

Полностью электрическое управление разверткой лазерного луча на основе квантово-размерной гетероструктуры с интегрированным распределенным брэгговским зеркалом

© И.С. Шашкин, О.С. Соболева, П.С. Гаврина, В.В. Золотарев,
С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

E-mail: shashkin@mail.ioffe.ru

(Получена 14 мая 2018 г. Принята к печати 21 мая 2018 г.)

Проведены теоретические исследования характеристик полупроводниковых чип-модуляторов, обеспечивающих угловое отклонение направленного лазерного излучения за счет полностью электрической модуляции оптических характеристик полупроводниковой гетероструктуры. Разработаны конструкции квантово-размерных полупроводниковых волноводных гетероструктур с распределенным брэгговским зеркалом, интегрально сформированным на поверхности гетероструктуры. Предложена конструкция волноводной структуры, включающей 20 периодов связанных асимметричных квантовых ям, обеспечивающих значение фактора оптического ограничения волноводной моды 20%, и оптимизированный профиль легирования, позволяющий сохранить равномерное распределение электрического поля в области квантовых ям во всем диапазоне рабочих напряжений. В предложенной волноводной структуре изменение показателя преломления за счет квантово-размерного эффекта Штарка достигает 0.086 при изменении управляющего сигнала от 0 до 6 В. Для предложенной конструкции волноводной структуры продемонстрирована возможность пространственной (угловой) развертки в диапазоне $1-2^\circ$ для лазерного излучения, выводимого с поверхности распределенного брэгговского зеркала, при расходимости менее 0.1° .

DOI: 10.21883/FTP.2018.12.46763.8905

1. Введение

Полностью электрическое сверхбыстрое управление лазерным лучом широко востребовано для современных задач беспилотного управления, оптической фазированной антенной решеткой (ОФАР), проекционных технологий. Создание сверхмегагерцовой безынерционной развертки лазерного излучения с малосигнальным управлением позволит шагнуть далеко вперед в столь актуальной отрасли машинного зрения.

Современные лазерные дефлекторы ограничены в скорости переключения или по причине высоковольтного сигнала управления (электрооптические модуляторы), или по причине инертности. В данной работе представлена методика модуляции направленности лазерного излучения в чипе-модуляторе, состоящем из многослойной квантово-размерной волноводной гетероструктуры с поверхностным интегрированным распределенным брэгговским зеркалом (РБЗ). Модуляция эффективного показателя преломления волновода обуславливает изменение длины волны лазерного излучения в среде, что сказывается на условии дифракции света на РБЗ, которое осуществляет вывод излучения с поверхности чипа.

Быстрая полностью электрическая модуляция оптических характеристик квантово-размерных полупроводниковых волноводных гетероструктур широко известна и применяется, например, в интерферометрах Маха–Цендера. Модуляция спектра межзонного по-

глощения гетероструктуры осуществляется благодаря квантово-размерному эффекту Штарка. Соотношение Крамерса–Кронига связывает изменения мнимой и вещественной части диэлектрической проницаемости, что определяет модуляцию длины волны излучения в среде. РБЗ, сформированное в обкладочном слое волновода, обеспечивает связь модуляции оптических свойств среды с пространственными характеристиками распространяющегося лазерного излучения.

В статье продемонстрирована возможность спектрального разделения межзонного поглощения и области изменения показателя преломления при электрооптической модуляции на основе эффекта Штарка. В работе были получены зависимости спектров показателя преломления квантово-размерных структур в зависимости от приложенного напряжения для гетероструктур различных конструкций. Были проведены расчеты, основанные на теории связанных мод, продемонстрировавшие величину модуляции угла дифракции в зависимости от величины модуляции эффективного показателя преломления волновода и величины внешних оптических потерь волноводной моды, связанных с излучением из решетки. Было получено значение расходимости лазерного излучения, выходящего из РБЗ.

Данные параметры демонстрируют возможность развертки лазерного излучения на основе модуляции электрооптических свойств квантово-размерных гетероструктур с интегрированным РБЗ.

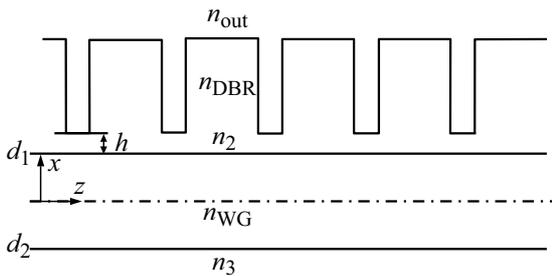


Рис. 1. Схематическое изображение плоского диэлектрического волновода с РБЗ.

2. Модель для расчета дифракции волноводной моды на поверхностном распределенном брэгговском зеркале в чип-модуляторе на основе многослойной гетероструктуры

Поверхностное РБЗ при падении на него электромагнитного излучения формирует набор лучей, направление излучения и интенсивность которых зависят от длины волны падающего излучения, периода РБЗ и геометрических параметров волновода и штриха РБЗ [1]. Так как наша задача — это вывод излучения, то будем рассматривать не резонаторный случай, т.е. излучение стороннего источника не удовлетворяет условию Брэгга:

$$\lambda \neq \frac{2n\Lambda}{N},$$

где λ — длина волны излучения, n — эффективный показатель преломления, Λ — период РБЗ, N — натуральное число.

Для определения основных параметров вывода излучения через поверхность чипа необходимо рассмотреть волновое уравнение в плоском диэлектрическом волноводе, в одной из обкладок которого расположено поверхностное РБЗ (рис. 1). Для ТЕ моды данного волновода независимое от времени волновое уравнение будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x, z) E = 0, \quad (1)$$

где $E \equiv E_y$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $n^2(x, z)$ — диэлектрическая постоянная среды. Функция $n(x, z)$ кусочно задана по переменной x и периодическая — по переменной z . Периодичность содержится только в области РБЗ и может быть разложена в ряд Фурье по переменной z [2]

$$n^2(x, z) = \begin{cases} n_{\text{DDBR}}^2(x) + \sum_{m \neq 0} A_m(x) e^{i \frac{2\pi m z}{\Lambda}}, & x > d_1 + h \\ n_2^2, & d_1 < x < d_1 + h, \\ n_{\text{wg}}^2, & d_2 < x < d_1, \\ n_3^2, & x < d_2, \end{cases} \quad (2)$$

где d_1, d_2, h представлены на рис. 1, величины $n_{\text{DDBR}}^2(x)$ и $A_m(x)$ определяются геометрической формой штриха РБЗ:

$$n_{\text{DDBR}}^2(x) = n_2^2 + (n_{\text{out}}^2 - n_2^2) \frac{w_2(x) - w_1(x)}{\Lambda},$$

$$A_m(x) = \frac{n_2^2 - n_{\text{out}}^2}{i 2\pi m} \left(e^{-i \frac{2\pi m w_2(x)}{\Lambda}} - e^{-i \frac{2\pi m w_1(x)}{\Lambda}} \right),$$

где $w_1(x)$ и $w_2(x)$ описывают геометрическую форму граней штриха решетки. В расчетах в данной статье мы использовали прямоугольный профиль дифракционной решетки, для которой

$$n_{\text{DDBR}}^2(x) = \frac{n_2^2 t + n_{\text{out}}^2 (\Lambda - t)}{\Lambda},$$

$$A_m(x) = -\frac{n_2^2 - n_{\text{out}}^2}{\pi m} \sin\left(\frac{\pi m t}{\Lambda}\right),$$

где t — ширина зубца прямоугольного РБЗ с показателем преломления n_2 .

Решение уравнения (1) в силу периодичности по оси z будем искать в виде

$$E(x, z) = \sum_p E_p(x) e^{i\beta_p z}, \quad (3)$$

где $\beta_p = \beta_0 + \frac{2\pi p}{\Lambda}$, а β_0 будет представлена далее.

Подставляя (3) и (2) в (1) и собирая коэффициенты при одинаковых $e^{i\beta_p z}$, получим систему дифференциальных уравнений:

$$\left\{ \frac{d^2 E_p(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2 - \beta_p^2] E_p(x) = -k_0^2 \sum_m A_{p-m}(x) E_m(x) \right\}. \quad (4)$$

Для решения данной системы положим, что $E_0(x)$ и β_0 — профиль и проекция волнового вектора на ось z волноводной моды, сформированной в отсутствие периодичности, тогда

$$\frac{d^2 E_0(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2 - \beta_0^2] E_0(x) = 0. \quad (5)$$

Решения уравнения (5) с условиями непрерывности $E(x)$ и $\partial E(x)/\partial x$ на границах $d_2, d_1, d_1 + h$ дают нам хорошо известные формы волноводных мод. В данной работе расчет производился для фундаментальной моды.

Следующим приближением при решении системы (4) является то, что мода E_p появляется только вследствие взаимодействия E_0 и РБЗ [3] и различные E_p не влияют друг на друга (данное приближение хорошо работает в случае слабого взаимодействия E_0 и РБЗ). Таким образом, система (4) разбивается на отдельные уравнения и принимает вид

$$\frac{d^2 E_p(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2 - \beta_p^2] E_p(x) = -k_0^2 A_p(x) E_0(x), \quad (6)$$

где $A_p(x) = 0, x < d_1 + h$.

Решение данного уравнения имеет вид

$$E_p(x) = \begin{cases} C_{\text{DBR},p} e^{-ig_{\text{DBR},p}(x-(d_1+h))} + T_p(x) \\ C_{2,p}^+ e^{ig_{2,p}(x-d_1)} + C_{2,p}^- e^{-ig_{2,p}(x-d_1)} \\ C_{\text{wg},p}^c \cos(k_p x) + C_{\text{wg},p}^s \sin(k_p x) \\ C_{3,p} e^{ig_{3,p}(x-d_2)} \end{cases}; \begin{cases} g_{\text{DBR},p}^2 = k_0^2 n_{\text{DBR}}^2 - \beta_p^2 \\ g_{2,p}^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta_p^2 \\ k_p^2 = k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta_p^2 \\ g_{3,p}^2 = k_0^2 n_3^2 - \beta_p^2 \end{cases} \quad (7)$$

где

$$T_p(x) = \frac{1}{g_{\text{DBR},p}} \int_x^M [-k_0^2 A_p(\gamma) E_0(\gamma)] \sin(g_{\text{DBR},p}(x-\gamma)) d\gamma,$$

$$M \gg d_1 + h.$$

Функция $T_p(x)$ удовлетворяет уравнению (6). Условия непрерывности $E(x)$ и $\partial E(x)/\partial x$ на границах d_2, d_1, d_1+h с учетом того, что $\beta_p = \beta_0 + \frac{2\pi p}{\Lambda}$, позволяют определить набор констант C_p .

Для тех значений p , для которых $g_{\text{DBR},p}$ и $g_{3,p}$ вещественны, волны $E_p(x)$ являются распространяющимися, остальные значения p дают затухающие решения. При любых $p > 0$ $g_{bg,p}$ и $g_{3,p}$ мнимые. Количество $p < 0$, удовлетворяющих данным условиям, не превышает целой части числа $N = \frac{2n_{\text{eff}}\Lambda}{\lambda}$, где n_{eff} — эффективный показатель преломления волноводной моды $E_0(x)$.

$E_p(x)e^{i\beta_p z}$ при $-N < p \leq -1$ являются волнами, распространяющимися от поверхности волновода и уносящими энергию из него. Если значение напряженности поля данного излучения в точках, удаленных от волновода, нормировать на падающую волну $E_0(x)$, то получится размерное значение $[\text{см}^{-1}]$ оптических потерь интенсивности волноводной моды:

$$\alpha_p = \frac{g_{\text{DBR},p} |E_p(M)|^2 + g_{3,p} |E_p(-M)|^2}{\beta_0 \int_{-\infty}^{\infty} |E_0(x)|^2 dx}, \quad M \gg d_1 + h, d_2. \quad (8)$$

Угол между направлением оси z и вектором распространения волны на выходе из РБЗ определяется соотношением

$$\cos \Theta_p = \frac{\beta_p}{k_0 n_{\text{DBR}}} = \frac{\beta_0 + 2\pi p/\Lambda}{k_0 n_{\text{DBR}}}.$$

Изменение формы падающей волноводной моды $E_0(x)$ приводит к изменению угла распространения дифрагированной волны $E_p(x)$, поэтому управление эффективным показателем преломления волновода n_{eff} позволяет управлять угловой разверткой дифрагированного излучения. Важно отметить, что на границе слоя РБЗ и среды с показателем преломления n_{out} (рис. 1) волна $E_p(x)$

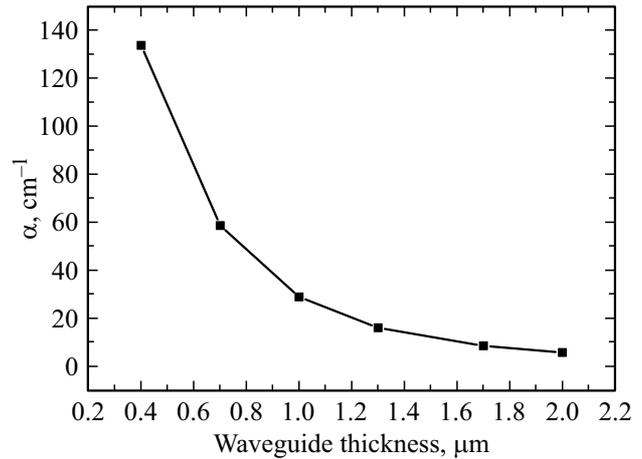


Рис. 2. Зависимость потерь излучения на выход через РБЗ от ширины волновода ($d_1 + d_2$) в четырехслойной структуре $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{РБЗ}$.

претерпевает преломление, при этом может выполняться условие полного внутреннего отражения, если угол падения волны на границу больше $\arcsin(n_{\text{out}}/n_{\text{DBR}})$.

Расходимость излучения $E_p(x)$ в дальней зоне можно определить, используя диаграмму ближнего поля как источник вторичных волн. Падающая на решетку волна $E_0(x)$ ослабевает согласно закону Бугера–Ламберта–Бера:

$$I = I_0 e^{-\alpha z},$$

где $\alpha = \Sigma \alpha_p + \alpha_{\text{int}}$, α_{int} — внутренние оптические потери в гетероструктуре. Тогда нормированная на единицу угловая зависимость интенсивности определяется [4]:

$$I(\phi) = \frac{\cos^2(\phi) \left| \int_0^{\infty} e^{-(\alpha_{\text{int}} + \sum_p \alpha_p)z} e^{ik_0 n_{bg} \sin(\phi)z} \sin(\Theta_p) dz \right|^2}{\left| \int_0^{\infty} e^{-(\alpha_{\text{int}} + \sum_p \alpha_p)z} dz \right|^2}.$$

На рис. 2 представлена зависимость потерь излучения на выход через РБЗ для стандартного для полупроводникового лазера диэлектрического волновода $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ от его ширины ($d_1 + d_2$). Несмотря на то что в конечном приборе изменять ширину волновода будет невозможно, данная зависимость является наглядной, в силу того что изменение ширины волновода приводит к значительному изменению как эффективного показателя преломления, так и фактора оптического ограничения фундаментальной моды в области РБЗ. Параметры расчета: $\lambda = 1.07$ мкм, $\Lambda = 250$ нм, $N = 1$, $h = 0.2$ мкм, $t = 0.75$ Å, пространство внутри решетки закрыто диэлектриком SiO_2 с $n = 1.47$, $\alpha_{\text{int}} = 1$ см⁻¹. Уменьшение толщины волновода снижает локализацию моды, что приводит к увеличению взаимодействия излучения с РБЗ, что обуславливает увеличение оптических потерь на выход.

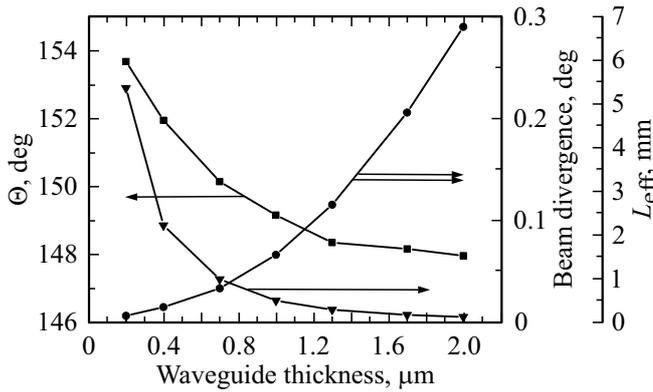


Рис. 3. Зависимость угла распространения, расходимости излучения с поверхности РБЗ и эффективной длины РБЗ от ширины волновода.

Различной толщине волновода соответствуют различные значения β_0 и, как следствие, угла Θ_p . При этом изменение оптических потерь приводит к изменению эффективной длины взаимодействия РБЗ с излучением, что приводит к изменению величины расходимости дифрагированных лучей в дальней зоне. На рис. 3 представлена зависимость угла распространения Θ_p , величина расходимости луча и эффективная длина РБЗ от ширины волновода. Изменение толщины волновода от 0.2 до 2 мкм соответствует изменению эффективного показателя преломления волновода $\beta_0/k_0 = n_{\text{eff}}$ от 3.384 до 3.432. Таким образом, модуляция эффективного показателя преломления на величину порядка $\Delta n \sim 0.04$ приводит к угловой развертке $\Delta\Theta \sim 6^\circ$. На рис. 3 также видно, что снижение взаимодействия излучения с РБЗ приводит к увеличению эффективной длины и снижению расходимости излучения. Фактор оптического ограничения излучения в РБЗ можно контролировать не только толщиной волновода, но и глубиной рельефа РБЗ. Выбор оптимального фактора определяется из того, что зависимость расходимости насыщается с его увеличением. Расходимость для $d_1 + d_2 = 1.3, 1.7, 2$ мкм практически не отличается друг от друга, при этом эффективная длина взаимодействия увеличивается с 2.5 до 7 мм, что с учетом наличия внутренних оптических потерь снижает эффективность.

Согласно соотношению Крамерса–Кронига [5,6], изменение спектра поглощения материала приводит к изменению спектра показателя преломления. Электрическое изменение межзонного поглощения наиболее велико в гетероструктурах с квантово-размерными слоями за счет квантово-размерного эффекта Штарка, который приводит к изменению волновых функций и уровней энергии для носителей заряда в квантовой яме. Скорость реакции гетероструктуры на приложенное внешнее поле очень велика ($< 10^{-9}$ с), что определяет фундаментальный верхний предел частоты модуляции свыше 100 МГц.

Чтобы воспользоваться соотношением Крамерса–Кронига, нужно получить модуляцию спектра поглощения квантовой ямы. Для этой задачи будем рассматривать переход между i уровнем электрона и j уровнем дырок. Для квантовых ям малой толщины волновую функцию экситона можно представить в виде [7,8]

$$\Psi_{\text{ex}} = \psi_{1s}(r)\phi_i^e(z)\phi_j^{lh/hh}(z),$$

где $\phi_i^e(z)$ и $\phi_j^{lh/hh}(z)$ — волновые функции электрона и дырки перпендикулярно плоскости ямы. Данные волновые функции и собственную энергию находят, решая одномерное уравнение Шредингера.

$$\psi_{1s}(r) = \alpha \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\alpha r},$$

$$r = \sqrt{(x^e - x^{hh/lh})^2 + (y^e - y^{hh/lh})^2},$$

где α — параметр, показывающий средний обратный размер экситона. Данное приближение дает хорошее решение только в случае, если размеры экситона меньше ширины ямы.

Гамильтониан экситона при приложении электрического поля перпендикулярно слоям квантовой ямы выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = H^e(z, F) + H^{lh/hh}(z, F) + \frac{-e^2}{\epsilon_0 \sqrt{(z_h - z_e)^2 + r^2}} + \frac{-\hbar^2}{2\mu_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial r^2}.$$

Первые два слагаемых находятся отдельно от общей задачи и определяются геометрией квантовой ямы и величиной приложенного внешнего поля F . Следующие слагаемые представляют кулоновское взаимодействие электрона и дырки и кинетическую энергию относительного движения электрона и дырки, где $\mu_{\parallel}^{-1} = m_e^{-1} + m_{lh/hh}^{-1}$. В данном рассмотрении мы не учитываем кинетическую энергию движения центра масс экситона.

Минимальная энергия $\langle \Psi_{\text{ex}} | H | \Psi_{\text{ex}} \rangle$ соответствует самому нижнему состоянию экситона. Параметр α находится вариационным методом путем минимизации энергии экситона. Таким образом, для каждой пары i и j и для заданной величины электрического поля F можно определить волновую функцию и энергию возбуждения экситона.

Величина поглощения, связанная с i – j -переходом, определяется мнимой частью диэлектрической постоянной [9]:

$$\alpha^{ij}(\hbar\omega) = \frac{\hbar\omega}{\hbar c n} \epsilon^{ij}(\hbar\omega),$$

где c — скорость света, n — показатель преломления;

$$\epsilon^{ij}(\hbar\omega) = \epsilon^{\text{band}}(\hbar\omega, i, j) + \epsilon^{\text{ex}}(\hbar\omega, i, j),$$

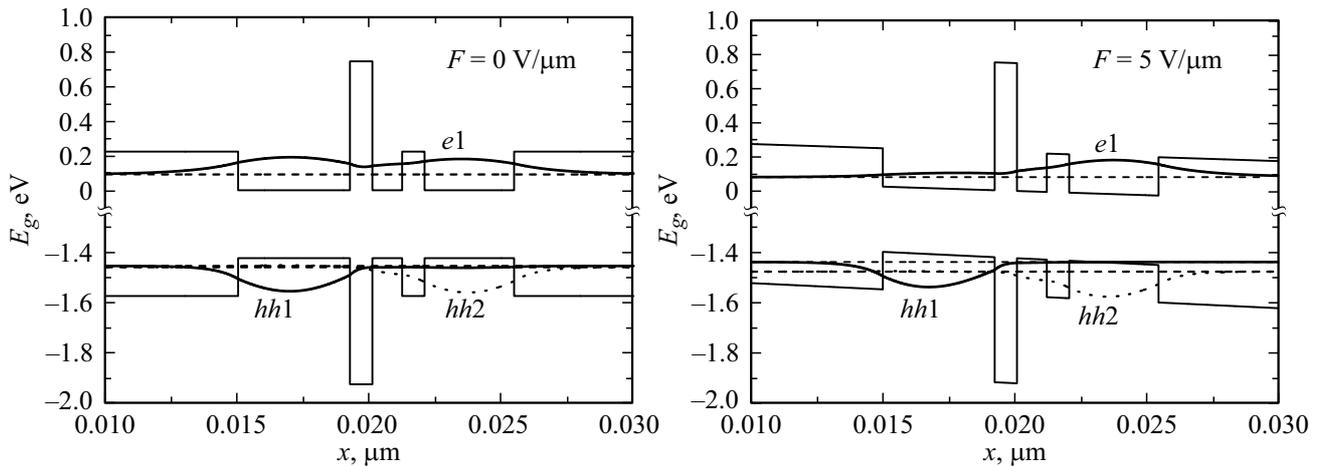


Рис. 4. Зонная структура связанной несимметричной квантовой ямы и волновые функции для $e1$, $hh1$ и $hh2$ в отсутствие внешнего электрического поля и при напряженности электрического поля 5 В/мкм.

$$\begin{aligned} \varepsilon^{\text{band}}(\hbar\omega, i, j) &= \frac{1}{\pi} \frac{e^2 \mu_{\parallel}}{\varepsilon_0 m_0^2 L_z} \frac{1}{\hbar^2 \omega^2} |M_b|^2 M_E \left| \int \phi_i^e \phi_j^h dz \right|^2 \\ &\times \int_0^{\infty} FL(E + E_i^e + E_j^h - \hbar\omega) dE, \\ \varepsilon^{\text{ex}}(\hbar\omega, i, j) &= \frac{1}{\pi} \frac{e^2 2\pi}{\varepsilon_0 m_0^2 L_z} \frac{\hbar^2}{\hbar^2 \omega^2} |M_b|^2 M_E \left| \int \phi_i^e \phi_j^h dz \right|^2 \\ &\times |\Psi_{\text{ex}}(0)|^2 FL(\hbar\omega_{\text{ex}} - \hbar\omega), \end{aligned}$$

где L_z — ширина квантовой ямы, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, m_0 — эффективная масса электрона, M_b — матричный элемент перехода, M_E — величина, связанная с поляризацией света и волновым вектором экситона и для нашей задачи принимающая следующие значения: для ТЕ-моды $M_E^{e-hh} = 3/2$, $M_E^{e-lh} = 1/2$; для ТМ-моды $M_E^{e-hh} = 0$, $M_E^{e-lh} = 2$.

$FL(x) = \frac{1}{\delta \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{\delta^2}}$ — функция Гаусса, описывающая форму экситонного пика поглощения, δ — эмпирическая величина, отвечающая за ширину на полувысоте контура экситонного пика поглощения в единицах энергии. $|\Psi_{\text{ex}}(0)|^2 = \frac{2\alpha^2}{\pi}$. $\hbar\omega_{\text{ex}} = \langle \Psi_{\text{ex}} | H | \Psi_{\text{ex}} \rangle$ — энергия возбуждения экситона.

Сумма спектров поглощения для всех возможных комбинаций $i-j$ дает спектр поглощения для заданной величины электрического поля. Соотношение Крамерса-Кронига позволяет определить модуляцию показателя преломления:

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{c\hbar}{\pi} \int_{E1}^{E2} \frac{\alpha_{F1}^{\Sigma}(\hbar\omega^*) - \alpha_{F2}^{\Sigma}(\hbar\omega^*)}{(\hbar\omega^*)^2 - (\hbar\omega)^2} d\hbar\omega^*.$$

Выбор значений $E1$ и $E2$ ограничивается тем, что чем дальше границы интегрирования от рассчитанной энергии пика экситонного поглощения, тем хуже функция описывает реальное поглощение.

3. Разработка конструкции чип-модуляторов на основе многослойной гетероструктуры

Для обычных симметричных квантовых ям величина Δn отлична от нуля только в спектральной области непосредственных переходов $i-j$, где происходит самое существенное изменение $\alpha(\hbar\omega)$. Однако, вообще говоря, соотношение Крамерса–Кронига интегральное по всей оси энергий, что позволяет получать отклик системы в другой области спектра. Изгиб зон при приложении электрического поля к прямоугольной квантовой яме приводит к снижению величины $|\int \phi_i^e \phi_j^h dz|^2$ и, как следствие, к уменьшению поглощения. При этом происходит сдвиг энергии экситонного перехода в длинноволновую область. Таким образом, изменение спектра поглощения состоит из положительной и отрицательной спектральных областей, что в интегральном соотношении Крамерса–Кронига компенсирует модуляцию показателя преломления вдали от перехода $i-j$.

Чтобы достичь расширения спектральной области модуляции показателя преломления необходимо избавиться от сдвига спектра поглощения при приложении обратного смещения, что позволит получить спектр модуляции поглощения без отрицательных областей. Это возможно за счет асимметричной квантовой ямы, параметры которой подобраны таким образом, чтобы переходы $e1-hh2$ и $e2-hh1$ заменяли резко гаснущий с приложением электрического поля переход $e1-hh1$ (рис. 4). Параметры, используемые в настоящей работе для расчета спектров показателя преломления, те же, что и в работе [10]. В работах [10,11] представлен вариант связанных асимметричных ям, которые позволяют достичь одновременного снижения интенсивности поглощения уровня $e1-hh1$ и роста уровней $e1-hh2$ и $e2-hh1$ при очень малом смещении по энергии, что позволяет достичь большой только положительной модуляции поглощения.

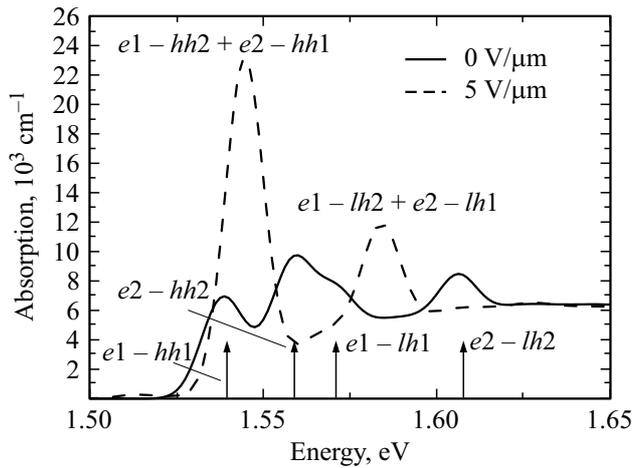


Рис. 5. Спектры поглощения связанной несимметричной квантовой ямы без приложенного электрического поля (сплошная линия) и при приложении обратного смещения 5 В/мкм (пунктир).

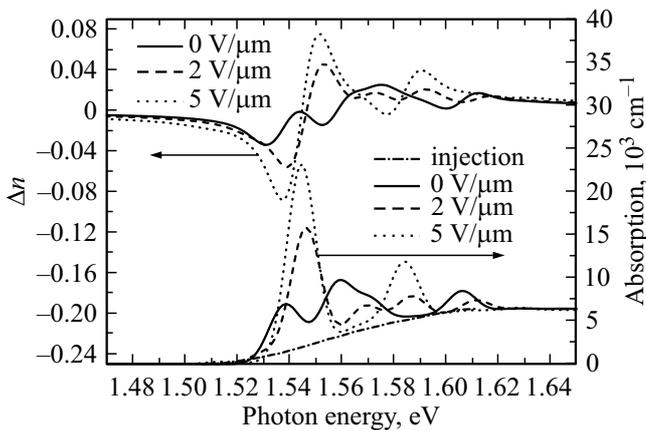


Рис. 6. Спектры модуляции показателя преломления связанной несимметричной квантовой ямы, рассчитанные между двумя состояниями: первое — инжекция носителей в яму; второе — приложение обратного смещения величиной 0, 2 и 5 В/мкм. Спектры поглощения для данных состояний.

Исследования показали, что оптимальными параметрами для связанных квантовых ям, обеспечивающими совмещение по энергии двух переходов, являются следующие: три слоя GaAs толщами 4.25, 1.13 и 3.4 нм, разделенных барьером AlAs и барьером $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщами 0.85 нм (рис. 4). На рис. 5 представлены спектры поглощения представленной на рис. 4 квантовой ямы при различном значении электрического поля. Смещение спектра поглощения в длинноволновую область отсутствует, что обеспечивает модуляцию поглощения одного знака. Два перехода с одинаковой энергией $e1-hh2$ и $e2-hh1$, которые в обычной прямоугольной квантовой яме запрещены, обеспечивают пик поглощения более $20\,000\text{ см}^{-1}$. Увеличение амплитуды модуляции поглощения ведет к увеличению амплитуды моду-

ляции показателя преломления, что обеспечивает более эффективное управление формой волноводной моды.

На рис. 6 представлены спектры поглощения для различного значения электрического поля при обратном смещении и спектр при подкачке квантовой ямы носителями зарядов, полученный из аппроксимации экспериментальных данных, полученных в нашей лаборатории [12]. На данном рисунке приведены также спектры модуляции показателя преломления, полученные из соотношения Крамерса–Кронига. Модуляция осуществлялась между прямым смещением и тремя точками 0, 2 и 5 В/мкм. При энергии фотона 1.52 эВ величина электрорефракции составляет -0.026 , при этом уровень поглощения менее 200 см^{-1} , а при энергии фотона 1.535 эВ $\Delta n = -0.082$ при материальных потерях порядка 5000 см^{-1} . Таким образом, существенная амплитуда модуляции показателя преломления требует компенсации оптических потерь.

Полученные значения модуляции показателя преломления являются материальными. Чтобы получить модальное значение, необходимо учесть фактор оптического ограничения. В силу того что в классических волноводных структурах квантовая яма обладает очень малым фактором оптического ограничения ($\Gamma \sim 1\%$), для получения существенного эффекта необходим набор несвязанных квантовых ям. На рис. 7 показана фундаментальная мода, полученная при решении волнового уравнения для гетероструктуры, состоящей из 20 периодов связанных квантовых ям оптимизированной конструкции, разделенных спейсерами толщиной 30 нм, обеспечивающими отсутствие связи между соседними периодами. В результате для предложенной волноводной структуры Γ -фактор в квантовых ямах составляет 20%.

Ширина области с квантовыми ямами составляет 0.8 мкм. Для однородного изменения показателя преломления в квантовых ямах электрическое поле в них должно иметь минимальный разброс. Распределение электрического поля в гетероструктуре определяется профилем легирования ее слоев. С целью определения оптимальной конструкции гетероструктуры был проведен расчет в программном пакете Silvaco Atlas [13].

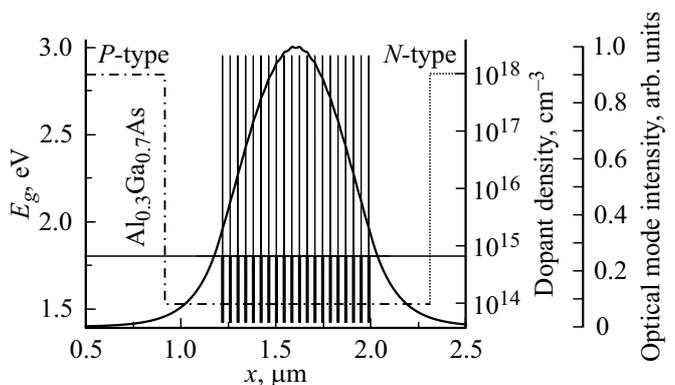


Рис. 7. Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и фундаментальная мода в гетероструктуре, содержащей 20 сложных квантовых ям.

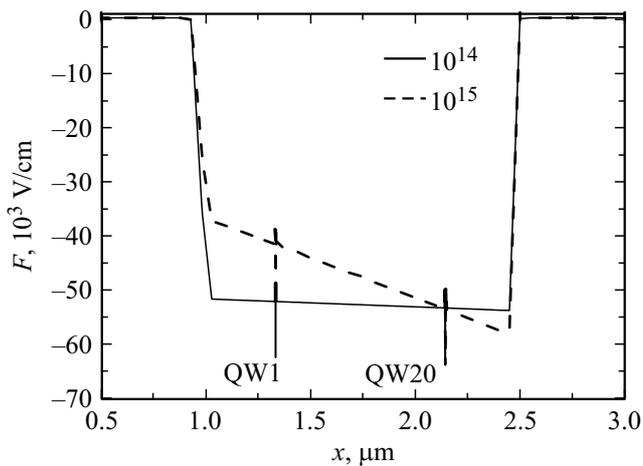


Рис. 8. Распределение напряженности электрического поля для двух профилей легирования гетероструктуры.

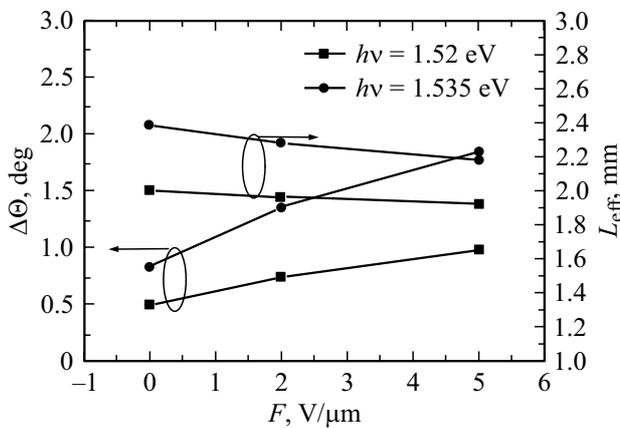


Рис. 9. Модуляция угла распространения дифрагированного излучения и эффективная длина РБЗ при различном значении электрического поля при обратном смещении для гетероструктуры с набором из 20 сложных квантовых ям для двух точек спектра.

Области высоколегированных эмиттеров были расположены на расстоянии 0.3 мкм от крайних квантовых ям. Было принято, что фоновая концентрация нелегированных волноводных областей имеет *p*-тип проводимости. На рис. 8 представлено распределение напряженности электрического поля при обратном смещении 5.5 В для двух уровней легирования области квантовых ям. При фоновой концентрации волноводной области 10^{15} см^{-3} перепад напряженности электрического поля достигает 40% от максимального значения, что дает существенную неоднородность реакции набора квантовых ям. Снижение фоновой концентрации волноводной области до 10^{14} см^{-3} приводит к снижению изменения поля в области решетки квантовых ям до 2.5%, что является приемлемым для рассматриваемой задачи. Расчет продемонстрировал, что требуемое управляющее напряжение для гетероструктуры с данным профилем легирования составит 5–7 В.

На рис. 9 представлена модуляция угла распространения дифрагированного излучения в зависимости от приложенного электрического поля для представленной гетероструктуры для двух точек спектра, соответствующих минимальным потерям и максимальному изменению эффективного показателя преломления. Для указанного диапазона изменений эффективного показателя преломления эффективная длина РБЗ практически не меняется при модуляции. Расходимость излучения также слабо меняется и составляет порядка 0.02° . Необходимо отметить, что выбор рабочей спектральной точки определяется возможностью компенсации оптических потерь в конструкциях, которые будут рассмотрены в последующих работах.

4. Заключение

Чтобы обеспечить полностью электрическое безынерционное управление разверткой лазерного луча, предложено использовать квантово-размерную гетероструктуру с поверхностным РБЗ. Электрическое управление оптическими свойствами плоского диэлектрического волновода за счет квантово-размерного эффекта Штарка позволяет модулировать условия дифракции волноводной моды на РБЗ, что обеспечивает изменение угла распространения дифрагированных лучей.

Расчеты показали, что для достижения развертки излучения на 6° необходимо достичь модуляции показателя преломления более 0.04. При этом расходимость излучения будет как минимум на порядок меньше диапазона развертки при условии потерь на выход 20 см^{-1} , при которых эффективная длина РБЗ составит порядка 2 мм.

Применение подхода разделения волновых функций электронов и дырок в связанной асимметричной квантовой яме позволило существенно увеличить амплитуду изменения показателя преломления. Для достижения необходимого значения электрооптической модуляции представлена конструкция гетероструктуры с 20 периодами связанных квантовых ям, обладающих большим значением фактора оптического ограничения. Расчеты продемонстрировали, что однородность электрического поля в различных квантовых ямах можно достичь за счет выбора уровня концентрации фоновой примеси в области волновода 10^{14} см^{-3} . Показано, что управляющий сигнал для данной конструкции электрооптического дефлектора не превышает 10 В.

Расчет модуляции угла распространения излучения для приведенной гетероструктуры показал возможность модуляции угла на 1° в области малых оптических потерь и на 2° в области прямого межзонного поглощения. Разработка дизайна гетероструктуры с возможностью компенсации оптических потерь является следующим шагом в разработке данного подхода.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-79-10339).

Список литературы

- [1] В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Я.В. Лубянский, Н.В. Воронкова, И.С. Тарасов. Квант. электрон., **45** (12), 1091 (2015).
- [2] W. Streifer, D. Scifres, R. Burnham. IEEE J. Quant. Electron., **13** (4), 134 (1977).
- [3] W. Streifer, D. Scifres, R. Burnham. IEEE J. Quant. Electron., **12** (7), 422 (1976).
- [4] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M. Mashanovitch. *Diode lasers and photonic integrated circuits* 2nd edn (Hoboken, N.J., Wiley, 2012).
- [5] J.I. Pankove. Chap. 4. In: *Optical processes in semiconductors* (N.Y., Dover, 1971) p. 89.
- [6] J.S. Weiner, D.A.B. Miller, D.S. Chemla. Appl. Phys. Lett., **50**, 842 (1987).
- [7] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. Phys. Rev. B, **26** (4), 1974 (1982).
- [8] Yasuo Kan, H. Nagai, M. Yamanishi, I. Suemune. IEEE J. Quant. Electron., **23** (12), 2167 (1987).
- [9] K. Nakamura, A. Shimizu, K. Fujii, M. Koshiba, K. Hayata. IEEE J. Quant. Electron., **28** (7), 1670 (1992).
- [10] H. Feng, J.P. Pang, M. Sugiyama, K. Tada, Y. Nakano. IEEE J. Quant. Electron., **34**, 1197 (1998).
- [11] X. Zhi-Xin. Optoelectron. Lett., **3**, 0246 (2007).
- [12] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.А. Рудова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. ФТП, **45** (5), 682 (2011).
- [13] Программный пакет Silvaco Atlas www.silvaco.com

Редактор Г.А. Оганесян

All-electric laser beam control based on quantum-confined heterostructure with an integrated distributed Bragg grating

*I.S. Shashkin, O.S. Soboleva, P.S. Gavrina,
V.V. Zolotarev, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhin*

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Theoretical studies of the characteristics of semiconductor chip modulators providing angular deflection of laser beam due to all-electric modulation of optical characteristics are carried out. Designs of quantum-dimensional semiconductor waveguide heterostructures with a distributed Bragg reflector integrated on the heterostructure surface are developed. A design of a waveguide structure including 20 periods of coupled asymmetric quantum wells providing the value of the optical confinement factor of the waveguide mode of 20% is proposed and an optimized doping profile allowing to maintain a uniform electric field distribution in the quantum well region in the entire range of operating voltages. In the proposed waveguide structure, the change of the refractive index due to the quantum-confined Stark effect reaches 0.086 when the control signal changes from 0 to 6 V. It is shown that the spatial (angular) scanning of laser beam emitting from the surface of a distributed Bragg mirror with a divergence of less than 0.1° is feasible by $1-2^\circ$ for the proposed design of the waveguide structure.