

# Поверхностные интегрированные дифракционные решетки высших порядков для полупроводниковых лазеров

В.В.Золотарев, А.Ю.Лешко, Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, Я.В.Лубянский, Н.В.Воронкова, И.С.Тарасов

*Проведены теоретические и экспериментальные исследования поверхностных дифракционных решеток высокого порядка дифракции, выполняющих роль распределенного брэгговского зеркала (РБЗ) в полупроводниковых лазерах ( $\lambda = 1030$  нм) мезаполосковой конструкции. Установлено, что интерферирующие моды излучения высших порядков (ИМИВП), распространяющиеся вне плоскости волновода, оказывают определяющее влияние на спектры отражения и пропускания РБЗ. Снижение коэффициента отражения РБЗ, связанное с повышением дифракционной эффективности данных мод, может составлять 80% и более. Теоретически показано, что интенсивность ИМИВП определяется геометрической формой штриха РБЗ. Экспериментально продемонстрировано, что данные нерезонаторные моды излучения обуславливают паразитные оптические потери на выход в резонаторе лазера. Получено, что при неоптимальной геометрической форме штриха суммарная внешняя квантовая дифференциальная интенсивность паразитного лазерного излучения может превышать 45%, что составляет больше половины генерируемой оптической мощности. Приведена оптимальная геометрическая форма штриха РБЗ – трапецевидная с минимальной шириной основания клина в глубине штриха. Экспериментально показано, что при такой геометрии происходит существенное снижение мощности ИМИВП и обеспечивается минимизация паразитных оптических потерь на выход.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, распределенная обратная связь, брэгговские решетки.

## 1. Введение

Полупроводниковый лазер с распределенным брэгговским зеркалом (РБЗ) или распределенной обратной связью (РОС) является базовым элементом интегральной оптоэлектроники. Основой такого лазера служит распределенный диспергирующий элемент – дифракционная брэгговская решетка (ДБР). Изготовление внутренней интегрированной ДБР усложняет процесс создания полупроводникового лазера [1], поскольку ее формирование и эпитаксиальное зарастание являются технологически процессами повышенной сложности. Поэтому необходимость увеличения спектральной плотности излучения полупроводниковых излучателей, особенно мощных полупроводниковых лазеров, требует поиска новых технологических подходов. Современная концепция ДБР состоит в создании поверхностных диспергирующих элементов как для одномодовых [2], так и для многомодовых [3, 4] полупроводниковых лазеров. Это позволяет перейти к более простой технологии и расширить возможности топологии полупроводникового лазера как интегрально-го элемента. Второй составляющей концепции поверхностных ДБР является переход к высоким порядкам дифракции, что существенно упрощает и удешевляет технологический процесс изготовления решеток [5, 6]. Однако

применение поверхностных ДБР с высоким порядком дифракции приводит к проявлению новых особенностей, среди которых есть как положительные, так и отрицательные.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследованы свойства дифракционной брэгговской решетки с высоким порядком дифракции, сформированной методом реактивного ионного травления на поверхности лазерной гетероструктуры с раздельным ограничением на основе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs.

## 2. Расчетная модель поверхностной ДБР с высоким порядком дифракции

Основными характеристиками поверхностной дифракционной решетки, выполняющей роль РБЗ, являются ее спектры отражения и пропускания, вид и поведение которых зависит от конструкции волновода, порядка дифракции  $N$ , входящего в условие Брэгга

$$\Lambda = N\lambda/2n_{\text{eff}} \quad (1)$$

( $\Lambda$  – период РБЗ,  $n_{\text{eff}}$  – эффективный показатель преломления диэлектрической среды,  $\lambda$  – длина волны), а также от геометрической формы единичного штриха РБЗ.

В настоящей работе рассматривается плоский диэлектрический волновод, в одном из ограничивающих слоев которого сформировано периодическое изменение показателя преломления (рис. 1). Волновод является составной частью лазерной гетероструктуры на основе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs. Периодическое изменение показателя преломления формируется методом реактивного ионного травления в верхнем эмиттере гетероструктуры. Период неоднородности составляет  $\sim 1$  мкм, что

В.В.Золотарев, А.Ю.Лешко, Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, Я.В.Лубянский, Н.В.Воронкова, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 4 июня 2015 г., после доработки – 31 августа 2015 г.

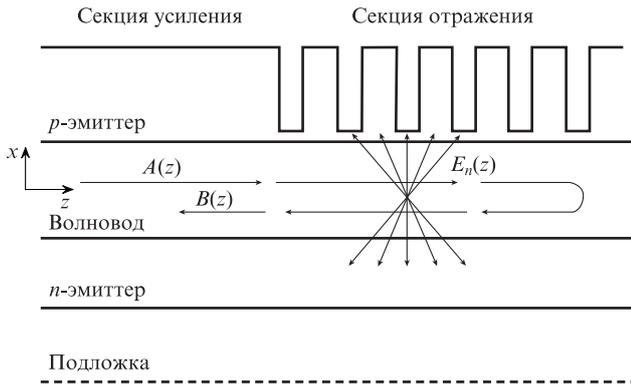


Рис.1. Схематичное изображение плоского диэлектрического волновода с поверхностным РБЗ.

позволяет использовать стандартный технологический процесс фотолитографии. Размер периода обеспечивает высокий порядок дифракции ( $N \gg 1$ ) для длины волны излучения  $\lambda \approx 1.06$  мкм, соответствующей лазерной гетероструктуре. Секция дифракционной решетки является пассивной и электрически изолирована от области протекания тока. Таким образом, дифракционная брэгговская решетка представляет собой пассивное РБЗ, сформированное только за счет периодичности вещественной части показателя преломления.

Представленная ниже расчетная модель позволяет анализировать системы с неоднородностью показателя преломления и усиления для различных конфигураций резонатора (РБЗ или РОС).

Для электромагнитной волны, распространяющейся в плоском диэлектрическом волноводе с периодическим изменением показателя преломления среды, характерно наличие выделенных направлений интерференции излучения, дифрагировавшего на каждой границе неоднородности [7]. Пространственное направление распространения  $j$ -го луча определяется соотношением

$$\Phi_j = 90^\circ + \arcsin(2j/N - 1), \tag{2}$$

где  $|2j/N - 1| \leq 1$ . Таким образом, для первого порядка дифракции ( $N = 1$ ) существуют два луча, распространяющихся в плоскости волновода в направлениях  $\pm z$  (резонаторные моды  $A(z)$  и  $B(z)$  на рис.1). Для случая брэгговского элемента с порядком дифракции  $N > 1$  появляются направления распространения электромагнитного излучения вне плоскости волновода (интерферирующие моды излучения высших порядков (ИМИВП) дифракции,  $E_n(x, z)$  на рис.1). При этом две моды, параллельные оси  $z$ , сохраняются всегда. Спектр отражения для РБЗ определяется отношением амплитуд отраженной ( $\Phi = 180^\circ$ ) и падающей ( $\Phi = 0$ ) волн  $B(z)/A(z)$ .

Теория связанных мод, описывающая распределение электромагнитной волны в периодическом волноводе, впервые была предложена Когельником и Шенки [8] и Яривом [9]. Нами эта теория будет применяться с учетом следующих приближений: электромагнитное излучение обладает только ТЕ поляризацией, вектор  $E$  направлен в латеральной плоскости по оси  $y$  (в дальнейшем индекс « $y$ » будет опущен). Считаем, что в латеральном направлении структура бесконечна, что обусловлено большой шириной полоскового контакта  $W$  ( $W \gg \lambda/n_{\text{эф}}$ ), т.е.  $E_y(x, y, z) \equiv E(x, z)$ .

Решение задачи связанных мод сводится к нахождению решения не зависящего от времени волнового уравнения вида

$$\nabla^2 E(x, z) + k_0^2[\varepsilon(x) + \Delta\varepsilon(x, z)]E(x, z) = 0, \tag{3}$$

где  $k_0$  – волновой вектор в вакууме;  $\varepsilon(x)$  – эффективная диэлектрическая проницаемость волновода;  $\Delta\varepsilon(x, z)$  – периодическая неоднородность диэлектрической проницаемости. Для исследуемой неоднородности справедливы следующие соотношения:

$$\Delta\varepsilon(x, z) = \Delta\varepsilon(x, z + \Lambda), \tag{4}$$

$$\Delta\varepsilon(x, z) = \sum_{m \neq 0} \Delta\varepsilon_m(x) \exp\left(\frac{i2\pi m}{\Lambda} mz\right).$$

Элементы разложения периодической функции диэлектрической проницаемости определяются геометрической формой единичного штриха ДБР:

$$\Delta\varepsilon_m(x) = \frac{n_2^2 - n_1^2}{i2\pi m} \times \left[ \exp\left(\frac{-i2\pi m}{\Lambda} w_2(x)\right) - \exp\left(\frac{-i2\pi m}{\Lambda} w_1(x)\right) \right]. \tag{5}$$

Здесь  $w_1(x)$  и  $w_2(x)$  – функции, задающие форму левой и правой граней штриха соответственно;  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления (рис.2).

Решением уравнения (3) является функция [10]

$$E(x, z) = U(x) [A(z) \exp(i\beta_0 z) + B(z) \exp(-i\beta_0 z)] + \sum_{n=1}^{N-1} E_n(x, z) \exp\left(i \frac{N - 2n}{\Lambda} \pi z\right), \tag{6}$$

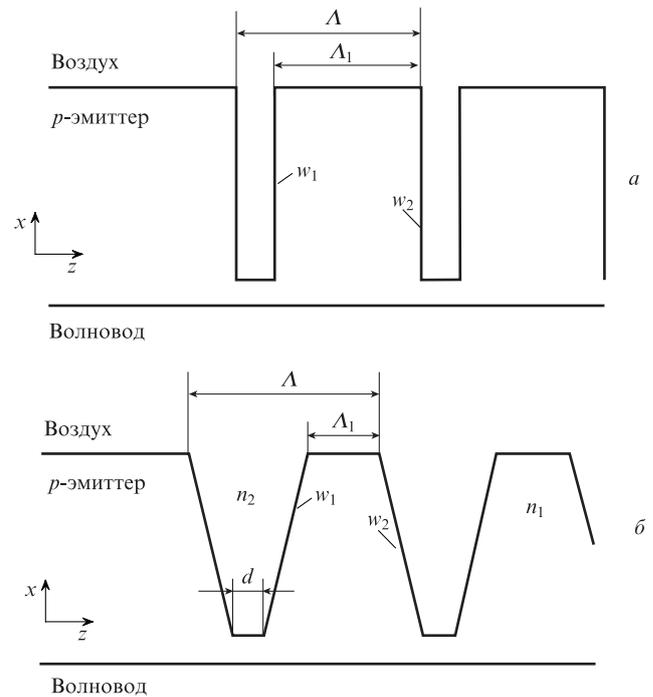


Рис.2. Схематичное изображение РБЗ с прямоугольной (а) и трапециевидной (б) формами штриха.

где  $U(x)$  – распределение электромагнитного поля перпендикулярно плоскости волновода (конфигурация волноводной моды, в нашем случае  $TE_0$ );  $A(z)$  и  $B(z)$  – амплитуды электромагнитного излучения вдоль оси резонатора (резонаторные моды);  $\beta_0 = \pi N/\Lambda$  – волновой вектор брэгговской решетки. Последнее слагаемое в (6) описывает ИМИВП, которые распространяются вне волновода под своими углами к оси резонатора согласно (2), и их число равно  $N-1$ .

Подставляя (6) в (3) и учитывая, что  $A(z)$ ,  $B(z)$  и  $E_n(x, z)$  слабо изменяются вдоль оси  $z$  ( $d^2(A, B, E_n)/dz^2 = 0$ ), получаем систему связанных дифференциальных уравнений для амплитуд  $A(z)$  и  $B(z)$ :

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= i(\Delta\beta - i\kappa_\beta^A)A + i(\kappa + i\kappa_{\text{соуп}}^{BA})B, \\ -\frac{dB}{dz} &= i(\Delta\beta - i\kappa_\beta^B)B + i(\kappa + i\kappa_{\text{соуп}}^{AB})A, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\Delta\beta = \beta - \beta_0 = [(2\pi/\lambda)n_{\text{эф}} + i\alpha] - N\pi/\Lambda$  – разность волнового вектора излучения и волнового вектора РБЗ;  $\alpha > 0$  – внутренние оптические потери в лазерной гетероструктуре;

$$\kappa = \frac{k_0^2}{2\beta} \frac{\int \Delta\varepsilon_N(x) U^2(x) dx}{\int U^2(x) dx} \quad (8)$$

называется коэффициентом связи. Основной вклад в обменное взаимодействие вносит только элемент ряда Фурье (4) с номером, соответствующим порядку дифракции  $N$  в условии Брэгга. Именно эта константа определяет величину непосредственного взаимодействия резонаторных мод  $A(z)$  и  $B(z)$ .

Поправочные коэффициенты  $\kappa_\beta^A$ ,  $\kappa_\beta^B$ ,  $\kappa_{\text{соуп}}^{AB}$  и  $\kappa_{\text{соуп}}^{BA}$  определяются решением волнового уравнения относительно  $E_n(x, z)$ . В случае полностью вещественной связи ( $\kappa = \kappa^*$ , следовательно, отсутствует периодическая неоднородность усиления) и симметричной формы штриха РБЗ ( $w_1(x) = w_2(-x)$  в (5)) выполняются следующие соотношения:  $\kappa_\beta^A = \kappa_\beta^B \equiv \kappa_\beta$ ;  $\kappa_{\text{соуп}}^{AB} = \kappa_{\text{соуп}}^{BA} \equiv \kappa_{\text{соуп}}$ .

В работе [11] эти константы определены с помощью функции Грина для решения волнового уравнения относительно  $E_n(x, z)$ :

$$\begin{aligned} \kappa_\beta &= \sum_{n=1}^{N-1} K_{(n, N-n)}, \quad \kappa_{\text{соуп}} = \sum_{n=1}^{N-1} K_{(n, -n)}, \quad K_{(u, v)} = \frac{ik_0^3}{2n_{\text{эф}}} \\ &\times \iint \Delta\varepsilon_u(x) \Delta\varepsilon_v(x') U(x) U(x') G_{|v|}(x, x') dx dx', \end{aligned} \quad (9)$$

где  $G_\tau(x, x')$  является функцией Грина для уравнения

$$\frac{\partial^2 G_\tau(x, x')}{\partial x^2} + \left[ \varepsilon k_0^2 - \frac{(N-2\tau)^2 \pi^2}{\Lambda^2} \right] G_\tau(x, x') = \delta(x - x').$$

Коэффициент  $\kappa_\beta$  характеризует воздействие мод  $A(z)$  и  $B(z)$  на нерезонаторные моды ИМИВП  $E_n(x, z)$ , при этом величина  $\text{Re}(\kappa_\beta) < 0$  определяет оптические потери на выход, т. е. долю мощности, которую ИМИВП уносят из резонатора лазера, а  $\text{Im}(\kappa_\beta)$  – смещение максимума спектра отражения относительно условия Брэгга (1);  $\kappa_{\text{соуп}}$  харак-

теризует косвенное обменное взаимодействие мод  $A(z)$  и  $B(z)$  через ИМИВП.

Важно отметить, что наличие коэффициентов  $\kappa_\beta$  и  $\kappa_{\text{соуп}}$  обусловлено именно учетом ИМИВП. Для проведения сравнительного анализа ниже будут приведены результаты численных расчетов для двух случаев. В первом случае в решении (6) мы пренебрегаем наличием ИМИВП, т. е. полагаем  $E_n(x, z) = 0$ , и, как следствие,  $\kappa_\beta = \kappa_{\text{соуп}} = 0$ . Во втором случае решение волнового уравнения находим с учетом  $E_n(x, z) \neq 0$ .

В выражения (8) и (9) входят элементы ряда Фурье (4), которые зависят от геометрической формы штриха РБЗ. Следовательно, форма штриха оказывает непосредственное воздействие как на интенсивность обмена энергией между резонаторными модами, так и на величину вывода энергии из резонатора посредством ИМИВП.

Подробное решение системы (7) приведено в работах [10–12], поэтому мы определим только интересующий нас коэффициент отражения РБЗ при следующих граничных условиях: 1) волна падает на РБЗ в точке  $z = 0$  с амплитудой  $A(0)$ ; 2) РБЗ имеет длину  $L$  и при  $z = L$  отсутствует отражение на торце. Таким образом, мода  $B(z)$  появляется только вследствие обменного взаимодействия ( $B(L) = 0$ ). При данных граничных условиях коэффициенты отражения и пропускания РБЗ определяются следующими выражениями:

$$r_{\text{DBR}} = B(0)/A(0), \quad R_{\text{DBR}} = |r_{\text{DBR}}|^2, \quad (10)$$

$$t_{\text{DBR}} = A(L)/A(0), \quad T_{\text{DBR}} = |t_{\text{DBR}}|^2.$$

### 3. Свойства поверхностной ДБР с высоким порядком дифракции

Расчеты выполнялись согласно приведенной выше модели для волновода  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  толщиной 1.7 мкм. Период РБЗ  $\Lambda$  составлял 2.4 мкм, что соответствует  $N = 16$  для длины волны  $\lambda \approx 1030$  нм. Глубина решетки была на 0.1 мкм меньше толщины эмиттера. Выбор геометрической формы решетки определялся технологическими условиями ее изготовления. С учетом возможностей реактивного ионного травления выбор был сделан в пользу прямоугольной и трапециевидной форм штриха решетки (см. рис.2).

На рис.3,а представлены типичные спектры отражения и пропускания РБЗ без учета ИМИВП. При этом максимальное значение коэффициента отражения ограничивается только внутренними оптическими потерями в гетероструктуре (при достаточной длине решетки). Длина волны максимума отражения совпадает с длиной волны условия Брэгга (1). Рассмотрение с учетом ИМИВП (рис.3,б) приводит к изменению формы спектров и их экстремальных значений. В данном случае длина волны максимума отражения смещается относительно брэгговской длины волны, а интенсивность излучения в спектре пропускания снижается. Эти особенности обусловлены учетом внешних потерь оптической энергии ИМИВП. Величина оптических потерь на РБЗ ( $1-R-T$ ) хорошо иллюстрирует этот вклад (рис.3,в). Если не учитывать ИМИВП, то потери на РБЗ отсутствуют и  $R+T=1$  (рис.3,г, сплошная линия). В случае учета нерезонаторных мод

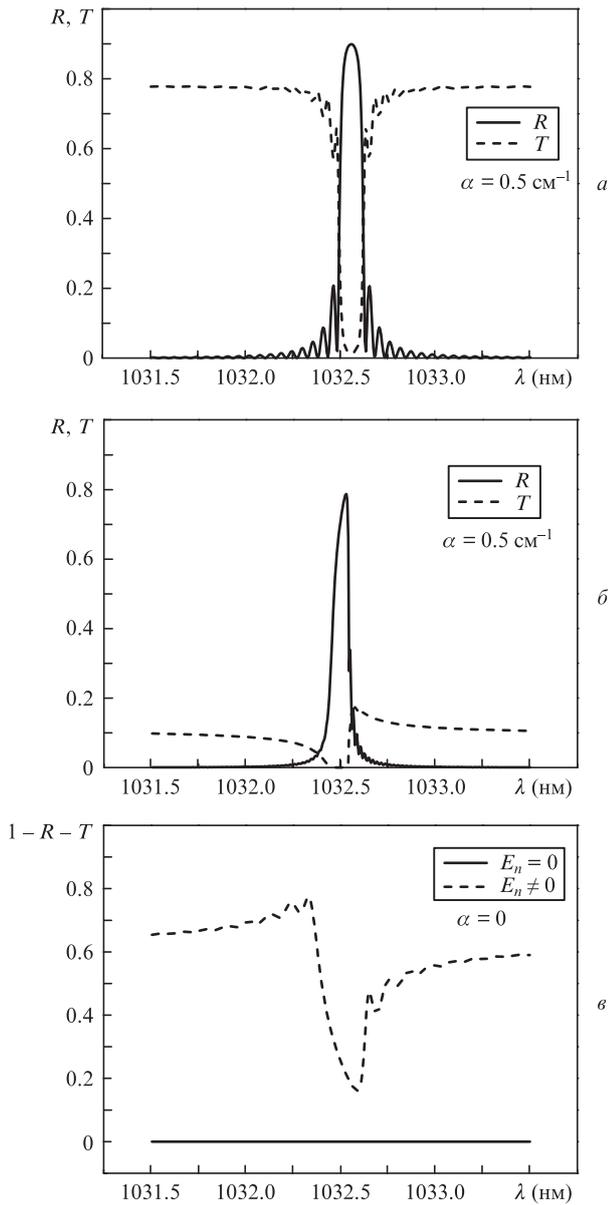


Рис.3. Расчетные спектры отражения и пропускания РБЗ без учета (а) и с учетом ИМИВП (б), а также расчетные спектры потерь на РБЗ с нулевыми внутренними потерями в лазерной гетероструктуре (в).

$1 - R - T > 0$  (рис.3,в, штриховая линия), что объясняется наличием внешних потерь оптической мощности.

Как уже отмечалось выше, определяющим фактором обменного взаимодействия высших мод с резонаторными модами  $A(z)$  и  $B(z)$  является геометрическая форма штриха решетки. Для определения характера данного влияния были проведены расчеты коэффициентов отражения прямоугольного и трапециевидного РБЗ с различными геометрическими параметрами.

На рис.4,а показан график зависимости максимума спектра отражения РБЗ от фактора заполнения штрихов  $D = \Lambda_1/\Lambda$  (см. рис.2,а) в случае прямоугольной формы штриха. Штриховой линией представлены результаты расчетов без учета ИМИВП. В спектре присутствуют точки нулевого отражения, которым соответствует максимальное пропускание РБЗ. При этом максимально достижимые пики отражения (максимумы на данном графике) одинаковы по величине. Количество точек максимально-

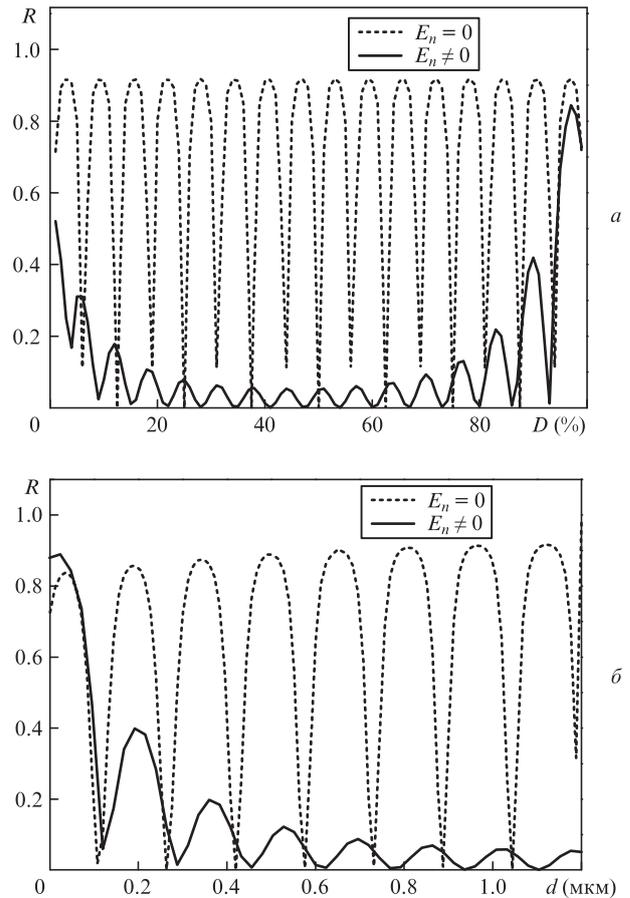


Рис.4. Расчетные зависимости максимума отражения от геометрических параметров штриха РБЗ для прямоугольной (а) и трапециевидной (б) форм штриха.

го отражения соответствует порядку дифракции Брэгга  $N = 16$ . Сплошной линией на рис.4,а представлена аналогичная зависимость, полученная с учетом ИМИВП. Помимо точек нулевого отражения, в зависимости наблюденияется снижение коэффициента отражения РБЗ, особенно в окрестности  $D = 50\%$ . Максимальное значение  $R$  соответствует максимальному фактору заполнения штриха и определяется окном в маске фоторезиста. Результаты расчетов свидетельствуют о том, что для достижения высокоотражающего РБЗ необходимо контролировать форму штриха и снижать размер области травления. Технология фотолитографии не позволяет получить окно размером  $\sim 100 \text{ нм}$ , что делает невозможным достижение максимального коэффициента отражения. Ввиду этого, были выполнены расчеты для трапециевидной формы штриха РБЗ (см. рис.2,б).

На рис.4,б представлена зависимость максимума коэффициента отражения от ширины основания клина области травления  $d$  для штриха трапециевидной формы. Число максимумов на графиках в этом случае вдвое меньше. При учете ИМИВП и заданном размере верхнего основания штриха  $\Lambda_1$ , которое определяется маской фоторезиста, изменение наклона стенок штриха от пилообразных ( $d = 0$ ) до вертикальных ( $d = \Lambda - \Lambda_1$ ) ведет к снижению  $R$ . Таким образом, для получения высокоотражающего РБЗ при сохранении стандартного технологического процесса необходимо применять трапециевидную форму решетки с минимальным размером  $d$  в глубине штриха.

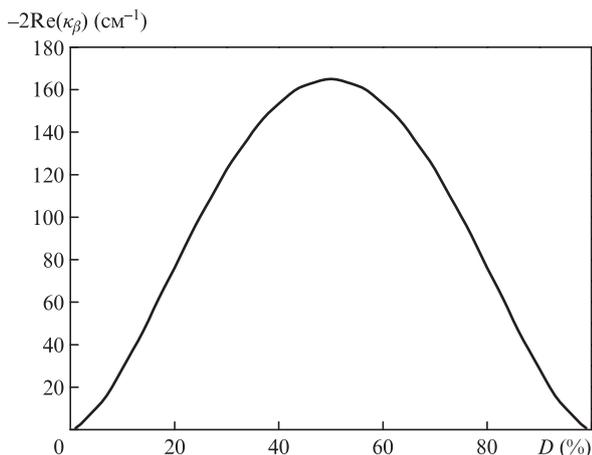


Рис.5. Расчетная зависимость вещественной части поправочного коэффициента связи  $k_{\beta}$ , определяющего внешние оптические потери РБЗ, от фактора заполнения прямоугольного штриха.

Снижение коэффициента отражения РБЗ связано с мощностью ИМИВП  $E_n$ . Ее увеличение приводит к возрастанию вывода излучения из резонатора. На рис.5 представлена зависимость величины оптических потерь на выход посредством ИМИВП ( $-2\text{Re}(k_{\beta})$ ) от фактора заполнения  $D$  для штриха прямоугольной формы. При  $\Lambda_1 = \Lambda/2$  ( $D = 50\%$ ) потери максимальны, и, соответственно, минимальна отражательная способность в РБЗ (рис.4,а). Снижение  $R$  связано с увеличением дифракционной эффективности РБЗ для интерферирующих мод, поэтому подавляющая часть оптической мощности выводится из резонатора вне плоскости волновода.

Расчеты показали, что форма штриха РБЗ определяет распределение мощности между всеми (резонаторными и нерезонаторными) модами. Таким образом, при заданных периоде РБЗ и параметрах волновода варьирование формы штриха позволяет управлять оптической мощностью, выводимой из резонатора.

#### 4. Экспериментальные исследования свойств поверхностной ДБР с высоким порядком дифракции

Экспериментальные образцы представляли собой лазер с РБЗ. Лазер изготовлен на основе двойной гетероструктуры раздельного ограничения в системе твердых растворов AlGaAs/AlGaAs/InGaAs и состоит из двух секций. Секция усиления имеет стандартную мезополосковую конструкцию с нанесенным омическим контактом. Ширина области усиления  $W = 100$  мкм, длина – 3 мм. Секция отражения электрически пассивна, ее длина составляет 1 мм. Торцевые грани резонатора образованы естественными сколами. Образцы монтировались на медный теплоотвод как  $p$ -, так и  $n$ - контактом. Геометрическая форма решетки была трапециевидная с шириной основания  $d = 0.35$  мкм (рис.6,а). Исследовались лазеры с периодом РБЗ 2.4 и 3.5 мкм.

Были измерены спектры и ватт-амперные характеристики излучения, выходящего с торцевой грани резонатора со стороны секции усиления. Также были определены внутренние оптические потери в лазерной гетероструктуре, составившие  $0.5 \text{ см}^{-1}$ . Спектр генерации соответствовал условию Брэгга  $\lambda \approx 1032 \text{ нм}$ , ширина спектра  $\delta\lambda <$

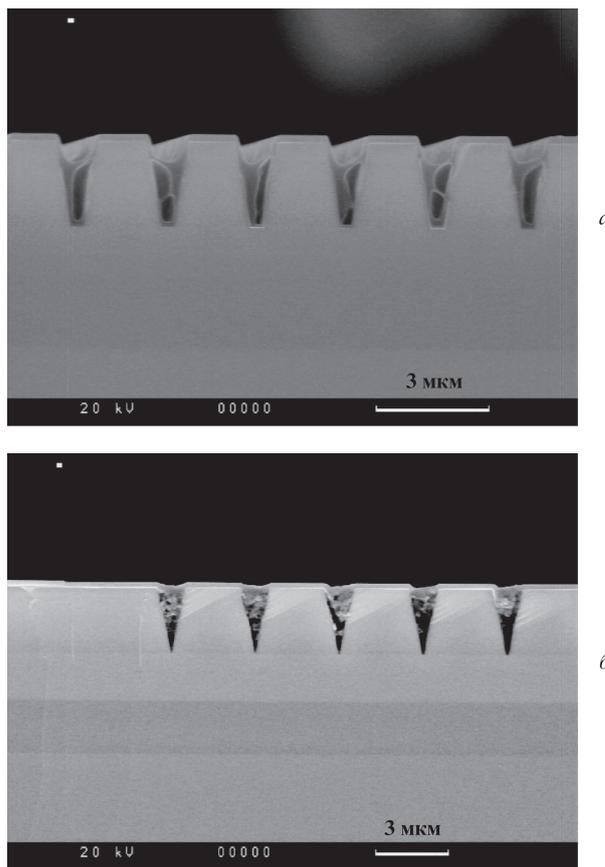


Рис.6. Полученные на электронном микроскопе изображения поверхностных РБЗ с периодом штрихов  $\Lambda = 2.4$  мкм и шириной основания  $d = 0.35$  мкм (а) и  $\Lambda = 3.5$  мкм и  $d < 0.05$  мкм (б).

0.2 нм. Внешняя дифференциальная эффективность лазера составляла 25%.

С целью исследования ИМИВП измерялись диаграммы направленности излучения в широком диапазоне углов. На рис.7 показана картина дальнего поля для РБЗ-лазеров, смонтированных  $p$ -эмиттером вверх, с  $N = 16$  ( $\Lambda = 2.4$  мкм). Широкий максимум при  $\Phi = 0$  соответствует излучению из торцевого зеркала лазера со стороны секции усиления. С противоположной грани лазера ( $\Phi = 180^\circ$ ) излучение практически отсутствует. Острые пики соответствуют излучению интерферирующих мод высших порядков, выходящему с поверхности РБЗ. На рис.8 схематически представлено распространение излучения со-

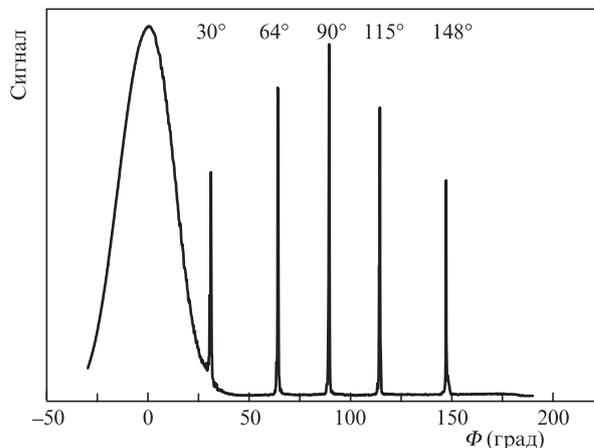


Рис.7. Диаграмма направленности излучения лазера с РБЗ.

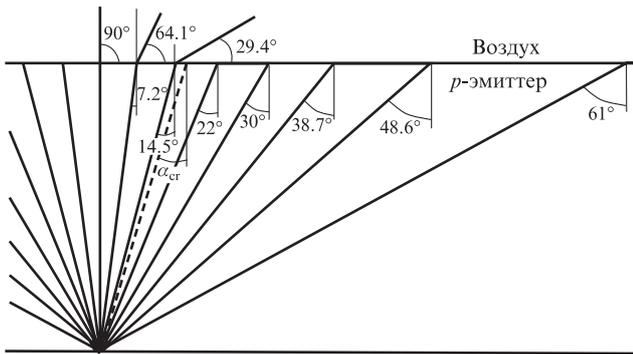


Рис.8. Схематическое изображение углов распространения дифрагированных мод высших порядков для  $N = 16$  ( $\alpha_{ср}$  – угол полного внутреннего отражения).

гласно формуле (1) для  $N = 16$  на границе  $p$ -эмиттер – воздух лазерной гетероструктуры. Штриховой линией отмечен угол полного внутреннего отражения. Из сопоставления рис.7 и 8 видно, что в эксперименте наблюдались лишь те лучи, которые распространяются под углом, меньшим угла  $\alpha_{ср}$ , т.е. наблюдается только часть ИМИВП.

Результаты измерения дальнего поля, представленные на рис.7, также характерны и для излучения, выходящего через подложку. Следовательно, оптическую энергию из резонатора лазера уносят  $2(N-1)$  лучей, характеризующих ИМИВП. Аналогичные экспериментальные результаты получены для РБЗ с  $N = 23$  ( $\Lambda = 3.5$  мкм).

Измеренный спектр мод излучения высших порядков совпадал со спектром излучения с торца лазера. Ватт-амперные характеристики мод излучения высших порядков ( $N = 16$ ) представлены на рис.9. Внешняя дифференциальная квантовая эффективность  $\eta_{диф}$  каждой моды составляет около 1%. Поскольку, согласно экспериментальным данным (рис.7), излучение испытывает преломление на границе воздух–эмиттер, то при измерении ватт-амперной характеристики регистрируется только часть оптической мощности интерферирующей моды. Доля отраженной мощности интерферирующей моды на границе раздела двух сред достигает 30%–50% (согласно формулам Френеля она зависит от угла падения). Оценочная суммарная внешняя квантовая дифференциальная эффективность всех ИМИВП составляет примерно 45%. Таким образом, лазер с трапециевидной формой штриха РБЗ с шириной основания клина  $d = 0.35$  мкм имеет паразитные потери на выход более 45%.

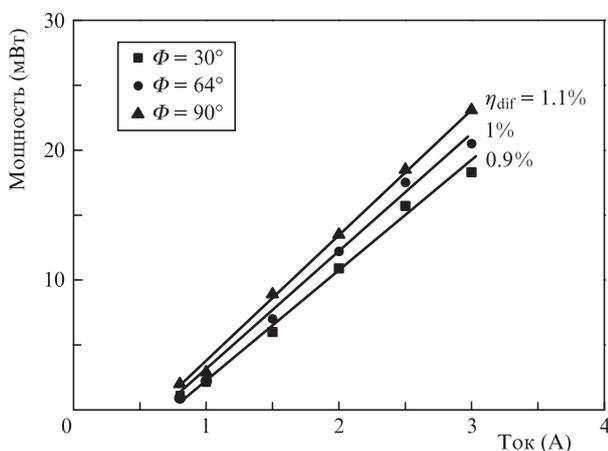


Рис.9. Ватт-амперные характеристики различных ИМИВП, детектируемых с поверхности РБЗ (см. рис.7).

Измерение картины дальнего поля в латеральном направлении в плоскости волновода показало наличие ИМИВП, распространяющихся под теми же углами. Излучение в латеральном направлении появляется вследствие краевых эффектов на торцах штрихов РБЗ на границе мезаструктуры. Распространяющееся в плоскости волновода излучение испытывает поглощение в активной области, что не позволяет измерить уровень его мощности. Однако ясно, что потери оптической мощности в резонаторе только возрастают.

Экспериментальное исследование образцов РБЗ с трапециевидной формой штриха при ширине основания  $d < 0.05$  мкм (см. рис.6,б) показало, что картины дальнего поля таких образцов содержат характерные узкие полосы излучения с поверхности РБЗ. При этом уровень оптической мощности ИМИВП сопоставим с уровнем спонтанного излучения, наблюдаемого через поверхность решетки, что не позволяет экспериментально определить внешнюю квантовую дифференциальную эффективность таких мод, но свидетельствует о значительном снижении оптических потерь, обусловленных наличием паразитного излучения ИМИВП.

## 5. Обсуждение полученных результатов

Полученные в работе экспериментальные и теоретические результаты показали, что основной причиной возникновения потерь в резонаторе лазера с РБЗ является наличие паразитного выходного излучения ИМИВП. Параметром, определяющим распределение мощности излучения между резонаторными и нерезонаторными модами, является геометрическая форма штриха решетки. В случае прямоугольной формы штриха высокий коэффициент отражения ( $R > 90\%$ ) достигается при минимальной ширине протравленной области, что ограничивает применимость технологии фотолитографии. Трапециевидная форма штриха РБЗ позволяет достичь высокого отражения при минимальной ширине основания штриха в глубине протравленной области для микронных размеров маски фоторезиста. Поэтому именно клиновидная форма протравленной области является оптимальной и обеспечивает минимальные паразитные потери на выход.

Экспериментальные измерения мощности ИМИВП для случая штриха РБЗ трапециевидной формы с  $d = 0.35$  мкм показали, что на данные моды приходится более половины генерируемой лазером мощности и с ними связаны паразитные оптические потери на выход. При этом важно отметить, что РБЗ не увеличивает внутренние оптические потери в волноводе. Таким образом, использование РБЗ со штрихами оптимальной геометрической формы позволит создать высокоэффективный отражательный элемент резонатора. Показано, что в случае трапециевидной формы штрихов РБЗ с минимальной шириной основания ( $d = 0.05$  мкм) поверхностное излучение мод сохраняется, но паразитные внешние оптические потери снижаются до минимума.

## 6. Заключение

Проведены теоретические и экспериментальные исследования поверхностных дифракционных решеток высокого порядка, выполняющих роль распределенного брэгговского зеркала в полупроводниковых лазерах ( $\lambda =$

1030 нм) мезаполосковой конструкции. Установлено, что учет ИМИВП, распространяющихся вне плоскости волновода, играет определяющую роль при характеристике спектров отражения и пропускания РБЗ. Теоретически показано, что мощность излучения ИМИВП определяется геометрической формой штриха РБЗ. Неоптимальная геометрическая форма штриха РБЗ повышает мощность нерезонаторных мод и снижает коэффициент отражения РБЗ более чем на 80%; последнее обусловлено повышением дифракционной эффективности для нерезонаторных мод. Именно наличие ИМИВП, проявляющихся в виде набора лучей с малой дифракционной расходимостью излучения с поверхности РБЗ, и обуславливают паразитные оптические потери на выход в резонаторе лазера. Показано, что в экспериментальных образцах с неоптимальной геометрической формой штриха РБЗ внешняя квантовая дифференциальная эффективность паразитного излучения ИМИВП достигает 45%, поэтому паразитные оптические потери составляют более половины выходной мощности. Продемонстрировано, что для РБЗ с наиболее технологически удобной трапециевидной формой штриха максимальное отражение достигается при минимальной ширине основания в глубине протравленной области, а паразитные оптические потери на выход при такой геометрии минимизированы.

Таким образом, для получения высокоотражательно-го элемента РБЗ необходимо прецизионно контролировать форму штриха решетки. При этом наличие мод излучения высших порядков открывает перспективы созда-

ния лазера с выводом излучения через поверхность с малой дифракционной расходимостью излучения.

Работа выполнена в соответствии с программой ОФН РАН III-7.

1. Nguyen T.-P., Schiemangk M., Spießberger S., Wenzel H., Wicht A., Peters A., Erbert G., Tränkle G. *Appl. Phys. B*, **108**, 767 (2012).
2. Zimmerman J.W., Price R.K., Reddy U., Dias N.L., Coleman J.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **19**, 1503712 (2013).
3. Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Слипенко С.О., Бахвалов К.В., Лубянский Я.В., Растегаева М.Г., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **44**, 907 (2014).
4. Fricke J., Bugge F., Ginolas A., John W., Klehr A., Matalla M., Ressel P., Wenzel H., Erbert G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **22**, 284 (2010).
5. Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Слипенко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Арсентьев И.Н., Вавилова Л.С., Бахвалов К.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **47**, 124 (2013).
6. Fricke J., Wenzel H., Matalla M., Klehr A., Erbert G. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 1149 (2005).
7. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981, т. 1).
8. Kogelnik H., Shank C.V. *J. Appl. Phys.*, **43**, 2327 (1972).
9. Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 919 (1973).
10. Streifer W., Scifres D., Burnham R.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **13**, 134 (1977).
11. Shams-Zadeh-Amiri A.M., Jin Hong, Xun Li, Huang Wei-Ping. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 1421 (2000).
12. Wenzel H., Guther R., Shams-Zadeh-Amiri A.M., Bienstman P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 64 (2006).