

Моды полупроводникового прямоугольного микрорезонатора

Д.В.Батрак, А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, Д.Р.Мифтахутдинов

Проведен численный расчет и анализ модовых характеристик прямоугольного резонатора полупроводникового лазера спектрального диапазона 850–880 нм. Рассмотрены микрорезонаторы, форма которых близка к квадратной, со стороной около 10 мкм. Показано, что, в отличие от резонатора Фабри–Перо, прямоугольный резонатор имеет спектрально гораздо более плотную систему неэквидистантных мод, которую принципиально нельзя интерпретировать как моды некоего «эффективного» резонатора Фабри–Перо или кольцевого резонатора. Добротность наиболее добротных мод рассмотренных резонаторов может превышать 10^5 , что соответствует приведенным объемным потерям в резонаторе $\sim 3 \text{ см}^{-1}$. Поле его излучения может быть интерпретировано как поле четырех когерентных точечных источников, расположенных в углах резонатора.

Ключевые слова: полупроводниковый прямоугольный резонатор, добротность мод.

1. Введение

Диэлектрические резонаторы для оптических полей, соответствующих волнам, которые распространяются по замкнутым траекториям и испытывают полное внутреннее отражение на границах резонатора, занимают особое место среди оптических резонаторов всех других типов. Причина этого – их сравнительно высокая добротность при относительно малых габаритах. Наиболее яркими представителями резонаторов такого типа являются, например, микрорезонаторы в виде шара (см., к примеру, [1–3] и ссылки там). К другой распространенной конфигурации таких резонаторов относятся полупроводниковые структуры с сечением прямоугольной формы [4–6].

Основной интерес к этим резонаторам обусловлен возможностью их использования в качестве малогабаритных узкополосных оптических фильтров. Тем не менее существуют работы, в которых эти резонаторы содержат усиливающую среду, и на их основе созданы лазеры. Об этом сообщалось в одном из первых исследований по лазерам [7] для резонаторов в виде шара. Значительная часть ранних работ по полупроводниковым лазерам выполнена для прямоугольного резонатора.

Однако широкое использование такого резонатора в полупроводниковых лазерах имело место только на начальной стадии их развития; впоследствии интерес к этим лазерам практически угас из-за их низкой эффективности. Резонатор изготавливается упрощенным способом – сколом граней; пороговый ток генерации такого лазера практически совпадает с порогом прозрачности гетероструктуры из-за высокой добротности его резонатора. К настоящему времени лазеры с прямоугольным резонатором используются, в основном, для оператив-

ного тестирования излучательных свойств гетероструктуры на промежуточной стадии изготовления из нее лазерных излучателей. Для таких применений модовая структура резонатора не принципиальна и обычно не рассматривается. По-видимому, поэтому до настоящего времени, насколько нам известно, отсутствуют работы, в которых сколько-нибудь детально был исследован спектр мод прямоугольного резонатора полупроводникового лазера.

Тем не менее полностью исключать возможность других, помимо технологических, применений лазеров с таким резонатором было бы преждевременно. В частности, они могут использоваться там, где главной характеристикой является не выходная мощность, а когерентность излучения, например в качестве задающих генераторов, для оптического гетеродинамирования и т. д.

В связи с вопросом о модовой структуре спектра таких лазеров уместно отметить работы [8, 9], в которых модовая структура прямоугольного (квадратного) резонатора бездоказательно проанализирована в терминах эквивалентного резонатора Фабри–Перо с некоей эффективной длиной, в $\sqrt{2}$ раз большей, чем сторона резонатора. На основе своего анализа автор [8, 9] пришел к выводу о наличии «самоиндуцированной сверхпрозрачности» в полупроводниковой активной среде. В связи с этим мы полагаем, что существует определенная необходимость в более детальном и последовательном рассмотрении собственных резонансов прямоугольного резонатора полупроводникового лазера. В ранних работах [6, 7] содержатся результаты численного расчета модового спектра прямоугольного резонатора, но использованные там параметры и игнорирование дисперсии показателя преломления затрудняют их применение для анализа прямоугольного полупроводникового резонатора с характерными для лазера параметрами. Поэтому целью данной работы являлся анализ и численный расчет модового спектра прямоугольного резонатора полупроводникового лазера, аналогичного использованному в работах [8, 9] и излучающего в спектральном диапазоне 850–

Д.В.Батрак, А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, Д.Р.Мифтахутдинов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

880 нм. При этом нас в первую очередь интересовали микрорезонаторы, близкие по форме к квадрату, со стороной около 10 мкм. Такие резонаторы еще не слишком малы и потому доступны для изготовления, но в то же время еще недостаточно велики для того, чтобы спектр их мод был квазисплошным.

2. Расчет частот и добротностей мод

В наших расчетах мы рассматриваем гетероструктуру со слоями в плоскости xu , показатели преломления которых таковы, что в структуре имеет место распространение ТЕ- и ТМ-волн, поле которых $h(z) \exp(ik_x x + ik_y y - i\omega t)$ допускает разделение переменных. Для полного описания электромагнитного поля этих волн достаточно указать только амплитуду магнитного (H_z для ТЕ-мод) или электрического (E_z для ТМ-мод) поля и двумерный волновой вектор \mathbf{k} , модуль которого связан с частотой через эффективный показатель преломления (в дальнейшем просто «показатель преломления»): $|\mathbf{k}| = n\omega/c$. В общем случае монохроматическое поле в подобной структуре может быть представлено в виде суперпозиции таких волн, а значит, его можно записать в виде $h(z)F(x, y) \times \exp(-i\omega t)$. Нормировку функции $F(x, y)$ выбираем такой, чтобы максимум ее модуля был равен единице. Показатель преломления в нашем рассмотрении имеет линейную дисперсию: $n(\lambda) = n(\lambda_0) + \partial n/\partial \lambda|_{\lambda=\lambda_0}(\lambda - \lambda_0)$, где $\lambda = c/\omega$. Если размер структуры не ограничен по оси x и ограничен по оси y ($|y| < b/2$), то точное решение уравнений Максвелла дает моды для волновода, образованного скачком показателя преломления на границах $y = \pm b/2$. Поле этих мод

$$F(x, y) = [C_1 \exp(ik_x x) + C_2 \exp(-ik_x x)]u(y)$$

образовано двумя встречными волнами, распространяющимися вдоль оси x . Амплитуда волн описывается выражениями

$$u(y) = \begin{cases} \cos(k_y y - \phi_y), & |y| < b/2, \\ \cos(k_y y - \phi_y) \exp[-\gamma_y(y - b/2)], & y > b/2, \\ \cos(k_y y - \phi_y) \exp[\gamma_y(y + b/2)], & y < -b/2. \end{cases}$$

Здесь $k_x^2 + k_y^2 = n^2 k_0^2$; $k_x^2 - \gamma_y^2 = k_0^2$; $\tan[\frac{1}{2}(k_y b - \pi m)] = \eta \gamma_y / k_y$; C_1 и C_2 – произвольные постоянные, которые, в принципе, определяются условиями при $x = \pm\infty$; $k_0 = \omega/c$ – модуль волнового вектора в вакууме; m – индекс моды; $\phi_y = 0$ для четных m и $\pi/2$ для нечетных; $\eta = n^2$ для ТЕ- и $\eta = 1$ для ТМ-мод. На рис.1,а условно показано распространение этих волн.

Аналогичным образом можно найти точное решение для структуры, неограниченной по оси y и ограниченной по оси x ($|x| < a/2$, рис.1,б). Поле мод в таком волноводе

$$F(x, y) = [C_3 \exp(ik_x y) + C_4 \exp(-ik_x y)]v(x).$$

Амплитуда волн

$$v(x) = \begin{cases} \cos(k_x x - \phi_x), & |x| < a/2, \\ \cos(k_x x - \phi_x) \exp[-\gamma_x(x - a/2)], & x > a/2, \\ \cos(k_x x - \phi_x) \exp[\gamma_x(x + a/2)], & x < -a/2. \end{cases}$$

Здесь $k_x^2 + k_y^2 = n^2 k_0^2$; $k_y^2 - \gamma_x^2 = k_0^2$; $\tan[\frac{1}{2}(k_x a - \pi n)] = \eta \gamma_x / k_x$; n – индекс моды; $\phi_x = 0$ для четных n и $\pi/2$ для нечетных.

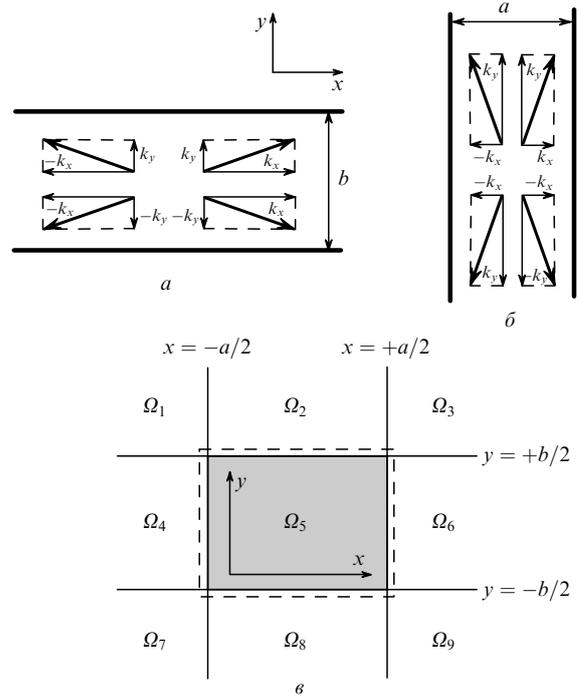


Рис.1. Схематическое представление формирования из двух одномерных волноводов (а, б) прямоугольного двумерного волновода (в); Ω_i ($i = 1 - 9$) – различные области двумерного волновода.

Теперь из этих двух точных решений можно составить приближенное решение для структуры (рис.1,в), ограниченной как по оси x , так и по оси y ($|x| < a/2$ и $|y| < b/2$) и соответствующей прямоугольному резонатору. Для этого используются граничные условия на границах $x = \pm a/2$ и $y = \pm b/2$ и находятся (с точностью до множителя) коэффициенты $C_1 \div C_4$. В результате для поля $F(x, y)$ в таком резонаторе получим:

$$F(x, y) =$$

$$\begin{cases} \cos(k_x x - \phi_x) \cos(k_y y - \phi_y), & |x| < a/2, |y| < b/2, \\ \cos(k_x a/2 - \phi_x) \cos(k_y y - \phi_y) \exp[-\gamma_x(x - a/2)], & x > a/2, |y| < b/2, \\ \cos(-k_x a/2 - \phi_x) \cos(k_y y - \phi_y) \exp[\gamma_x(x + a/2)], & x < -a/2, |y| < b/2, \\ \cos(-k_x x - \phi_x) \cos(k_y b/2 - \phi_y) \exp[-\gamma_y(y - b/2)], & |x| < a/2, y > b/2, \\ \cos(k_x x - \phi_x) \cos(-k_y b/2 - \phi_y) \exp[\gamma_y(y + b/2)], & |x| < -a/2, y < -b/2, \\ 0, & |x| > a/2, |y| > b/2, \end{cases} \quad (1)$$

причем $k_x^2 + k_y^2 = n^2 k_0^2$; $k_x^2 - \gamma_y^2 = k_0^2$; $k_y^2 - \gamma_x^2 = k_0^2$; $k_x \tan(\frac{1}{2}k_x a - \phi_x) = \eta \gamma_x$; $k_y \tan(\frac{1}{2}k_y b - \phi_y) = \eta \gamma_y$; величины $\phi_{x,y}$ равны 0 или $\pi/2$ для четного или нечетного индекса моды в направлении x или y (под индексом моды, как обычно, подразумевается число нулей функции распределения); $\eta = 1$ для ТМ-мод и n^2 для ТЕ-мод. Такой подход соответствует анализу Маркатили прямоугольного диэлектрического волновода [10].

Система уравнений (1) была использована ранее в работах [5, 6] для расчета квадратного резонатора с размерами ~ 2 мкм и показателем преломления $n \approx 3$. Несмотря на сложный вид, система (1) легко решается численными методами. На рис.2 показано одно из распределений интенсивности поля вблизи угла резонатора с размерами 13×14 мкм.

Полученное решение не является точным, поскольку оно, в частности, не определено в областях Ω_i (рис.1,в) для $i = 1, 3, 7, 9$. Но если характерные размеры резонатора достаточно велики по сравнению с длиной волны в среде и рассматриваемые моды далеки от отсечки для

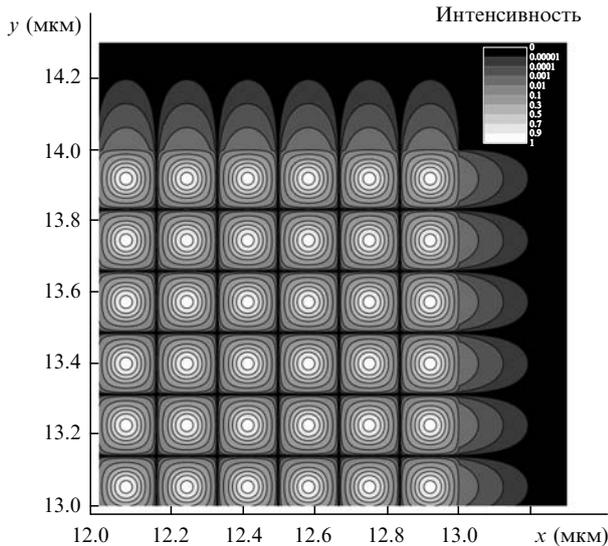


Рис.2. Распределение интенсивности поля $|F(x, y)|^2$, соответствующее приближенному решению вблизи одного из углов резонатора размером 13×14 мкм; длина волны $\lambda = 867.34$ нм, индексы моды $m_x = 76, m_y = 80$.

них, то можно считать, что энергия поля в областях Ω_i для $i = 1, 3, 7, 9$ мала по сравнению с энергией в областях Ω_i для $i = 2, 4, 5, 6, 8$, в которых уравнения Максвелла выполняются точно. В этом случае относительную ошибку в нахождении частот и добротности мод резонатора можно оценить по теории возмущений [11], и нетрудно показать, что она не будет существенной для нашей задачи. Эти соображения можно также подтвердить результатами работы [5], в которой выполнено сравнение решений системы (1) с решениями уравнений Максвелла, полученными прямым численным методом FDTD во всей плоскости x, y , для менее выгодных из-за существенно меньшего размера резонатора ($a = b \sim 2$ мкм) условий.

Моды рассматриваемого вида могут быть интерпретированы как стоячие волны, вызванные замкнутым движением плоских волн, которые испытывают полное внутреннее отражение на границах резонатора. Такие волны характеризуются углом распространения ϕ (например, по отношению к оси x : $\tan \phi = k_y/k_x$), попадающим в область углов полного внутреннего отражения как от граней $x = \pm a/2$ ($\sin \phi < 1/n$), так и от граней $y = \pm b/2$ ($\cos \phi < 1/n$).

Уравнения (1) решались численно для каждой пары индексов, в результате чего определялась частота этой моды. Рассматривались только моды, попадающие в типичный диапазон усиления полупроводниковых сред с длиной волны 850–880 нм. Для определения добротности мод потери на излучение вычислялись в пренебрежении, например, потерями, связанными с рассеянием и поглощением внутри резонатора. Поле в дальней зоне может быть получено из значений поля и его нормальной производной на некотором контуре:

$$F(r, \phi) = \frac{\exp[i(k_0 r - 3\pi/4)]}{\sqrt{8\pi k_0 r}} \times \oint_C \exp[-ik_0(\rho, \mathbf{e})] \left[\frac{\partial F(\rho)}{\partial \mathbf{n}} + ik_0(\mathbf{n}, \mathbf{e})F(\rho) \right] dl, \quad (2)$$

где \mathbf{e} – единичный вектор в направлении ϕ ; C – контур интегрирования (обозначен штриховой линией на рис.1,а); \mathbf{n} – нормаль к этому контуру и ρ – переменная интегрирования. Теперь излучаемая мощность

$$P = \int_0^{2\pi} \frac{c}{4\pi} |F(r, \phi)|^2 r d\phi,$$

а запасенная в резонаторе энергия

$$W = \frac{n^2}{\eta} \iint \frac{1 + n_g/n}{8\pi} |F|^2 dx dy,$$

где n_g – групповой показатель преломления. Из полученных величин определяется добротность моды

$$Q = 2\pi \frac{W}{PT} = \omega \frac{W}{P},$$

где T – период колебаний; ω – частота моды. Подобное рассмотрение добротности, впрочем, не является корректным для одного частного случая, а именно, квадратного резонатора, когда появляются еще более добротные моды, являющиеся суперпозицией с определенными коэффициентами двух вырожденных по частоте мод [6].

3. Поле излучения мод

Поставим теперь задачу найти по дальнему полю мод (интеграл в (2)) эффективные источники, создающие такое поле. Пусть $A(\mathbf{r})$ – источники поля, и тогда амплитуда поля в дальней зоне $F(\mathbf{R})$ представится в следующем виде:

$$F(\mathbf{R}) \sim \int A(\mathbf{r}) \frac{\exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}|)}{\sqrt{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|}} d^2r \sim \frac{1}{\sqrt{R}} \int A(\mathbf{r}) \exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}|) d^2r,$$

где \mathbf{R} – координата в дальней, а \mathbf{r} – в ближней (в области источников) зоне. Разложив подэкспоненциальное выражение в ряд по степеням r/R , получим

$$F(\mathbf{R}) \sim \frac{\exp(ikR)}{\sqrt{R}} \int A(\mathbf{r}) \exp(-ikr \cos \theta) d^2r = \frac{\exp(ikR)}{R} K(\phi),$$

где θ – угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{R} , а ϕ определяет направление вектора \mathbf{R} . Перейдем к декартовым координатам

$$K(\phi) \sim \int A(x, y) \exp[-ik(x \cos \phi + y \sin \phi)] dx dy.$$

Теперь для решения поставленной нами задачи нужно найти обратное этому преобразование. Рассмотрим преобразование

$$\tilde{A}(x, y) = \int K(\phi) \exp[ik(x \cos \phi + y \sin \phi)] d\phi. \quad (3)$$

Функция $\tilde{A}(x, y)$ связана с искомой функцией источников $A(x, y)$ формулой

$$\tilde{A}(x, y) = \int M(x, y, x', y') A(x', y') dx' dy',$$

представляющей собой свертку с ядром

$$M(x, y, x', y') = \int_0^{2\pi} \exp\{ik[(x - x') \cos \phi + (y - y') \sin \phi]\} d\phi = 2\pi J_0(kr),$$

где $r = [(x - x')^2 + (y - y')^2]^{1/2}$. Видно, что преобразование (3) решает поставленную задачу с точностью до свертки с функцией Бесселя с характерной шириной порядка длины волны.

Для интерпретации видимого изображения работающего лазера можно также воспользоваться теорией идеального микроскопа с конечной апертурой для случая когерентного освещения, изложенной, например, в книге [12]. Согласно этой теории, поле в плоскости изображения в двумерном случае выражается через поле в предметной плоскости следующим образом:

$$F(y') = \int U(\xi) \exp\left(-ik_0 \frac{y'}{D}\right) d\xi \sim \iint F(y) \exp\left(-ik_0 \frac{\xi}{f} y\right) \exp\left(ik_0 \frac{-y'}{D}\right) dz d\xi,$$

где ξ меняется от $-NAf$ до $+NAf$ (NA – числовая апертура микроскопа); y и y' – координаты в предметной плоскости и плоскости изображения; f – фокусное расстояние объектива микроскопа. Полученное выражение легко приводится к виду

$$F(Y) \sim \int F(z) \frac{\sin[k_0 NA(Y - z)]}{Y - z} dz, \quad (4)$$

где $Y = -y'/f/D$.

Функция $F(Y)$ определяет конфигурацию поля в плоскости изображения микроскопа в пересчете на единичное увеличение. Взяв квадрат модуля этой функции, получим изображение резонатора в микроскопе при настройке на указанную предметную плоскость. В качестве предметной плоскости следует выбирать плоскость, лежащую между резонатором и микроскопом, т. к. теория предполагает однородность пространства между предметной плоскостью и объективом микроскопа. Следует также отметить, что ввиду малости размеров рассматриваемого объекта для получения детального изображения апертуру микроскопа NA следует брать порядка единицы. При такой апертуре глубина резкости микроскопа измеряется единицами длин волн, и потому предметную плоскость следует провести на весьма малом расстоянии от границы резонатора – порядка длины волны. Нам же для решения поставленной задачи требуется найти поле в этой плоскости. Для этого, ввиду выше оговоренных условий, нельзя использовать формулу (2), определяющую поле в дальней зоне. Можно, однако, использовать точную формулу Кирхгофа для двумерного случая, описывающую распространение волн в свободном пространстве:

$$F(x, y) = \frac{i}{4} \oint_C F(x_0, y_0) \frac{\partial H_0^1\{k_0 [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^{1/2}\}}{\partial \mathbf{n}} - H_0^1\{k_0 [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^{1/2}\} \frac{\partial F(x_0, y_0)}{\partial \mathbf{n}} dl. \quad (5)$$

Здесь $H_0^1(r)$ – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка; x_0, y_0 – координаты текущей точки на границе резонатора (C – контур интегрирования, обозначенный на рис.1, σ штриховой линией); x, y – координаты точки пространства, в которой ищется поле (в нашем случае это прямая в предметной плоскости микроскопа); \mathbf{n} – внешняя нормаль к границе резонатора в текущей точке. Таким образом, вычислив по формуле (5) значение поля на прямой, лежащей в предметной плоскости микроскопа и не пересекающей границу резонатора, и взяв затем квадрат величины поля в плоскости изображения, вычисленного по формуле (4), можно получить в явном виде конфигурацию видимого изображения резонатора.

4. Результаты

Во всех приведенных расчетах использовались значения показателя преломления $n = 3.6$ и группового показателя преломления $n_g = 4.8$ для центральной длины волны 0.86 мкм. Дисперсия во всей спектральной области счета полагалась линейной. На рис.3 показаны длины волн мод в зависимости от угла ϕ ($\tan \phi = k_y/k_x$) для резонаторов 13×13 и 13×14 мкм. Кривые, похожие на параболы, соответствуют модам с постоянной суммой индексов: $m_x + m_y = \text{const}$. Хорошо видно, что моды, особенно вблизи вершин этих кривых, расположены очень плотно (межмодовое расстояние составляет ~ 0.1 нм). Расстояние между максимумами кривых соответствует такому для резонатора Фабри – Перо с длиной, равной диагонали резонатора, однако вся система неэквидистантных мод не может считаться системой мод какого-либо эквивалентного резонатора Фабри – Перо. В случае

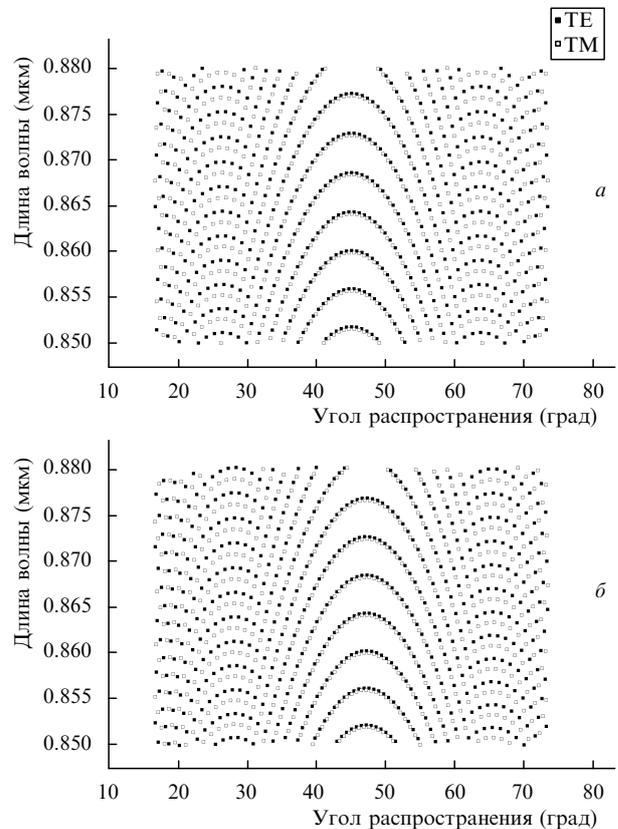


Рис.3. Длины волн и углы распространения мод, лежащих в интервале $0.85 \text{ мкм} < \lambda < 0.88 \text{ мкм}$, для резонаторов с размерами 13×13 мкм (а) и 13×14 мкм (б).

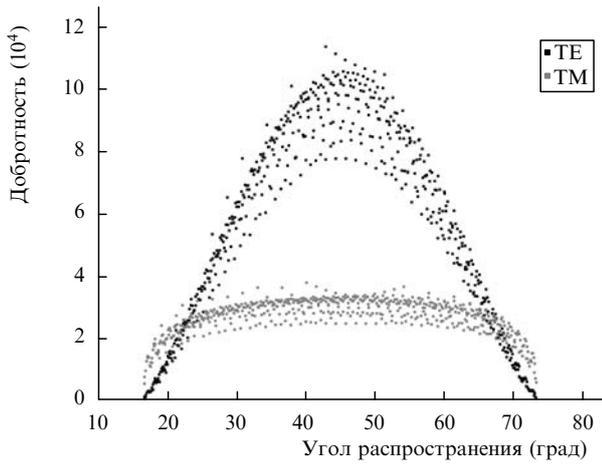


Рис.4. Зависимости добротности мод, лежащих в интервале $0.85 \text{ мкм} < \lambda < 0.88 \text{ мкм}$, от углов распространения для резонатора с размерами $13 \times 14 \text{ мкм}$.

квадратного резонатора видно двукратное вырождение частот мод, что соответствует симметрии координат x и y .

На рис.4 показана добротность этих мод для резонатора $13 \times 14 \text{ мкм}$ в зависимости от угла распространения. Наиболее добротны ТЕ-моды, распространяющиеся примерно по диагонали резонатора. Видно, что добротность мод может превышать 10^5 , что соответствует приведенным объемным потерям в резонаторе $\sim 3 \text{ см}^{-1}$.

На рис.5 показана зависимость добротности и длин волн мод от размеров резонатора. Рис.5,з для резонатора $13 \times 13 \text{ мкм}$ соответствует предельному случаю. Сравнение данных на рис.5,з и а-в позволяет видеть, каким образом происходит двукратное вырождение мод при переходе от прямоугольного резонатора к квадратному.

В табл.1 приведены наиболее добротные моды для разных ветвей, показанных на рис.5.

На рис.6 представлено дальнейшее поле моды с индексами 76 и 80 по координатам x и y соответственно для резонатора $13 \times 14 \text{ мкм}$ и дальнейшее поле четырех когерентных источников одинаковой интенсивности с той же длиной волны, расположенных в углах прямоугольника с теми же размерами. Схожесть этих дальних полей может быть интерпретирована так, как будто такой микрорезо-

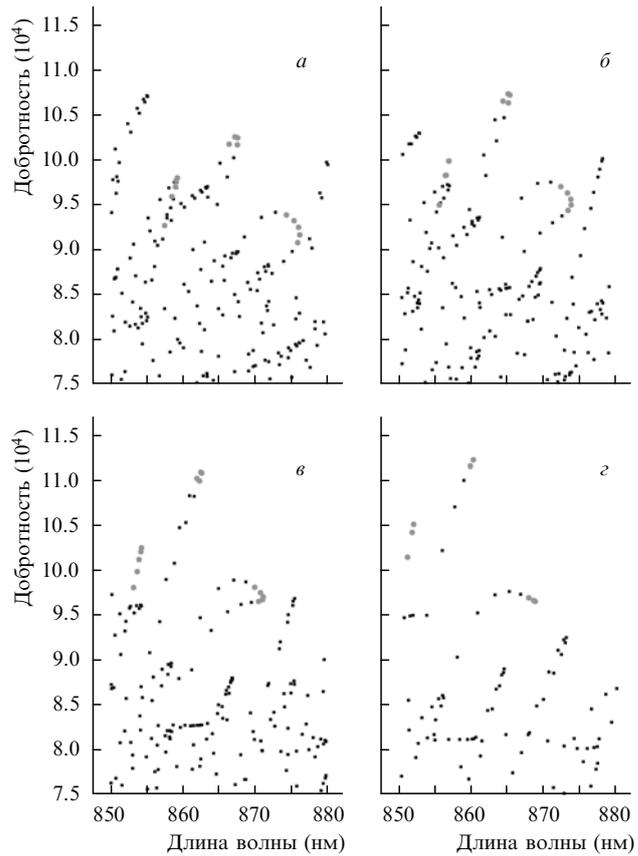


Рис.5. Добротность различных мод для резонаторов с размерами 13×14 (а), 13×13.2 (б), 13×13.1 (в) и $13 \times 13 \text{ мкм}$ (г).

натор излучает из углов. Это подтверждает рис.7, на котором представлено распределение интенсивности $|\tilde{A}(x, y)|^2$ источников, соответствующих дальнему полю этой моды, рассчитанному для данного резонатора в соответствии с соотношением (3).

Далее приведены результаты расчетов для изображения, создаваемого в микроскопе выходящим из микрорезонатора излучением (рис.8, 9). В расчетах использовалась числовая апертура $NA = 0.5$. Предметная плоскость считалась отстоящей от границы резонатора на расстояние d (в микрометрах) и повернутой вокруг ближайшего угла относительно оси y на угол α . Нуль координат в

Табл.1. Добротности некоторых наиболее добротных мод прямоугольных резонаторов, форма которых близка к квадратной.

Индексы ($m_x + m_y$)	$13 \times 13.3 \text{ мкм}$		$13 \times 13.2 \text{ мкм}$		$13 \times 13.1 \text{ мкм}$		$13 \times 13 \text{ мкм}$	
	λ (нм)	Q (10^5)	λ (нм)	Q (10^5)	λ (нм)	Q (10^5)	λ (нм)	Q (10^5)
$73 + 81 = 154$	858.96	0.968	856.33	0.981	853.66	0.998	850.96	1.014
$75 + 79 = 154$	859.22	0.979	856.71	0.997	854.17	1.020	851.59	1.041
$77 + 77 = 154$	859.05	0.975	856.67	0.997	854.25	1.024	851.80	1.050
$79 + 75 = 154$	858.47	0.958	856.21	0.981	853.92	1.011	851.59	1.041
$81 + 73 = 154$	857.46	0.926	854.04	0.900	853.16	0.980	850.96	1.014
$73 + 79 = 152$	867.49	1.015	864.90	1.062	862.28	1.099	859.62	1.115
$75 + 77 = 152$	867.54	1.023	865.08	1.071	862.58	1.107	860.05	1.122
$77 + 75 = 152$	867.16	1.024	864.82	1.072	862.45	1.109	860.05	1.122
$79 + 73 = 152$	866.34	1.016	864.13	1.064	861.89	1.101	859.62	1.115
$71 + 79 = 150$	875.80	0.906	873.13	0.942	870.42	0.965	867.68	0.969
$73 + 77 = 150$	876.09	0.915	873.54	0.948	870.96	0.967	868.35	0.966
$75 + 75 = 150$	875.92	0.923	873.51	0.955	871.06	0.970	868.58	0.965
$77 + 73 = 150$	875.31	0.931	873.02	0.962	870.70	0.974	868.35	0.966
$79 + 71 = 150$	874.25	0.937	872.09	0.969	869.90	0.980	867.68	0.969

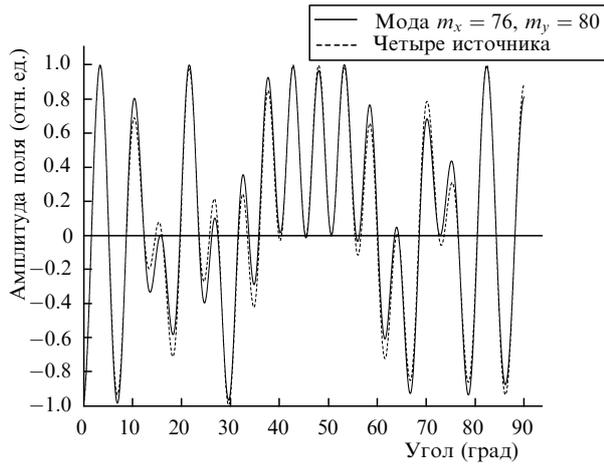


Рис.6. Амплитудные диаграммы направленности излучения резонатора 13×14 мкм и излучения четырех синфазных точечных источников равной интенсивности, расположенных в углах прямоугольника с теми же размерами.

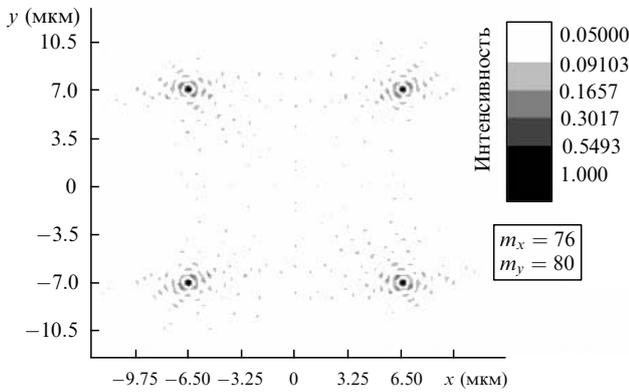


Рис.7. Вид функции источников, восстановленной по дальнему полю излучения резонатора 13×14 мкм.

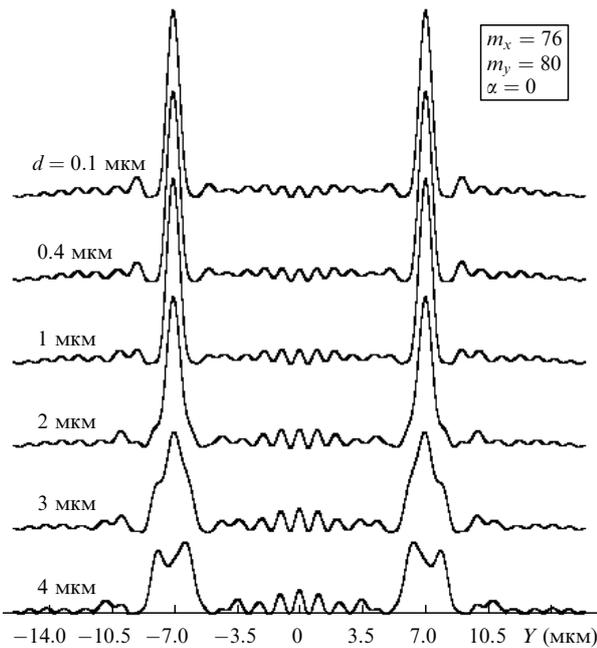


Рис.8. Изображения резонатора 13×14 мкм с возбужденной модой с индексами 76 и 80 в микроскопе. Положение предметной плоскости: $\alpha = 0$ и $d = 0.1, 0.4, 1, 2, 3$ и 4 мкм.

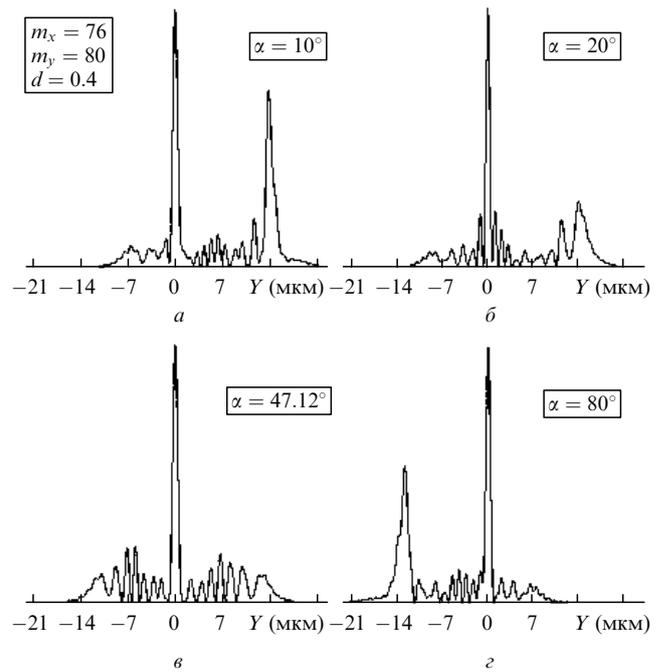


Рис.9. Изображения резонатора 13×14 мкм с возбужденной модой с индексами 76 и 80 в микроскопе. Положение предметной плоскости: $d = 0.4$ мкм и $\alpha = 10^\circ$ (а), 20° (б); направление диагонали резонатора 47.12° (в) и 80° (г).

предметной плоскости выбирался следующим образом: если предметная плоскость параллельна одной из осей координат (угол α кратен 90°), то ее нуль совпадает с нулем соответствующей оси; если же угол α не кратен 90° , то нуль соответствует точке, наиболее близкой к углу резонатора. Соответствующая ось направлена вправо, если смотреть на плоскость из центра резонатора. Из рис.7 хорошо видно, что распределение интенсивности имеет явно выраженные пики, отвечающие углам резонатора.

Таким образом, анализ волн излучения, соответствующих наиболее добротным модам прямоугольного резонатора как в дальней, так и в ближней зоне, показывает, что они отвечают волнам, выходящим из углов резонатора. Это полностью соответствует экспериментальным данным по исследованию оптического излучения, выходящего из полупроводникового лазера с прямоугольным (четырёхсторонним) резонатором.

5. Обсуждения и выводы

Таким образом, по результатам работы можно сделать следующие выводы.

– В отличие от резонатора Фабри – Перо прямоугольный резонатор имеет спектрально гораздо более плотную систему неэквидистантных мод, которую принципиально нельзя интерпретировать как моды некоего «эффективного» резонатора Фабри – Перо или кольцевого резонатора. При этом межмодовый интервал для резонатора, форма которого близка к квадратной, может принимать сколь угодно малые значения. Например, в случае резонатора 13×13.1 мкм минимальное межмодовое расстояние для любых пар мод было менее 0.01 \AA .

– Добротность мод, связанная с потерями на излучение, максимальна для ТЕ-мод, распространяющихся по диагонали резонатора, что обусловлено меньшими экспоненциальными «хвостами» поля для таких мод. Вели-

чина добротности для таких мод может превышать 10^5 , что соответствует приведенным объемным потерям в резонаторе $\sim 3 \text{ см}^{-1}$.

– Поле излучения прямоугольного резонатора может быть интерпретировано как поле четырех когерентных точечных источников, расположенных в его углах.

Результаты настоящей работы показывают, что анализ модовой структуры спектра прямоугольного резонатора, выполненный в работе [9] в терминах резонатора Фабри–Перо, является грубой ошибкой.

Следует также отметить, что нахождение спектра излучения лазера – более сложная задача, чем определение собственных резонансов. Дело в том, что анализ лазерного режима является существенно нелинейной задачей, в которой необходимо рассматривать не только выделение резонансов мод спектральным контуром усиления среды, но и насыщение этого усиления излучением лазера. Для того чтобы выявить, какие из разрешенных мод резонатора могут быть возбуждены одновременно, необходимо решить задачу о насыщении усиления с учетом пространственного «выгорания» инверсии, найдя самосогласованное распределение поля и концентрации носителей. По-видимому, необходим также учет и поверхностной рекомбинации носителей вдоль границ резонатора. Указанные механизмы определяют эффективное пространственное перекрытие поля отдельной моды с инверсией, а значит, и эффективное усиление этой моды и ее способность к возбуждению.

Однако задача нахождения спектра излучения лазера выходит за рамки нашей работы. Здесь мы только можем

констатировать, что наличие или отсутствие эквидистантных или неэквидистантных мод в спектре генерации лазера с прямоугольным резонатором не позволяет делать никаких выводов о величине группового показателя преломления, как это сделано в работе [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке программ Президиума РАН «Квантовые наноструктуры» и ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», а также ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 годы» (Госконтракт № 02.513.11.3168) и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ № НШ-6055.2006.02.

1. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 377 (2002).
2. Брагинский В.Б., Ильченко В.С. *ДАН СССР*, **32**, 307 (1987).
3. Gorodetsky M.L., Savchenkov A.A., Ilchenko V.S. *Opt. Lett.*, **21**, 453 (1996).
4. Poon A.W., Courvoisier F., Chang R.K. *Opt. Lett.*, **26**, 632 (2001).
5. Guo W.H., Huang Y.Z., Lu Q.Y., Yu L.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 1563 (2003).
6. Guo W.H., Huang Y.Z., Lu Q.Y., Yu L.J. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 479 (2004).
7. Garrett C.G.B., Kaiser W., Bond W.L. *Phys. Rev.*, **124**, 1807 (1961).
8. Страхов В.П. *ЖЭТФ*, **123**, 1276 (2003).
9. Страхов В.П. *ЖЭТФ*, **126**, 469 (2006).
10. Адамс М. *Введение в теорию оптических волноводов* (М.: Мир, 1984).
11. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
12. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).