

Дифракционные решетки с отражением в высоком порядке для мощных полупроводниковых лазеров

© В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, А.Н. Петрунов, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова[†], И.С. Шашкин, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 июля 2011 г. Принята к печати 1 августа 2011 г.)

Для осуществления селективной обратной связи в полупроводниковом лазере предложено создавать в одном из эмиттеров глубокую дифракционную решетку с большим периодом (~ 2 мкм). Расчеты частотной зависимости коэффициента отражения в 12-м порядке дифракции для прямоугольных, треугольных и трапециевидных дифракционных решеток показали, что для получения максимального коэффициента отражения волноводной моды в лазерной структуре следует использовать дифракционную решетку глубиной ~ 2 мкм прямоугольной или трапециевидной формы. С использованием фотолитографических методов и реактивного ионного травления в эмиттере $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ лазерной структуры $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ были созданы глубокие дифракционные решетки трапециевидной формы с большим периодом.

1. Введение

Мощные полупроводниковые лазеры имеют многомодовый спектр излучения, который значительно расширяется при увеличении тока накачки и соответственно при увеличении выходной оптической мощности лазера [1]. Наличие широкого спектра излучения затрудняет применение полупроводниковых лазеров, например, в системах оптической накачки, а это одно из важнейших применений мощных полупроводниковых лазеров. Для сужения спектра генерации мощного многомодового полупроводникового лазера необходимо проводить селекцию продольных мод лазера, т.е. осуществлять выбор определенной полосы частот из широкого спектрального диапазона, используя дополнительные диспергирующие элементы.

В настоящей работе в качестве такого элемента предложено использовать дифракционную решетку (ДР) с большим периодом, $\Lambda \approx 2$ мкм, расположенную внутри одного из эмиттеров лазера $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, излучающего на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм. При использовании ДР с таким большим периодом отражение происходит в 12-м порядке дифракции. Аналогичные решетки с отражением в 6-м порядке дифракции были реализованы в работе [2]. Преимущество ДР с большим периодом заключается в том, что они могут быть созданы с помощью хорошо разработанных методов фотолитографии и технологии ионно-плазменного травления.

Интерес к взаимодействию света с периодическими неоднородностями коэффициента преломления, связанный с возможностью создания лазеров с распределенной обратной связью (РОС) (в отличие от обратной связи за счет отражения на зеркалах резонатора Фабри–Перо), возник еще в 70-е годы прошлого века, вскоре после создания полупроводниковых лазеров, работающих при комнатной температуре. В лазерах с РОС показатель преломления или коэффициент усиления периодически зависят от координаты.

Использовать брэгговское отражение света от объемной периодической неоднородности для создания обратной связи в лазерах было предложено в работе [3], в которой также была развита теория связанных волн для периодических структур. РОС осуществляется при выполнении брэгговского условия, когда период неоднородности Λ равен целому числу полуволн генерируемого света:

$$\Lambda = m \frac{\lambda}{2n}, \quad (1)$$

где m — порядок дифракции (целое число), λ — длина волны в вакууме, n — показатель преломления среды.

В работах [4,5] для создания РОС было предложено использовать поверхностную периодическую неоднородность (дифракционную решетку), сосредоточенную на поверхности водновода, которая также может достаточно интенсивно осуществлять вывод излучения. Для проверки данной идеи были созданы лазерные структуры с поверхностной периодической неоднородностью в виде брэгговских зеркал, в которых области с ДР и область усиления (область протекания тока) были пространственно разделены. Однако проведенные экспериментальные исследования показали, что через брэгговские зеркала можно выводить излучение только небольшой мощности, причем интенсивность выводимого пучка оказалась существенно неоднородной по длине брэгговского зеркала.

В работе [6] был проведен расчет частотной зависимости коэффициента отражения волноводных мод для мелкой ДР с использованием теории возмущения. В [6] учитывались излучение через гофрированную поверхность и наличие оптических потерь в лазерной структуре.

Цель данной работы заключалась в получении длинных ДР с большим периодом для создания в лазерной структуре обратной связи в 12-м порядке дифракции. Следует отметить, что применение длинных ДР (длиной

[†] E-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru

0.5–3.0 мм) с большим периодом стало возможным благодаря совершенным лазерным структурам с рекордно низкими внутренними оптическими потерями (менее 1 см^{-1}) [7].

Сначала были рассчитаны частотные зависимости коэффициента отражения в гетероструктурах с ДР разных типов: прямоугольной, треугольной и трапециевидной.

2. Методика расчета спектральных зависимостей коэффициента отражения

В гетероструктуре с ДР когерентная связь между волнами, распространяющимися в противоположных направлениях, осуществляется только для волн, удовлетворяющих условию Брэгга (1). В лазерной структуре усиливаться будут только эти волны, что и приведет к спектральной селекции излучения.

На рис. 1 схематически изображен волновод, окруженный n - и p -эмиттерами, с ДР на границе одного из эмиттеров и воздуха. Основной целью проведенного теоретического исследования являлось определение параметров ДР для получения максимального коэффициента отражения излучения, распространяющегося по волноводу. Основными параметрами ДР являются: наименьшее расстояние от волновода до ДР (d), расстояние от центра волновода до верхней границы ДР (L), глубина ДР (d_g), период ДР Λ , геометрическая форма ДР, заполненная часть периода прямоугольной ДР Λ_1 . Для вычисления коэффициента отражения от ДР необходимо связать амплитуды волн, распространяющихся в волноводе в противоположных направлениях. Для этого следует решить волновое уравнение с периодической зависимостью диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon(y, z)$ от координат в области ДР:

$$\Delta E + \varepsilon(y, z)k_0^2 E = 0, \tag{2}$$

$$\varepsilon(y, z) = \varepsilon(y) + \Delta\varepsilon(y, z), \tag{3}$$

где E — амплитуда электрического поля, $k_0 = \omega_0/c$, ω_0 — частота света в вакууме, c — скорость света в вакууме; $\Delta\varepsilon(y, z)$ — изменения диэлектрической проницаемости среды в области ДР. Учет периодических изменений $\varepsilon(y, z)$ приводит к возникновению системы уравнений связанных волн, из решения которой видно, что спектр волноводной моды имеет запрещенную область частот и волны с такими частотами будут испытывать наибольшее отражение от периодической структуры [5]. Эта область возникает вследствие брэгговских отражений волноводной моды подобно тому, как из-за брэгговских отражений от кристаллической решетки возникают запрещенные зоны в спектре электронов.

Согласно [8], амплитудный коэффициент отражения от ДР имеет вид

$$R(q) = \frac{q - \Delta\beta}{K} = -\frac{K}{1 + \Delta\beta}, \tag{4}$$

где q — волновой вектор связанных мод,

$$q = \pm\sqrt{\Delta\beta^2 - K^2}, \tag{5}$$

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0, \quad \beta_0 = \pi m/\Lambda, \quad \beta = nk_0 + i\alpha_{\text{int}}. \tag{6}$$

Здесь постоянная распространения $\beta \approx \beta_z$ для нулевых мод, n — показатель преломления среды, α_{int} — внутренние оптические потери, β_0 — брэгговское значение постоянной распространения, знаки (\pm) в (5) соответствуют падающей и отраженной волнам. Коэффициент

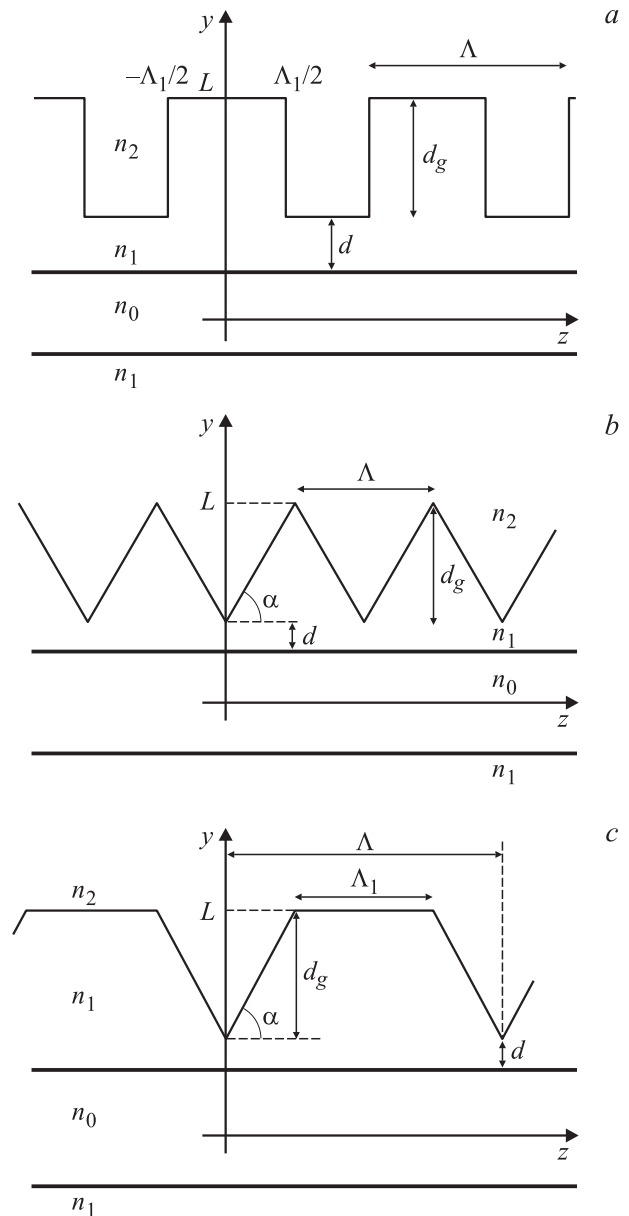


Рис. 1. Схематическое изображение полупроводниковой лазерной структуры с дифракционной решеткой внутри эмиттера. n_0 — показатель преломления волновода, n_1 — показатель преломления эмиттеров, n_2 — показатель преломления внешней среды, d — расстояние от волновода до решетки, d_g — глубина решетки, Λ — период решетки, L — расстояние от центра волновода до верха решетки. Решетки: a — прямоугольная, ширина „зубца“ Λ_1 , фактор заполнения Λ_1/Λ ; b — треугольная; c — трапециевидная, ширина „плато“ Λ_1 .

связи падающей и отраженной волн K определяется из выражения

$$K = \frac{k_0^2}{2\beta} \frac{\int \Delta\epsilon_m(y)\varphi^2(y)dy}{\int \varphi^2(y)dy}, \quad (7)$$

где $\varphi(y)$ — поперечное распределение электромагнитного поля в многослойной гетероструктуре без ДР, $\Delta\epsilon_m$ — фурье-компонента периодической диэлектрической проницаемости в области ДР.

3. Прямоугольная решетка

Сначала была исследована прямоугольная ДР (рис. 1, *a*). Изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(y, z)$ считалось равным $n_1^2 - n_2^2$ на границе внутри решетки и нулевым вне ее. Тогда $\Delta\epsilon$ с учетом разложения в ряд Фурье имеет вид

$$\Delta\epsilon_m = (n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin(\pi m \Lambda_1 / \Lambda)}{\pi m}, \quad (8)$$

а коэффициент связи (7) определяется соотношением

$$K = \frac{k_0^2}{2\beta} (n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin(\pi m \Lambda_1 / \Lambda)}{\pi m} \Gamma, \quad (9)$$

где Γ — фактор оптического ограничения, равный

$$\Gamma = \int_{L-d_g}^L \varphi^2(y)dy / \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^2(y)dy, \quad (10)$$

d_g — глубина решетки, L — расстояние от центра волновода до верхней границы ДР (рис. 1, *a*).

Из выражения (9) видно, что если $m\Lambda_1/\Lambda$ — целое число, то коэффициент связи K обращается в нуль; при этом и коэффициент отражения брэгговского зеркала (4) также будет равен нулю.

Исследовались селективные свойства ДР на поверхности лазера InGaAs/GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с длиной волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм. Решетка находится внутри одного из Al_{0.3}Ga_{0.7}As-эмиттеров на границе с воздухом. Волновод лазера состоит из GaAs. Были проведены расчеты коэффициента отражения волноводной моды в 12-м порядке дифракции, который в исследуемой структуре возникает в решетке с периодом $\Lambda = 1.9$ мкм. В расчетах использовались следующие параметры: $n_0 = 3.34$, $n_1 = 3.19$, $n_2 = 1$, глубина ДР $d_g = 0.1 - 1.9$ мкм (рис. 1). Рассматривались ДР вблизи волновода ($d = 0.1$ мкм) и удаленная от волновода ($d = 1.9$ мкм).

На основе формул (4)–(6) и (9), (10) были рассчитаны частотные зависимости (спектры) коэффициента отражения для прямоугольной ДР (рис. 1, *a*) при изменении: а) фактора заполнения Λ_1/Λ , б) расстояния от волновода до ДР, в) глубины ДР.

Расчеты показали, что, как следует из выражения (9): при $\Lambda_1/\Lambda = 0.5$ коэффициент отражения равен нулю;

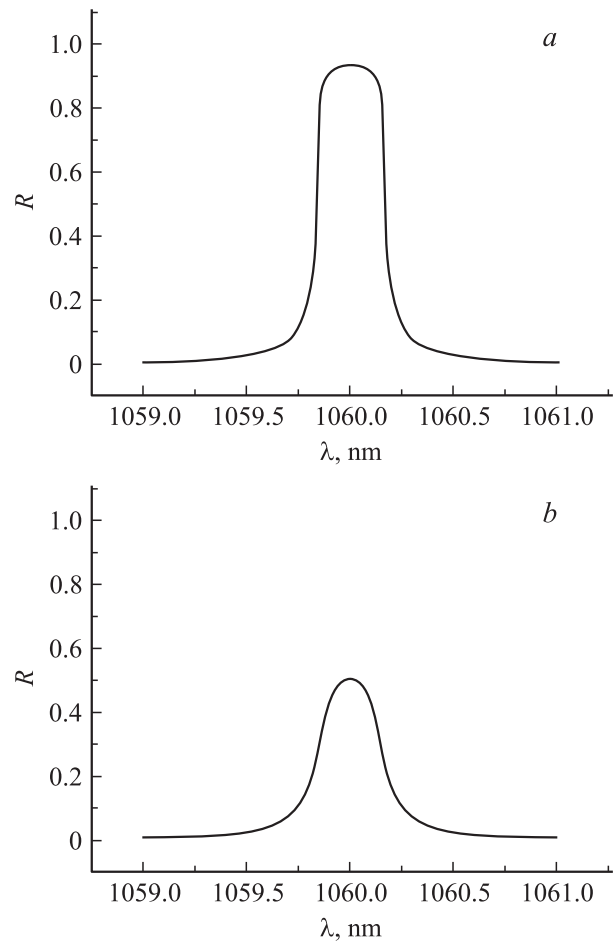


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента отражения в 12-м порядке дифракции глубокой прямоугольной дифракционной решетки. $d_g = 1.9$ мкм, $\Lambda = 1.9$ мкм, $d = 0.1$ мкм; $\Lambda_1/\Lambda = 0.9$. Внутренние оптические потери α_{int} , см⁻¹: *a* — 1, *b* — 10.

коэффициент отражения для ДР с факторами заполнения Λ_1/Λ и $(1 - \Lambda_1)/\Lambda$ одинаков; с увеличением фактора заполнения при $\Lambda_1/\Lambda > 0.5$ коэффициент отражения несколько возрастает, а спектральная полоса сужается.

Расчеты также показали, что для получения большого коэффициента отражения ДР должны находиться от волновода на расстоянии $d \sim 0.1$ мкм. При уменьшении этого расстояния в процессе создания ДР возможно ее неконтролируемое проникновение в волновод, что приведет к увеличению внутренних оптических потерь.

При исследовании влияния глубины ДР на спектр отражения (R) были проведены расчеты для глубокой ($d_g \approx 1.9$ мкм) и мелкой ($d_g \approx 0.1$ мкм) прямоугольных ДР. Для глубокой прямоугольной ДР при факторе заполнения 0.9 (или 0.1) и внутренних потерях, равных 1 см⁻¹, коэффициент отражения может составлять $R > 90\%$ (рис. 2, *a*), а при больших внутренних потерях, равных 10 см⁻¹, максимальный коэффициент отражения тем не менее может превосходить 50% (рис. 2, *b*). Однако ширина спектра отражения для прямоугольной ДР оказалась достаточно большой (рис. 2, *a, b*).

Мелкая ДР представляет большой интерес ввиду ее относительно простого изготовления, но для мелкой прямоугольной ДР при тех же параметрах расчета максимальный коэффициент отражения составляет всего $R \approx 40\%$. Расчеты показали, что при использовании мелких ДР любой формы величина коэффициента отражения волноводных мод недостаточна для осуществления надежной обратной связи в лазере. Следовательно, мелкая ДР не может служить эффективным резонатором полупроводникового лазера. Этот вывод согласуется с результатами работ [4–6], в которых показано, что мелкая ДР, кроме осуществления обратной связи, также может производить эффективный вывод излучения через свою поверхность. Уходящее излучение в данной ситуации представляет собой оптические потери, которые соответственно уменьшают коэффициент отражения волноводной моды, распространяющейся внутри лазерной структуры, и ухудшают обратную связь.

4. Треугольная решетка

Дифракционная решетка треугольной формы схематически изображена на рис. 1, *b*. Изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(y, z)$, так же как и в случае прямоугольной решетки, считается равным $n_1^2 - n_2^2$ на границе внутри решетки и нулевым вне ее. Выражение для фурье-компоненты изменения диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_m(y) &= \frac{1}{\Lambda} (n_1^2 - n_2^2) \int_{(y-L+d_g)/\text{tg}\alpha}^{-(y-L-d_g)/\text{tg}\alpha} \exp\left(-\frac{2\pi imz}{\Lambda}\right) dz \\ &= (-1)^{m+1} (n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin[(\pi m/d_g)(y-L)]}{\pi m}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\text{tg}\alpha = d_g/(\Lambda/2)$ — тангенс угла наклона боковой поверхности „зубца“ к плоскости волновода (рис. 1, *b*).

В отличие от прямоугольной ДР, фурье-компонента $\Delta\epsilon_m$ для треугольной ДР зависит от координаты y и выражение для коэффициента связи (7) принимает более сложный вид:

$$K = \frac{k_0^2}{2\beta} \frac{\int_{L-d_g}^L (-1)^{m+1} (n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin[(\pi m/d_g)(y-L)]}{\pi m} \varphi^2(y) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^2(y) dy}. \quad (12)$$

В треугольной ДР геометрическими параметрами вместо фактора заполнения становятся глубина решетки d_g и угол наклона α , который определяется величиной периода Λ .

Результаты расчетов (на основании формул (4)–(6), (12)) спектральной зависимости коэффициента отражения R волноводной моды от треугольной ДР при двух значениях внутренних потерь $\alpha_{\text{int}} = 1$ и 5 см^{-1}

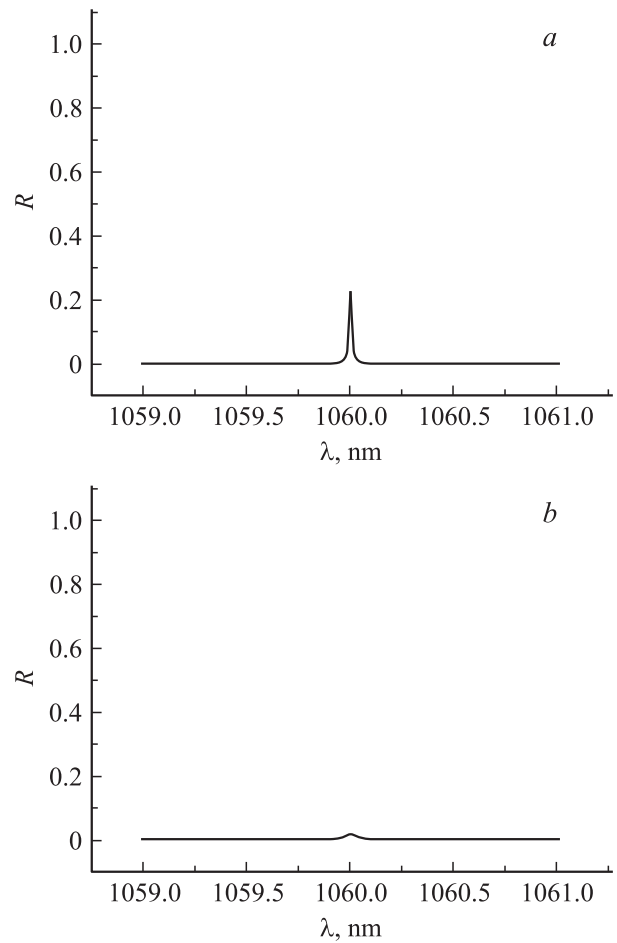


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента отражения в 12-м порядке дифракции глубокой треугольной дифракционной решетки. $d_g = 1.9 \text{ мкм}$, $\Lambda = 1.9 \text{ мкм}$, $d = 0.1 \text{ мкм}$. Внутренние оптические потери α_{int} , см^{-1} : *a* — 1, *b* — 5.

приведены на рис. 3, *a, b*. Из рисунков видно, что треугольная ДР обеспечивает очень узкую спектральную линию отражения, но наличие потерь более существенно сказывается на коэффициенте отражения, чем в случае прямоугольной ДР.

5. Трапецевидная решетка

Дифракционная решетка трапецевидной формы схематически изображена на рис. 1, *c*. Изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(y, z)$, так же как и в предыдущих случаях, считается равным $n_1^2 - n_2^2$ на границе внутри решетки и нулевым вне ее. Выражение для фурье-компоненты изменения диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_m(y) &= \frac{1}{\Lambda} (n_1^2 - n_2^2) \int_{(y-L+d_g)/\text{tg}\alpha}^{-(y-L+d_g-\Lambda \text{tg}\alpha)/\text{tg}\alpha} \exp\left(-\frac{2\pi imz}{\Lambda}\right) dz \\ &= -(n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin[(2\pi m/\Lambda)(y-L+d_g)]}{\pi m}, \end{aligned} \quad (13)$$

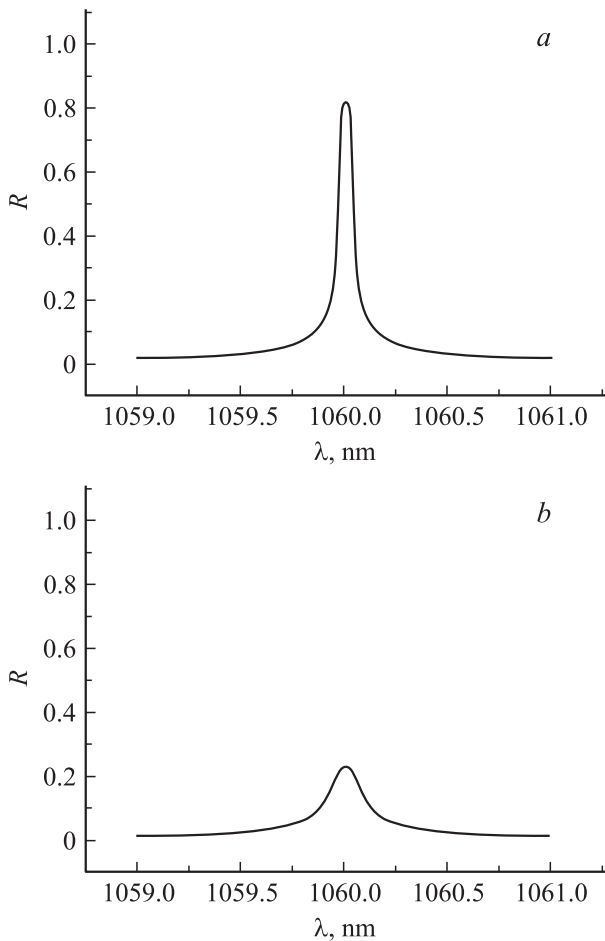


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента отражения в 12-м порядке дифракции глубокой трапецевидной дифракционной решетки. $d_g = 1.9$ мкм, $\Lambda = 1.9$ мкм, $\Lambda_1 = 1.2$ мкм, $d = 0.1$ мкм. Внутренние оптические потери α_{int} , $см^{-1}$: $a - 1$, $b - 10$.

где

$$tg \alpha = \frac{d_g}{(1/2)(\Lambda - \Lambda_1)}$$

— тангенс угла наклона боковой поверхности „зубца“ к плоскости волновода, Λ_1 — ширина „плато“.

Фурье-компонента $\Delta \epsilon_m$ зависит от y , и коэффициент связи имеет вид

$$K = \frac{k_0^2 \int_{L-d_g}^L -(n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin[(2\pi m/\Lambda)(y-L+d_g)]}{\pi m} \varphi^2(y) dy}{2\beta \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^2(y) dy} \tag{14}$$

Результаты расчетов (на основании формул (4)–(6), (14)) спектральной зависимости коэффициента отражения R волноводной моды от трапецевидной ДР для $\Lambda_1 = 1.2$ мкм при двух значениях внутренних потерь $\alpha_{int} = 1$ и 10 $см^{-1}$ приведены на рис. 4, a, b . Расчеты показали, что в случае небольших внутренних потерь

($\alpha_{int} = 1$ $см^{-1}$) использование глубокой трапецевидной дифракционной решетки позволяет получить высокий коэффициент отражения ($R > 80\%$) и узкий спектр отражения (рис. 4, a). Однако увеличение потерь до 10 $см^{-1}$ существенно уменьшает (до 25%) коэффициент отражения (рис. 4, b) и ухудшает селективность отражения ДР такой формы.

6. Экспериментальные образцы дифракционных решеток

Технология изготовления ДР с большим периодом допускает применение стандартных шаблонов с шагом от 0.5 до 1.5 мкм. Фотолитографические операции с такими шаблонами проводятся с использованием стандартного оборудования. Это сильно упрощает и удешевляет процесс изготовления ДР. Кроме того, решетки с большим периодом не требуют последующего зарощивания полупроводниковым материалом, что увеличивает процент выхода годных изделий.

Нами были проведены исследования по созданию глубоких прямоугольных и трапецевидных ДР при использовании результатов проделанных расчетов. ДР формировались на лазерных гетероструктурах, специально выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСVD). Эпитаксиальные структуры состояли из подложки GaAs, нижнего эмиттера состава $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 1 мкм, волновода GaAs толщиной 1.7 мкм и верхнего эмиттера состава $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 3.1 мкм, в котором и формировалась ДР.

После проведения фотолитографических операций ДР изготавливались на установке реактивного ионного травления Alcatel RDE 300. Профиль ДР после травления изучался на сканирующем электронном микроскопе

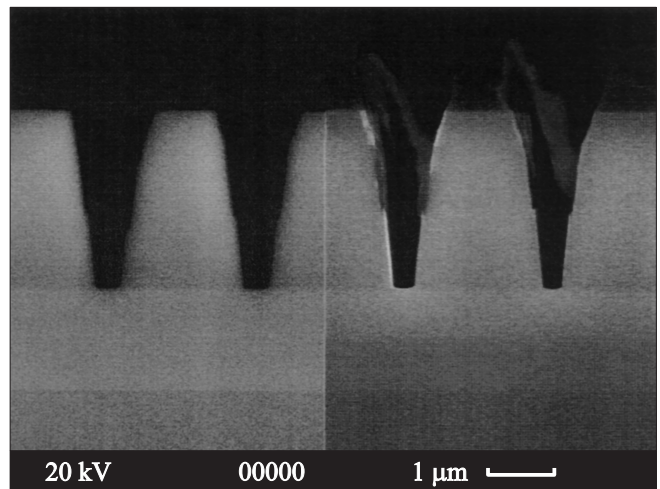


Рис. 5. Профиль трапецевидной дифракционной решетки глубиной ~ 3 мкм, с периодом ~ 2 мкм, сформированной в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ -эмиттере лазерной структуры GaAs/AlGaAs. Фотография получена на сканирующем электронном микроскопе CamScan S4-90FE.

CamScan S4-90FE. В результате проведенных исследований были найдены оптимальные параметры ионного травления глубоких ДР прямоугольной и трапециевидной формы.

На рис. 5 приведена фотография профиля трапециевидной ДР глубиной ~ 3 мкм, с периодом ~ 2 мкм, сформированной в эмиттере $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ лазерной структуры GaAs/AlGaAs.

7. Заключение

Для осуществления селективной обратной связи в полупроводниковом гетеролазере предложено создавать в одном из эмиттеров ДР с отражением света в 12-м порядке дифракции.

Проделанные расчеты показали, что для получения максимального коэффициента отражения волноводной моды в лазерной структуре следует использовать глубокие ДР (глубиной ~ 2 мкм) прямоугольной (с малым или, напротив, большим фактором заполнения) или трапециевидной формы. Показано, что ДР треугольной формы имеют очень узкий спектр отражения, но коэффициент отражения быстро уменьшается при увеличении внутренних потерь.

Расчеты также показали, что более простые в изготовлении мелкие ДР (глубиной ~ 0.1 мкм) в качестве селективирующего элемента оказываются гораздо менее эффективными, чем глубокие ДР.

Для получения большого коэффициента отражения ДР должны находиться вблизи границы волновода на расстоянии 0.1 мкм. Уменьшение этого расстояния может привести к проникновению ДР внутрь волновода, что приведет к существенному повышению внутренних потерь, которые уменьшают коэффициент отражения и ухудшают отражательную селективность.

С использованием хорошо разработанных методов фотолитографии и реактивного ионного травления были созданы глубокие ДР с большим периодом. Как показали проведенные исследования, экспериментально лучше воспроизводима трапециевидная геометрия ДР.

Работа поддержана Федеральной целевой программой „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (госконтракт 14.740.11.0807).

Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 1017 (2006).
- [2] J. Fricke, F. Bugge, A. Ginolas, W. John, A. Klehr, M. Matalla, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. IEEE Photon. Technol. Lett., **22**, 284 (2010).
- [3] H. Kogelnik, C.V. Shank. J. Appl. Phys., **43**, 2327 (1972).
- [4] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **6**, 1359 (1972).
- [5] Р.Ф. Казаринов, З.Н. Соколова, Р.А. Сурис. Письма ЖТФ, **1** (4), 188 (1975); ЖТФ, **46**, 229 (1976).
- [6] З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. Письма ЖТФ, **3** (16), 832 (1977).

[7] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 1477 (2004).

[8] G.P. Agrawal, N.K. Dutta. Semiconductor Lasers (New York Press, 1993).

Редактор Л.В. Шаронова

High order gratings for high power semiconductor lasers

V.V. Vasil'eva, D.A. Vinokurov, V.V. Zolotarev, A.Yu. Leshko, A.N. Petrunov, N.A. Pikhtin, M.G. Rastegaeva, Z.N. Sokolova, I.S. Shashkin, I.S. Tarasov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A deep grating with big period ($\sim 2\mu\text{m}$) inside one cladding of a layer was offered to produce selective feed back in a semiconductor laser. Frequency dependence of reflectivity in 12th order was estimated for rectangular, triangular and trapeziform gratings. It was shown that rectangular or trapeziform gratings with nearly $2\mu\text{m}$ depth to be used for peak reflectivity of waveguide modes in a laser structure. Deep trapeziform gratings with big period were formed by photolithography and reactive ion etching in the $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ cladding of the GaAs/AlGaAs laser structure.