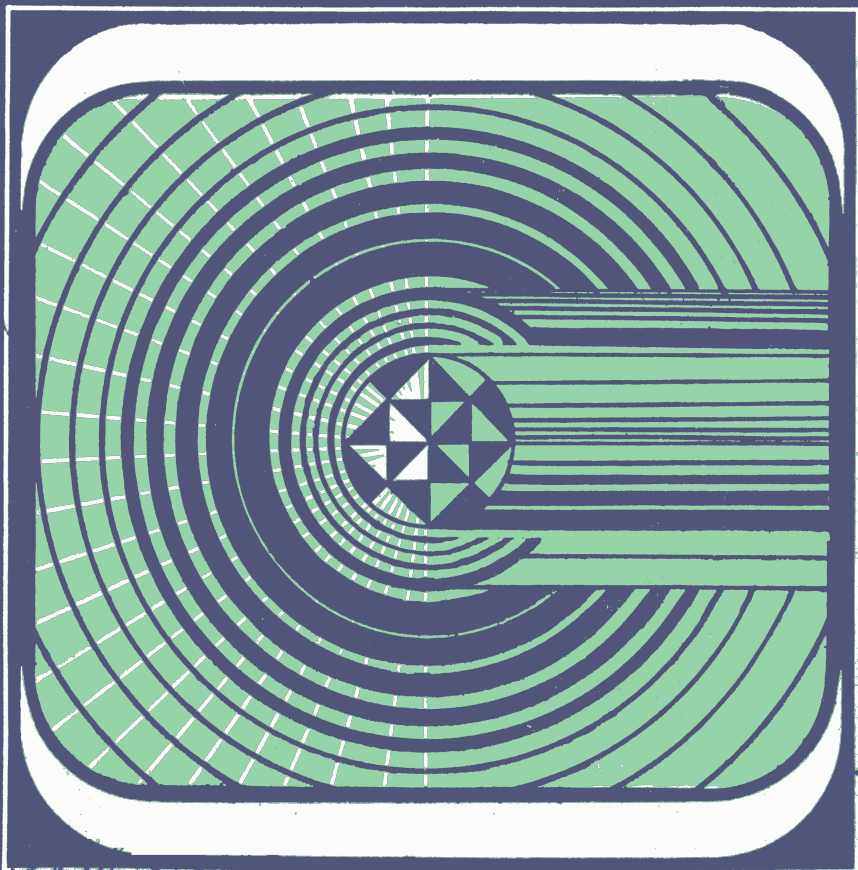
НОВОЕ
В ЖИЗНИ,
НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

СЕРИЯ
ФИЗИКА

7'80

Е.И. Леонов

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА



НОВОЕ
В ЖИЗНИ,
НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

Е. И. Леонов,
кандидат физико-математических наук

Серия
«Физика»
№ 7, 1980 г.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

Издается
ежемесячно
с 1946 г.

Издательство
«Знание»
Москва
1980

Леонов Е. И.

Л47 Интегральная оптика.—М.: Знание, 1980.—
64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Сер.
«Физика»; № 7).
11 к.

Благодаря достижениям тонкопленочной технологии в последние годы интенсивно развивается новое направление твердотельной и оптоэлектроники — интегральная оптика. Функции устройств генерации и детектирования света в интегральной оптике выполняют тонкопленочные аналоги лазеров и фотоприемных устройств. Использование света в качестве носителя информации позволяет существенно увеличить емкость и быстродействие устройств обработки информации, расширить возможности систем связи.

В брошюре, рассчитанной на массового читателя, рассмотрены физические принципы работы устройств интегральной оптики.

20405

ББК22.34
535

ФИЗИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Немного истории. Явление прямолинейного распространения, отражения и преломления света, лежащие в основе работы устройств интегральной оптики, используются человечеством с древних времен. Закон отражения света — угол падения θ_i равен углу отражения θ_r , и оба луча лежат в одной плоскости с нормалью к отражающей поверхности — был известен еще в античной Греции и связан с именем Герона Александрийского. Закон преломления света был установлен опытным путем в 140 г. н. э. Клавдием Птолемеем, который составил таблицу углов преломления света в воде. Однако свою математическую формулировку закон преломления света получил лишь в 1621 г., когда голландский математик Виллеброрд Снеллиус нашел математический закон, связавший угол падения света θ_i с углом его преломления θ_t :

$$\sin\theta_i = n\sin\theta_t, \quad (1)$$

Здесь коэффициент n — показатель преломления, численные значения которого для различных сред лежат в диапазоне от 1 до 4. Снеллиус вывел только математическое выражение закона, его физическая природа осталась непонятной.

В середине XVII в. французский математик Ферма предложил принцип наименьшего времени, согласно которому действительный путь распространения луча света в любой среде — кратчайший по времени его прохождения среди всех других геометрически возможных путей.

Хотя законы отражения и преломления света и остались неизменными до нашего времени, взгляды на их внутренний механизм и природу света подверглись за это время большим изменениям.

До XVII в. господствовала корпускулярная теория света Ньютона, в которой оптические явления рассматривались на геометрическом языке световых лучей.

В конце XVII в. в оптике был сделан ряд фундаментальных открытий: Ньютоном — сложного состава белого света; Рёмером — конечности скорости его распространения; Бартолини — двойного лучепреломления; Гюйгенсом — поляризации света. Рядом исследователей были изучены чрезвычайно интересные и важные явления интерференции и дифракции света. Опыты Френеля и Араго показали, что поляризованные перпендикулярно друг другу световые лучи не интерferируют, что доказывало поперечность света. Физический анализ этих открытий сформировал волновую теорию света.

О волновой теории. В теоретическом фундаменте волновой теории света лежит идея о переносе возмущения в пространстве — времени не движением частиц по определенной траектории, а бегущей волной. Волновая теория использует следующие фундаментальные положения. Во-первых, подавляющее большинство физических систем линейно и подчиняется принципу суперпозиции, согласно которому результат нескольких одновременных воздействий представляет собой сумму результатов, вызванных каждым возмущением по отдельности. Иными словами, свойства линейной физической системы никак не зависят от того, находится она под действием возмущения или нет. Во-вторых, в случае, если применим принцип суперпозиции, произвольный импульс возмущения любой физической природы, как установил в 1822 г. великий французский математик Фурье, может быть представлен в виде суммы плоских поперечных монохроматических волн с определенными для данного сигнала значениями амплитуд гармонических составляющих A_ω с частотой ω , волновым вектором k — A_k и начальными фазами.

В однородной и изотропной среде закон дисперсии $\omega=f(k)$ линеен, значения амплитуды A и фазовой скорости волны $v=\omega/k$ постоянны во времени и различных точках среды. Пространственная и частотная дисперсия отклика среды на различные компоненты A_ω и A_k приводит к отличию бегущей в среде волны от идеальных плоских волн — появляется зависимость комплексной амплитуды волны A от координат и времени. Однако, если амплитуда волны и направление волнового век-

тора мало изменяются на характерных расстояниях порядка длины волны λ и временных масштабах порядка ее периода T , то волновые поверхности приближенно можно рассматривать как плоскости. Это приближение волновой теории соответствует геометрической оптике Ньютона, в которой распространение света рассматривается как движение лучей.

Другую физическую окраску приобретает в волновой теории принцип Ферма. Определяющим моментом при выборе светом действительного пути распространения становится значение разности фаз комплексных векторных амплитуд в начале и в конце пути. Как образно сказал американский физик-теоретик Р. Фейнман, свет «вынюхивает» те пути, для которых разность фаз минимальна.

Снова об истории. К середине XIX в. довольно детально были изучены электрические и магнитные явления, а Фарадей ввел понятия электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей. В 1865 г. Дж. Максвелл сформулировал уравнения, которые связали воедино известные к тому времени электрические и магнитные явления и ввел понятие единого электромагнитного поля. Как писал Максвелл, «мы едва ли можем избежать заключения, что свет — это поперечное волнообразное движение той же самой среды, которая вызывает электрические и магнитные явления». В монохроматической электромагнитной волне Максвелла векторные амплитуды \mathbf{E} и \mathbf{H} ортогональны друг другу и волновому вектору.

В 1888 г. Г. Герц экспериментально показал, что такие характерные для света явления, как преломление, отражение, интерференция и дифракция, поляризация и двойное лучепреломление, присущи также и электромагнитным волнам. После того как Максвелл прямым расчетом определил, что любое возмущение электромагнитных полей распространяется в вакууме со скоростью $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, совпавшей с экспериментально измеренным значением скорости света в воздухе, физика оптических явлений по своей сути стала физикой электромагнитных волн.

Максвеллу, однако, было неизвестно, каким образом возбуждаются электромагнитные волны и как они взаимодействуют с веществом. В 1883 г. Лоренц и Лармор установили, что электромагнитное поле возникает в результате ускоренного движения «связанных» в ато-

мах валентных (оптических) электронов. Электронная теория Лоренца завершила построение классической электромагнитной теории света, сохранившей свое значение и поныне.

Свет в веществе. Распространение в веществе электромагнитной волны сопровождается силовым воздействием электромагнитного поля как на положительно заряженные ядра атомов, так и на окружающее их облако электронной плотности. Массы ядер много больше массы электронного облака, и поэтому для света видимого и ближнего инфракрасного диапазона их в первом приближении можно считать неподвижными. В большинстве оптических явлений можно также пренебречь действием на электронное облако магнитного поля, поскольку оно пропорционально отношению скорости электронов в атоме к скорости света в вакууме, которое составляет величину порядка $1/300$.

Электрическое поле \mathbf{E} электромагнитной волны «растаскивает» электронное облако и ядро атома в противоположные стороны. Симметрия атома нарушается — происходит его поляризация. Расстояние, на которое раздвинуты в атоме электроны и ядро, пропорционально величине электрического поля падающей электромагнитной волны, а его произведение на заряд электрона определяет вектор поляризации \mathbf{p} . При малых значениях электрического поля \mathbf{E} поляризация атома линейно зависит от его величины. Роль коэффициента пропорциональности играет атомная поляризуемость α : $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$.

В больших полях становятся существенными эффекты, которые играют важную роль в нелинейных оптических явлениях. При действии электромагнитной волны на однородное и изотропное диэлектрическое вещество в нем возникает синхронная волна поляризации. Каждый атом вещества будет не только поляризоваться, но станет также и источником вторичной электромагнитной волны, частота и волновой вектор которой будут совпадать с частотой и волновым вектором возбуждающей волны. Прошедшая вещество световая волна образуется в результате интерференции всех первичных и излученных атомами среды вторичных электромагнитных волн. В силу инерционности колебаний электронного облака вторичное излучение атомов среды будет иметь накапливающееся с расстоянием запаздыва-

ние по фазе. В результате несмотря на то что каждая из вторичных волн распространяется с предельной скоростью $3 \cdot 10^8$ м/с, электромагнитная волна, прошедшая вещество, запоздает по фазе относительно электромагнитной волны, прошедшей такое же расстояние в воздухе. Этот вывод показывает, что фазовая скорость распространения электромагнитного поля в веществе меньше, чем в воздухе. Феноменологический параметр, характеризующий это уменьшение, фигурирующий в законе преломления света, — показатель преломления.

В однородном и изотропном веществе показатель преломления n (диэлектрическая проницаемость $\epsilon = n^2$) и фазовая скорость света $c/n = \omega/kn$ — константы. В реальных же средах картина прохождения света через вещество значительно сложнее. Необходимо учесть как наличие у вещества определенной пространственной структуры (анизотропии), так и собственные колебания атомов, а также зависимость атомной поляризуемости от значения частоты, волнового вектора и поляризации возбуждающей электромагнитной волны. В анизотропном веществе показатель преломления уже не константа, а функция ω и \mathbf{k} , причем диэлектрическая проницаемость представляет собой тензор второго ранга.

На границе двух сред. Явления отражения и преломления света на границе двух сред с различными значениями показателя преломления n_1 и n_2 составляют физическую основу распространения световых волн в интегрально-оптических устройствах, поэтому мы исследуем их более подробно.

Вектор \mathbf{E} в линейно-поляризованной плоской волне может быть ориентирован двумя способами относительно плоскости падения, содержащей волновой вектор \mathbf{k} падающей волны и нормаль к плоской границе двух сред. В одном случае он перпендикулярен к ней, и тогда вектор \mathbf{H} лежит в плоскости падения. Подобная волна называется поперечной магнитной ТМ волной. Между падающей (i), отраженной (r) и преломленной (t) ТЕ и ТМ волнами при их падении на плоскую границу раздела существуют определенные фазовые соотношения. Так, при отражении света от оптически менее плотной среды ($n_1 < n_2$) фаза вектора, лежащего в плоскости падения, не меняется, а перпендикулярного ей — изменяется на π . При отражении от оптически более плотной

среды ($n_1 > n_2$) картина обратная. И в том и в другом случае фаза преломленной волны постоянна.

В общем случае волновой вектор падающей волны k_i составляет некоторый угол θ_i с нормалью к границе раздела. Как мы видели выше, угол отражения θ_r равен углу падения, а угол преломления удовлетворяет закону Снеллиуса. Электроны в атомах, образующих границу, должны колебаться с одной и той же частотой, и поэтому единственный способ «сшить» волны на границе раздела — это изменить направление движения преломленной волны.

При углах падения из среды 1 в среду 2 ($n_1 > n_2$), меньших критического $\theta_k = \arcsin n_2/n_1$, преломленная волна свободно проходит во вторую среду, при $\theta_i > \theta_k$ амплитуда преломленной волны экспоненциально в ней затухает. В этом случае поверхности равной амплитуды представляют собой плоскости, параллельные границе раздела сред, а плоскости равной фазы ортогональны им. Таким образом, направление распространения преломленной волны оказывается параллельным отражающей поверхности. Поток энергии распространяется в узкой области вдоль границы раздела сред.

Амплитуды падающей и отраженной ТЕ волн равны. Фазы отличаются на величину

$$\varphi = \sqrt{\sin^2 \theta_i - n_2^2/n_1^2} / \cos \theta_i.$$

Поскольку при $\theta_i > \theta_k$ амплитуда отраженной волны равна амплитуде падающей волны, а преломленная волна отсутствует, это явление получило название полного внутреннего отражения света. Наглядное представление о нем можно получить, если смотреть вперед на поверхность воды из глубины. При некоторых углах наблюдения ее поверхность будет иметь металлический блеск, что будет соответствовать полному отражению света от границы раздела вода—воздух.

Рассмотренное явление полного внутреннего отражения аналогично квантовомеханической задаче о проникновении частицы, имеющей полную энергию, меньшую высоты потенциального барьера, под барьер. Волновая функция частицы в прибарьерной области, так же как и в нашем случае, вблизи границы раздела имеет осциллирующий характер, а под барьером — вид экспоненты, затухающей в глубь барьера. Если толщина барьера мала, то «хвост» экспоненты «выйдет» с

противоположной стороны барьера, и частица имеет, таким образом, определенную вероятность проникнуть (туннелировать) под барьером.

Оптическое туннелирование будет наблюдаться, если сделать толщину среды 2 меньше длины падающей волны и оптически более плотную среду 3 придвинуть к ней на это расстояние. Экспоненциальный «хвост» волны, преломленной на границах 1 и 2 сред, так же, как и при туннельном квантовомеханическом эффекте, будет вызывать колебания электронов и возбуждать электромагнитную волну в среде 3. Это явление можно использовать для ввода и вывода света в интегрально-оптический диэлектрический волновод.

Диэлектрические волноводы. Металлы очень сильно поглощают свет, поэтому металлические волноводы не могут быть использованы для его каналирования. В интегральной оптике нашли применение волноводы особого вида — диэлектрические.

Диэлектрический волновод — пленка, нанесенная на плоскую подложку с более низким показателем преломления. Третьим слоем волновода (покровным слоем) может быть воздух или любая иная среда с меньшим, чем у пленки, показателем преломления. Таким образом, показатель преломления волноводного слоя диэлектрического волновода n_b должен быть больше показателей преломления подложки n_p и покровного слоя n_c . Если показатели преломления подложки и покровного слоя равны, то такой диэлектрический волновод называется симметричным, а при $n_p \neq n_c$ — асимметричным.

Четыре основных типа полосковых волноводов показаны на рис. 1. Приподнятый волновод (рис. 1, а) можно изготовить, удалив травлением пленку вокруг полоски. Такой же метод пригоден для получения гребенчатого волновода (рис. 1, б). Внедренный полосковый волновод можно получить диффузией или ионным легированием подложки через маску (рис. 1, в). Составной волновод (рис. 1, г) может быть изготовлен локальным осаждением на планарный волновод пленки с меньшим, чем у волноводного слоя, показателем преломления. Полосковые волноводы играют в интегральной оптике роль, аналогичную проводникам в интегральных микросхемах. Их топология может быть различной, причем

свет может в них распространяться и по изогнутому пути.

Моды диэлектрического волновода. Рассмотрим плоскую волноводную структуру (рис. 2, *а, б, в*), состоящую из подложки с показателем преломления n_p , волноводного слоя толщиной h и показателем преломления n_b и пленки покровного материала с показателем преломления n_c , которым, как мы уже говорили, может быть и воздух, причем будем считать, что $n_b > n_p > n_c$.

В зависимости от величины угла преломления светового луча на границе раздела подложка — волноводная пленка возможны три типа мод диэлектрического волновода.

На границе перехода в оптически более плотную среду происходит обычное преломление светового луча по закону Снеллиуса. Если угол θ мал и меньше величины критического угла полного внутреннего отражения границы раздела волноводная пленка — покровный слой θ_{bc} , то на этой границе произойдет преломление луча света в покровный материал с углом преломления θ_c ; значение которого определяется законом Снеллиуса для перехода в оптически менее плотную среду. Луч света не захватится волноводом, а совершит лишь «небольшое путешествие» от нижней границы волноводной плен-

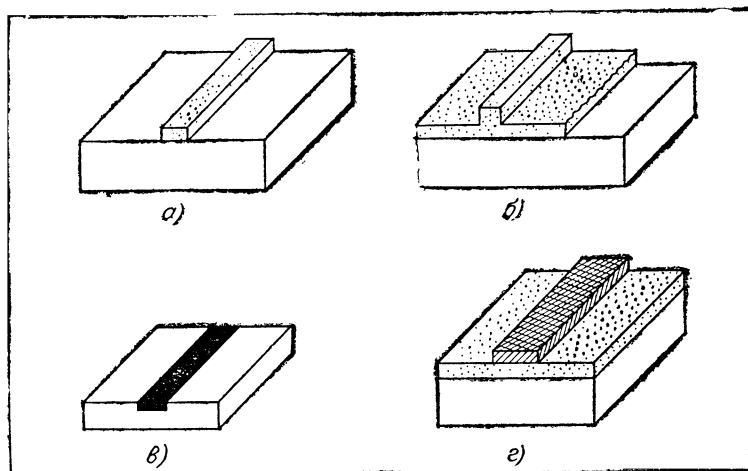


Рис. 1. Полосковые диэлектрические волноводы: *а* — приподнятый; *б* — гребенчатый; *в* — внедренный; *г* — составной

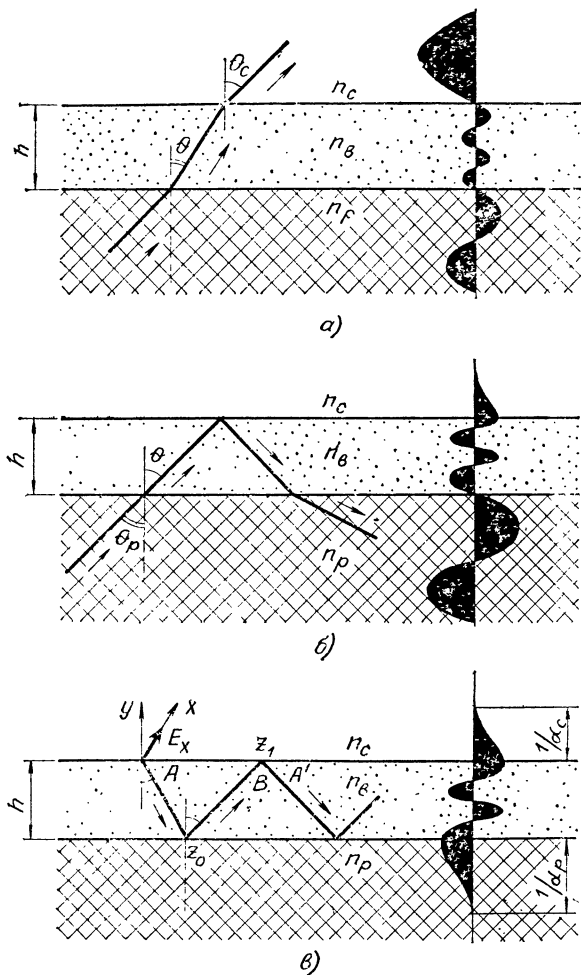


Рис. 2. Моды диэлектрического волновода: а — излучательная воздушная мода; б — излучательная мода подложки; в — зигзагообразная волноводная мода. Показан ход лучей и распределение поперечного электрического поля E_x для TE_2 мод

ки к верхней (см. рис. 2, а). Соответствующие электромагнитные моды называются излучательными или воздушными модами.

С увеличением угла θ наступит ситуация, когда он станет больше угла θ_{bc} , но меньше угла полного внутреннего отражения света на границе раздела волноводная пленка — подложка θ_{bp} , т. е. $\theta_{bc} < \theta < \theta_{bp}$. В этом случае луч света испытает полное внутреннее отражение на границе раздела волноводной пленки с покровным слоем, но не испытает его на границе раздела с подложкой, поскольку $\theta < \theta_{bp}$. Луч света вновь возвратится в подложку, и поэтому электромагнитная волна в волноводной пленке будет стоячей (см. рис. 2, б). Моды подобного рода называются излучательными модами подложки, и для них волноводное распространение света также не наблюдается.

Если угол θ достаточно велик и выполняется условие $\theta > \theta_{bp}, \theta_{bc}$, то полное внутреннее отражение будет наблюдаться как на границе раздела волноводная пленка — подложка, так и на границе раздела волноводная пленка — покровный слой. Если мы каким-то образом «запустим» луч света в волновод, то он будет распространяться в нем по зигзагообразному пути (см. рис. 2, в). Волноводные моды подобного типа являются основными структурными элементами всех интегрально-оптических устройств, поэтому мы рассмотрим их наиболее подробно.

Волноводные моды. Волноводные моды, так же как и другие электромагнитные волны, могут быть двух типов — ТЕ и ТМ. В ТЕ модах для конфигурации волновода, изображенной на рис. 3, отличны от нуля компоненты E_x , H_y и H_z , а в ТМ модах — H_x , E_y и E_z . Предположим, что луч света с ТЕ поляризацией попал на границу волноводной пленки с покровным слоем в точку с координатами $(0, 0, 0)$ нулевой начальной фазы и под некоторым углом $\theta > \theta_{bp}, \theta_{bc}$ начал движение к границе раздела пленка — подложка. Луч А достигнет границы с подложкой в точке z_0 и испытает полное внутреннее отражение.

Отраженная волна, с прежней величиной $k_z = \beta = kn_b \sin\theta$ и равным по величине, но противоположным по знаку значением $k_y = kn_b \cos\theta$, побежит к границе волноводной пленки с покровным слоем под тем же углом падения θ . Ее амплитуда будет равна амплитуде

волны A , но она получит дополнительный сдвиг по фазе $2\varphi_{bp}$. Волна B также испытает полное внутреннее отражение, а отраженная волна A' получит фазовый сдвиг $2\varphi_{bc}$. Таким образом, суммарный фазовый сдвиг, который приобретает волна A , трансформируясь в волну A' , равен $2kn_b h \cdot \cos\theta - 2\varphi_{bp} - 2\varphi_{bc} + kn_b \sin\theta_1 z_1$. Фаза $kn_b \sin\theta z_1$ отвечает бегущей волне с волновым вектором $kn_b \sin\theta$. Очевидно, если выражение $2kn_b h \cos\theta - 2\varphi_{bp} - 2\varphi_{bc}$ будет равно 0 или кратно 2π , то волноводная мода окажется бегущей вдоль Oz зигзагообразной волной.

Соотношение

$$kn_b h \cos\theta_m - 2\varphi_{bp} - 2\varphi_{bc} = m\pi, \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

показывает, что волноводные моды существуют лишь при дискретном наборе углов падения θ_m . С квантово-механической точки зрения волноводные моды — это связанные состояния, характеризуемые квантовыми дискретными числами, в то время как излучательные моды принадлежат континууму состояний.

Значение индекса моды m определяет не только величину угла падения, но и форму стоячих волн в направлении оси Oy . Закон спадания энергии при полном внутреннем отражении, как мы выяснили выше, носит экспоненциальный характер. Аналогичная картина будет наблюдаться и при распространении волноводных мод — поле будет проникать в покровный слой и в подложку. Эффективная ширина волновода увеличится таким образом на $1/\alpha_c + 1/\alpha_p$, где

$$\begin{aligned} \alpha_c &= \frac{\omega n_b}{c} \sqrt{\sin^2\theta_m - n_c^2/n_b^2}, \\ \alpha_p &= \frac{\omega n_b}{c} \sqrt{\sin^2\theta_m - n_p^2/n_b^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Вне волноводного слоя к синусоидам поперечного распределения поля E_x добавятся экспоненциальные «хвосты» в подложке и покровном слое.

В терминах геометрической оптики увеличение эффективной ширины волновода означает, что пересечение световых лучей происходит не на действительных границах между волноводной пленкой с подложкой и покровным слоем, а на расстояниях $1/\alpha_c$ и $1/\alpha_p$ от них. Это явление носит название эффекта Гуса—Хэнхена.

По мере увеличения номера моды m угол падения

уменьшается и одновременно увеличиваются глубины проникновения световых лучей в подложку и покровный слой. В пределе, когда θ_m достигнет критических углов θ_{bp} или θ_{bc} , значения α_p и α_c становятся равными 0 и волноводная мода модифицируется в одну из излучательных мод.

Значения α_p и α_c прямо пропорциональны частоте световой волны (3), и поэтому по мере ее уменьшения влияние проникновения поля за пределы волновода увеличивается. Для любой волноводной моды с индексом $m > 1$ существует определенная минимальная частота отсечки ω_{km} . При частотах света $\omega < \omega_{km}$ волноводный эффект отсутствует. Для моды с индексом $m = 0$ волноводное распространение света наблюдается на всех световых частотах, однако у сильно асимметричных волноводов отсечка иногда наблюдается и для моды с $m = 0$.

Для определенной моды с индексом m соотношение (2) характеризует зависимость частоты волноводных мод от величины волнового вектора — дисперсионное соотношение. На рис. 3 показана дисперсионная зависимость для нескольких ТЕ волноводных мод. Прямые линии на рисунке характеризуют распространение световых волн в объеме материала, образующего диэлектрический волновод. Фазовая скорость волноводных мод различна и равна $v_m = c/n_b \cdot \sin \theta_m = c/N_m$, где N_m — волноводный показатель преломления $N_m = n_b \sin \theta_m$, $n_p < N_m < n_b$, и, кроме того, наблюдается очень сильная зависимость ее величины от частоты — дисперсия,

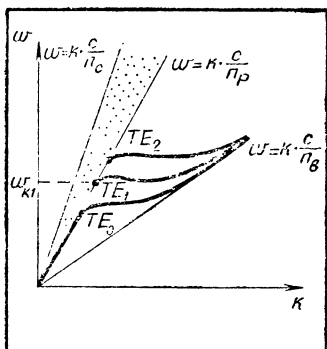


Рис. 3. Дисперсионная зависимость $\omega = f(k)$ волноводных мод в диэлектрическом волноводе

Ситуации $\omega < \omega_{km}$ соответствует заштрихованная область на графике дисперсионной зависимости.

С ростом частоты ω при $\omega > \omega_{km}$ смогут возбуждаться волноводные моды. В области малых частот их фазовая скорость будет близка к фазовой скорости света в подложке. При высоких частотах энергия света все в большей степени концентрируется в волноводе. В пределе $N \rightarrow \infty$ она практически совпадает с фазовой скоростью света в волноводной пленке.

Один из основных параметров, который может использоваться для целенаправленного изменения характеристик волноводных мод — толщина волноводного слоя h . Зависимость волноводного показателя преломления N_m от толщины волновода нелинейна. При больших толщинах $N_m \simeq n_b$ и в волноводе может возбуждаться очень большое количество мод. По мере уменьшения толщины волноводной пленки уменьшается и волноводный показатель преломления N_m . При этом все большая относительная доля энергии волноводной моды перераспределяется в соседние среды, главным образом в подложку.

Аналогично наличию критической частоты света для каждой моды имеется минимальная критическая толщина пленки h_{km} . Для типичных параметров волновода $n_b \simeq 2$ и $\Delta n \simeq 10^{-2}$ и для видимого света с длиной волны 10^{-5} см, h_{km} (мкм) $\sim m$.

Приведенные оценки показывают, что для того чтобы в волноводе могло распространяться несколько мод, критическая толщина волновода при увеличении номера моды на единицу должна возрасти на величину $\lambda/2 \sqrt{n_b^2 - n_p^2}$. Физически это понятно, если учесть, что число узлов в стоячей волне, перпендикулярной распространению волноводной моды, на единицу меньше номера моды. Очевидно, для того чтобы в волноводе могла существовать волноводная мода с индексом $(m+1)$, необходимо увеличить его толщину на величину, пропорциональную $\lambda/2$. Отсюда можно также оценить и максимальное число мод m_{\max} в диэлектрическом волноводе данной толщины:

$$m_{\max} = \frac{2h}{\lambda} \sqrt{n_b^2 - n_p^2}.$$

Мы рассмотрели основные особенности волноводных мод на примере характеристик ТЕ электромагнитных

волн. Свойства ТЕ и ТМ волноводных мод, в общем, очень похожи, но между ними имеется и ряд различий. Фазовый сдвиг при полном внутреннем отражении у ТМ мод больше, чем у мод ТЕ, поэтому критические толщины для них больше для мод с одним и тем же индексом m . Несколько иная у ТМ волноводных мод и дисперсионная характеристика — фазовые скорости у ТМ мод больше.

В начальный период развития интегральной оптики казалось, что любая оптически совершенная прозрачная пленка с большим, чем у подложки, показателем преломления, толщиной в несколько микрон будет представлять собой оптический волновод. Однако в дальнейшем эксперимент показал, что в совершенных на первый взгляд интегрально-оптических волноводах наблюдаются значительные потери энергии вводимого в них излучения, достигающие нескольких десятков децибелл на сантиметр. В чем же причина такого затухания?

Оказалось, что главная причина оптических потерь кроется в поверхностном рассеянии света на шероховатостях границ раздела пленка — подложка и пленка — покровный слой. Для прохождения волноводной модой расстояния порядка 1 см в волноводе толщиной в несколько микрон необходимо около 1000 полных зигзагов. Для того чтобы потери света были меньше одного децибела на сантиметр, относительные потери на рассеяние при однократном отражении должны быть меньше 10^{-4} .

В конце прошлого века Рэлей установил, что потери на рассеяние при отражении пропорциональны квадрату косинуса угла падения и поэтому наибольшие потери будут наблюдаться для волноводных мод с большими индексами m и соответственно наименьшими значениями угла θ_m . Эксперимент действительно показывает, что если мода с $m=0$ имеет потери, сравнимые с объемными потерями в материале, из которого изготовлена пленка, то для моды с индексом $m=3$ потери увеличиваются более чем на порядок. Потери на поверхностное рассеяние обратно пропорциональны толщине волновода, и поэтому для характеристики качества интегрально-оптического волновода необходимо указывать не только номер моды m , но и толщину волновода.

Наиболее широкое применение в интегральной оптике нашли диэлектрические волноводные структуры с толщиной волноводной пленки порядка нескольких микрон. В таких структурах могут распространяться волноводные моды невысокого порядка, и модовыми свойствами волновода можно легко управлять, изменяя его толщину. С другой стороны, в тонкой пленке трудно возбудить волноводные моды.

Для интегральной оптики большой интерес представляет взаимодействие дискретных волноводных мод друг с другом и излучательными модами, поскольку одна из центральных проблем интегральной оптики — обеспечение управляемой связи между различными модами.

Связанные моды. Чтобы лучше понять физику связи различных мод, напомним один простейший эксперимент с двумя идентичными маятниками, которые связаны друг с другом слабой упругой связью — пружиной. Если один из маятников отвести в сторону и отпустить, то по мере затухания его колебаний постепенно придет в колебательное движение покоившийся в начальный момент времени другой маятник. В некий момент времени первоначально возбужденный маятник останавливается и колеблется только второй, полностью забравший энергию от первого. Через некоторое время все повторяется в обратном порядке: энергия второго маятника перекачивается обратно к первому. В этом эксперименте происходит периодический обмен энергией между двумя осцилляторами-маятниками, так называемые биения.

Какова физика процесса биения? Система из двух маятников описывается двумя модами («чистые» состояния) 1 и 2 с частотами ω_1 , k_1 и ω_2 , k_2 , которые определяются только симметрией расположения маятников и такими их физическими характеристиками, как длина нити и масса подвешенных грузов. Моде 1 с низшими частотами соответствует смещение маятников в одну и ту же сторону, моде 2 — в противоположные. Наличие слабой связи между маятниками возмущает исходные «чистые» колебательные состояния, и в системе двух маятников реализуется новое, «смешанное» колебательное состояние, которое представляет собой суперпозицию мод 1 и 2. Это новое состояние связанных мод и есть биения с переменной амплитудой. Поскольку полная энергия системы при этом должна сохраняться, то

уменьшение амплитуды моды 1 обязательно должно сопровождаться увеличением амплитуды моды 2, но при этом сумма квадратов амплитуд мод, пропорциональная полной энергии системы, строго постоянна во все моменты времени и в любой точке системы.

Каким же образом можно возбудить биения связанных мод? Возбуждение колебаний в любой физической системе можно рассматривать как процесс передачи энергии внешнего возмущения к внутренним колебательным движениям системы. При этом взаимодействии обязательно должны выполняться законы сохранения. Сумма частот и волновых векторов возмущения, теряющего свою энергию на возбуждение колебаний системы, должна быть равна сумме частот и волновых векторов волн, приобретающих энергию. Эти законы имеют в квантовой механике смысл законов сохранения энергии и импульса. Например, если мы рассматриваем воздействие на диэлектрическое вещество электромагнитной волны с частотами ω_E , k_E , то обмен энергией между полем волны и волной поляризации среды ω_p , k_p будет происходить только при выполнении равенств $\omega_E = \omega_p$ и $k_E = k_p$, так называемого условия синхронизма. С физической точки зрения эти резонансные условия означают, что поляризация и поле в течение всего времени взаимодействия синфазны во времени и пространстве. В силу этого поляризация и поле, возникающие в данный момент в данной точке пространства, оказываются в фазе с поляризацией и полем, которое генерируется в другой момент в другой точке пространства.

Таким образом, явление двух связанных мод электромагнитной природы с частотами ω_m , k_m и ω_n , k_n в некоей физической системе может возникнуть только в том случае, когда в среде возбуждена поляризация с частотами $\omega_p = \omega_m \pm \omega_n$ и $k_p = k_m \pm k_n$. Это возмущение состояния физической системы может иметь как статическую, так и динамическую природу и носить локальный характер.

Очень важен вопрос о величине длины области, в которой происходит эффективное взаимодействие бегущих волн, например, рассмотренных нами выше волноводных мод. Анализ показывает, что при однонаправленных взаимодействиях, т. е. взаимодействиях мод, распространяющихся в одном направлении, пространствен-

ные биения амплитуды мод происходят обычно по гармоническому закону. Например, если на «входе» ($z=0$) возмущенной области амплитуда моды 2 равна 0, а моды 1 — максимальна, то по мере движения вглубь возмущенной области ($z>0$) амплитуда моды 1 падает пропорционально $\sim \cos \kappa z$, а моды 2 — увеличивается $\sim \sin \kappa z$.

Отсюда легко сделать вывод, что мода 1 полностью передаст свою энергию моде 2, если выбрать длину возмущенной области, т. е. длину области взаимодействия, равной $\pi/2\kappa$.

При взаимодействии волн, бегущих в противоположные стороны, изменение их амплитуд происходит иначе. В этом случае обычно граничные условия имеют другой вид — исходная мода 1 по-прежнему имеет максимальное значение при $z=0$, а связанная с ней в возмущенной области и направленная в противоположную сторону мода 2 имеет амплитуду, равную 0 не при $z=0$, а при $z=L$, т. е. на другой границе области взаимодействия. Обмен энергией связанных мод описывается выражениями, пропорциональными $\sinh \kappa z$ для моды 1 и $\tanh \kappa z$ для моды 2. Амплитуда моды 2, равная 0 при $z=L$, нарастает за счет поступления энергии от движущейся навстречу ей моды 1, поэтому при $z=0$ она имеет значение, отличное от 0.

Во всех приведенных выше выражениях для амплитуд связанных мод фигурирует константа связи κ , имеющая размерность волнового вектора. Конкретные значения κ зависят от особенностей конструкции прибора, типа взаимодействующих мод, физической природы и характера действия возмущения, вызывающего биения связанных мод, и т. д. Вычисление величины κ составляет одну из основных проблем теории связанных мод, поскольку, как мы видели, ее значение определяет такую важную характеристику физической системы, как линейные размеры области существования связанных мод. Ниже на конкретных примерах мы выясним более подробно, каким образом определяется величина константы связи в интегрально-оптических устройствах.

Наиболее наглядное приложение физики двух связанных мод в интегральной оптике — ввод и вывод излучения из волновода в подложку или в покровный слой,

Проблема ввода и вывода излучения в интегрально-оптический волновод. Основным источником излучения в интегральной оптике — лазерный пучок, который имеет намного большие размеры, чем толщина волновода, составляющая несколько микрон. Это несоответствие создает большие трудности для эффективного ввода и вывода излучения из интегрально-оптического волновода.

Преобразование лазерной воздушной моды ω_l и k_l в волноводную ω_m , β_m возможно при коллинеарности волновых векторов лазерного излучения и волноводной моды и выполнении условий $\omega_m = \omega_l$ и $\beta_m = k_l$. Наиболее просто выполнить эти условия синхронизма, освещая лазерным пучком непосредственно торец волновода. Пленка с большим, чем у подложки, показателем преломления будет действовать как своеобразная линза. Физически это вполне понятно.

Лазерное излучение представляет собой плоскую электромагнитную волну, волновой фронт которой перпендикулярен волновому вектору k_l . Поскольку в пленке фазовая скорость распространения лазерного излучения меньше, чем в подложке и покровном слое, то плоский волновой фронт в волноводе будет вогнутым. Это означает, что линии потока световой энергии (световые лучи), нормальные к поверхностям постоянной фазы, будут «стягиваться» внутрь интегрально-оптического волновода, и практически весь поток световой энергии окажется сосредоточенным в толще пленки.

Несмотря на принципиальную возможность точного согласования поперечных профилей волноводной моды m и лазерного пучка с помощью специальной геометрии и высокую эффективность ввода, рассмотренное устройство не нашло практического применения. Это связано с необходимостью очень тщательной центровки и юстировки линз, что в практических условиях трудно выполнимо.

Попытка ввода лазерного излучения непосредственно через покровный слой не приводит к успеху. Действительно, при угле падения θ_{cl} горизонтальная проекция волнового вектора падающего луча равна $kn_e \sin \theta_{cl}$ ($k = \omega/c$ — волновой вектор света в вакууме), и условие синхронизма для осуществления связи вол-

новодной моды с индексом m с воздушной модой имеет вид $kn_c \sin \theta_{ci} = \beta = k \cdot N_m$, откуда $\sin \theta_{ci} = N_m / n_c$. Однако, как мы выяснили выше, волноводные моды возбуждаются лишь при выполнении условия $N_m > n_c$. При вводе лазерного излучения непосредственно через покровный слой условия синхронизма не выполняются и поэтому он невозможен.

Проблема ввода и вывода излучения из интегрально-оптического волновода нашла свое практическое решение в продольных элементах связи специальной конструкции, в которых световой пучок падает на волновод наклонно. Наиболее широкое применение получили призмный и решеточный элементы ввода и вывода излучения и элемент связи через утончающийся край волноводной пленки.

Призмный элемент связи. Призмный элемент связи представляет собой миниатюрную призму, расположенную на поверхности волноводной пленки, с большим, чем у волновода, показателем преломления n_n ($n_n > n_b, n_p, n_c$). Условия синхронизма при вводе излучения через призму будут выполнены при $kn_n \sin \theta_{ni} = \beta_m$, где θ_{ni} — угол падения светового пучка на нижнюю поверхность призмы. Для того чтобы можно было работать с интегрально-оптическими устройствами из различных материалов, показатель преломления призмы n_n должен быть достаточно большим по абсолютной величине. Чаще всего призмы для этой цели изготавливаются из рутила ($n_n \simeq 2,87$) или монокристаллов фосфида галлия ($n_n \simeq 3,3$).

Рассмотрим более подробно физику процесса ввода—вывода излучения в интегрально-оптический волновод при использовании призмного элемента связи, схематично представленного на рис. 4.

Пусть лазерный пучок имеет ширину D , толщина воздушного зазора между основанием призмы и верхней поверхностью волновода равна h_a , а угол падения лазерного пучка на нижнюю грань призмы θ_{ni} превышает угол полного внутреннего отражения от границы раздела основание призмы — воздушный зазор. На рисунке показана также зигзагообразная волноводная мода индекса m . Точками 1, 2, 3 и 4 обозначены точки полного внутреннего отражения луча волноводной моды от верхней границы пленки. Выберем в лазерном пучке четыре луча, которые испытывают полное внутреннее

отражение на основании призмы в точках 1', 2', 3' и 4', расположенных точно напротив точек 1, 2, 3 и 4.

Предположим, что в некий начальный момент плоский фронт лазерной волны (PP_1) достиг основания призмы в точке 1'. Вследствие полного внутреннего отражения от границы раздела призма — воздушный зазор луч 1' в пространстве между призмой и поверхностью волновода будет иметь экспоненциальный «хвост» электромагнитного поля, убывающего к границе волновода. При толщине воздушного зазора в несколько десятых длины волны лазерного излучения из-за оптического туннелирования в точках 1' и 1 произойдет нарушение полного внутреннего отражения и часть энергии лазерного пучка попадет в волновод, что создаст возможность генерации зигзагообразной волноводной моды. Луч 1 волноводной моды начнет распространяться по зигзагообразному пути и вновь достигнет верхней границы волноводной пленки в точке 2. Если изменение фазы волноводной моды m на полном зигзаге 1—2 будет равно изменению фазы лазерного луча 2' на участке от фронта волны PP_1 до точки 2', то луч 2' и волноводная мода встретятся в один и тот же момент в точках 2' и 2. Благодаря оптическому туннелированию энергия лазерного луча 2' вновь передастся

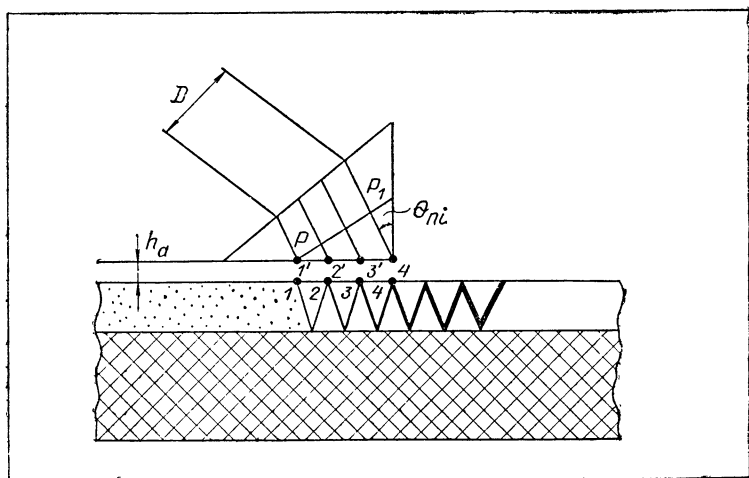


Рис. 4. Призменный элемент связи

волноводной моде, и ее амплитуда станет уже вдвое больше, чем в начальной точке 1. Подобным же образом амплитуда волноводной моды в точке 3 будет в три, а в точке 4 — в четыре раза больше, чем в точке 1. Отсюда легко понять, что волноводная мода должна пройти порядка 100 полных зигзагов, чтобы ее амплитуда приобрела максимальное значение.

Призмный элемент осуществляет однонаправленное взаимодействие волноводных и воздушных мод, при котором направление возбуждаемой моды однозначно определяется углом падения θ_{nl} . Роль статического возмущения играет эффект нарушения явления полного внутреннего отражения от основания призмы из-за присутствия на расстоянии h_a от нее поверхности волноводной пленки. Константа связи воздушной моды с модой волноводной κ может регулироваться изменением толщины воздушного зазора h_a , причем она зависит от его вариаций экспоненциально. При ширине лазерного пучка D и угле падения θ_{nl} , как явствует из рис. 4, ширина области взаимодействия составляет $d/\cos\theta_{nl}$. Для того чтобы обеспечить эффективную однонаправленную связь мод на длине L , константа связи κ должна иметь значение $\pi \cos\theta_{nl} / 2d$. Важно также отметить, что лазерный пучок должен падать на призму точно так, как это показано на рис. 5, т. е. чтобы его правый край падал в угол призмы. При сдвиге пучка вправо часть энергии его не попадет в волновод. Если же между правым краем призмы и лазерного пучка будет зазор, то вследствие оптического туннелирования часть энергии возбужденной волноводной моды может вернуться обратно в призму и эффективность связи снизится.

Призмный элемент связи можно использовать не только для ввода, но и для вывода излучения из интегрально-оптического волновода. Причем здесь появляется интересная возможность исследования показателя преломления материала волновода, фазовой скорости прошедшего волновода излучения и его модовых характеристик, а также определения толщины волноводной пленки и потерь на поверхностное рассеяние, поскольку для разных мод углы вывода излучения из волновода будут различны и дискретны, а поэтому на экране, помещенном за призмой, будут наблюдаться так называемые m линии, исследование которых с целью определения указанных характеристик интегрально-оптиче-

ского устройства получило название *m*-спектроскопии.

Решеточный элемент связи. Призмный элемент ввода—вывода излучения в интегрально-оптический волновод очень удобен с исследовательской точки зрения, однако он трудно совместим с современной планарной технологией. Более прогрессивен и технологичен решеточный элемент связи, гофрированная структура, нанесенная на волноводную пленку или вытравленная в ней непосредственно.

Для того, чтобы лучше понять принцип работы решеточного элемента связи, напомним некоторые особенности дифракции света на периодической структуре.

Рассмотрим периодическую с периодом d цепочку из идентичных, расположенных вдоль оси Oz излучателей электромагнитных волн. Нас интересует распределение интенсивности излучения электромагнитного поля этой цепочки в различных направлениях, составляющих угол θ с нормалью к оси Oz . Предположим, что возбуждающее излучение (первичная электромагнитная волна) падает нормально к цепочке осцилляторов. Наиболее мощный пучок излучения цепочки осцилляторов возникает в направлении угла наблюдения, равного 0. Но будут ли существовать интенсивные пучки в других направлениях?

При угле наблюдения θ , отличном от 0, между двумя соседними в цепочке осцилляторами из-за разности хода лучей Δ возникает дополнительный сдвиг фазы, равный $k\Delta = kd\sin\theta = (2\pi/\lambda)d\sin\theta$ (напомним, что k и λ — волновой вектор и длина волны электромагнитной волны в вакууме). Выше мы уже отмечали, что с точки зрения волновой теории физическая ситуация абсолютно идентична при сдвиге фаз, равном 0 или кратном 2π . Отсюда следует вывод о том, что мощные пучки излучения цепочки будут наблюдаться не только при угле наблюдения $\theta=0$, но и при других дискретных его значениях, удовлетворяющих равенству

$$d\sin\theta_v = v\lambda, \quad v=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

Очень важно отметить, что при условии $d < \lambda$, как это непосредственно следует из (4), дифракционную картину будет давать лишь один пучок излучения при угле наблюдения равном нулю. Этот пучок носит название нулевого порядка дифракции ($\theta=0$), или главного максимума. Таким образом, для того чтобы получить диф-

рациональные максимумы других порядков — ± 1 , ± 2 и т. д., необходимо, чтобы период расположения осцилляторов в цепочке был больше длины волны излучения, возбуждающего их колебания.

Еще в начале XX в. Рэлей отметил, что по теореме Фурье любая периодическая структура может быть представлена в виде дискретной суммы пространственных монохроматических синусоид с кратными значениями периодов и определенными для каждой пространственной гармоники значениями амплитуды, волнового вектора и начальной фазы. Эффект действия пространственной периодической структуры, по Рэлею, можно рассматривать как результат суперпозиции действия каждой пространственной гармонической составляющей разложения в ряд Фурье.

В рамках этих представлений рассмотренную нами цепочку осцилляторов с периодом d можно заменить адекватным ей набором синусоидальных пространственных структур с периодами d , $d/2$, $d/3$ и значениями волновых векторов $K_v = v \cdot 2\pi/d$, где $v=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, направление которых совпадает с осью симметрии периодической структуры. Для того чтобы определить полную дифракционную картину, нужно просуммировать дифракционные максимумы от постоянного члена разложения, дающего нулевой максимум, и от каждого монохроматического пространственного распределения излучающих осцилляторов. Но прежде надо выяснить особенности дифракции на синусоидальной пространственной структуре.

Дифракцию от синусоидальной решетки можно представить следующим образом. Излучение от осцилляторов решетки, удаленных один от другого на d , $2d$, $3d$ и т. д., будет приходить в точку наблюдения за время T , $2T$, $3T$ и излучаемая вторичная волна в силу амплитудно-фазового характера модуляции будет иметь также синусоидальный характер, но уже во времени. При этом период T этой синусоиды будет зависеть от угла наблюдения θ и фазовой скорости света в среде v — $T = d \sin \theta / v$. Отсюда следует, что $vT = d \sin \theta$ или $\lambda = d \sin \theta$.

Таким образом, при монохроматическом возбуждении синусоидальная решетка дает только дифракционный пучок $+$ или $-$ 1-го порядка и никаких других. Нулевой порядок дифракции образуется только от постоянного члена разложения пространственной струк-

туры в ряд Фурье. Поскольку для каждой гармонической составляющей разложения длина волны и волновые векторы K , различны, то в силу полученного соотношения будут различны и углы дифракции θ . Поэтому, несмотря на то что синусоидальная пространственная структура дает только ± 1 -й максимумы дифракции, их суперпозиция отражает действительную картину дифракции от периодической структуры.

Решеточный элемент ввода—вывода обычно представляет собой гофрированный участок поверхности интегрально-оптического волновода. Гофрировка вызывает не только периодическое изменение толщины волновода, но и приводит к статической пространственной модуляции диэлектрической проницаемости волновода с дискретными значениями волновых векторов K . Эти возмущения, подобно явлению нарушения полного внутреннего отражения в призмном элементе ввода—вывода, вызывают связь воздушных мод или мод подложки с волновыми модами. Волноводная мода m с частотой возбуждающего лазерного излучения может быть возбуждена, если в волноводе выполнены условия пространственного синхронизма

$$\begin{aligned} K n_c \sin \theta_{cl} + \frac{2\pi}{d} v &= \beta_m, \\ K n_p \sin \theta_{pl} + \frac{2\pi}{d} v &= \beta_m, \end{aligned} \quad v = \pm 1, \pm 2, \pm 3. \quad (5)$$

Как уже говорилось выше, непосредственный ввод излучения в волновод невозможен, и поэтому нулевой порядок дифракции не может быть использован. В приведенном выражении первые члены представляют собой проекции волновых векторов падающего излучения на границе раздела пленка—покровный слой и пленка—подложка на направление распространения волновой моды, а второй — дискретные значения волновых векторов решеточного элемента связи.

Более наглядно условие синхронизма при вводе—выводе излучения через покровный слой иллюстрируется диаграммами, приведенными на рис. 5. На этих рисунках окружность изображает геометрическое место точек волновых векторов воздушных мод, а полуокружность — мод подложки. Точки на горизонтальной оси соответствуют дискретным волноводным модам различных индексов m , углы наклона θ_{cl} и θ_{pc} определяют на-

правления потоков ввода—вывода излучения, а углы φ_c и φ_o — направления потоков паразитных утечек энергии из волновода.

Рис. 5, *а* иллюстрирует условия синхронизма для возбуждения волноводной моды m в $+1$ -м порядке дифракции. Из рисунка видно, что при заданных периоде решетки d и волновом векторе моды β_m угол θ_{cl} строго определенный.

На рис. 5, *б* показаны условия синхронизма, приводящие к паразитным потерям энергии вводимого пучка на дифракцию в -1 -й и -2 -й порядки. Направление пучков утечки показаны также на рис. 5, *д*. Интересно, отметить, что при вводе излучения через покровный слой утечка в -2 -м порядке дифракции происходит обычно только в подложку.

Условия синхронизма при выводе излучения из волновода иллюстрирует рис. 5, *в*. Из него видно, что в -2 -м порядке возможны условия синхронизма как для воздушных, так и для мод подложки, а в -1 -м — только для мод подложки. При соответствующем увеличении периода d решетки (уменьшении значения волнового вектора K) возможна ситуация, когда условия синхронизма будут выполняться только для одной единственной моды подложки при отсутствии других пучков утечки, что показано на рис. 5, *г*. Вывод излучения из подложки в этом случае можно осуществить с помощью рассмотренного выше призмленного элемента связи, который помещается на ее нижнюю сторону (см. рис. 5, *д*).

Помимо величины периода d решеточного элемента связи существенное влияние на эффективность его работы оказывает также форма гофра и его глубина. Асимметричный профиль гофрировки может приводить к значительному подавлению некоторых из пучков утечки. Глубина гофра пропорциональна константе связи мод k и величине возмущения, связывающего данную волноводную моду m с одной из излучательных мод. С увеличением глубины эффективность решеточного элемента связи сначала растет пропорционально квадрату его амплитуды, но при значениях порядка глубины проникновения электромагнитного поля волноводной моды в покровный слой $\sim 1/\alpha_c$ происходит насыщение. Дальнейшее увеличение глубины гофра свыше нескольких сотен ангстрем уже не увеличивает эффективность.

Для оптимальной работы решеточного элемента свя-

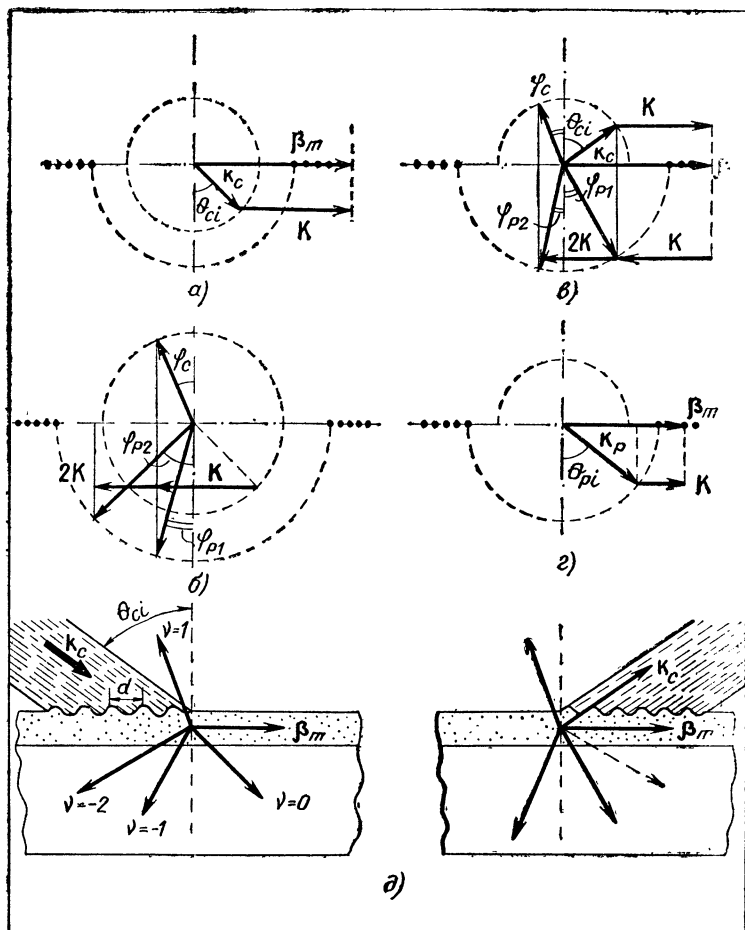


Рис. 5 Диаграмма, иллюстрирующая условия синхронизма при вводе излучения в волновод (а); определение углов утечки φ_c и φ_p при вводе излучения в волновод через решеточный элемент связи (б); определение угла вывода излучения (в); определение угла вывода излучения в подложку (г); решеточный элемент связи (д)

зи его длина в направлении распространения волноводной моды должна быть того же порядка, что ширина лазерного пучка, причем, как и в призмённом элементе, правые края лазерного пучка и решетки должны совпадать.

Технология получения решеточных элементов связи весьма сложна, так как требует высокого разрешения литографического оборудования на микронном и субмикронном уровне. Для того чтобы сформировать гофрированную поверхность волновода, ее обычно покрывают фоторезистом. Затем происходит экспонирование структуры в расщепленном на два пучка излучении аргонового лазера или ультрафиолетовой лампы. В результате интерференции двух световых пучков в фоторезисте образуется синусоидальный рельеф освещенных и темных полос. Ультрафиолетовое излучение разрывает в фоторезисте химические связи и приводит к образованию более коротких химических связей, что уменьшает его молекулярный вес. В освещенных местах пленка фоторезиста превращается в позитив. Эти области затем удаляются химическим травлением. После этой операции на поверхности волновода выступают «половинки» незасвеченных синусоид. В последующем при травлении структуры пучком ионов аргона с энергией от 3 до 10 кэВ эти области действуют как маска. Контролируемое ионное травление обеспечивает получение решеточного элемента связи необходимой глубины.

Для изготовления решеточных элементов ввода-вывода на полупроводниковых материалах весьма успешными оказались методы полупроводниковой фотографии, которые не требуют применения фоторезиста. Необходимую структуру в этом методе можно получить путем непосредственной засветки полупроводника, находящегося в контакте с травителем — электролитом.

Связь через утончающийся край пленки. Элемент вывода излучения через утончающийся клинообразный край пленки схематично показан на рис. 6. При толщине волновода меньше критической h_{mk} величина угла θ_m меньше угла полного внутреннего отражения от границы раздела волноводная пленка — подложка θ_{bc} , и поэтому условие существования волноводной моды нарушается, что приводит к ее трансформации в одну из излучательных мод подложки.

При прохождении волноводной моды в направлении

клинообразного уменьшения толщины волновода значение угла θ_m также уменьшается. В некоторой точке 1 угол θ_m становится меньше угла полного внутреннего отражения от границы раздела пленка — подложка, и происходит обычное преломление волноводной моды в подложку. Однако преломленный луч 1 унесет не всю энергию волноводной моды, некоторая ее часть сохранится, и поэтому зигзагообразная волна пройдет в направлении сужения волновода расстояние порядка десяти длин волн, прежде чем перестанет существовать. При этом каждый раз при попадании волноводного луча на нижнюю границу пленки в подложку будут испускаться уносящие энергию волноводной моды преломленные лучи 2, 3 и т. д. Образовавшийся пучок излучения состоит из многих лучей и поэтому его расходимость велика — от 1 до 20° . В ряде применений это обстоятельство не играет существенной роли, в других же его можно преодолеть, правильно выполняя соединение с другими интегрально-оптическими элементами, например, с оптическим волокном (рис. 6). Как видно из этого рисунка, с помощью специального клея и формирования полусферической формы дна гнезда, в которое вставляется оптическое волокно, можно добиться почти полной передачи энергии (до 70%) из волновода в волокно.

В заключение отметим, что рассмотренный элемент связи, к сожалению, можно использовать главным образом для вывода излучения из волновода, поскольку сформировать входной пучок излучения из расходящихся

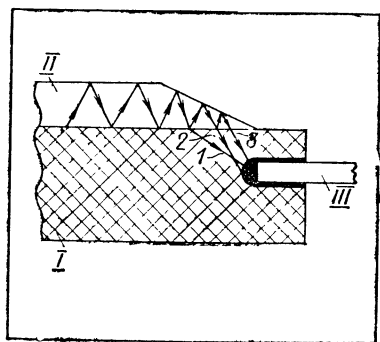


Рис. 6. Вывод излучения из интегрально-оптического волновода:

I — подложка; II — волновод; III — оптическое волокно

ся лучей 1, 2, 3 и т. д., показанных на рис. 6, практически очень трудно.

Интегрально-оптическое зеркало. Рассматривая решеточный элемент связи, мы отметили, что периодически гофрированная поверхность интегрально-оптического волновода представляет собой источник возмущения с дискретными значениями волнового вектора $K_v = v \cdot 2\pi/d$ ($v = \pm 1, \pm 2, \dots$), каждый из которых коллинеарен направлению распространения волноводных мод. Раньше мы интересовались только связью волноводной моды с одной из излучательных воздушных мод или мод подложки. Теперь же исследуем вопрос о возможности существования в гофрированном волноводе связи между двумя волноводными модами.

Условия синхронизма для связанных гофрировкой волноводных мод имеют вид:

$$\beta_d = \beta_m + K_v = \beta_m + v \frac{2\pi}{d}, \quad v = \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где β_m — волновой вектор волноводной моды m ; β_d — волновой вектор волноводной моды, которая возникает при дифракции моды m на гофрированной поверхности волновода.

При статическом характере периодической структуры наиболее интересен случай разнонаправленной связи мод одного и того же индекса m и равных частот, но распространяющихся в противоположных направлениях.

В этом случае $v = -1$ и $\beta_d = -\beta_m$. Условия синхронизма сводятся к равенству $|\beta_d| = |\beta_m| = |K_v|/2$ или к более наглядному условию $\lambda_m = 2d$, где λ_m — длина волны света волноводной моды индекса m . Таким образом, чтобы гофрированная волноводная структура могла выполнять функции зеркала, инвертирующего направления волнового вектора нормально падающей на него волны, ее период должен быть вдвое меньше длины волны света в волноводе, т. е. составлять 1000—2500 мкм. Такие периодические структуры можно получить с помощью гелий-кадмиевого лазера, генерирующего излучение с длиной волны 3250 мкм.

Рассмотрим подробнее физику процесса образования отраженной волны от периодической структуры, период которой кратен половине длины волны падающего на

нее излучения, так называемого брегговского отражения.

Пусть на структуру с периодом d слева падает пучок электромагнитного излучения S с длиной волны $\lambda=2d$, как показано на рис. 7. Волна S , проходя вдоль периодической структуры, частично отражается от каждой из плоскостей, и в результате образуются отраженные волны R_1, R_2, R_3, R_4 . Рассмотрим их фазы относительно волны R_1 . Поскольку волна R_2 , отраженная от второй плоскости, образовалась на полпериода позже, чем волна R_1 , то в первый момент она имеет фазу π относительно волны R_1 , но после того, как волна R_2 проходит расстояние в половину длины волны, в плоскости $z=0$ она оказывается уже в фазе с волной R_1 . Аналогичная ситуация будет и при отражении волн R_3 и R_4 и т. д., в результате все волны, отраженные периодической структурой с периодом $\lambda/2$, оказываются в фазе друг с другом, но отстают по фазе на $\pi/2$ от падающей волны S .

Как же происходит процесс образования связанных мод? «Чистые» состояния представляют собой бегущие волноводные моды с равными частотами, но противоположно направленными волновыми векторами. Возмущение в виде периодической гофрировки с периодом, кратным половине длины волны, приводит к образованию «смешанного» состояния, представляющего собой суперпозицию исходных разнонаправленных волноводных мод. Это новое состояние образуется в результате

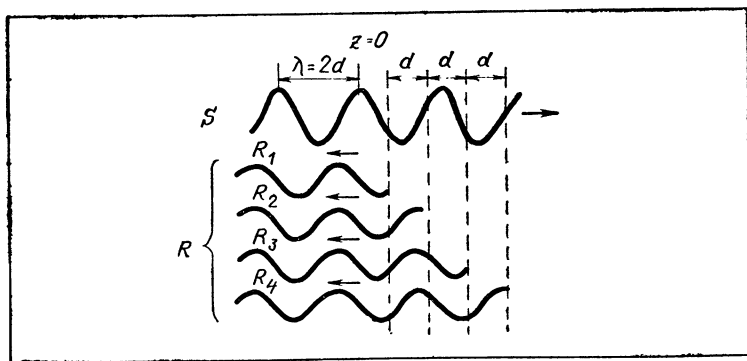


Рис. 7. Брегговское отражение волны от периодической структуры

брегговского отражения, при котором амплитуда моды, падающей на гофрированную область волновода, экспоненциально убывает вдоль нее, а амплитуда моды, возбуждаемой на противоположном конце гофра ($z=L$), экспоненциально нарастает в направлении к $z=0$. Существенно, что коэффициент отражения r , или эффективность связи волноводных мод, при брегговском отражении практически равен единице.

Рассмотрим теперь, каким образом можно определить при резонансном брегговском отражении константу связи разнонаправленных мод. Предположим, что гофрировка поверхности волновода имеет синусоидальный вид:

$$h(z) = h + \frac{1}{2} \Delta h \cos Kz,$$

где Δh — амплитуда гофра, а ее волновой вектор K равен $2\pi/d$. Вариации толщины волновода, как мы уже говорили, приводят к модуляции величины волнового вектора волноводной моды β_m . В области гофра значение β_m в волноводе будет изменяться с координатой z

$$\beta(z) = \beta_m + 2\kappa \cos Kz,$$

где κ — константа связи разнонаправленных мод, пропорциональная отношению амплитуды гофра к толщине волновода. Ее значение, а значит, и функциональные возможности интегрально-оптического устройства не зависят от того, где выполнена гофрировка — на границе раздела волноводной пленки с подложкой или с покровным слоем. Возмущение максимально при толщинах волновода, близких к критическим h_{km} , и, кроме того, κ мало изменяется в зависимости от симметричного или асимметричного характера интегрально-оптического волновода.

Резонансное брегговское отражение в принципе должно наблюдаться даже при малой величине возмущения амплитуды гофра. Интервал значений волновых векторов $\Delta\beta = \beta_m - K/2$, в пределах которого возможно резонансное отражение, как видно из приведенной выше формулы для $\beta(z)$, равен 2κ .

Отсюда, учитывая, что $\beta_m = (\omega/c)N_m$, можно получить ширину полосы частот $\Delta\omega_1$, симметричной относительно брегговской частоты $\omega_1 = \omega_d = \omega_m$, в пределах которой наблюдается резонансное брегговское отраже-

ние $-\Delta\omega_1 = 2\kappa c/N_m$. Мы рассмотрели только первый порядок брегговской дифракции. С ростом значения χ амплитуда константы связи κ в разложении периодического гофра в ряд Фурье будет падать, что приведет к сужению полос частот $\Delta\omega$ и волновых векторов $\Delta\beta$ резонансного брегговского отражения более высоких порядков.

Рассмотренная гофрированная периодическая структура может использоваться как интегрально-оптическое резонансное зеркало, а также как оптический заграждающий фильтр с центром на брегговских частотах ω . Относительная полоса пропускания такого фильтра пропорциональна отношению периода d к длине L гофрированной области волновода. С помощью методов современной технологии уже получены значения полосы заграждения фильтра от нескольких ангстрем до рекордного значения в $0,1 \text{ \AA}$.

ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Важнейший элемент интегрально-оптических систем — надежный, совместимый с другими элементами интегральной оптики, потребляющий мало энергии лазер. Подобно тому как невозможно представить современную микроэлектронику без транзистора, дальнейшее развитие и широкое техническое применение приборов, устройств и схем интегральной оптики немыслимы без такого прибора.

Для любого лазера характерны следующие конструктивные элементы: механизм возбуждения для создания инверсной населенности, активная среда, способная поддерживать состояние с отрицательной температурой, оптический резонатор, обеспечивающий положительную обратную связь и вывод энергии электромагнитного излучения из лазера.

Перевод активной среды в состояние с инверсной населенностью, накачку, можно осуществить различными методами: оптическим, электрическим, химическим и т. д. Главное требование к активной среде — большой коэффициент усиления света. Напомним, что по закону Бугера—Ламберта интенсивность излучения, прошедшего в вещество, экспоненциально падает с расстоянием $\sim \exp(-\alpha_n z)$, где α_n — коэффициент погло-

щения вещества. При инверсии населенности коэффициент поглощения становится отрицательным, что будет соответствовать росту интенсивности света по мере его прохождения в активной среде.

Оптический резонатор типа Фабри—Перо можно рассматривать, как резервуар дискретных собственных мод — стоячих волн с волновыми векторами, нормальными к зеркалам резонатора. В силу фиксированных граничных условий для амплитуд стоячих волн на зеркалах резонатора на его длине L должно укладываться целое число полуволн. «Промежутки» между модами резонатора будут равны $\Delta k = \pi/4$ по значению волнового вектора или $\Delta v = v/2L$, где v — фазовая скорость света в активной среде, по частоте.

Получим теперь пороговое условие лазерной генерации. Предположим, что зеркала резонатора имеют равные коэффициенты отражения r . Пусть в некоторый момент времени в произвольной точке резонатора интенсивность излучения с частотой $\omega = E_m - E_n / \hbar$ равна 1. Излученная электромагнитная волна, пройдя через среду, например направо, отразится от правого зеркала, затем начнет двигаться влево, отразится от левого зеркала и в силу коллинеарности всех волновых векторов достигнет исходной точки. Амплитуда волны при коэффициенте поглощения α станет равной $r^2 \exp(-2\alpha L)$. Если это выражение больше 1, то условие положительной обратной связи будет выполнено, и волна усилится. Помимо амплитудных, необходимо также учесть и фазовые соотношения. Для того чтобы вторичные волны, излученные всеми активными микрочастицами среды, были в фазе, сдвиг фазы вдоль рассмотренной выше траектории $2L$ должен быть кратен 2π , т. е. $\Delta\phi = k2L = S \cdot 2\pi$ или $2L = S\lambda$, где $S = 1, 2, \dots$

В интегрально-оптических лазерах в качестве активной среды могут использоваться диэлектрики, активированные редкоземельными ионами или ионами переходных групп, разнообразные красители, полупроводниковые лазеры на p - n -переходах в арсениде галлия или p - n -гетеропереходах в системе твердых растворов между арсенидом галлия и арсенидом алюминия, которые обозначаются, как $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В основе их работы лежат, по сути дела, те же физические принципы, которые мы рассматривали выше, хотя имеется и ряд принципиальных различий и проблем,

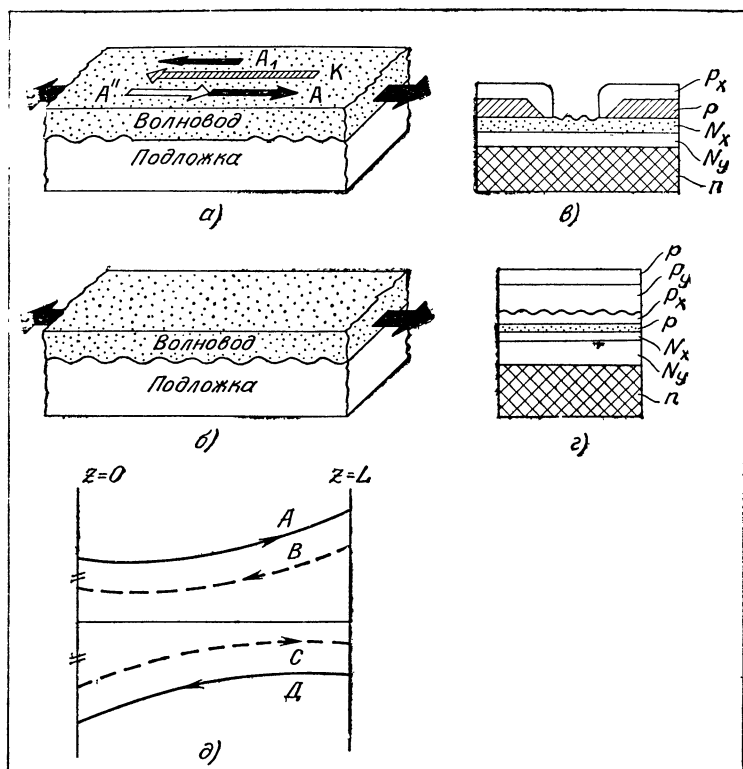


Рис. 8. Интегрально-оптические лазеры: *а* — лазер с брегговским резонатором; *б* — лазер с распределенной обратной связью; *в* — конструкция брегговского лазера на гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$: n — подложка GaAs; N_y — $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$; N_x — $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$; p — GaAs, p_x — $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$; *г* — конструкция лазера с распределенной обратной связью на гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$: n — подложка GaAs; N_y — $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$; N_x — $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$; p — GaAs, p_x — $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$, p_y — $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$; *д* — пространственные изменения амплитуд свободных волн A и D и вынужденных волн B и C в лазере с распределенной обратной связью

Наиболее существенная из них связана с необходимостью получения больших, чем в объемных лазерах, коэффициентов усиления, что связано со значительным, более чем на порядок, уменьшением длины интегрально-оптического резонатора L и усложнением выполнения порогового условия. Это обстоятельство в наименьшей степени затрагивает инжекционные полупроводниковые лазеры, и поэтому практически единственным применимым лазером в интегрально-оптическом исполнении оказался планарный инжекционный лазер на гетероструктуре.

Другая проблема связана с конструкцией планарного интегрально-оптического резонатора, который должен «стыковаться» с остальными элементами интегрально-оптической схемы. Эта проблема нашла свое решение в двух наиболее широко применяемых конструкциях: лазере с брегговским резонатором и лазере с распределенной обратной связью (рис. 8, *а* и *б* соответственно). В обеих конструкциях в качестве резонатора используется периодическая гофрированная поверхность волновода с периодом, кратным половине длины волны.

Лазер с брегговским резонатором фактически состоит из трех рабочих областей: средняя секция с гладкой поверхностью волновода (см. рис. 8, *а*) — активная среда, а гофрированные крайние секции — резонансные брегговские зеркала, принцип работы которых мы рассмотрели выше. Оптический резонатор и активная область соединены последовательно, что в принципе открывает возможность гибкого варьирования пороговых условий генерации и, что особенно важно, модового состава лазерного излучения. Однако при этом наличие гофрированных областей несколько увеличивает оптические потери.

Несмотря на внешнее конструктивное сходство, физические принципы, лежащие в основе работы этих лазеров, различны. Если в брегговском лазере гофрированная возмущенная область волновода выполняет «пассивные» функции, аналогичные роли зеркал в резонаторе Фабри—Перо объемного лазера, то в лазере с распределенной обратной связью она используется для создания распределенной вдоль структуры положительной обратной связи. Отсюда и произошло название этого типа лазера.

В чем же тут отличие? Ведь на первый взгляд ка-

жется, что лазер с распределенной обратной связью просто составлен из сдвинутых вместе пассивных областей брегговского лазера.

Как мы выяснили в предыдущем разделе, разнонаправленное взаимодействие мод брегговских частот ω , и K , сопровождается экспоненциальным спадом амплитуды волны, падающей на структуру, и экспоненциальным ростом амплитуды отраженной волны при сдвиге их фаз на $\pi/2$. Покажем, что это приводит к невозможности работы лазера с распределенной обратной связью на брегговских частотах.

Предположим, что в некоторой точке резонатора лазера возникла световая волна A , которая стала двигаться вправо (см. рис. 8, a). В результате брегговского отражения она трансформируется в волну A_1 , которая будет распространяться влево, но отстанет по фазе от исходной волны A на $\pi/2$. Двигаясь влево, волна A_1 также испытает брегговское отражение и в результате возвратится в исходную точку в виде волны A'' , которая будет отставать от волны A_1 по фазе $\pi/2$ и находиться в противофазе с исходной волной A . Таким образом, рост амплитуды волны A невозможен, и положительная обратная связь на брегговских частотах отсутствует.

Мы рассмотрели случай, когда брегговское условие выполняется точно, $\Delta\beta = 0$. При $\Delta\beta \neq 0$ фазовый сдвиг при брегговском механизме связи разнонаправленных мод аналогичен по своей сути фазовому сдвигу отраженной волны при полном внутреннем отражении. В обоих случаях он характеризует переход в область экспоненциального затухания бегущих волн. По этой причине полосу частот, в пределах которой наблюдаются экспоненциальные волны, называют полосой непропускания, или частотной щелью.

Как мы видели выше, при изменении угла падения на границу раздела двух сред со стороны менее оптически плотной среды сдвиг фаз при полном внутреннем отражении изменяется от 0 до $\pi/2$. Аналогично изменяется величина сдвига фаз разнонаправленных волноводных мод, связанных брегговским отражением. За исключением брегговских частот, необходимые фазовые соотношения в резонаторе лазера с распределенной обратной связью, т. е. кратность разности фаз волн A и A'' , 2π в принципе можно выполнить и в пределах частот-

ной щели. Однако поскольку коэффициент брегговского отражения r отличен от нуля вблизи полосы пропускания, то, как правило, лазеры с распределенной обратной связью работают вне области частотной щели, но максимально близко к брегговскому условию по значению волнового вектора K ,

Рассмотрим теперь механизм работы этого лазера. Однако сначала обсудим особенности граничных условий его резонатора при $z=0$ и $z=L$. Поскольку накачка происходит в перпендикулярном к оси симметрии резонатора Oz направлении, приток энергии в него из внешних областей отсутствует, и сумма амплитуд всех волноводных мод, входящих в резонатор на его границах $z=0$ и $z=L$, должна равняться 0. Отметим, что в резонаторе Фабри—Перо отношение амплитуды волн, распространяющихся в противоположные стороны на его границах, отлично от 0 и равно коэффициенту отражения r .

Понятно, что амплитуда волноводных мод, выходящих из резонатора, может быть отличной от 0, что и наблюдается в лазерном режиме. Предположим теперь, что в некоторой точке интегрально-оптического резонатора лазера с распределенной обратной связью возбуждена бегущая вправо волноводная мода A , которая в силу выполнения условия синхронизма $\beta_m - K = -\beta_d$ и отличия коэффициента брегговского отражения от 0 возбуждает связанную с ней моду B , бегущего в противоположном направлении.

Акты рождения в выбранной нами точке электромагнитных волноводных мод с разнонаправленными волновыми векторами равновероятны, и поэтому наряду с волной A в резонаторе всегда имеется и волна D с волновым вектором $-\beta_m$. Периодически гофрированная поверхность волновода обеспечивает выполнение условия синхронизма и для этой моды $K - \beta_m = \beta_d$, поэтому с модой D связана мода C , распространяющаяся вправо.

Итак, если выполнены условия фазового согласования мод, рассмотренные выше, то мода D с волновым вектором $-\beta_m$ подпитывает или возбуждает моду A с волновым вектором β_m , что эквивалентно действию положительной обратной связи, распределенной по всей длине периодического гофра. Для выполнения нулевых граничных условий необходимо, чтобы амплитуды мод B и D при $z=L$ и A и C при $z=0$ были равны по абсо-

лутной величине, но противоположны по знаку. На рис. 8, *д* качественно показаны изменения амплитуд волноводных мод *A*, *B*, *C* и *D* вдоль резонатора в режиме лазерной генерации.

На рис. 8, *в* и 8, *г* представлены конструкции интегрально-оптических лазеров на основе гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$. В обеих конструкциях используется электрический метод накачки, причем электрическое напряжение прикладывается к структурам перпендикулярно плоскости волновода.

Полупроводниковое вещество можно представить как двухуровневую квантовомеханическую систему, в которой разрешенные состояния представляют собой зону проводимости и валентную зону. Верхняя по энергии зона проводимости отделена от валентной зоны запрещенной зоной, ширина которой составляет от десятых долей электронвольта до нескольких электронвольт. В зависимости от уровня легирования полупроводник может иметь либо концентрацию электронов в зоне проводимости (*n*-полупроводник), либо незаполненных вакансий, дырок, в валентной зоне (*p*-полупроводник). В *p-n*-переходе *n*- и *p*-области «электрически соединены» между собой и образуют единый монокристалл, в котором электроны и дырки могут пересекать границу *p-n*-перехода. При смещении *p-n*-перехода в пропускном направлении (+ на *p*-области, — на *n*-) электроны из *n*-области через *p-n*-переход впрыскиваются (инжектируются) в *p*-область. При концентрации инжектированных в *p*-область электронов, большей, чем равновесная концентрация дырок, в ней возникает инверсия населенности и электроны рекомбинируют с дырками, испуская фотоны, энергия которых близка к значению ширины запрещенной зоны. В «обычном» инжекционном лазере резонатор Фабри—Перо представляет собой сколотые грани, перпендикулярные к плоскости *p-n*-перехода.

В 1963 г. была предложена более эффективная структура лазера на гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$. Поскольку с увеличением *x* показатель преломления уменьшается, а ширина запрещенной зоны растет, то, манипулируя содержанием *x*, можно создать такую структуру, в которой более узкозонное вещество (обычно это GaAs) образует оптический волновод. Накачка такого лазера происходит при меньшей плотности тока, по-

сколько носители заряда заперты в p -области потенциальными барьерами, возникающими из-за разницы в ширине запрещенных зон на границах $p-N_x$ и $p-P_x$. В этой же области сосредоточено и рекомбинационное излучение гетероструктуры.

В конструкции лазера с распределенной обратной связью на $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ используется структура $N_x-N_y-p-P_y-P_x$, где x и y означают различное содержание Al , причем $x > y$. N_y-p-P_y область гетеролазера представляет собой гофрированный интегрально-оптический волновод. Как видно из рис. 8, $г$, слой, в котором создается инверсная населенность, находится в середине волновода, где амплитуда поля волноводной моды максимальна. При создании такого лазера использовалась специально разработанная технология жидкостной эпитаксии, которая делала ненужным травление гофра после изготовления на поверхности P_y слоя.

Интересную конструкцию брегговского лазера предложил Рейнхарт (рис. 8, $в$). На одной подложке изготовлены одновременно две гетероструктуры, которые связаны оптическим путем через гофр, создающие разноразмерную связь мод в третьем порядке дифракции. Световое излучение отражается от левого края гетеролазера, а к гофру оно попадает через клинообразный правый край. Как мы уже видели выше, световое излучение войдет в пассивный волновод и затем испытает брегговское отражение от гофра. В обеих конструкциях лазеров достигнут непрерывный режим работы при комнатной температуре и пороги генерации меньше, чем 10^3 А/см².

АКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Наряду с созданием интегрально-оптических лазеров следующий не менее важный круг проблем — задачи, связанные с управлением параметрами лазерного луча волноводной моды (модуляция) и изменением его пространственного положения в плоскости волновода.

Первый тип устройств служит для ввода информации в когерентную лазерную волноводную моду путем модуляции во времени ее амплитуды, фазы или поляризации. Во втором типе устройств, которые принято

называть переключателями и сканерами, предполагается пространственное разделение переключенного и не-переключенного лазерных лучей, причем в сканерах оно осуществляется непрерывно во времени, тогда как в переключателях — обычно дискретно.

Особый класс активных элементов интегральной оптики составляют интегрально-оптические модуляторы и переключатели, принцип действия которых основан на преобразовании и интерференции волноводных мод. В них используется однонаправленная или разнонаправленная связь волноводных мод, осуществляемая в динамическом режиме.

Физика работы перечисленных выше классов активных устройств состоит в изменении показателя преломления материала интегрально-оптического волновода при действии на него либо электрического и магнитного полей, либо поля упругой деформации. В интегральной оптике наиболее широко используются следующие электро-, магнито- и акустооптические эффекты: электрооптический эффект, или эффект Поггеля: линейное изменение показателя преломления волны, распространяющейся в волноводе ΔN_m от приложенного электрического поля E $\Delta N_m = -\frac{1}{2} N_m^3 \cdot r \cdot E$, где r — коэффициент линейного электрооптического эффекта; эффект Фарадея — поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света при воздействии внешнего магнитного поля, который оценивается величиной угла поворота плоскости поляризации θ на единицу длины; эффект фотоупругости, или акустооптический эффект: $\Delta n = \frac{1}{2} n^3 p \cdot u$, где p — фотоупругая постоянная, u — упругая деформация.

Эти явления заметно выражены в довольно ограниченном круге материалов. Наилучшие электрооптические характеристики имеют кристаллы ниобата лития LiNbO_3 , у которых значение $N_m^3 r$ составляет $3 \cdot 10^{-8}$ м/В. У арсенида галлия этот параметр более чем на порядок меньше. Акустооптический эффект ярко проявляется в кристаллах молибдата свинца PbMoO_4 и парателлурита TeO_2 . В сравнении с ними у ниобата лития акустооптические свойства почти на порядок хуже. Еще хуже они у арсенида галлия. Эффект Фарадея у всех этих кри-

сталлов очень мал. В то же время он велик в ферритах-гранатах, которые имеют общую формулу $R_3A_2B_3O_{12}$, где R — редкоземельный ион или Bi , A и B — ионы Fe , Al , P , Ga . В висмутсодержащем феррите-гранате значение θ составляет величину порядка 3400 град/мм.

Однако, к сожалению, ферриты-гранаты непрозрачны в видимой области спектра и поэтому могут использоваться только в ближней инфракрасной области.

Таким образом, в настоящее время нет универсального материала, на основе которого, как на кремнии в полупроводниковой электронике, можно было бы изготовить интегрально-оптический лазер с активными элементами управления параметрами его излучения.

Весьма вероятно, что в ближайшем будущем интегральная оптика так же, как в свое время твердотельная микроэлектроника, пойдет по пути создания гибридных интегрально-оптических схем модуляторов, преобразователей и сканеров, изготовленных на наиболее эффективных материалах.

Электро- и магнитооптические модуляторы и переключатели. Действие электрического поля E на волновод длиной L приводит к сдвигу фазы $\Delta\varphi = \beta_m \cdot \Delta N_m L$ у проходящей волноводной моды m и модуляции величины ее амплитуды пропорционально значению приложенного поля. Наилучшие параметры имеют электрооптические модуляторы на основе полосковых волноводов, изготовленных диффузией титана в подложку из ниобата лития. При ширине внедренного полоскового волновода ~ 5 мкм к электродам нужно приложить всего 0,3 В, чтобы на расстоянии порядка 3 см осуществить сдвиг фазы в 1 радиан.

Модуляторы и некоторые другие активные устройства обычно характеризуются фактором качества $-\eta = = p/\Delta f \cdot (\Delta\varphi)^2$ мВт/МГц \cdot (рад) 2 , который определяет мощность приложенного к активному устройству поля, необходимого для осуществления сдвига фаз $\Delta\varphi$ на заданную величину при рабочей полосе частот модулятора Δf .

Рассмотренный полосковый модулятор имеет значение η , равное 0,002 мВт/МГц \cdot (рад) 2 , что более чем в 5000 раз превышает величину η самых эффективных объемных электрооптических модуляторов. В связи с использованием в интегрально-оптических схемах эффективного лазера на гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As$ осо-

бый интерес представляет возможность создания электрооптического модулятора, который был бы изготовлен на одной подложке с гетеролазером. Оказывается, что электрооптическая модуляция возможна в p - n -переходе, смещенном, в отличие от гетеролазера, не в пропускном, а в запиорном направлении (т. е. плюсом к n -области, а минусом — к p -). При таком смещении подвижные носители заряда из областей, примыкающих к границе p - и n -областей, удаляются. Вблизи нее образуются высокоомные участки, которые в первом приближении можно представить себе как конденсатор. Величина электрического поля в p - n -переходе изменяется при вариации приложенного смещения, что приводит к модуляции показателя преломления. Электрооптические модуляторы подобной конструкции на гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ показали весьма обнадеживающие результаты — фактор качества их составил менее $0,1 \text{ мВт/МГц} \cdot (\text{рад})^2$.

Идея использования для модуляции лазерного излучения периодической электрооптической структуры так называемого встречно-штыревого преобразователя (рис. 9) была высказана еще в 1968 г., до начала интенсивного развития интегральной оптики. Если к электродам встречно-штыревой структуры длиной L приложить на-

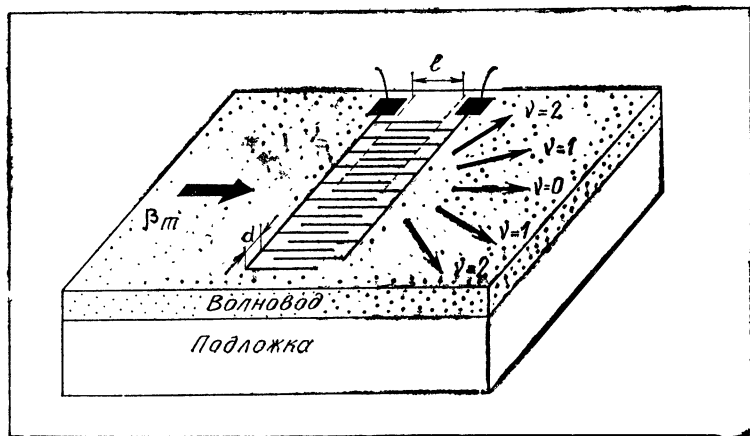


Рис. 9. Электрооптический модулятор на встречно-штыревой структуре

пряжение, то, как нетрудно убедиться, глядя на рис. 10, в волноводе возникнет периодическое распределение потенциала (+—+—+—). Это приведет к модуляции показателя преломления с периодом d , равным расстоянию между эквипотенциальными штырями, и к появлению дискретных волноводных мод с волновыми векторами, удовлетворяющими условию синхронизма:

$$\beta_d = \beta_m + K_v, \quad v=0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Дифракционные максимумы будут наблюдаться при дискретных значениях угла θ_v , которые легко получить из условия синхронизма, учитывая, что $\omega_m = \omega_d$.

$$\sin \theta_v = \sin \theta_m + v \frac{\lambda_m}{d}, \quad v=0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где λ_m — длина волны волноводной моды m .

Возможно ли получение только одного отклоненного луча?

Анализируя условие синхронизма, можно убедиться в том, что проекции волновых векторов β_d и β_m на направление K_v будут равны между собой и составят π/d , т. е. половину значения $|K_v| = 2\pi/d$ при $\sin \theta_b = \lambda_n / 2d$. Мы получили условие брегговского отражения для неколлинеарного взаимодействия волноводных мод. Выше, когда рассматривался принцип работы интегрально-оптического зеркала, мы выяснили, что брегговское

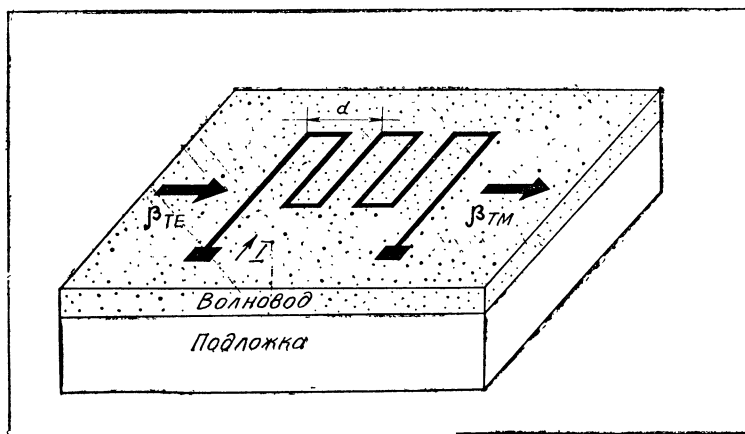


Рис. 10. Магнитооптический модулятор — преобразователь мод

отражение — это объемный эффект, «распределенный» по периодической структуре. Для того чтобы сформировался брегговский отраженный дифракционный пучок, необходимо, чтобы фронт световой волны прошел значительное число периодов оптической неоднородности. Поскольку при фиксированном значении периода электрооптической решетки d угол θ_B задан условием $\sin\theta_B = \lambda/2d$, то повысить эффективность брегговского взаимодействия можно лишь единственным образом — увеличив апертуру l встречно-штыревой структуры.

Если она мала и световой пучок пересекает мало периодов оптической неоднородности, то брегговское отражение может не наблюдаться даже при выполнении условий синхронизма.

В электрооптическом модуляторе с периодической структурой используется брегговский режим работы. Глубина модуляции излучения, прошедшего в нулевой максимум при брегговской дифракции, зависит от наведенного встречно-штыревой структурой фазового сдвига $\Delta\varphi = \beta_m \cdot \Delta n \cdot L$ как $\sim \sin^2 \Delta\varphi/2$.

По-видимому, наиболее перспективный для интегральной оптики способ модуляции — управление с помощью электрооптического эффекта однонаправленной связью в параллельных одномодовых полосковых волноводах, так называемое волноводное переключение. Физический принцип этого вида модуляции заключается в следующем. Пусть два идентичных параллельных по оси Oz , внедренных полосковых волноводов 1 и 2, ширина которых h аналогична по своим функциям толщине h плоского волновода, находятся на расстоянии b друг от друга. Если зазор b достаточно мал, поле может перекрываться, частично проникая из волновода 1 в волновод 2, и наоборот. Предположим, что в волноводе 1 распространяется волноводная мода с волновым вектором, равным β_1 , а электромагнитное поле в волноводе 2 отсутствует. Тогда в силу туннельного просачивания энергии из волновода 1 в волновод 2 между ними возникнет однонаправленная связь. В волноводе 2 возбудится синхронная волноводная мода с волновым вектором $\beta_2 = \beta_1$. Из-за связи мод возникнут пространственные биения амплитуды волноводных мод. Амплитуда волноводной моды в волноводе 1 будет периодически изменяться с расстоянием z как $\sim \cos \kappa z$, а в волноводе 2 — как $\sim \sin \kappa z$, где κ — константа связи мод, экс-

пониженно уменьшающаяся с ростом ширины зазора b .

Если полосковые волноводы параллельны на длине $L = \pi/2\lambda$, то энергия волноводной моды в волноводе 1 будет полностью «перекачана» в волновод 2. При $z > L$ волноводы больше не «сходятся», и поэтому далее волноводная мода будет распространяться только по волноводу 2. Прикладывая к трем электродам, расположенным в зазоре b (земляной электрод), и с наружных сторон волноводов разнополярное напряжение, можно вызвать разные знаки изменения показателя преломления в волноводах 1 и 2. В результате условие синхронизма не будет выполнено ($\beta_1 \neq \beta_2$) и между модами появится фазовое рассогласование $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$. Энергия волноводной моды не попадет в волновод 2 и полностью сохранится в волноводе 1, что соответствует 100%-ной модуляции типа переключения.

Волноводный переключатель может функционировать при любой, вне области Z ($0; L$), топологии полосковых волноводов и хорошо совместим с волоконными световодами. Несомненно, что технологические проблемы, связанные с изготовлением одномодовых полосковых волноводов с прецизионным зазором в единицы микрон, будут успешно решены.

Планарные магнитные пленки, пригодные для использования их в качестве оптических волноводов, обычно получают методом жидкостной эпитаксии на подложках из галлий-гадолиниевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Модуляция света в таких волноводах основана на зависимости величины угла поворота θ линейно поляризованной волны от величины проекции намагниченности пленки M_z на направление распространения волноводной моды Oz . Предположим, что на входе магнитооптического модулятора (см. рис. 10) возбуждается ТЕ волноводная мода с волновым вектором $\beta_{\text{ТЕ}}$ и вектором электрического поля E , лежащим в плоскости пленки. При распространении волноводной моды вдоль Oz компонента намагниченности M_z повернет плоскость поляризации и электрический вектор E займет положение, нормальное к поверхности пленки. Таким образом происходит трансформация моды ТЕ в моду ТМ с меньшим значением волнового вектора $\beta_{\text{ТМ}} < \beta_{\text{ТЕ}}$. Для выполнения условий синхронизма на волновод наносится периодическая «змеевидная» металлическая пленка с периодом d . По

этой пленке пропускается электрический ток, что приводит к периодическому изменению намагниченности пленки, а следовательно, и угла поворота плоскости поляризации вдоль оси z .

Для эффективной связи ТЕ и ТМ мод должно выполняться условие синхронизма $\beta_{TE} = \beta_{TM} + K$, где $K = 2\pi/d$. Вся энергия будет переходить из ТЕ в ТМ моду, если длина L змеевидной металлической пленки равна $\pi/2\kappa$. Величина κ константа связи, пропорциональная $\gamma\theta$, где γ — глубина модуляции значения фарадеевского угла вращения плоскости поляризации током, проходящим через периодическую структуру. Отношение интенсивностей ТЕ и ТМ мод равно $\sin^2\gamma\theta$.

Пленочный магнитооптический модулятор инфракрасного диапазона имеет фактор качества ~ 10 мкВт/МГц, что соответствует качеству лучших электрооптических модуляторов.

Акустооптические модуляторы и переключатели. Для акустооптического управления направлением распространения света в интегрально-оптических устройствах используются поверхностные акустические волны. Эти волны так же, как и оптические волноводные моды, распространяются вдоль и вблизи поверхности кристаллов, причем вся их энергия сосредоточена в слое толщиной порядка длины поверхностной акустической волны $\Lambda = \lambda = v_a / f$. Скорость распространения упругих колебаний атомов в поверхностной акустической волне v_a намного меньше скорости света и составляет $(1,5-4) \cdot 10^3$ м/с. На частотах диапазона 100 МГц—1 ГГц длина $\Lambda = (3-10)$ мкм, что обеспечивает хорошее их согласование с интегрально-оптическими устройствами. Поверхностные акустические волны наиболее просто возбудить в кристаллах, обладающих пьезоэлектрическими свойствами (в которых возникает ЭДС при действии на них упругой деформации, и наоборот — упругие колебания при действии переменного электрического поля).

Для возбуждения акустической волны на поверхность пьезокристалла наносится уже знакомый нам встречно-штыревой преобразователь (см. рис. 9). Приложенное к нему переменное напряжение возбуждает поверхностную акустическую волну. В первом приближении можно считать, что встречно-штыревой преобразователь наиболее эффективен при резонансе, т. е. ког-

да $\Lambda = d$ и между его разнополяренными «пальцами» точно помещается половина длины акустической волны.

Ширина полосы частот Δf , в пределах которой эффективно возбуждаются поверхностные акустические волны, обратно пропорциональна длине встречно-штыревого преобразователя L . Рекордные значения Δf , достигнутые в настоящее время, составляют $\sim (100—300)$ МГц. Распространение поверхностной акустической волны вдоль поверхности волноводной пленки в силу суммарного действия эффекта фотоупругости, пьезоэлектрического и электрооптического эффектов сопровождается движением синхронной с ней волны пространственных изменений показателя преломления $\Delta N_m(\mathbf{q}, \Omega)$, где \mathbf{q} — волновой вектор поверхностной акустической волны, $q = 2\pi/\Lambda$, а Ω — ее угловая частота.

При взаимодействии поверхностной акустической волны с волноводными модами можно выполнить условие синхронизма для однонаправленной и разнонаправленной связи волноводных мод, их связи с излучательными воздушными модами или модами подложки, а также для преобразования ТЕ и ТМ мод в моды других индексов. Все рассмотренные взаимодействия удовлетворяют следующим условиям синхронизма:

$$\begin{aligned}\beta_d &= \beta_m \pm q, \\ \omega_d &= \omega_m \pm \Omega.\end{aligned}\tag{7}$$

Из (7) видно, что взаимодействие поверхностной акустической волны со световыми волноводными модами является параметрическим процессом.

При малой ширине апертуры l луча акустической волны дифракция на бегущих со скоростью v_a периодических неоднородностях показателя преломления приводит к появлению большого количества дифрагирующих пучков света. Их угловое положение определяется формулой (6).

С ростом апертуры l или уменьшением длины поверхностной акустической волны будут выполнены условия брегговской однопучковой дифракции (см. рис. 11, а, б). Из-за отличия длин волн света λ_m и поверхностной акустической волны Λ брегговский угол θ_B мал — не более $(1 \div 2)^\circ$, и поэтому $\sin \theta_B \simeq \theta_B \simeq \lambda_m / 2\Lambda = \frac{\lambda_m}{2v_a} \cdot f$.

При вариации частоты поверхностной акустической волны угол отклонения лазерного луча ($2\theta_B$) изменяется и поэтому брегговский модулятор можно использовать как переключатель или сканер направления лазерного луча в плоскости волноводной пленки. Как же определить число разрешимых положений лазерного луча M при подобном переключении?

На первый взгляд кажется, что это противоречит выполнению условий синхронизма. Однако из-за конечности апертуры акустического луча дифракционная расходимость волны $\sim \lambda/l$, и поэтому такую же неопределенность имеет и направление волнового вектора поверхностной акустической волны.

Если вариации частоты поверхностной волны приводят к изменению брегговского угла дифракции в пределах значения λ/l , то условия синхронизма (7) будут выполнены необходимой подстройкой направления волнового вектора q . При изменении частоты акустической волны от f_1 до f_2 угол отклонения лазерного луча будет изменяться в пределах $\Delta\theta_B = \frac{\lambda_m}{v_a} (f_2 - f_1)$. Дифракционная расходимость лазерного луча $\delta\theta \sim \lambda_m/D$, где D — ширина лазерного луча. Число разрешимых положений лазерного пучка M равно отношению $\Delta\theta_B / \delta\theta = \Delta f \cdot D / v_a$, где величина D/v_a определяет значение промежутка времени Δt , за которое акустическая волна проходит расстояние, равное ширине лазерного луча D . Отсюда

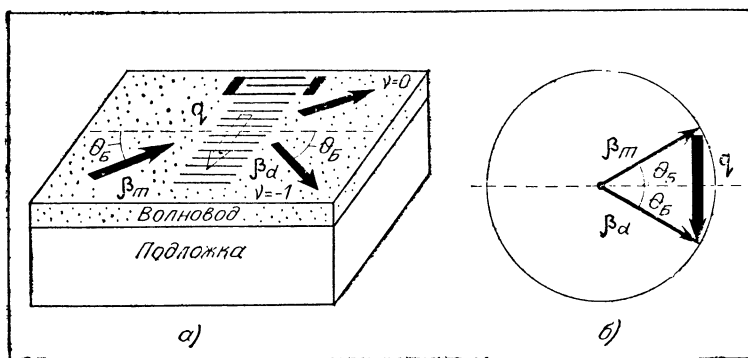


Рис. 11. Акустический модулятор, переключатель и сканер (а); условия синхронизма при брегговской дифракции (б)

$M = \Delta f \cdot \Delta t$, При ширине полосы частот, которую может обеспечить встречно-штыревой преобразователь, $(f_2 - f_1) \sim (100 - 300)$ МГц и ширине лазерного пучка $D \sim 1$ см число разрешимых положений лазерного луча волноводной моды $M \sim 10^3$, что находится на уровне лучших телевизионных систем.

Однонаправленное взаимодействие волноводных мод можно использовать в оптическом фильтре с электронной настройкой ширины полосы (рис. 12). Из условий синхронизма легко показать, что длина волны моды $n - \lambda_n$ равна

$$v/f (N_m \frac{\lambda_m}{\lambda_n} - N_n) \simeq v/f (N_m - N_n),$$

где λ_m — длина волны света волноводной моды m , а N_m и N_n — их эффективные показатели преломления. При ширине полосы частот встречно-штыревого преобразователя $\Delta f \sim 10^3$ Гц полоса фильтра составит несколько ангстрем.

В заключение отметим, что при сравнении интегрально-оптических и объемных модуляторов и дефлекторов одинаковой длины оказывается, что дифракционные ограничения накладывают на величину ширины лазерного луча в объемных устройствах предел в 10—100 длин волн. В рассмотренных же пленочных устройствах толщина волноводной пленки порядка длины волны,

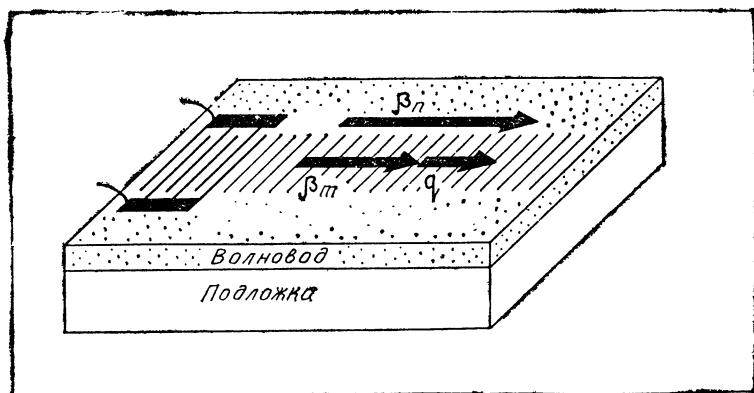


Рис. 12. Перестраиваемый оптический фильтр на поверхностных акустических волнах

Поскольку при работе в идентичных условиях потребляемая мощность будет пропорциональна объему активной среды, то выигрыш по мощности в интегрально-оптических устройствах может составить один—три порядка по сравнению с объемными устройствами.

ПАССИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

В интегрально-оптических системах важную роль играют пассивные оптические элементы: дифракционные решетки, призмы, линзы, отражатели, элементы, соединяющие плоские и полосковые волноводы в единую оптическую цепь, направленные ответвления, разветвляющие и вновь соединяющие световые потоки, и т. д. Конструкции всех этих элементов должны быть двумерными и обеспечивать необходимый путь лазерного луча в плоскости интегрально-оптического волновода xz . В основе двумерных оптических явлений в интегральной оптике лежат следующие физические принципы: во-первых, монотонное увеличение волноводного показателя преломления N_m с ростом толщины волновода, во-вторых, возможность прохождения световых потоков без изменения индекса моды m и практически без потерь световой энергии по областям волновода с различными толщинами, в-третьих, дисперсионная зависимость величины волноводного показателя преломления N_m от толщины волновода.

Первый и третий факты мы уже обсуждали выше, а второй — обусловлен малостью длины световой волны относительно практически любых размеров области перехода от тонкой к толстой волноводной пленке, и наоборот.

Представим себе, что плоский волновод, начиная с некоторой прямолинейной границы PP_1 , лежащей в плоскости волновода, на расстоянии l монотонно изменяет свою толщину, причем волновой вектор β_m волноводной моды с индексом m составляет угол α относительно нормали к границе PP_1 . Ступенька в толщине волновода делит его на две области I и II с различными показателями преломления N_m^I и N_m^{II} , причем если толщина области I больше, то $N_m^I > N_m^{II}$ и $\beta_m^I > \beta_m^{II}$.

Как мы уже говорили, согласно принципу Ферма, истинный путь луча света через границу PP_1 будет та-

ким, что разность фаз для него в начале и в конце пути должна быть минимальна для всех геометрически возможных путей из области I в область II. Применительно к нашей ситуации это приведет к изменению угла распространения волноводной моды относительно нормали к границе PP_1 , т. е. к ее преломлению на границе областей I и II.

Из принципа Ферма следует, что $N_m^I \cdot \sin \alpha = N_m^{II} \cdot \sin \beta$, а это выражение есть не что иное, как двумерный закон преломления Снеллиуса для плоской границы раздела двух областей. Однако в двумерном случае отраженная волноводная мода отсутствует. Это объясняется плавным характером границы перехода между областями I и II. Расчеты показывают, что коэффициент отражения от ступеньки в толщине волновода равен $(2\pi \cdot N_m \cdot l / \lambda_m)^{-2}$, т. е. практически при всех экстремальных значениях l он пренебрежимо мал.

При увеличении угла падения α свыше значения $[\sin(N_m^{II}/N_m^I)]^{-1}$ луч волноводной моды, попав в область II, начнет затем непрерывно изменять направление, «загибаясь» назад, в область I, и наконец вновь пройдет границу раздела PP_1 и войдет в область I. Произойдет явление полного внутреннего отражения.

Очень красивые интегрально-оптические эксперименты подтверждают возможность этого явления в двумерной оптике, причем появляется возможность непосредственного наблюдения эффекта Гуса—Хэнхена.

Подобно тому, как в трехмерной оптике призмы и линзы изготавливаются формированием соответствующей границы оптически прозрачных материалов, так же и в интегральной оптике, изменяя форму границы раздела областей волновода с различными толщинами, можно сравнительно легко избирательным травлением или нанесением пленки через соответствующие маски выполнить их двумерные аналоги. Двумерные дифракционные решетки представляют собой периодические утолщения или углубления волновода и могут использоваться также в качестве спектральных фильтров. Дифракционную решетку, фильтрующую ТЕ моды от ТМ мод, можно изготовить, напылив параллельные металлические полоски. Фильтрация основана на том, что у ТЕ мод электрическое поле волноводной моды параллельно металлическим полоскам, а у ТМ мод — пер-

пендикулярно им. Поэтому металлические полосы поглощают ТЕ моды значительно меньше, чем ТМ.

Все эти пассивные элементы рассчитываются по формулам геометрической оптики, если в качестве показателя преломления использовать соответствующие значения N_m . Существенное конструктивное преимущество двумерных аналогов пассивных оптических элементов заключается в возможности варьирования дисперсии путем задания определенного профиля изменения толщины пленочной призмы или линзы. Это свойство можно использовать для создания ахроматических призм и линз.

В интегрально-оптических зеркалах может быть использована либо брегговская дифракция, либо явление полного внутреннего отражения.

Создание оптических интегральных схем невозможно без оптических цепей, подобных металлическим проводникам в электронных микросхемах. Их функции в интегрально-оптических схемах выполняют полосковые волноводы. Они могут иметь любую топологию, если радиус их изгибов достаточно велик. Существование критического значения радиуса кривизны обусловлено двумя причинами. Во-первых, как мы видели выше, электромагнитное поле волноводной моды проникает за пределы волновода на расстояния $\sim 1/\alpha_c$ и $\sim 1/\alpha_p$. При движении по изгибу электромагнитное поле вне волновода распространяется в среде с меньшим, чем у волновода, показателем преломления и большим значением фазовой скорости. Поэтому при резких изгибах это поле может «оторваться» и излучиться в покрывную среду.

Во-вторых, изгибы и закругления полоскового волновода аналогичны по возмущающему действию на волноводную моду изменениям толщины плоского волновода. Это возмущение может приводить к появлению связанных мод, волноводных и излучательных, а следовательно, к излучению энергии волноводной моды из плоского волновода в окружающую среду, подобно тому, как это происходит в решеточном элементе ввода. Анализ показывает, что критический радиус закругления очень сильно зависит от длины экспоненциального «хвоста» поля и равен $24\pi^2/\lambda_m^2 \cdot \alpha_c^3$.

Для запуска волноводной моды в полосковый волно-

вод необходима его связь с плоским волноводом, в котором волноводная мода может возбуждаться призмным или решеточным элементом связи. Наиболее простое решение — постепенно уменьшать ширину плоского волновода до тех пор, пока она не сравняется с шириной полоскового волновода (рис. 13, б). Если этот своеобразный рупорный переход имеет длину, много большую, чем длина световой волны, то эффективность связи будет составлять $\sim 90\%$.

Волноводную моду в полосковом волноводе можно возбудить также и через туннельно прозрачный зазор между краями плоского и полоскового волноводов, по-

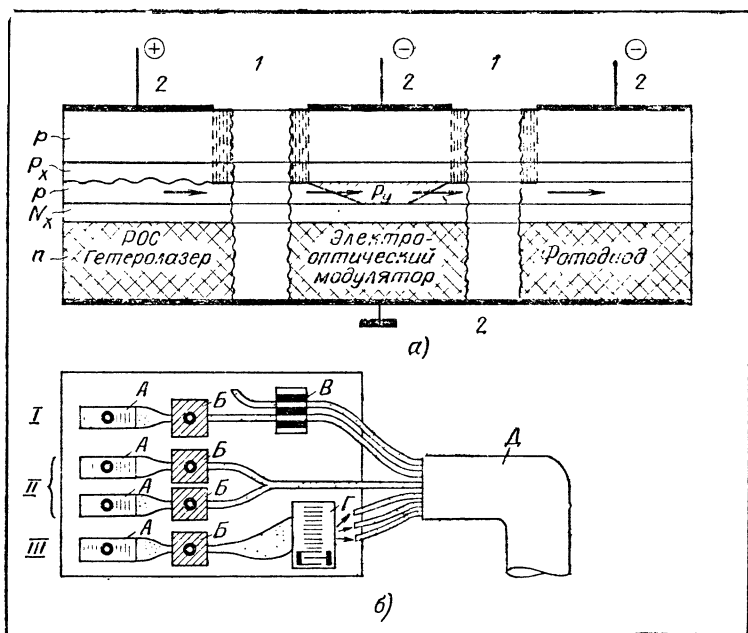


Рис. 13. Элементы монолитной интегрально-оптической схемы на подложке из арсенида галлия: n — GaAs; N_x — $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$; N_y — $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$; p — GaAs; p_x — $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$; 1 — области электрической изоляции, полученные протонной бомбардировкой; 2 — электроды (а); варианты I, II, III построения схемы интегрально-оптического передатчика: А — интегрально-оптические лазеры; Б — электрооптические модуляторы; В — электрооптический переключатель; Г — акустооптический переключатель-сканер; Д — кабель из оптических волокон

добно тому, как полосковые волноводы связаны друг с другом в многоканальном ответвителе или волноводном переключателе. Конструкция этого элемента является двумерным аналогом призмного элемента ввода, представленного на рис. 4, причем край плоского волновода должен быть скошен таким образом, чтобы волноводная мода испытывала полное внутреннее отражение от его конца, параллельного полосковому волноводу. Геометрия этого края плоского волновода должна быть такой же, как у лазерного пучка, показанного на рис. 4, в призме. Оптимальная длина скошенного края, так же как и у призмного элемента связи, должна быть равна $\pi/2\lambda$, где константа связи экспоненциально зависит от ширины зазора между полосковым волноводом и скошенным краем плоского волновода.

Помимо элемента ввода излучения из плоского волновода в полосковый, в интегрально-оптических схемах необходимы также элементы связи и между различными волноводами, изготовленными как на одной, так и на разных подложках. Наиболее просто осуществить связь волноводов, находящихся на одной и той же подложке, но имеющих различные толщины и значения показателей преломления, используя клинообразное уменьшение их толщин.

Пусть справа от показанного на рис. 6 волновода на той же подложке находится другой волновод, край которого скошен таким образом, что между волноводами образуется своеобразный паз типа «ласточкин хвоста» (см. также рис. 13, а). Если этот паз заполнен веществом с показателем преломления, большим чем у подложки, то в отличие от картины, показанной на рис. 6, энергия излучения из левого волновода будет уходить не в подложку, а в слой вещества, заполняющего паз. Волноводная мода пройдет этот слой и через правый скошенный край паза попадает в правый волновод. Аналогичным образом волноводная мода может распространяться и справа налево. Эффективность рассмотренного элемента связи достигает почти 100%, что позволяет считать его одним из основных пассивных элементов при создании интегрально-оптических схем с использованием волноводов из различных материалов, расположенных на общей подложке.

При связи волноводов на различных подложках, края которых расположены один под другим, можно

использовать либо туннельно прозрачный зазор между ними, либо решеточный элемент связи (см. рис. 5), который будет одновременно выполнять функции элемента вывода из правого края нижнего волновода и элемента ввода излучения в левый край волновода, изготовленного на другой подложке расположенного выше.

Связь интегрально-оптического плоского или полоскового волновода с оптическим волокном пока не нашла оптимального конструктивного решения. Помимо представленного на рис. 6 элемента вывода излучения, можно отметить устройство ввода—вывода через специальным образом сформированный плоский конец оптического волокна. Он накладывается на скошенный край плоского или полоскового волновода через промежуточный туннельно прозрачный слой с большим, чем у подложки, показателем преломления. Эффективность такого элемента связи составляет $\sim 70\%$. Ни та, ни другая конструкции не представляются окончательными — необходима дальнейшая работа по созданию более надежного узла, соединяющего оптическое волокно и интегрально-оптический волновод.

В заключение следует отметить, что при практическом изготовлении рассмотренных выше пассивных оптических элементов необходимо решить ряд сложных технологических проблем, связанных, главным образом, с прецизионностью размеров элементов полосковых волноводов и зазоров между ними и плоскими волноводами.

ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ МИКРОСХЕМЫ

Если проследить путь развития твердотельной электроники, то можно выделить ряд этапов ее эволюции. Разработка отдельных активных и пассивных электронных компонентов (диодов, транзисторов, тиристоров, сопротивлений, пленочных конденсаторов и т. п.); объединение их в гибридную интегральную микросхему; создание на одной подложке монолитного интегрального устройства. По-видимому, этот путь пройдет и интегральная оптика.

Оптоэлектронные компоненты интегрально-оптических схем, физические принципы работы которых мы частично рассмотрели выше, можно условно разделить:

на устройства генерации лазерного излучения, его модуляции, переключения и приема и пассивные оптические цепи ввода—вывода, межсоединений и «транспортировки» световой энергии, как в пределах одной подложки, так и с помощью волоконно-оптических линий связи между различными подложками. Практически единственный материал, на основе которого можно разработать большинство перечисленных элементов, — арсенид галлия и системы твердых растворов на его основе, с другими полупроводниковыми материалами — AlAs, InAs, GaSb и др.

Интегрально-оптические волноводы в GaAs можно изготовить как методами гетероэпитаксиального наращивания материалов с другим химическим составом и отличными от GaAs значениями показателя преломления, так и эпитаксией арсенида галлия, но с меньшей, чем в подложке, концентрацией носителей заряда. В силу отрицательного вклада в показатель преломления плазмы подвижных носителей заряда пленка GaAs будет иметь большее, чем подложка, значение показателя преломления. Эффект уменьшения концентрации носителей заряда наблюдается в GaAs и при бомбардировке его поверхности протонами с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт. Этот метод очень удобен для получения внедренных полосковых волноводов произвольной топологии при облучении через соответствующие маски. Наиболее прогрессивный технологический метод получения волноводов любого типа на арсениде галлия — молекулярная эпитаксия, которая позволяет вести контроль процесса роста на субмикронном уровне. К сожалению, чрезвычайная сложность аппаратуры пока ограничивает широкое применение этого метода.

На рис. 13, а показана одна из возможных конструкций трех основных активных элементов интегральной оптики на основе твердых растворов $\text{GaAs—Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В левой части рисунка показан смещенный в пропускном направлении гетеролазер с распределенной обратной связью. Лазерное излучение по p -волноводу распространяется вправо и через p -область $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ попадает в p -область фотодиода из GaAs. Введение промежуточного слоя с большим, чем у слоя N_x , показателем преломления необходимо для того, чтобы избежать самопоглощения лазерного излучения в p GaAs. Участки (1) на рис. 13, а — области электрической изо-

ляции активных элементов. Их можно получить либо локальным наращиванием высокоомного GaAs, либо протонной бомбардировкой. Приведенный вариант решения интегрально-оптической схемы показывает сложность проблем, которые предстоит решить при их практической реализации.

Это прежде всего отвод тепла от потребляющего большой ток гетеролазера и обеспечение долговременной стабильности его работы, электрическая и оптическая изоляция различных слоев и узлов интегрально-оптических микросхем друг от друга. Тем не менее уже сейчас можно рассмотреть некоторые проекты конструкций монолитных интегрально-оптических схем.

В качестве примера на рис. 13, б приведены три возможных варианта (I, II и III) построения лазерного передатчика для волоконно-оптической линии связи. На рис. 13, б области А обозначают гетеролазеры с распределенной обратной связью, причем в канале II периоды решеток имеют различные значения и поэтому длины волн когерентного излучения лазеров отличаются. Области Б — электрооптические полосковые модуляторы, в которые лазерное излучение передается по рупорным элементам связи. В канал 1 включен также полосковый переключатель В, который на участке, где полосковые волноводы параллельны, переключает поток излучения из одного волновода в другой. Акустооптический переключатель — сканер — Г направляет лазерный пучок в одно из оптических волокон, объединенных в кабель, — Д. Все эти элементы в интегрально-оптической схеме недалекого будущего будут дополнены планарными линзами, призмами, дифракционными решетками, тонкопленочными поляризаторами и т. д.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКЕ

Выше, когда мы рассматривали особенности прохождения света в веществе, то отметили, что поляризация атома p пропорциональна величине действующего на атом поля E только в первом приближении. В общем случае она имеет вид

$$p = \alpha E + \alpha_2 E \cdot E + \alpha_3 E \cdot E \cdot E + \dots,$$

где α_2 ; α_3 и т. д. — тензорные поляризуемости атомов

второго, третьего и других порядков, которые для простоты будем считать скалярными. К каким же физическим следствиям приведет наличие в зависимости поляризации атома от электрического поля, например, квадратичного члена? Предположим, что на атом действует электрическое поле в виде суммы двух монохроматических полей $E = E_m \cdot \cos \omega_m t + E_n \cdot \cos \omega_n t$. В линейном приближении отклик на электрическое поле атома будет представлять сумму его поляризации на каждую из составляющих в отдельности, что отражает принцип суперпозиции, справедливый для любых линейных систем. При учете квадратичного члена зависимость поляризации атома от поля имеет вид

$$p = \alpha (A_m \cos \omega_m t + A_n \cos \omega_n t) + \alpha_2 (A_m \cos \omega_m t + A_n \cos \omega_n t)^2 = \alpha (A_m \cos \omega_m t + A_n \cos \omega_n t) + \alpha_2 \left[\frac{A_m^2}{2} + \frac{A_n^2}{2} + \left(\frac{A_m^2}{2} \cos 2\omega_m t + \frac{A_n^2}{2} \cos 2\omega_n t + A_m A_n \cos (\omega_m \pm \omega_n) t \right) \right].$$

В отклике атома появляются постоянная, не зависящая от времени поляризация и поляризация, пропорциональная квадратам амплитуд волн и их произведению на удвоенных и комбинационных частотах. Принцип суперпозиции нарушается и наблюдается эффект самовоздействия. Аналогично происходит нелинейный процесс и в веществе. Постоянный член нелинейной поляризации можно зафиксировать с помощью обычного конденсатора, в который помещен нелинейный материал. Волны удвоенных и комбинационных частот могут быть измерены на выходе из кристалла. Все эти эффекты исследуются в нелинейной оптике, и в настоящее время нашли очень широкое применение для преобразования лазерного излучения во вторую, третью и другие гармоники (генерация второй и других гармоник) параметрического усиления и генерации света и т. п. Учитывая важность задач преобразования излучения интегрально-оптических гетеролазеров на системе $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в различные участки видимого спектра, из всего многообразия нелинейных оптических эффектов в интегральной оптике мы рассмотрим только генерацию второй гармоники.

В интегрально-оптическом волноводе большие значе-

ния напряженности поля достигаются при сравнительно небольшой мощности возбуждения. Минимальное значение толщины волновода $h_{\text{эфф}}$ составляет примерно половину длины света в пленке, и поэтому плотность световой энергии в интегрально-оптическом волноводе может достигать 10^5 — 10^6 Вт/см². Энергия лазерного излучения сосредоточена в пределах толщины $h_{\text{эфф}}$, дифракционной расходимости лазерного пучка в волноводе не наблюдается, и поэтому в отличие от объемной среды такие плотности энергии будут не в малой области объема, где сфокусировано лазерное излучение, а в любом сечении волновода.

Процесс генерации второй гармоники можно представить как связь двух волноводных мод равных частот ω , и значений волновых векторов β_ω (для упрощения обозначений мы опустим индекс моды m) с одной из волноводных мод частоты 2ω и значением волнового вектора $\beta_{2\omega}$. Длина волны света второй гармоники в волноводе $\lambda_{2\omega} = \frac{\lambda_\omega}{2}$ вдвое меньше длины волны возбуждающего генерацию гармоники излучения λ_ω . Условия синхронизма имеют вид

$$\begin{aligned} \omega + \omega &= 2\omega, \\ \beta_\omega + \beta_\omega &= \beta_{2\omega}, \end{aligned}$$

или

$$\frac{2\pi N_\omega}{\lambda_\omega} + \frac{2\pi N_\omega}{\lambda_\omega} = \frac{2 \cdot 2\pi N_{2\omega}}{\lambda_\omega},$$

где N_ω и $N_{2\omega}$ — эффективные волноводные показатели преломления волноводных мод основной и удвоенной частот. Отсюда следует равенство $N_\omega = N_{2\omega}$, что означает совпадение их фазовых скоростей $c/N_\omega = c/N_{2\omega}$. В объемных кристаллах условия фазового синхронизма достигаются только при наличии в них оптической анизотропии, когда показатель преломления среды зависит от направления распространения и поляризации падающей волны.

Как мы видели выше, эффективный волноводный показатель преломления N_m имеет сильную дисперсию — $N_m = f(\omega)$, и поэтому фазовая скорость зависит от типа моды ТЕ или ТМ, модового индекса m и толщины волновода $h_{\text{эфф}}$. Условия фазового синхронизма в интегрально-оптическом волноводе можно выполнить, если увеличение эффективного показателя преломления N_m

моды m , которое возникает из-за волноводной дисперсии на частоте 2ω , компенсировать приращением показателя преломления при изменении индекса моды m на n или ее типа. При этом для более точного выполнения условия $N_\omega = N_{2\omega}$, помимо выбора необходимой толщины волновода, в определенных, довольно узких пределах можно изменять показатель преломления покровного слоя. Важно отметить, что индексы мод m и n должны быть предельно близки, чтобы обеспечить близость характера распределения поперечного поля, например, E_x , для ТЕ мод (см. рис. 3) на основной и удвоенной частоте.

При точном выполнении условий синхронизма $\Delta\beta = \beta_{2\omega} - 2\beta_\omega = 0$ мощность второй гармоники растет пропорционально Z^2 , и накопление нелинейного эффекта происходит вдоль всей области распространения волноводных мод. При $\Delta\beta \neq 0$ фазовое рассогласование ограничивает максимальную длину $Z_{\max} = L_{\text{ког.}}$ и мощность второй гармоники. Значение когерентной длины $L_{\text{ког.}}$ можно определить из условия, при котором волноводные моды частот ω и 2ω оказываются в противофазе, т. е. $\Delta\beta L_{\text{ког.}} = \pi$.

Необходимость выполнения условия $N_{2\omega} = N_\omega$ накладывает очень строгие ограничения на допустимые отклонения толщины волновода Δh от оптимальной, полученной для условий синхронизма. Так, например, для пленки ZnS толщиной 0,314 мкм, выращенной на подложке ZnO, при значении $L_{\text{ког.}} \sim 1$ мм Δh составляет $\sim 0,006$ мкм, т. е. всего около 2%. В настоящее время такую точность толщины при изготовлении интегрального волновода может обеспечить только метод молекулярной эпитаксии.

Фазовое рассогласование можно ликвидировать, введя в волновод статическое периодическое возмущение в виде гофрировки с периодом $d = 2\pi/\Delta\beta$ и волновыми векторами $K_v = v \cdot 2\pi/d$, $v = \pm 1, \pm 2, \dots$ В этом случае условия синхронизма будут выполнены, если $\beta_{2\omega} = \beta_\omega + K_v$. Эффективное значение α_2 оказывается при этом почти на порядок меньше, но ограничение на значение когерентной длины практически ликвидируется.

Вторая гармоника может представлять собой не только волноводную моду, но и одну из мод континуума излучательных мод подложки или воздушных мод. Это будет наблюдаться в том случае, когда эффективный

волноводный показатель преломления $N_{2\omega}$ в силу сильной дисперсии в подложке и покровном слое окажется меньше значений их показателей преломления на удвоенной частоте $n_{p2\omega}$ и $n_{c2\omega}$. Углы выхода электромагнитной волны удвоенной частоты в подложку $\theta_{p2\omega}$ и в покровный слой $\theta_{c2\omega}$ определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}\sin\theta_{p2\omega} &= N_{2\omega}/n_{p2\omega}, \\ \sin\theta_{c2\omega} &= N_{2\omega}/n_{c2\omega}.\end{aligned}$$

В заключение следует отметить, что использование в интегрально-оптических волноводах материалов, имеющих большие значения атомной поляризуемости второго порядка, но не обладающих оптической анизотропией, таких, как GaAs и др., существенно расширяет возможности нелинейной оптики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интегральная оптика объединила усилия специалистов разных профилей и научных амплуа — физиков-теоретиков, изучающих фундаментальные вопросы взаимодействия волноводных мод с разнообразными возмущениями; технологов, которые доводят возможности эпитаксии до субмикронного уровня; материаловедов, занимающихся поиском новых перспективных материалов; инженеров-конструкторов аппаратуры оптической связи и микросхем, жаждущих с помощью интегральной оптики побить все рекорды быстродействия и плотности размещения информации, и, наконец, физиков-экспериментаторов, которые, помимо всего прочего, получают большое удовольствие, наблюдая за бегущим по их воле по волноводу лучом лазера.

Пока неясно, как будет в дальнейшем развиваться интегральная оптика и как скоро будет освоен промышленный выпуск интегрально-оптических микросхем. Ясно одно — интегральная оптика — бурно развивающееся направление, представляющее как фундаментальный, научный, так и большой практический интерес.

СОДЕРЖАНИЕ

Физика диэлектрических волноводов . . .	3
Интегрально-оптические элементы связи . .	20
Интегрально-оптические лазеры	34
Активные элементы интегральной оптики . .	41
Пассивные элементы интегральной оптики . .	52
Интегрально-оптические микросхемы	57
Нелинейные оптические явления в интегральной оптике	59
Заключение	63

Евгений Иванович Леонов

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

Главный отраслевой редактор *Л. А. Ерышкин*

Редактор *К. А. Кутузова*

Обложка художника *А. Е. Григорьева*

Художественный редактор *М. А. Гусева*

Техн. редактор *Т. В. Пичугина*

Корректор *В. И. Гуляева*

ИБ № 2765

Сдано в набор 13.05.80 г. Подписано к печати 4 07.80 г.
Т13824 Формат бумаги 84×108/32. Бумага тип № 3 Гарнитура
литературы Печать высокая Усл. печ. л. 3,36. Уч.-изд. л. 3,35.
Тираж 43 000 экз. Заказ № 969. Цена 11 коп. Издательство
«Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д 4.
Индекс заказа 804007.

Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр,
Новая пл., д. 3/4.

