

Эффективный транспорт носителей в транзисторных GRIN-SCH-лазерах

М.Хоссейни, Х.Каатузян, И.Тагави, Х.Годси

Представлены аналитические и теоретические результаты моделирования работы градиентного транзисторного лазера с одиночной квантовой ямой. Изучены характеристики устройства для различных ограничивающих структур с использованием подходящей модели транспорта носителей заряда. Вычислены физические параметры, в том числе константа диффузии и коэффициент оптического ограничения, и на этой основе исследована зависимость оптического отклика как от силы тока, так и от типа структуры (например, при различном легировании базы и разных длинах резонатора). Показано, что использование слоев с градиентом показателя преломления из $Al_\xi Ga_{1-\xi} As$ ($\xi = 0.1 \dots 0$) в левой части квантовой ямы и из $Al_\xi Ga_{1-\xi} As$ ($\xi = 0.05 \dots 0$) в ее правой части (вместо GaAs в области базы) увеличивает выходную оптическую мощность в три раза, полностью устраняет резонансный пик и, что самое важное, увеличивает ширину оптической полосы на $\sim 37\%$ по сравнению с обычной структурой без градиента показателя преломления базы.

Ключевые слова: транзисторный лазер, ограничивающая структура с градиентом показателя преломления, дифференциальный лазерный выход, оптический отклик, резонансный пик.

1. Введение

Светоизлучающий транзистор (СИТ), работа которого основана на рекомбинационном излучении из базы гетеропереходного биполярного транзистора (ГБТ), был предложен более десяти лет назад [1]. Известно, что при включении в область базы СИТа одной или нескольких квантовых ям (КЯ), можно значительно ускорить рекомбинацию носителей [2]. Непрерывная работа при комнатной температуре такого устройства с тремя портами (один электрический вход, один электрический выход и один оптический выход), названного транзисторным лазером (ТЛ), была впервые описана в [3].

Область базы является критической для транзистора и всех его версий, включая ТЛ, поскольку она содержит активную область, из которой испускается вынужденное рекомбинационное излучение лазера [4]. Среди свойств активной области, которые можно менять, ключевыми для работы лазера на КЯ являются время пролета носителями КЯ (от эмиттера до КЯ) и активной области (от эмиттера до коллектора ТЛ) [5]. Исследовано также влияние дислокаций КЯ, изменения ее ширины и ширины базы [6–9]. Временная диаграмма пролета носителей заряда через гетероструктуру с раздельным ограничением (separate confinement heterostructure, SCH) в активной области (базе) ТЛ на одиночной КЯ (ОКЯ) показана на рис.1. Время пролета носителей через левую область SCH

у гетеропереходного биполярного ТЛ (ГБТЛ) больше, чем у диодного лазера (ДЛ) с той же шириной SCH, из-за более высокого коэффициента диффузии [10]. Для достижения максимальной ширины полосы модуляции излучения лазера на КЯ время пролета носителей через SCH должно быть минимизировано. Один из предложенных для этого методов основан на использовании SCH с градиентом показателя преломления (graded-index, GRIN), что приводит к появлению внутреннего поля [5, 11]. За счет этого поля в дополнение к диффузионной составляющей ток имеет дрейфовую составляющую, что уменьшает время пролета.

Влияние градиента показателя преломления базы на время пролета исследовалось ранее как теоретически, так и экспериментально в ГБТ [12, 13], а также в лазерах на КЯ [14, 15]. Тем не менее теоретические оценки такого влияния на различные оптические и электрические характеристики ТЛ с последующим применением их к проектированию указанного трехпортового устройства не проводились. Для обычного ТЛ авторы [16] оценили время рекомбинации в 2.5 пс. Нами показано, что при использовании правильно спроектированной базы с градиентом показателя преломления время жизни носителей может быть уменьшено до субпикосекундных значений.

В настоящей работе мы рассматриваем GRIN-SCH с $Al_\xi Ga_{1-\xi} As$ вместо GaAs в ТЛ на ОКЯ. Энергетическая щель (в эВ) материала $Al_\xi Ga_{1-\xi} As$ при $\xi < 0.45$ определяется как $E_g(Al_\xi Ga_{1-\xi} As) = 1.424 + 1.247\xi$, а индуцирован-

*Перевод с англ. В.Л.Дербова.

M.Hosseini, H.Kaatzian, I.Taghavi, H.Ghods. Photonics Research Laboratory, Electrical Engineering Department, Amirkabir University of Technology, Hafez Ave., Tehran, Iran; e-mail: hsnkato@aut.ac.ir

Поступила в редакцию 28 сентября 2018 г., после доработки – 11 января 2019 г.

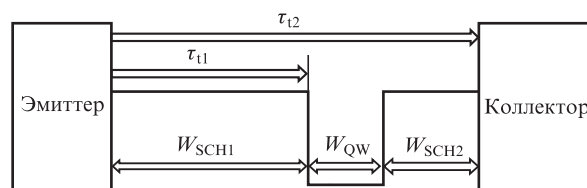


Рис.1. Схема пролета носителей через SCH в области базы.

ное встроенное поле $\varepsilon = \Delta E_g / (qW_{SCH})$, где W_{SCH} – ширина SCH, ΔE_g – разность ширины запрещенной зоны по разные стороны от областей SCH и q – заряд электрона. Использование $Al_\xi Ga_{1-\xi}As$ ($\xi = 0.1 \dots 0$) в SCH1 и $Al_\xi Ga_{1-\xi}As$ ($\xi = 0.05 \dots 0$) в SCH2 дает для этих структур $\varepsilon \approx 21$ и 22 кВ/см соответственно. Данные значения электрических полей хорошо согласуются с экспериментальными значениями, приведенными в литературе [12, 13]. Чтобы прояснить ситуацию и показать влияние градиен-

та показателя преломления в областях SCH отдельно, мы исследуем различные ограничивающие структуры в ТЛ на ОКЯ. В разд.2 представлено расположение энергетических зон для различных структур и эпитаксиальных слоев GRIN-SCH-ТЛ на ОКЯ. Аналитическая модель для описания эффектов, связанных с градиентом показателя преломления SCH, рассматривается в разд.3. В разд.4 обсуждается время рекомбинации носителей базы, дифференциальный выход излучения лазера и оптическая частотная характеристика для различных структур.

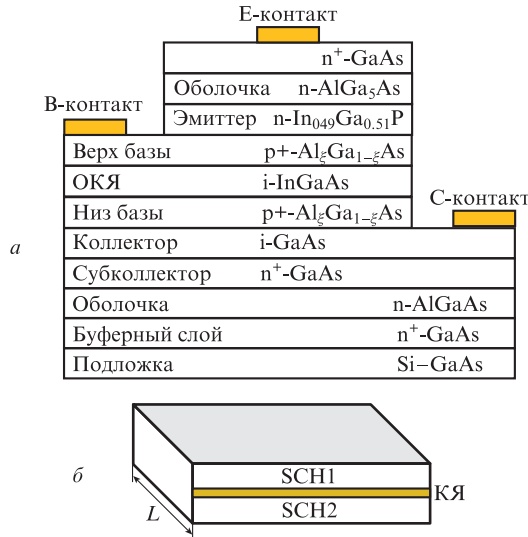


Рис.2. Схема эпитаксиальной структуры кристалла, использованного для GRIN-SCH-ГБТЛ (а), и геометрия лазерного резонатора (б).

2. Ограничивающие структуры

Эпитаксиальная структура и процесс изготовления ГБТЛ, исследуемого в настоящей работе, полностью описаны в работах [3,4]. В основе ТЛ лежит n-p-n-ГБТ (n-InGaP/p-GaAs/n-GaAs), в котором электрическое поле в базе обычно задается путем линейного изменения содержания алюминия (или индия) в базе из AlGaAs (или из InGaAs) [17]. Новая предложенная структура ГБТЛ с градиентной базой, называемая GRIN-SCH-ТЛ на ОКЯ, представлена на рис.2,а. На рис.2,б показана геометрия лазерного резонатора. По сравнению с исходной структурой ТЛ [3] мы изменили структуру не всего устройства, а областей SCH1 и SCH2. Предметом исследования в настоящей статье являются изменения не в активной области (т.е. в КЯ), а в SCH.

Мы рассматриваем различные ограничивающие структуры. Структура 1 – обычная база ТЛ из GaAs (рис.3,а), в структуре 2 градиентная среда $Al_\xi Ga_{1-\xi}As$ ($\xi = 0.05 \dots 0$) используется только в SCH2 (рис.3,б). Аналогичным образом в структуре 3 используется градиентная среда

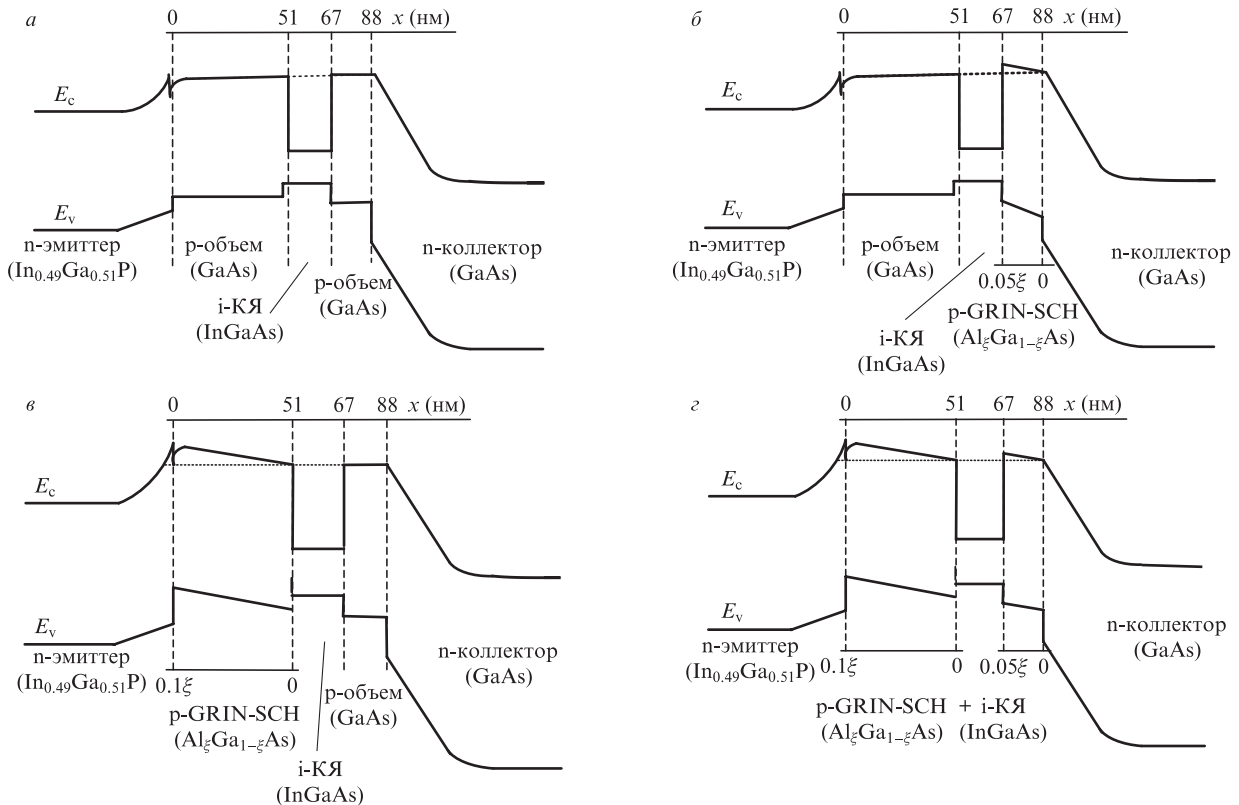


Рис.3. Диаграммы энергетических зон различных ограничивающих структур с положительным смещением: структура 1, обычная база ТЛ из GaAs (а), структура 2 с градиентом показателя преломления только в SCH2 (б), структура 3 с градиентом показателя преломления только в SCH1 (в) и структура 4 с градиентом показателя преломления в SCH1 и SCH2 одновременно (г).

$\text{Al}_\xi\text{Ga}_{1-\xi}\text{As}$ ($\xi = 0.1 \dots 0$) только в SCH1 (рис.3,б). Наконец, в структуре 4 градиент одновременно создается в SCH1 и SCH2 (т.е. $\text{Al}_\xi\text{Ga}_{1-\xi}\text{As}$ ($\xi = 0.1 \dots 0$) в SCH1 и $\text{Al}_\xi\text{Ga}_{1-\xi}\text{As}$ ($\xi = 0.05 \dots 0$) в SCH2 (рис.3,в)).

3. Модель

Как упоминалось ранее и показано на рис.2 и 3, база ТЛ состоит из трех последовательных областей, а именно SCH1, КЯ и SCH2. Уравнения непрерывности в этих областях для исходного ТЛ (с базой без градиента показателя преломления) имеют вид [16]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau_{\text{bulk}}} \quad (1)$$

для SCH1 и SCH2 и

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau_{\text{QW}}} \quad (2)$$

для КЯ, где $n(x, t)$ – распределение концентрации электронов в базе; D – постоянная диффузии; τ_{bulk} и τ_{QW} – времена рекомбинации в объеме базы и в КЯ соответственно. В модели управления зарядом ток $I = qAD(\partial n/\partial x)$ (A – площадь эмиттера) предполагается непрерывным на поверхностях раздела SCH1/КЯ/SCH2. В структурах GRIN-SCH из-за электрического поля токи базы I_b и коллектора I_c состоят из диффузионной и дрейфовой составляющих:

$$I_b = -qAD \frac{\partial n_{\text{eQW}}}{\partial x} + qA\mu_n n_{\text{eQW}}(x)\varepsilon_{b1}, \quad 0 \leq x \leq W_{\text{eQW}}, \quad (3)$$

$$I_c = -qAD \frac{\partial n_{\text{ce}}}{\partial x} + qA\mu_n n_{\text{ce}}(x)\varepsilon_{b1}, \quad 0 \leq x \leq W_{\text{eQW}}, \quad (4)$$

$$I_c = -qAD \frac{\partial n_{\text{ce}}}{\partial x} + qA\mu_n n_{\text{ce}}(x)\varepsilon_{b2}, \quad W_{\text{eQW}} \leq x \leq W_{\text{ce}},$$

где W_{eQW} – расстояние от эмиттерного перехода до середины КЯ; W_{ce} – расстояние от коллектора до эмиттера (ширина базы); n_{eQW} – концентрация электронов базы, которые рекомбинируют в КЯ и образуют диффузионную составляющую тока базы; n_{ce} – концентрация электронов базы, которые выходят из области базы (не рекомбинируя в КЯ) и образуют диффузионную составляющую тока коллектора; ε_{b1} и ε_{b2} – электрические поля в SCH1 и SCH2 соответственно; μ_n – подвижность неосновных электронов в области базы. Если пренебречь рекомбинацией вне КЯ ($\tau_{\text{bulk}} \gg \tau_{\text{QW}}$) [16], то I_b и I_c постоянны во всей базе.

Предполагая нулевую концентрацию заряда на переходе база–коллектор и непрерывность концентрации носителей во всей базе, мы можем решить уравнения (1)–(4) аналитически:

$$n_{\text{eQW}}(x) = \frac{I_b W_{\text{eQW}}}{qAD} \frac{1}{k_1} \left\{ 1 - \exp \left[-k_1 \left(1 - \frac{x}{W_{\text{eQW}}} \right) \right] \right\}, \quad 0 \leq x \leq W_{\text{eQW}}, \quad (5)$$

$$n_{\text{ce}}(x) = \frac{I_c W_{\text{eQW}}}{qAD} \frac{1}{k_2} \left\{ 1 - \exp \left[-k_2 \left(1 - \frac{x}{W_{\text{eQW}}} \right) \right] \right\} +$$

$$+ n_0 \exp \left[-k_1 \left(1 - \frac{x}{W_{\text{eQW}}} \right) \right], \quad 0 \leq x \leq W_{\text{eQW}}, \quad (6)$$

$$n_{\text{ce}}(x) = \frac{I_c W_{\text{QWc}}}{qAD} \frac{1}{k_2} \left\{ 1 - \exp \left[-k_2 \left(1 + \frac{W_{\text{eQW}} - x}{W_{\text{QWc}}} \right) \right] \right\},$$

$$W_{\text{eQW}} \leq x \leq W_{\text{ce}},$$

где $k_1 = [q\varepsilon_{b1}/(kT)]W_{\text{SCH1}} = \Delta E_{g1}/(kT)$ и $k_2 = [q\varepsilon_{b2}/(kT)] \times W_{\text{SCH2}} = \Delta E_{g2}/(kT)$ – электрические факторы SCH1 и SCH2 соответственно; $n_0 = [I_c W_{\text{QWc}}/(qADk_2)] [1 - \exp(-k_2)]$ – постоянная; ΔE_{g1} и ΔE_{g2} – разности ширин запрещенной зоны по разные стороны от SCH; W_{QWc} – расстояние от КЯ до коллектора.

Времена пролета от эмиттера до КЯ (τ_{t1}) и от эмиттера до коллектора (τ_{t2}) можно представить в виде

$$\tau_{t1} = Q_1 I_b^{-1} = qA \int_0^{W_{\text{eQW}}} n_{\text{eQW}}(x) dx I_b^{-1}, \quad (7)$$

$$\tau_{t2} = Q_2 I_c^{-1} = qA \int_0^{W_{\text{ce}}} n_{\text{ce}}(x) dx I_c^{-1}, \quad (8)$$

где Q_1 и Q_2 – заряды базы, создаваемые n_{eQW} и n_{ce} . Полное эффективное время рекомбинации

$$\tau_b = \frac{Q_1 + Q_2}{I_b} = \frac{Q_1 + Q_2}{\frac{Q_1}{\tau_{t1}} + \frac{Q_2}{\tau_{\text{bulk}}}} \approx \left(1 + \frac{Q_2}{Q_1} \right) \tau_{t1}. \quad (9)$$

4. Параметры моделирования

Для моделирования устройства нужно заранее рассчитать некоторые его оптические и структурные параметры. Все предварительные вычисления наряду с анализом работы устройства в стационарном и нестационарном режимах выполнялись с помощью пакета самосогласованных программ в среде MATLAB.

4.1. Постоянная диффузии

Подвижность неосновных электронов в $\text{Al}_\xi\text{Ga}_{1-\xi}\text{As}$ ($0 \leq \xi \leq 0.3$) для концентраций доноров $10^{16} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ была рассчитана Гербертом [18], и результаты его расчетов хорошо согласуются с результатами эксперимента. Подвижности электронов для разных концентраций доноров приведены на рис.4,а. Эффективная подвижность неосновных электронов μ_n^{eff} в области базы для различных ограничивающих структур может быть представлена в виде [19]

$$\mu_n^{\text{eff}} = \frac{\mu_{n\text{SCH1}}^{\text{avg}} W_{\text{SCH1}} + \mu_{n\text{SCH2}}^{\text{avg}} W_{\text{SCH2}}}{W_{\text{SCH1}} + W_{\text{SCH2}}}. \quad (10)$$

Константу диффузии можно получить с помощью аппроксимации уравнения Джойса–Диксона формулой Эйнштейна [17]:

$$D_n = \mu_n^{\text{eff}} \frac{kT}{q}. \quad (11)$$

Рассчитанные значения константы диффузии для различных ограничивающих структур в зависимости от степени легирования базы показаны на рис.4,б.

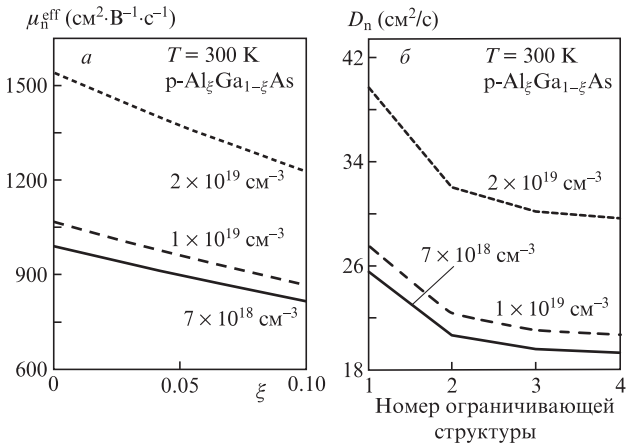


Рис.4. Подвижность неосновных электронов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq \xi \leq 0.1$) (а) и рассчитанные значения постоянной диффузии для различных ограничивающих структур (б) при разных концентрациях акцепторов по результатам работы [18].

4.2. Фактор оптического ограничения

Аналитический расчет фактора оптического ограничения (ФОО) для ТЛ выполнен в работе [10]. Профиль показателя преломления GRIN-SCH-ТЛ на ОКЯ изображен на рис.5,а. Эффективный показатель преломления волновода определяется выражением

$$n_{\text{eff}} = \frac{W_{\text{SCH1}}n_{\text{SCH1}}^{\text{avg}} + W_{\text{QW}}n_{\text{QW}} + W_{\text{SCH2}}n_{\text{SCH2}}^{\text{avg}}}{W_{\text{b}}}, \quad (12)$$

где $n_{\text{SCH1}}^{\text{avg}}$, $n_{\text{SCH2}}^{\text{avg}}$ и n_{QW} – показатели преломления; $W_{\text{b}} = W_{\text{SCH1}} + W_{\text{QW}} + W_{\text{SCH2}}$. Нормированная толщина оптического волновода определяется как

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} W_{\text{b}} \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{clad}}^2}. \quad (13)$$

С учетом различных материалов оболочки ГБТЛ был использован средний показатель преломления

$$n_{\text{clad}} = \frac{n_{\text{clade}} + n_{\text{cladc}}}{2}. \quad (14)$$

Фактор Γ оптического ограничения можно оценить по формуле

$$\Gamma \approx \frac{1}{1 + 2/\Delta^2} \frac{W_{\text{QW}}}{W_{\text{b}}}. \quad (15)$$

На рис.5,б показаны рассчитанные ФОО для всех четырех структур, на вставке – значения эффективного показателя преломления волновода для различных структур. Полные оптические потери для этих структур включают в себя два вклада: зависящие от геометрии резонатора потери на зеркалах α_m и зависящие от легирования собственные оптические потери α_i :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}, \quad (16)$$

$$\alpha_i = \Gamma k_p N_b, \quad (17)$$

где L – длина оптического резонатора; $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения зеркал резонатора; k_p – коэффициент по-

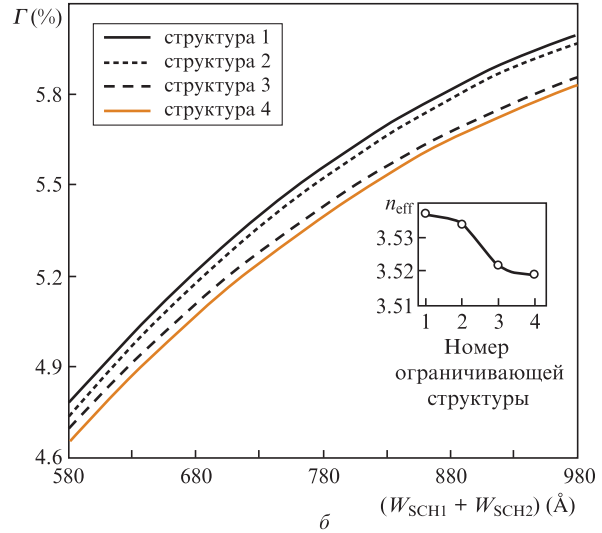
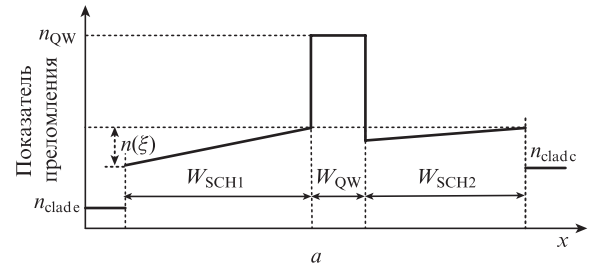


Рис.5. Профиль показателя преломления GRIN-SCH-ТЛ на ОКЯ (а) и рассчитанные ФОО для структур 1–4 (б). На вставке показаны эффективные показатели преломления волновода для различных структур (ширина КЯ равна 16 нм и постоянна, а ширина SCH меняется).

глощения за счет переходов внутри валентной зоны; N_b – концентрация примеси в базе. Тогда время жизни фотона τ_{ph} можно рассчитать по формуле

$$\tau_{\text{ph}} = \left[\frac{c}{n_{\text{wg}}} (\alpha_m + \alpha_i) \right]^{-1}, \quad (18)$$

где n_{wg} – показатель преломления волновода.

5. Результаты и их обсуждение

Численные значения, использованные в модели, приведены ниже.

- Ширина базы W_{ce} (Å) 880 [16]
- Расстояние от эмиттера до КЯ W_{eQW} (Å) 590 [16]
- Расстояние от КЯ до коллектора W_{QWc} (Å) 290 [16]
- Ширина КЯ W_{QW} (Å) 160 [16]
- Время рекомбинации в объемном веществе τ_{bulk} (пс) 134 [4]
- Концентрация примеси в базе N_b (cm^{-3}) 1×10^{19}
- Температура T (К) 300
- Постоянная Больцмана k (эВ/К) 8.617×10^{-5}
- Площадь эмиттера A (мкм^2) 120×120
- Длина лазерного резонатора L (мкм) 450
- Внешняя квантовая эффективность η_{ext} 0.1 [20]
- Параметр подгонки η 0.1 [20]

5.1. Рабочие характеристики ТЛ в стационарном режиме

На рис.6 приведены распределения неосновных носителей в базе ТЛ, рассчитанные при увеличении тока базы по уравнениям (5) и (6) для разных структур. Данные рис.6,а относятся к обычному ТЛ на GaAs. В этой структуре нет электрического поля, поэтому распределение неосновных носителей имеет постоянный наклон в обеих SCH-областях. На рис.6,б показано распределение носителей в структуре 2; видно, что в области SCH2 наклон становится переменным из-за появления в ней электрического поля. Аналогично, на рис.6,в, относящемся к структуре 3 (см. рис.3,в), переменный наклон появляется только в SCH1. Наконец, рис.6,г демонстрирует распределение носителей, в котором переменный наклон ясно виден на длине всей базы (кроме активной области) из-за наличия электрического поля в обеих областях – SCH1 и SCH2.

На рис.7 для каждой структуры показаны рассчитанные значения эффективного времени рекомбинации τ_b и оптического выхода. Используя структуру GRIN-SCH, можно значительно уменьшить τ_b в базе. Очевидно, что время рекомбинации связано с временами пролета через SCH (τ_{t1} и τ_{t2}) и величинами зарядов Q_1 и Q_2 .

Результаты моделирования времени пролета и коэффициента усиления по току в различных структурах, а также зависимости времени пролета от молярной доли алюминия ξ в слоях $Al_\xi Ga_{1-\xi} As$ с градиентом показателя преломления представлены на рис.8,а,б. Видно, что изменение времени пролета при переходе от структуры 1 к структуре 2 отсутствует, что связано с расположением КЯ. Однако можно значительно уменьшить это время, внося градиент показателя преломления в SCH1, поскольку

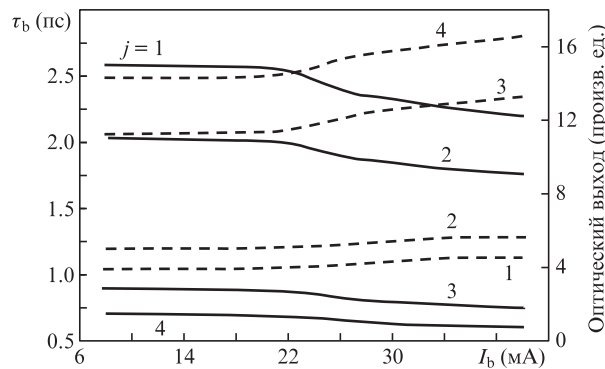


Рис.7. Рассчитанные полное эффективное время рекомбинации носителей в базе τ_b (сплошные кривые) и оптический выход (штриховые кривые) для распределений заряда, показанных на рис.6; j – номер ограничивающей структуры.

данная область шире, чем SCH2. Аналогично, при переходе от структуры 3 к структуре 4 уменьшение времени пролета невелико с учетом технологических проблем при изготовлении структуры 4.

Для ТЛ на КЯ с вынужденной рекомбинацией носителей базы усиление слабого сигнала по току $\beta = \Delta I_c / \Delta I_b$ может быть выражено как $\beta = \tau_b / \tau_t$ [4], где τ_b – полное эффективное время рекомбинации в базе, которое можно получить с помощью формулы (9), а τ_t – время пролета базы носителями. Коэффициент усиления по току для всех структур представлен на рис.8,б. Видно, что нет существенного различия в коэффициентах усиления по току для исходной и предлагаемой структур GRIN-SCH в силу небольшого изменения времени рекомбинации в базе.

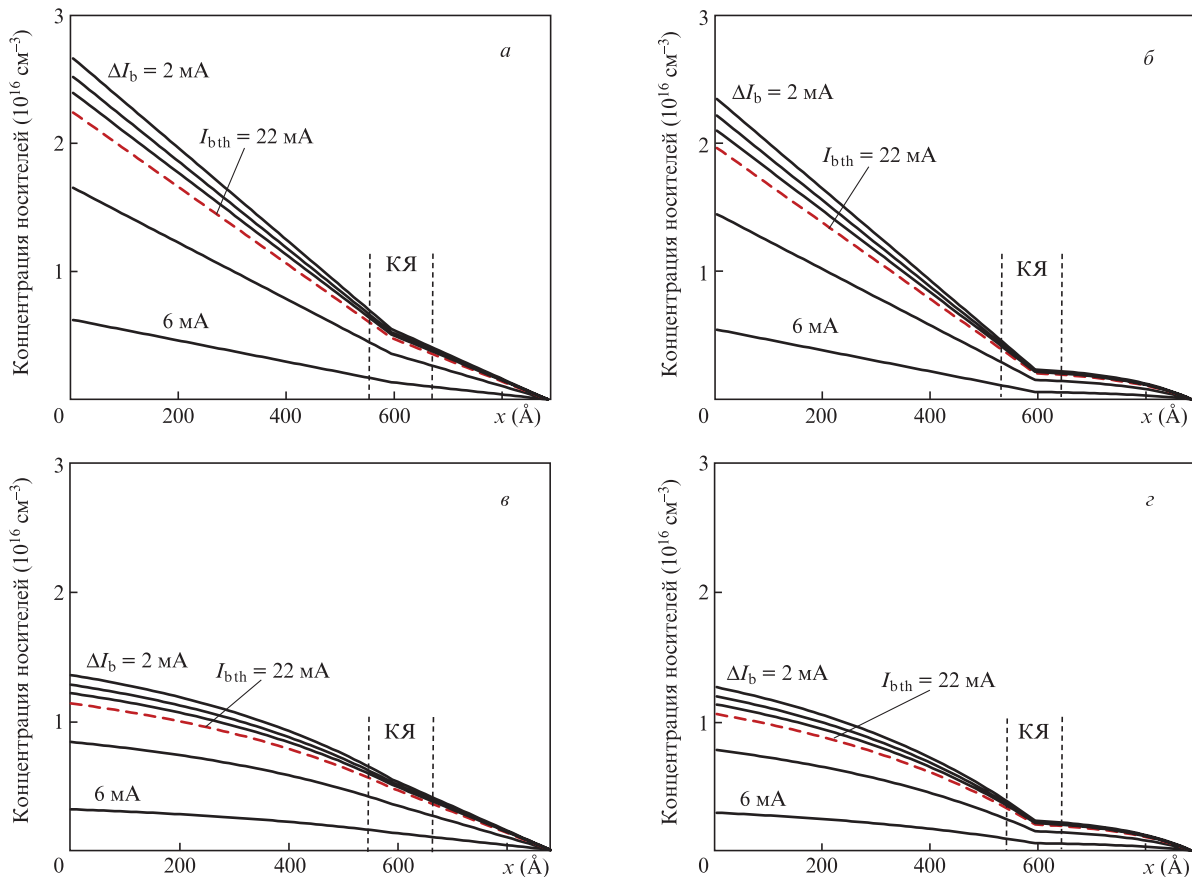


Рис.6. Рассчитанные распределения неосновных носителей (электронов) для различных структур GRIN-SCH, показанных на рис.3.

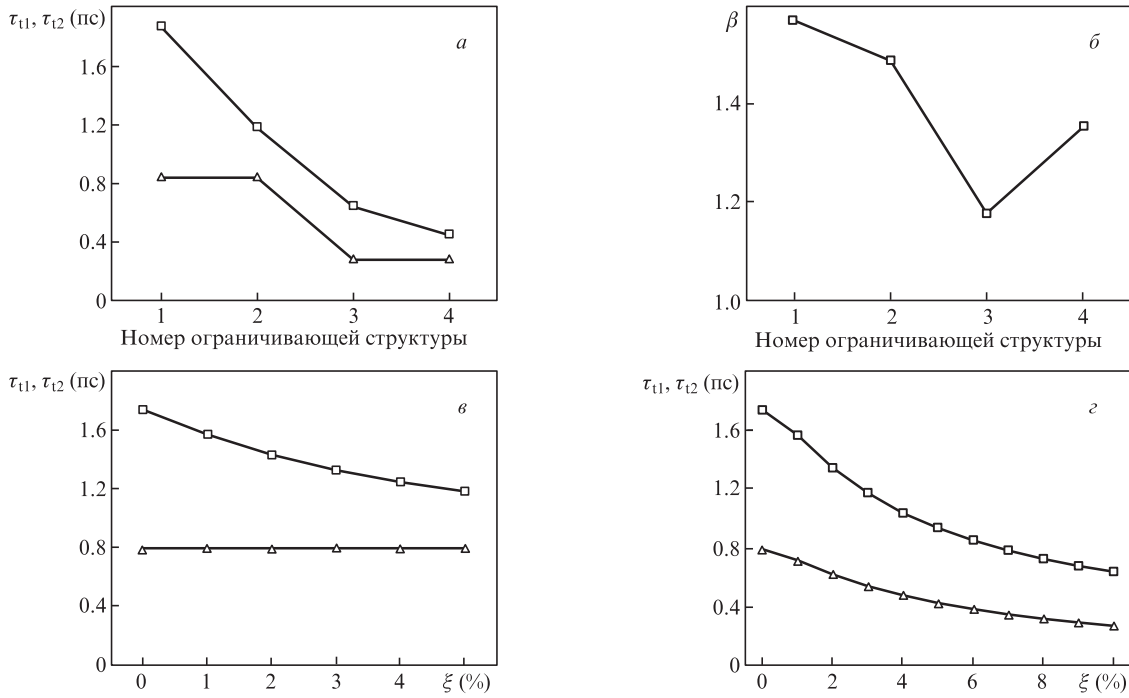


Рис.8. Времена пролета τ_{11} и τ_{12} (а) и усиление слабого сигнала по току β (б) в разных структурах, а также зависимости времен пролета от молярной доли алюминия ξ в SCH2 (структура 2; в) и в SCH1 (структура 3; г).

Влияние SCH1 можно увидеть, сравнивая рис.8,в и г. В заключение следует отметить, что ширина областей SCH и местоположение КЯ или нескольких ям являются одними из критических факторов при разработке ТЛ, поскольку в ГБТЛ переносятся носители только одного типа. Это резко отличается от случая обычного ДЛ, в котором через области SCH переносятся оба типа носителей (возможно, с разными скоростями), что приводит к более неоднородному распределению носителей. В этом смысле результаты проведенного нами моделирования демонстрируют преимущество ТЛ по сравнению с ДЛ.

Определяя Q_1 и Q_2 из рис.6 и используя формулу (9) при пороговом значении тока I_{bth} , можно получить время жизни спонтанной рекомбинации $\tau_{b\text{spont}}$ для структур 2–4. Зависимость времени жизни спонтанной рекомбинации от молярной доли алюминия в областях SCH, показанная на рис.9, также может рассматриваться как дополнительное доказательство того, что область SCH1 (расположенная перед активной областью) оказывает большее влияние на рабочие характеристики устройства. Стоит отметить, что ширина полосы оптической модуляции ТЛ может зависеть от $\tau_{b\text{spont}}$.

Выражение для эффективного дифференциального выхода лазерного излучения при изменении концентрации носителей N было получено в [21]:

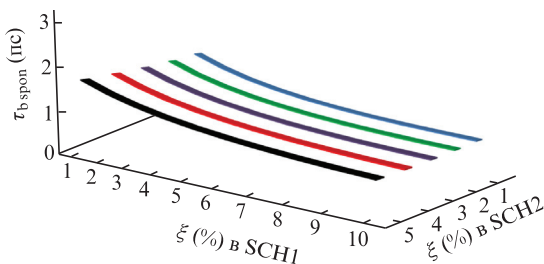


Рис.9. Зависимости времени спонтанной рекомбинации $\tau_{b\text{spont}}$ от молярной доли алюминия ξ в SCH1 и SCH2.

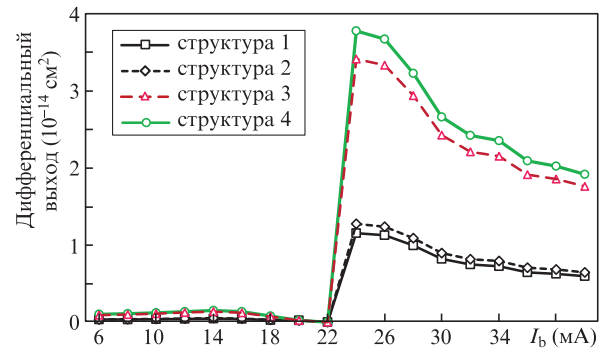


Рис.10. Эффективный дифференциальный выход лазерного излучения для различных структур.

$$\frac{1}{v_g P} \frac{dR_{st}}{dN} = \frac{q\alpha_m}{\eta_{ext}} \left(\frac{1}{\tau_b} - \frac{1}{\tau_{b\text{spont}}} \right) \frac{W_b}{I_b - I_{bth}}, \quad (19)$$

где η_{ext} – внешняя квантовая эффективность; R_{st} – скорость вынужденной рекомбинации; v_g – групповая скорость фотонов; P – плотность заполнения резонатора фотонами. На рис.10 представлен эффективный дифференциальный выход лазерного излучения для предлагаемых структур. Наибольший оптический выход наблюдается в структуре 4 благодаря минимальному времени рекомбинации в базе. Для $I_b < I_{bth}$ вынужденная рекомбинация незначительна и, следовательно, скорость рекомбинации может не учитываться.

5.2. Нестационарный режим

Скоростные уравнения для ТЛ могут быть получены путем модификации связанных уравнений для носителей заряда и фотонов:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I_b}{q} - \frac{N}{\tau_{b\text{spont}}} - v_g g \Gamma N_{ph}, \quad (20)$$

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = v_g g \Gamma N_{ph} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}}. \quad (21)$$

Здесь $N \approx (Q_1 + Q_2)/q$ – полное число неосновных носителей в базе; g – усиление на единицу длины активной среды (КЯ); N_{ph} – полное число фотонов. Для линейного оптического отклика на слабый сигнал $H(\omega)$ было получено аналитическое выражение [22]

$$H(\omega) = \frac{A_0}{1 - \omega^2/\omega_n^2 + i2(\omega/\omega_n)\zeta},$$

где

$$\zeta = \frac{1}{2\omega_n \tau_{b\text{sp}on}} + \frac{\tau_{ph}\omega_n}{2}; \quad \omega_n^2 = \frac{\eta}{\tau_{ph}\tau_{b\text{sp}on}} \left(\frac{I_b}{I_{b\text{th}}} - 1 \right);$$

A_0 – нормировочный множитель; $\omega_r = \omega_n/(1 - 2\zeta^2)^{1/2}$ – резонансная частота; η – подгоночный параметр, вычисленный ранее [20]. Амплитуда резонансного пика $|H(\omega_r)|^2 = A_0^2/[4(1 - \zeta^2)\zeta^2]$.

На рис.11 приведены собственные оптические частотные характеристики для различных ограничивающих структур. Ключевым фактором для оптической частотной характеристики ТЛ является время жизни при спонтанной рекомбинации $\tau_{b\text{sp}on}$, которое показано на вставке к рис.11. Уменьшение времени жизни при спонтанной рекомбинации может вызвать резкое уменьшение амплитуды резонанса и увеличение ширины оптической полосы. В структурах 3 и 4 не наблюдается резонансного пика, что может быть еще одним важным преимуществом таких структур. Наличие резонансного пика, в первую очередь, является ограничивающим фактором для оптических передатчиков, основанных на прямой модуляции ДЛ. Ожидается, что с помощью модифицированного GRIN-SCH-ТЛ (предпочтительно со структурой 3 или 4) эта проблема может быть решена.

На рис.12 показаны ширина оптической полосы и амплитуда резонансного пика для разных структур в зависимости от легирования базы. Более широкая полоса, наблюдаемая для структур 3 и 4, является прямым следствием отсутствия резонанса у оптической частотной характеристики. Превосходные характеристики для оптической модуляции (уширенная полоса собственного пропускания и уменьшенный резонансный пик) проявляются в

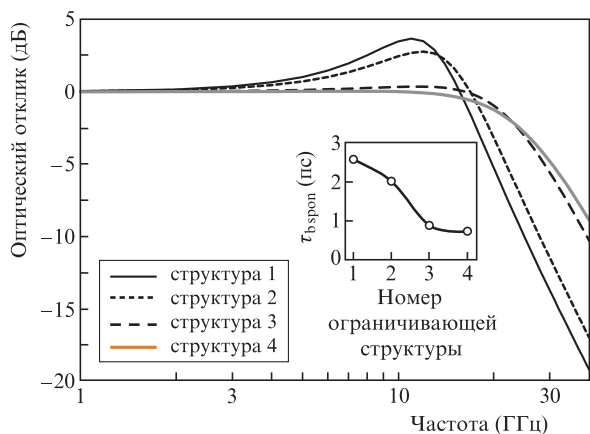


Рис.11. Оптический отклик структур GRIN-SCH и ТЛ с обычной базой из GaAs ($I_b/I_{b\text{th}} = 5$, $N_b = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$). На вставке – времена жизни при спонтанной рекомбинации $\tau_{b\text{sp}on}$ для всех структур.

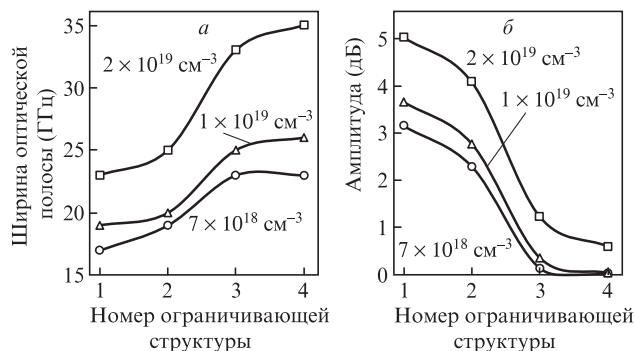


Рис.12. Ширина оптической полосы (а) и амплитуда резонансного пика (б) для разных структур при различном легировании базы. У третьей структуры высота резонансного пика равна нулю.

структурах 3 и 4. В сочетании с другими методами увеличения полосы пропускания, такими как формирование активной области с множественными КЯ [10], ожидается, что в итоге ширина полосы может превысить 100 ГГц.

Мы сравнили оптические рабочие характеристики исходного ТЛ и различных GRIN-SCH структур при изменении тока базы (рис.13). Видно, что исходная структура имеет более широкую полосу пропускания по сравнению с предлагаемыми GRIN-SCH-структурами при малом токе из-за более высокой скорости носителей, захваченных этой структурой. Для исходного ТЛ ширина полосы пропускания достигает ~ 19 ГГц, а насыщение усиления в материале ограничивает ее рост. Для структур GRIN-SCH полоса пропускания начинает расширяться при более высоких уровнях инжекции, когда КЯ достаточно заселена носителями, и превышает 26 ГГц.

При более быстрой релаксации резонанс может отсутствовать даже при малых смещениях, т.к. малость величин N_{ph} и $\tau_{b\text{sp}on}$ приводит к большим значениям ζ . Более того, ситуация обращается в том смысле, что при малом $\tau_{b\text{sp}on}$ резонанс появляется только при больших $I_b/I_{b\text{th}}$ из-за роста ω_n , что вызывает уменьшению ζ . Ключевым параметром, определяемым шириной оптической полосы и длиной резонатора, является время жизни фотона τ_{ph} , которое ранее было рассчитано с учетом потерь на зеркалах, а не только с учетом собственных оптических потерь вследствие легирования [7]. Структуры 3 и 4 с длиной резонатора 550–850 мкм имеют одинаковую ширину оптической полосы из-за одинаковых значений времени жизни фотона, как это видно из рис.14. Учитывая влияние градиента показателя преломления базы, можно сделать вывод о том, что чувствительность к изменениям длины

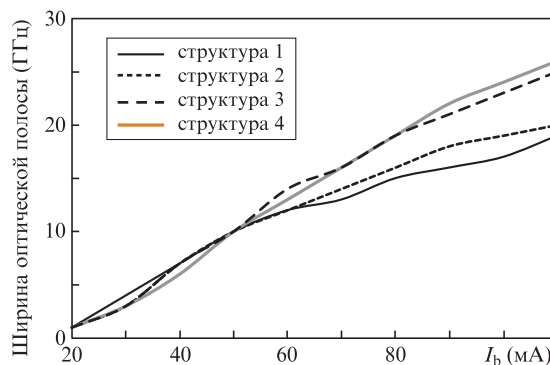


Рис.13. Зависимость ширины оптической полосы от тока базы для различных ограничивающих структур

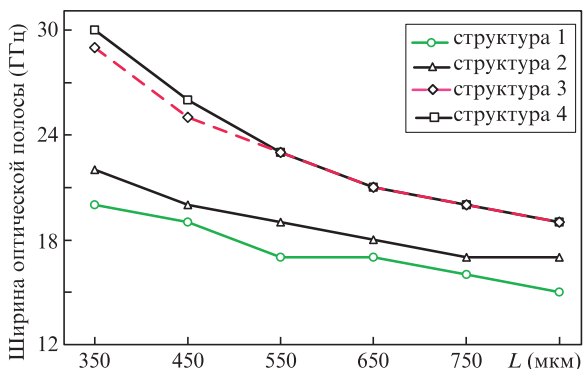


Рис.14. Зависимость ширины оптической полосы от длины резонатора для различных ограничивающих структур.

резонатора более выражена для GRIN-SCH-ТЛ по сравнению с обычным ТЛ без градиента показателя преломления. Для предлагаемого нами варианта базы ТЛ это может быть недостатком и должно учитываться, когда становятся существенными ограничения, связанные с точностью изготовления структур. С другой стороны, структуры 3 и 4 демонстрируют 50%-ное увеличение ширины оптической полосы при относительно небольшой длине резонатора – 350 мкм.

6. Заключение

Впервые изучена структура GRIN-SCH в ТЛ на ОКЯ с различными ограничивающими структурами. Рассчитаны ключевые физические параметры предлагаемых структур, в том числе константа диффузии и коэффициент оптического ограничения, а также время пролета носителей через области SCH, эффективное время рекомбинации в базе и профиль концентрации заряда в области базы. Для всех структур GRIN-SCH были проанализированы характеристики ТЛ, включая дифференциальный выход лазерного излучения и оптическую частотную характеристику. При использовании структуры $\text{Al}_\xi\text{Ga}_{1-\xi}\text{As}$ ($\xi = 0.1 \dots 0$) слева от КЯ и структуры $\text{Al}_\xi\text{Ga}_{1-\xi}\text{As}$ ($\xi = 0.05 \dots 0$) справа от КЯ дифференциальный выход возрастает в три раза, резонансный пик полностью исчезает, а ширина оптической полосы увеличивается до 26 ГГц по

сравнению с 19 ГГц у обычного ТЛ с базой из GaAs. Мы полагаем, что более широкая оптическая полоса является прямым следствием уменьшения времени рекомбинации в базе до субпикосекундных значений, что достигается путем ускоренного переноса носителей через область базы.

1. Feng M., Holonyak N. Jr., Hafez W. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (1), 151 (2004).
2. Walter G., Holonyak N. Jr., Feng M., Chan M. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (20), 4768 (2004).
3. Feng M., Holonyak N. Jr., Walter G., Chan R. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 131103 (2005).
4. Chan R., Feng M., Holonyak N. Jr., James A., Walter G. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 143508 (2006).
5. Nagarajan R., Fukushima T., Corzine S.W., Bower J.E. *Appl. Phys. Lett.*, **59** (15), 1835 (1991).
6. Taghavi I., Kaatuzian H. *Opt. Quantum Electron.*, **41**, 481 (2010). DOI: 10.1007/s11082-010-9384-0.
7. Farjadian M.R., Kaatuzian H., Taghavi I. *Opt. Quantum Electron.*, **46**, 871 (2013).
8. Mojaver H.R., Kaatuzian H. *Opt. Quantum Electron.*, **44**, 45 (2012). DOI: 10.1007/s11082-011-9531-2.
9. Hosseini M., Kaatuzian H., Taghavi I. *Proc. 24th Iranian Conf. Electrical Engineering (ICEE)* (Shiraz, 2016, pp 617–620). DOI: 10.1109/IranianCEE.2016.7585596.
10. Taghavi I., Kaatuzian H., Leburton J.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **49** (4), 426 (2013).
11. Hosseini M., Kaatuzian H., Taghavi I. *Chin. Opt. Lett.*, **15**, 062501 (2017).
12. Liu W., Costa D., Harris J. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **39** (11), 2422 (1992).
13. Joe J.H., Missous M. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **52** (8), 1693 (2005).
14. Morin S., Deveaud B., Clerot F., Fujiwara K., Mitsunaga K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27** (6), 1669 (1991).
15. Pollard H.-J., Leo K., Rother K., Ploog K., Feldmann J., Peter G., Göbel E.O., Fujiwara K., Nakayama T., Ohta Y. *Phys. Rev. B*, **38**, 7635 (1988).
16. Feng M., Holonyak N. Jr., Then H.W., Walter G. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 053501 (2007).
17. Liu W. *Fundamentals of III–V Devices* (New York: Wiley, 1999).
18. Bennett H.S. *Appl. Phys.*, **80**, 3844 (1996). DOI: 10.1063/1.363339.
19. Kaatuzian H. *Photonics* (Tehran: Amirkabir University (AKU) Press, 2017, vol. 2).
20. Then H.W., Feng M., Holonyak N. Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 183505 (2007).
21. Then H.W., Walter G., Feng M., Holonyak N. Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 243508 (2007).
22. Feng M., Then H.W., Holonyak N. Jr., Walter G., James A. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 033509 (2009).