

Селекция оптических мод в ленточном волокне с модуляцией усиления

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович, А.Г.Трапезников

Теоретически проанализирован спектр усиления оптических мод в антиволноводном ленточном волокне, в котором усиливающие области совмещены с расположенными периодически областями пониженного показателя преломления. Выделен класс резонансных периодических структур, в которых усиление одной моды с равномерно распределённым по каналам полем превышает усиление всех остальных мод на величину, не зависящую от числа каналов вплоть до некоторого их критического числа, также найденного аналитически.

Ключевые слова: волоконный лазер, синхронизация излучения, резонатор.

1. Введение

В работе [1] была предложена новая конструкция активного оптического волокна, представляющаяся перспективной с точки зрения масштабирования мощности волоконного лазера с помощью увеличения ширины ленточного волокна с сохранением одномодового режима генерации. В этой конструкции усиление предполагается локализованным в периодически расположенных областях с пониженным показателем преломления, что даёт основание называть такие конструкции антиволноводными. Авторами [1] сделан вывод, что наиболее эффективна конструкция, в которой модуляция показателя преломления не более 0.001. Столь малая амплитуда модуляции показателя преломления практически трудноосуществима и, кроме того, вызывает повышенную чувствительность характеристик оптических мод к случайным вариациям показателя преломления.

Похожая геометрия лазерных структур рассматривалась ранее и была успешно реализована в полупроводниковых диодных линейках (см. [2] и ссылки в ней). Проведённое в работе [3] численное исследование таких структур в приближении эффективного показателя преломления позволило выделить так называемые резонансные структуры, характеризующиеся тем, что ширина активного элемента и расстояние между элементами кратны соответствующим боковым длинам волн (напомним, что в антиволноводной решётке волны распространяются по всей решётке, испытывая отражение и преломление на границах элементов). Было отмечено, что для достижения одномодового режима генерации необходимо ввести селектирующие потери в пространство между элементами (в диодных лазерах технологически сложно модулировать в пространстве ток накачки). Аналитическое рассмотрение в рамках приближения

эффективного показателя преломления [4, 5] дало более глубокое качественное понимание требований к геометрии структур. Теоретический анализ позволил получить явное выражение для потерь резонансной моды на излучение вбок [4], а также для дискриминации ближайшей моды по потерям [5].

Ввиду существенно более сильной нелинейности показателя преломления в полупроводниках по сравнению со стеклянными волокнами, характерная амплитуда модуляции показателя преломления в лазерных диодах больше, чем в волокне. Обычно активная структура (собственно лазерный диод) размещается на подложке, так что боковые границы чипа отнесены далеко от зоны накачки и делаются матовыми, чтобы избежать влияния на генерацию трудно контролируемого отражения лазерного излучения от границ. В волоконных лазерах активная сердцевина помещается в оболочку с меньшим показателем преломления, поэтому на границе с оболочкой имеет место полное внутреннее отражение, т. е. потери на излучение вбок отсутствуют. Эти различия в физике процессов делают актуальной более общую постановку задачи. В данной работе выполнен теоретический анализ возможности поддержания дискриминации мод в антиволноводной решётке с увеличением её размера. Сформулированы общие критерии, позволяющие выбрать параметры решётки таким образом, что основная мода распределена однородно по всем элементам. Это исключает эффекты, связанные с неоднородным насыщением усиления. Получена связь между скачком показателя преломления на границе активного элемента с геометрическими параметрами решётки, обеспечивающая максимальную дискриминацию соседних мод, которая сохраняется с ростом размера решётки.

2. Зонная структура спектра оптических мод

Геометрия рассматриваемой структуры схематически показана на рис.1. Излучение распространяется вдоль оси z . В поперечном направлении (по оси y) предполагается идеальное отражение на плоских границах. Толщина ленточного волновода считается малой, так

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович, А.Г.Трапезников. ФГУП «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; web-site: www.triniti.ru

Поступила в редакцию 13 февраля 2003 г.

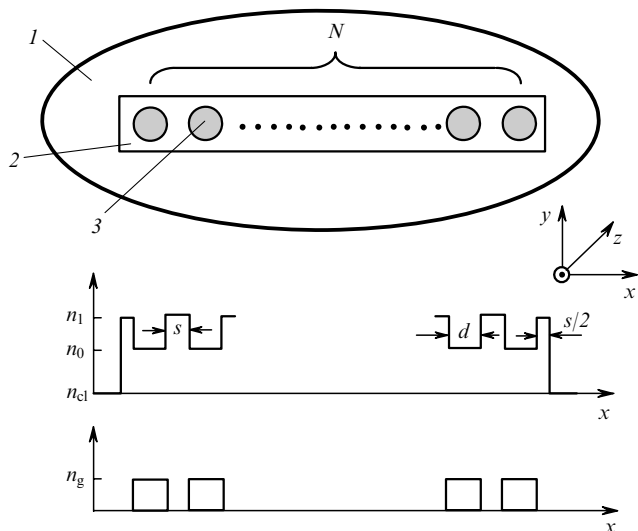


Рис.1. Схема сечения ленточного волокна и профили эффективного показателя преломления и усиления: 1 – внешняя оболочка с показателем преломления n_{cl} ; 2 – волоконный световод; 3 – активные сердцевинки.

что можно ограничиться одной поперечной модой. Тогда поле излучаемой моды может быть усреднено с профилем показателя преломления в поперечном направлении (модель эффективного показателя преломления). В боковом поперечном направлении (по оси x) лента имеет периодическую модуляцию показателя преломления и усиления (потери). Обсуждаемая структура относится к классу фотонных кристаллов, активно изучаемых в последние годы [6]. Повышенный интерес к фотонным кристаллам вызывает возможность существенно изменять дисперсионные свойства распространяющихся волн, что обусловлено возникновением запрещённых зон. В частности, введение дефектов в фотонные кристаллы позволяет локализовать поле вблизи этих дефектов, формировать волноводы, удерживающие поле для широкого диапазона длин волн. Для ленточного лазера появление запрещённых зон в спектре волн, распространяющихся в боковом направлении, нежелательно, поскольку приводит к разбиению структуры на независимые домены. Наша цель найти параметры структур, для которых запрещённые зоны отсутствуют.

Потери из резонатора лазера на излучение сквозь зеркала могут быть заменены потерями, равномерно распределёнными по объёму. В сделанных предположениях поле может быть представлено в виде $U(x) \times \exp(\pm i\beta z)$, где $U(x)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + U [k^2 \varepsilon(x) - \beta^2] = 0, \tag{1}$$

где β – постоянная распространения; $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме; $\varepsilon(x)$ – диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon(x) = (n_1 + in'')^2$ в пассивных и $\varepsilon(x) = (n_0 + in'' - in_g)^2$ в активных областях; n'' отвечает распределённым потерям; n_g соответствует усилению; n_0 и n_1 – показатели преломления в активной и пассивной областях. В модели лазера с распределёнными потерями постоянная распространения β вещественна и квантуется в соответствии с условиями на зеркалах, что приводит к дискретному спектру продольных мод. В дальнейшем будем считать

спектр продольных мод достаточно плотным и пренебрегать дискретностью значений β .

Метод решения уравнения (1) хорошо известен. Введём базисные функции f и g , являющиеся линейно независимыми решениями уравнения (1) на ячейке. Любое решение тогда представляется в виде линейной комбинации этих функций $U = a_j f + b_j g$, где коэффициенты a_j и b_j зависят от номера ячейки j . Условие гладкости решений на границах периода решётки приводит к рекуррентному соотношению $a_{j+1} = T a_j$, где T – унимодулярная ($\det T = 1$) матрица связи, вектор a_j составлен из коэффициентов a_j и b_j .

При изучении зонной структуры спектра оптических мод ленточного волокна можно отвлечься от эффектов усиления поля. Спектр оптических мод определяется значениями собственных чисел матрицы T , которые можно представить в виде $\exp(\pm iS)$. Удобной характеристикой является след матрицы T , $\text{Sp}T = 2 \cos S$, который выражается через параметры структуры. В частности, разрешённая зона определяется условием $|\text{Sp}T| \leq 2$. Запрещённой зоне соответствует противоположное неравенство. Равенство $|\text{Sp}T| = 2$ (т. е. $S = K\pi$, $K = 0, 1, \dots$) определяет границы зон. Для рассматриваемой ленточной структуры со ступенчатыми функциями модуляции усиления и преломления, используя известное выражение для следа матрицы связи, получаем уравнение

$$\cos S = \cos(qd) \cos(ps) - \frac{p^2 + q^2}{2pq} \sin(qd) \sin(ps), \tag{2}$$

где d и s – длины активной и пассивной областей ячейки; q и p – соответствующие поперечные компоненты волнового вектора.

Уравнение для границ зон $\cos S = -1$ путём несложных выкладок может быть приведено к виду

$$\left[\left(\frac{p}{q} + 1 \right) \cos \frac{ps + qd}{2} \right]^2 - \left[\left(\frac{p}{q} - 1 \right) \cos \frac{ps - qd}{2} \right]^2 = 0. \tag{3}$$

Выражение слева представляется в виде произведения двух множителей, обращение в нуль каждого из которых соответствует границе запрещённой зоны. Требование, чтобы оба множителя обращались в нуль одновременно, определяет параметры структуры, в которой запрещённая зона отсутствует. Это требование эквивалентно одновременному обращению в нуль выражений в квадратных скобках в уравнении (3), откуда следует, во-первых, $p_0s + q_0d = \pi(2m + 1)$, m – целое, т. е. полный набег фазы волны по прохождении ячейки составляет нечётное число π . Различие фазы поля в соседних ячейках на π является характерным свойством так называемой противофазной моды. Второе условие при $p \neq q$ имеет следующий вид: $p_0s - q_0d = \pi(2l + 1)$, где l – целое. Два условия совместно означают, что в пределах активного элемента и в зазоре между элементами укладываются полупелые числа боковых длин волн. Такие структуры были исследованы в линейках диодных лазеров [2].

Условие $p = q$, соответствующее отсутствию модуляции показателя преломления, также приводит к исчезновению запрещённых зон. Именно этот вариант, т. е. предел, соответствующий однородному волокну, был рассмотрен численно в работе [1]. В этом случае удерживаемые моды имеют простой вид $\sin(\pi m_0 x/L)$, где m_0 – номер моды; L – ширина ленты волокна. Если усиление

периодически модулировано по ширине с периодом $A = L/N$, то интеграл перекрытия интенсивности моды с решёткой усиления оказывается максимальным для моды с тем же периодом. Вследствие ортогональности тригонометрических функций с разными периодами различие в интегралах перекрытия сохраняется при стремлении N к бесконечности, несмотря на сгущение спектра мод. Например, для усиления, промодулированного функцией $[1 - \cos(\pi x/A)]/2$, интеграл перекрытия равен 0.5 для всех мод, исключая моду с номером $m_0 = N/2$, для которой он равен 0.75. Именно этот эффект лежит в основе конструкции, анализируемой в работе [1]. Для конечного числа активных каналов различие в интегралах перекрытия сохраняется для малых $\Delta n = n_1 - n_0$.

Возникает вопрос, не сохранится ли эффект конечной дискриминации оптических мод по усилению для конструкций, в которых скачок показателя преломления на границе активной зоны не мал, но запрещённая зона также отсутствует? В работе [5], посвящённой анализу дискриминации соседних мод по потерям в антиволноводных резонансных решётках ограниченного размера, этот вопрос не был рассмотрен. Следует заметить также, что в диодных решётках излучение, попадающее на боковые внешние грани, рассеивается и теряется, что вносит дополнительные потери.

3. Спектр усиления оптических мод

При выборе параметров структуры следует помнить о необходимости подавления эффектов неоднородного насыщения усиления среды, являющихся основным механизмом разрушения одномодового режима генерации. Очевидно, что наиболее благоприятная ситуация возникает, когда поле генерирующей моды распределено равномерно по сечению структуры. Кроме того, следует избегать ситуаций, когда имеется вырождение мод по усилению. Оба эти условия выполняются в резонансных структурах, указанных выше, и в изученных ранее при создании линейных диодных лазеров [2–5].

Приступим к нахождению спектра усиления различных мод в резонансной структуре. Зависимость усиления от номера моды возникает из-за различного перекрытия полей мод с коэффициентом усиления, сосредоточенным в активных элементах.

Обычно мнимые части $\varepsilon(x)$ малы по сравнению с реальными, так что для волновых векторов можно использовать следующие приближённые соотношения:

$$\begin{aligned} q^2 &\approx k^2 n_0^2 - \beta^2 + 2ik^2 n_0 n'' - 2ik^2 n_0 n_g, \\ p^2 &\approx k^2 n_1^2 - \beta^2 + 2ik^2 n_1 n'', \end{aligned} \quad (4)$$

исключив из которых постоянную распространения, можно найти связь волновых векторов между собой. Она определяется скачком реальной и мнимой частей показателя преломления

$$p^2 - q^2 \approx k^2(n_1^2 - n_0^2) + 2ik^2 n_0 n_g \approx 2k^2 n_0 (\Delta n + i n_g). \quad (5)$$

Выше было учтено, что обычно скачок показателя преломления Δn между активной и пассивной зонами мал. В резонансной структуре основная противофазная мода имеет вид, показанный на рис.2: она составлена из

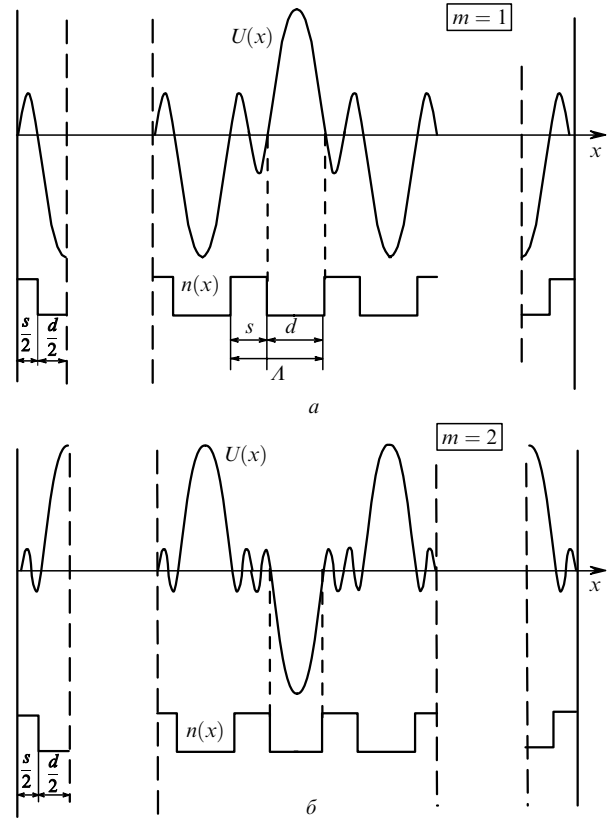


Рис.2. Распределение поля $U(x)$ противофазной моды и показателя преломления $n(x)$ в ячейках резонансных структур с $m = 1$ (а) и 2 (б).

кусков косинусоид в активных зонах и интервалах между ними (см. [7]). Угловое распределение излучения от одного активного элемента имеет наименьшую расходимость, когда в его пределах укладывается одна полу-волна. Тогда поле внутри элемента пропорционально $\cos(\pi x/2d)$ (x отсчитывается от центра элемента), т. е. $q_0 = \pi/d$. В пространстве между элементами $p_0 = 2\pi m/s$, тогда между размерами активной и пассивной зон и скачком показателя преломления имеется следующее соотношение:

$$\frac{4m^2}{s^2} - \frac{1}{d^2} = \frac{8n_0(\Delta n)}{\lambda^2}. \quad (6)$$

Условие (6) определяет резонансные структуры, для которых исчезает запрещённая зона. Интеграл перекрытия коэффициента усиления в виде ступеньки высотой, равной единице, и шириной d с противофазной модой есть

$$\Gamma_0 = \left[1 + \frac{(s/d)^3}{4m^2} \right]^{-1} \quad (7)$$

(аналогичное выражение было получено ранее в [7]). Чтобы найти дискриминацию соседних мод по усилению, нужно вычислить интеграл перекрытия интенсивности соответствующей моды с профилем усиления, что требует нахождения профиля интенсивностей соседних мод в явном виде. Дискриминация также может быть получена путём решения дисперсионного уравнения (см. Приложение), если известен спектр оптических мод. Для решётки с большим числом элементов ожидается, что ближайшие по частоте моды будут близки к основной моде по величине интеграла перекрытия с профилем уси-

ления. Для ближайших мод отстройки поперечных волновых векторов \tilde{p}, \tilde{q} от резонансных значений p_0, q_0 малы: $|\tilde{p}s|, |\tilde{q}d| \ll 1$. В этом случае уравнение (2) может быть записано в виде

$$F^2 = \left(\tilde{p}s + \frac{\tilde{q}d}{t} \right) (\tilde{p}s + t\tilde{q}d), \quad (8)$$

где $F = S - (2m + 1)\pi$; $t = p_0/q_0 = 2md/s$. Подставляя в уравнение (8) значения F для соседних мод (см. Приложение) и учитывая связь волновых векторов в активной и пассивной зонах (5), можно найти вещественные и мнимые отстройки волновых векторов как функции параметров решётки и номера моды.

Уравнение (5) для мод вблизи резонанса может быть переписано в виде

$$p_0\tilde{p} - q_0\tilde{q} = ik^2n_0n_g,$$

откуда отстройка одного из векторов от резонансного значения выражается через отстройку другого вектора. Отстройка вектора \tilde{p} может быть найдена из уравнения (4) как

$$\tilde{p}s = \text{Re}(\tilde{p})s + \frac{ik^2s^2n_0n''}{2m\pi}.$$

Из этой формулы видно, что мнимая часть волнового вектора \tilde{p} пропорциональна n'' . Подставив эти соотношения в формулу (8), можно получить уравнение относительно величины n''/n_g , равной интегралу перекрытия интенсивности оптической моды с профилем усиления, нормированным по высоте на единицу.

Введя обозначение $Z = \tilde{p}s$ для комплексного набега фазы между элементами, из (8) получим

$$(Z - iZ_1)(Z - iZ_2) = B, \quad (9)$$

где

$$Z_1 = \frac{k^2n_0n_gsd}{\pi(2m+t)}; \quad Z_2 = \frac{k^2n_0n_gsd t^2}{\pi(2m+t^3)}; \quad B = \frac{4m^2F^2}{(2m+t)(2m+t^3)}.$$

При изменении $F = \pi l/N$ движение корней уравнения (9) удобно изобразить на комплексной плоскости (рис. 3). При $l = 0$ (и, следовательно, $B = 0$), что соответствует резонансной противофазной моде, уравнение (9) имеет два мнимых корня. Используя корень Z_2 и учитывая, что мнимая часть $Z = \tilde{p}s$ пропорциональна n'' , находим

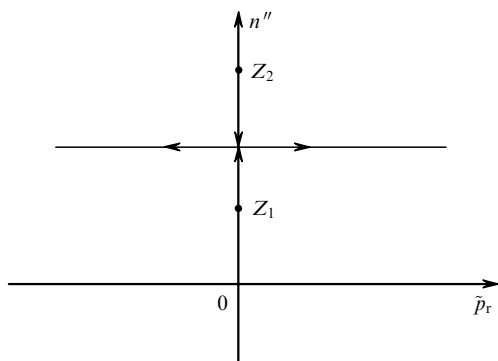


Рис. 3. Движение корней уравнения (9) по комплексной плоскости при изменении его правой части.

выражение для интеграла перекрытия $(n''/n_g)_{\text{out}} = [1 + (s/d)^3/4m^2]^{-1} = \Gamma_0$, совпадающее с интегралом перекрытия (7), вычисленным выше. Корень Z_1 соответствует решению уравнения (1), не удовлетворяющему крайним условиям, и поэтому может быть отброшен.

Остальные моды соответствуют $l \neq 0$. При заданном N величина B изменяется дискретно пропорционально квадрату номера моды. Корни квадратного уравнения (9) удобно записать в виде

$$Z = i \frac{Z_1 + Z_2}{2} \pm (B - B_c)^{1/2}, \quad (10)$$

где

$$B_c = \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4}. \quad (11)$$

При $B > B_c$ мнимая часть корня уравнения (9) равна одному и тому же значению для всех мод,

$$\text{Im}(\tilde{p}s) = \frac{k^2s^2n_0n''}{2m\pi} = \frac{Z_1 + Z_2}{2}.$$

Отсюда выражение для интеграла перекрытия усиления с полем оптических мод имеет вид

$$\Gamma_c = \frac{t}{2(2m+t)} + \frac{t^3}{2(2m+t^3)}. \quad (12)$$

Для ленточного волокна с N каналами максимальное значение B для ближайшей моды с $l = 1$ остаётся конечным. Пока это число больше B_c , интегралы перекрытия для резонансной и для любой другой моды отличаются на одно и то же число, не зависящее от N . Из условия $B(l = 1) = B_c$ находится критическое число элементов в ленте, до которого сохраняется найденное различие в интегралах перекрытия,

$$N_c = \frac{\lambda^2}{n_0n_gsd} \left[\frac{(2m+t)(2m+t^3)}{(t^2-1)^2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Полученный критерий на число каналов в сборке существенно зависит от материальных констант и размеров ячейки ленты.

Таким образом, пока число каналов в ленте волокна меньше критического, определяемого формулой (13), интегралы перекрытия для основной моды (Γ_0) и всех остальных мод (Γ_c) отличаются на конечную величину, зависящую только от геометрии ленты. Напомним, что для резонансной структуры размер элементов и расстояние между ними жёстко связаны со скачком показателя преломления согласно формуле (6).

Зависимость указанных интегралов перекрытия от параметра $A = (sNA/m\lambda)^2 = 1 - 1/t^2$, где NA – числовая апертура волновода (см., напр., [8]), представлена на рис.4 для $m = 1$ и 2. Предел $A = 0$ соответствует однородному волокну ($p_0 = q_0$). Интеграл перекрытия для этого случая может быть записан из общих соображений: $\Gamma = d/(d+s)$ (при этом $s = 2md$). Легко видеть, что это выражение даёт те же значения Γ для $A = 0$, что и на рис.4. Второй предел соответствует исчезновению межэлементных зазоров ($s \rightarrow 0, p \rightarrow \infty$). При этом, очевидно, оба интеграла перекрытия обращаются в единицу. Для

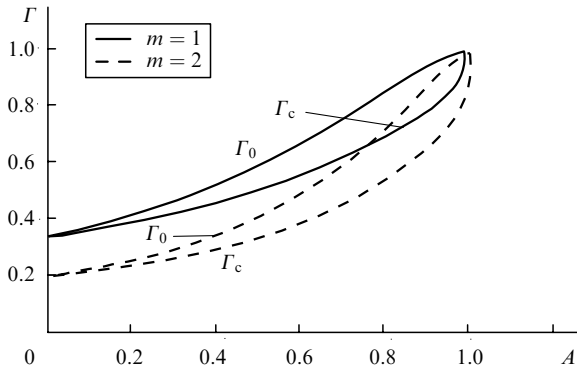


Рис.4. Зависимости от параметра A интегралов перекрытия резонансной Γ_0 и остальных Γ_c противофазных мод для $m = 1$ и 2 .

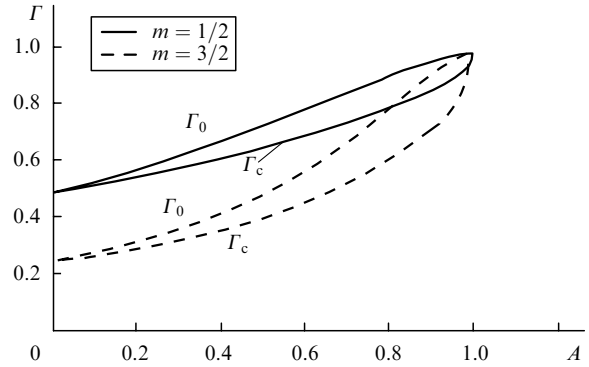


Рис.6. Зависимости от параметра A интегралов перекрытия резонансной Γ_0 и остальных Γ_c синфазных мод для $m = 1/2$ и $3/2$.

промежуточных значений параметра интеграл перекрытия для основной моды больше, чем для остальных мод.

Проведённый анализ может быть распространён и на структуры, генерирующие синфазные моды. Для этого достаточно к исследуемой структуре, состоящей из N идентичных ячеек, в которых область с пониженным показателем преломления n_0 окружена половинками зон с повышенным показателем преломления n_1 , добавить снаружи по половине слоя с $n = n_1$. В такой структуре резонансной основной модой является синфазная мода, что отражено на рис.5. Можно показать, что результаты анализа справедливы и для синфазных мод при формальном обобщении их на полуцелые значения $m = 1/2, 3/2$ и т. д. Получаемая таким образом зависимость интегралов

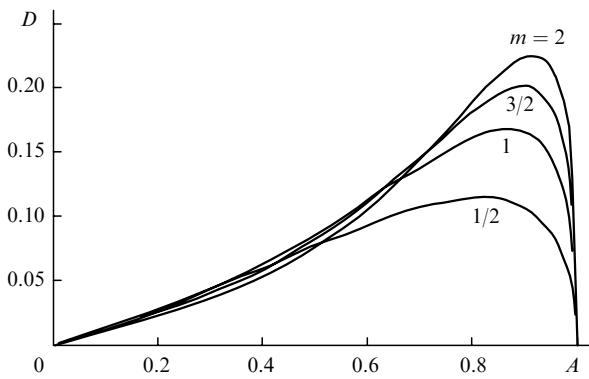


Рис.7. Степень дискриминации D высших мод по отношению к резонансной моде как функция параметра A при $m = 2, 3/2, 1$ и $1/2$.

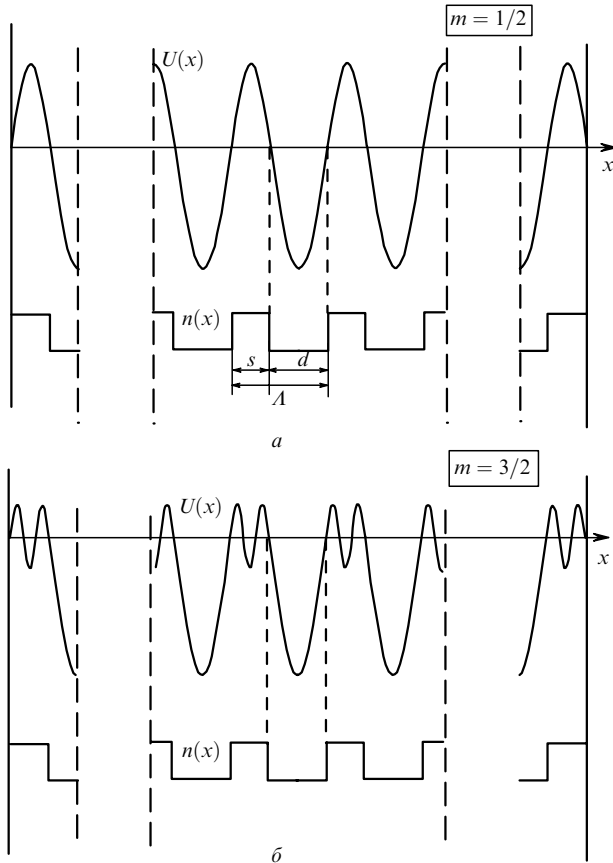


Рис.5. Распределение поля $U(x)$ синфазной моды и показателя преломления $n(x)$ в ячейках резонансных структур с $m = 1/2$ (а) и $3/2$ (б).

перекрытия для синфазной резонансной моды и остальных мод при условии $N < N_c$ показана на рис.6. Значения дискриминации мод, определяемой как разность интегралов перекрытия резонансной моды (7) и остальных мод (12), $D = \Gamma_0 - \Gamma_c$, приведены на рис.7 для различных m . Видно, что максимум дискриминации D_{max} монотонно растёт с m , а его положение приближается к точке $A = 1$. Параметры структур с максимальной дискриминацией мод приведены в табл.1. Дальнейший анализ посвящён изучению таких структур.

4. Анализ структур с максимальной дискриминацией

Как видно из табл.1, максимальная степень дискриминации D_{max} зависит от m – числа боковых длин волн, укладываемых в волноводный промежуток. Условие максимальности дискриминации вводит дополнительные ограничения на параметры структуры. Размеры d и s оказываются жёстко связанными между собой, а также возникает связь между числовой апертурой NA и отношением s/λ . Интерес представляет и оценка допустимого

Табл.1.

m	D_{max}	d/s	A	φ
1	0.167	1.366	0.866	1.927
2	0.224	0.852	0.914	0.915
1/2	0.113	2.294	0.81	4.062
3/2	0.19	1.111	0.91	1.225

числа каналов в сборке. Для условий максимальной дискриминации можно вывести следующее соотношение:

$$N_c = \frac{\Delta n}{n_g A} \varphi(m),$$

где

$$\varphi(m) = \frac{3^{1/4} 2^{3/2} (d/s)^{1/2}}{\sqrt{m} [\sqrt{3}(2md/s) - 1]}.$$

Значения $\varphi(m)$ также приведены в табл.1. Допустимое число каналов в лазере определяется по порядку величины отношением скачка показателя преломления к его мнимой части, которая может быть переписана через коэффициент усиления g следующим образом: $n_g = g\lambda/4\pi$. Взяв характерные для волоконных лазеров значения, получим, что допустимое число каналов составляет $\sim 10^3$. Это означает практическое отсутствие ограничения на размер сборки. При характерных для диодных лазеров параметрах (длина волны порядка 1 мкм) допустимое число каналов составляет 10^2 .

Величина скачка коэффициента преломления на границах элементов даёт масштаб для случайных вариаций коэффициента преломления, не приводящих к существенному изменению структуры мод. По этой причине создаваемое распределение коэффициента преломления обеспечивает тем большую жёсткость структуры моды, чем больше скачок Δn . Оценка допустимой амплитуды случайных вариаций коэффициента преломления представляет собой отдельную задачу. Наличие конечной дискриминации мод, не зависящей от числа элементов, гарантирует, что допустимые флуктуации не слишком малы.

При выборе параметра m следует учесть его влияние на осевую яркость выходного излучения. Противоположная мода даёт расщепленный пик в дальней зоне. Чтобы избежать этого, можно поставить на выход «выпрямляющую» фазовую пластинку, имеющую разность фаз π между соседними периодами Λ . В таком случае зависимость осевой яркости от m может быть оценена по квадрату интеграла от амплитуды поля по периоду структуры. Как следует из сравнения рис.2,а и 2,б, противоположная мода с $m = 1$ обладает меньшей осевой яркостью, чем мода с $m = 2$, т. к. при интегрировании поля внутри активного канала и в промежутке между каналами происходит вычитание полей, а у моды с $m = 2$ вклад от пассивного промежутка равен нулю. Для синфазной моды подобный эффект отсутствует (см. рис. 5). Таким образом, предпочтительны структуры с большим m , что может быть реализовано увеличением либо s , либо числовой апертуры. Увеличение s сопровождается уменьшением фактора заполнения выходной апертуры лазерным излучением. Это, в свою очередь, сопровождается перекачкой поля из центрального пика в боковые. Возможность увеличения числовой апертуры определяется технологией изготовления оптического волокна. Поэтому для выбора параметра m требуется проведение отдельного исследования.

5. Заключение

В рамках приближения эффективного показателя преломления выполнен теоретический анализ спектра усиления коллективных мод в ленточном волоконном лазере

с антиволноводной периодической структурой. Показано, что для резонансных антиволноводных структур, в которых усиление сосредоточено в областях с пониженным показателем преломления, существует критическое число элементов, так что в сборках с меньшим числом элементов реализуется дискриминация всех мод по отношению к основной моде, не зависящая от размера сборки. Найдены явные условия максимума дискриминации, получено явное выражение для допустимого числа элементов в ленточном волокне в зависимости от материальных параметров и геометрии сборки. Проведённые оценки показывают, что ограничение на размер сборки в условиях максимальной дискриминации оказывается слабым. В реальных структурах ограничения на размер сборки, в которой возможна фазовая синхронизация, может оказаться значительно более жёстким из-за разброса параметров отдельных каналов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 02-02-17101), INTAS (No. YSF 2001/2-66) и гранта Президента (№ НШ-794.2003.2).

Приложение

Спектр мод ленточного волновода с произвольным профилем показателя преломления на периоде

Покажем, что в условиях полного отражения на боковых краях волокна спектр оптических мод может быть найден без конкретизации вида распределения поля и профиля показателя преломления в одной ячейке. В общем случае для элементов матрицы T могут быть выведены следующие соотношения:

$$\begin{aligned} T_{11} &= \frac{1}{W} [f'(A/2)g(-A/2) - f(A/2)g'(-A/2)], \\ T_{12} &= \frac{1}{W} [g'(A/2)g(-A/2) - g'(-A/2)g(A/2)], \\ T_{21} &= \frac{1}{W} [f'(A/2)f(-A/2) - f'(-A/2)f(A/2)], \\ T_{22} &= \frac{1}{W} [g'(A/2)f(-A/2) - g(A/2)f'(-A/2)], \end{aligned} \quad (\text{П1})$$

здесь Λ – длина ячейки; $W = [g(x)f'(x) - f(x)g'(x)]$ – вронскиан уравнения (1).

Сердцевина ленточного волокна помещена в оболочку с меньшим показателем преломления (см. рис.1), так что на боковой границе ленты поле испытывает полное внутреннее отражение для углов падения, меньших критического. Если пренебречь глубиной проникновения поля в оболочку, то на этих границах поле обращается в нуль. Независимые решения уравнения (1) в ячейке удобно выбрать так, чтобы одно из них совпадало с полем в крайней правой ячейке (при этом $f(A/2) = 0$), а второе – с полем в крайней левой ячейке, так что $g(-A/2) = 0$. При таком выборе из (П1) следует, что $T_{11} = 0$, а $T_{22} = \text{Sp}T$. Сделанный выбор функций приводит к следующим краевым условиям, налагаемым на коэффициенты для решётки, состоящей из N ячеек: $a_1 = 0$, $b_N = 0$.

Подставив эти условия в решение линейного рекур-

рентного соотношения, можно вывести дисперсионное уравнение вида $\sin(NS) = 0$. Чисто вещественный спектр значений S , получающийся из дисперсионного уравнения, является следствием отсутствия потерь на боковое излучение. Собственные частоты мод линейно зависят от номера моды l и номера зоны n как

$$S = K\pi + \frac{\pi l}{N}, \quad l = 0, 1, \dots, N-1; \quad K = 0, 1, \dots \quad (\text{П2})$$

В соответствии с общими представлениями из (П2) следует, что в каждой зоне имеется N мод. Мода с $l = 0$ для рассматриваемой резонансной структуры является противофазной (для нечётного K) или синфазной (для чётного K) модой.

1. Beach R.J., Feit M.D., Page R.H., Brasure L.D., Wilcox R., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1521 (2002).
2. Botez D. In: *Diode Laser Arrays*. Ed. by D.Botez, D.R.Scifres. (Cambridge: Cambridge Univer. Press, 1994, p. 1).
3. Botez D., Mawst L.J., Peterson G.L., Roth T.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 482 (1990).
4. Botez D., Napartovich A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 975 (1994).
5. Botez D., Napartovich A.P., Zmudzinski C.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 244 (1995).
6. Yablonovitch E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 283 (1993).
7. Zmudzinski Z.A., Botez D., Mawst L.J. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 1049 (1992).
8. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987, с. 29).