

Эффективность токовой инжекции в полупроводниковых лазерах с волноводом из квантовых ям

© А.А. Афоненко[¶], Д.В. Ушаков

Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Беларусь

(Получена 1 июня 2013 г. Принята к печати 16 июня 2013 г.)

Развита динамическая распределенная диффузионно-дрейфовая модель лазерных гетероструктур, учитывающая процессы захвата носителей в квантовые ямы. Проведены расчеты токов утечки в режиме генерации в различных лазерных структурах InGaAs/GaAs (длина волны излучения $\lambda = 0.98$ мкм), InGaAsP/InP ($\lambda = 1.3$ мкм) и InGaAs/InP ($\lambda = 1.55$ мкм) без широкозонных эмиттеров. Показано, что учет конечного времени захвата носителей заряда принципиально важен для расчета структур с глубокими квантовыми ямами. Отношение токов утечки к полному току в структурах с глубокими квантовыми ямами (InGaAsP/InP, InGaAs/InP) возрастает с ростом тока инжекции и при многократном превышении порога лазерной генерации может составлять несколько процентов.

1. Введение

В лазерах с квантовыми ямами есть возможность использовать для создания волновода разницу показателей преломления материала квантовой ямы и окружающего полупроводника. Несмотря на то что ширина квантовой ямы мала по сравнению с длиной волны излучения, предварительные расчеты показывают, что нескольких (3–6) квантовых ям вполне достаточно для создания волновода [1]. При этом характерная длина локализации моды в направлении, перпендикулярном квантовым ямам, оказывается порядка микрометра, т.е. соответствует сверхширокому волноводу. Однако в отличие от сверхширокого волновода в таком волноводе нет проблемы с селекцией мод.

Отсутствие в таких структурах широкозонных эмиттеров снимает встроенные потенциальные барьеры в зонах, которые препятствуют диффузии неравновесных носителей из активной области. Это может привести к существенному увеличению токовых утечек и уменьшению эффективности инжекции аналогично тому, как это происходит в лазерах раздельного ограничения при внесении расширенного волновода [2]. При этом существенное значение приобретают замедленный захват носителей заряда в квантовую яму и выброс электронов из активной области в волновод [2,3].

Целью работы являлись модификация стандартной диффузионно-дрейфовой модели гетероструктуры [4–6] для включения в нее процессов захвата–выброса носителей на уровни квантовых ям и оценка инжекционной эффективности различных лазерных гетероструктур InGaAs/GaAs (длина волны излучения $\lambda = 0.98$ мкм), InGaAsP/InP ($\lambda = 1.3$ мкм) и InGaAs/InP ($\lambda = 1.55$ мкм) без широкозонных эмиттеров.

2. Теоретическая модель

2.1. Распределенная модель

В распределенной модели с каждой точкой пространства связываются три переменные, например, электростатический потенциал φ и квазиуровни Ферми для электронов, F_n , и дырок, F_p [7]. Они находятся путем совместного численного интегрирования фундаментальной системы уравнений, включающей уравнение Пуассона для электростатического потенциала φ и уравнения непрерывности для плотностей электронного, j_n , и дыркового, j_p , токов:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}(p - n + N_d - N_a), \quad (1)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial z} = R + \nu_g G S_{3D} + \frac{\partial n}{\partial t}, \quad j_n = \mu_n n b \frac{\partial F_n}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial z} = -R - \nu_g G S_{3D} - \frac{\partial p}{\partial t}, \quad j_p = \mu_p p b \frac{\partial F_p}{\partial z}, \quad (3)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок, N_a и N_d — концентрации ионизованных акцепторов и доноров, ε — диэлектрическая проницаемость, ε_0 — электрическая постоянная, R — скорость рекомбинации, G — коэффициент усиления, S_{3D} — объемная плотность фотонов, ν_g — групповая скорость, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок. Полные концентрации электронов и дырок, n и p , состоят из концентрации нелокализованных носителей, n_b и p_b ,

$$n_b = N_c \Phi_{1/2} \left(\frac{F_n - E_c}{kT} \right), \quad p_b = N_v \Phi_{1/2} \left(\frac{E_v - F_p}{kT} \right), \quad (4)$$

которые участвуют в переносе заряда, и носителей, локализованных на уровнях квантовых ям, n_w и p_w ,

$$n_w = N_{wc} \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{F_n - \Delta F_{wn} - E_{ci}}{kT} \right) \right] \cdot \frac{2}{d} \sin^2 \left(\frac{i\pi z}{d} \right), \quad (5)$$

[¶] E-mail: afonenko@bsu.by

$$p_w = \sum_i N_{wvi} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{vi} - F_p - \Delta F_{wp}}{kT} \right) \right] \times \frac{2}{d} \sin^2 \left(\frac{i\pi z}{d} \right). \quad (6)$$

Здесь N_c и N_v (N_{wc} и N_{wv}) — объемные (двухмерные) эффективные плотности состояний электронов и дырок, T — температура, k — постоянная Больцмана, координата z отсчитывается от начала квантоворазмерного слоя толщиной d . При расчете концентрации дырок учитывались подзоны легких и тяжелых дырок. Эффективные плотности состояний, а также энергии уровней E_{ci} и E_{vi} рассчитывались в приближении эффективных масс. Величины ΔF_{wn} и ΔF_{wp} учитывают конечные времена захвата носителей на уровни квантовых ям. В приближении быстрой внутризонной релаксации эти величины равны 0.

Энергии краев зоны проводимости, E_c , и валентной зоны, E_v , определялись с использованием электронного сродства χ и ширины запрещенной зоны E_g полупроводниковых слоев:

$$E_c = -\chi - \varphi, \quad E_v = -\chi - E_g - \varphi. \quad (7)$$

Значение χ в квантовых ямах подбиралось таким образом, чтобы оно соответствовало экспериментальным данным по разрывам зон [8]. Для расчета концентраций нелокализованных носителей в квантовых ямах использовались формулы (4), в которых энергии краев зон E_c и E_v полагались равными энергиям краев зон примыкающих барьерных слоев.

Скорость спонтанной рекомбинации рассчитывалась в модели прямых переходов по приближенной формуле

$$R = A_{cv} \frac{N_r}{N_c N_v} \frac{np}{1 + (N_r/N_c N_v)(n+p)}. \quad (8)$$

Здесь A_{cv} — коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов, N_r — приведенная эффективная плотность состояний. Для квантовых ям применялась аналогичная формула с дополнительным суммированием по подзонам с учетом их заселенности. Коэффициент усиления G рассчитывался в модели прямых переходов. Эффекты спектрального уширения учитывались формальной заменой функции Хевисайда на сглаженную ступенчатую функцию [9].

2.2. Граничные условия

Толщины эмиттерных слоев выбирались много больше длины экранирования в них, что позволяло в качестве граничных условий для уравнения Пуассона использовать условие электронейтральности

$$(p - n + N_d - N_a)|_{P,N} = 0. \quad (9)$$

Здесь индексами N и P обозначены внешние границы соответствующих эмиттеров. В качестве граничных условий для уравнений непрерывности полагалось

$$F_p|_P = 0, \quad F_n|_N = U, \quad (10)$$

где U — приложенное к структуре напряжение. В динамическом режиме

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \int_P^N \frac{j - j_n - j_p}{\varepsilon_0 \varepsilon} dz, \quad (11)$$

где j — плотность полного тока через структуру. Перенос неосновных носителей в глубь эмиттерных слоев (токовые утечки) считался в основном имеющим диффузионный характер, т. е. использовались условия

$$\left. \frac{dj_n}{dz} \right|_P = \kappa_n j_n, \quad \kappa_n = \sqrt{\frac{e}{kT \mu_n \tau_n}}, \quad \frac{1}{\tau_n} = \left. \frac{\partial R}{\partial n} \right|_P, \quad (12)$$

$$\left. \frac{dj_p}{dz} \right|_N = -\kappa_p j_p, \quad \kappa_p = \sqrt{\frac{e}{kT \mu_p \tau_p}}, \quad \frac{1}{\tau_p} = \left. \frac{\partial R}{\partial p} \right|_N, \quad (13)$$

где κ_n и κ_p (τ_n и τ_p) — обратные длины диффузии (времени жизни) неосновных носителей заряда.

2.3. Динамика излучения

Объемная плотность фотонов в области квантовой ямы с индексом m рассчитывалась как

$$S_{3Dm} = \frac{\Gamma_m S_{2D}}{d_m}, \quad (14)$$

где Γ_m — параметр оптического ограничения, d_m — ширина квантовой ямы. Динамика двумерной плотности фотонов (S_{2D}) описывалась стандартным скоростным уравнением

$$\frac{dS_{2D}}{dt} = v_g \left(\frac{\sum_m G_m}{1 + \varepsilon_s S_{2D}} - k_{th} \right) S_{2D} + \beta \sum_m R_m, \quad (15)$$

где G_m и R_m — средний коэффициент усиления и двумерная скорость спонтанной рекомбинации в соответствующей квантовой яме, ε_s — параметр нелинейного усиления, β — вклад спонтанных переходов в лазерную моду, k_{th} — пороговый коэффициент усиления. Суммирование ведется по всем квантовым ямам.

2.4. Процессы захвата носителей в квантовые ямы

При наличии конечных скоростей процессов захвата и выброса носителей на уровни квантовых ям квазиравновесие между локализованными и нелокализованными в квантовых ямах носителями нарушается, что ограничивает область применимости обычной распределенной модели. Указанную трудность можно обойти путем увеличения числа переменных, характеризующих одну точку пространства, введя в области квантовых ям дополнительные уровни ферми для локализованных электронов и дырок. Однако это приведет к увеличению размерности вычисляемых матриц, а также к уменьшению скорости сходимости. Кроме того, процесс захвата

носителей по физической сути не является локальным, т.е. захваченные в любой точке над квантовой ямой носители распределяются по всей квантовой яме.

Наиболее простой способ решения описанной выше задачи заключается в самосогласованном решении фундаментальной системы уравнений и системы балансных уравнений, в которых приравняются скорости поступления носителей на локализованные уровни и скорости межзонной рекомбинации в квантовых ямах:

$$0 = \int_w \left\{ \frac{n_b}{\tau_{cn}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta F_{wn}}{kT}\right) \right] - R_w - \nu_g G S_{3D} - \frac{\partial n_w}{\partial t} \right\} dz, \quad (16)$$

$$0 = \int_w \left\{ \frac{p_b}{\tau_{cp}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta F_{wp}}{kT}\right) \right] - R_w - \nu_g G S_{3D} - \frac{\partial p_w}{\partial t} \right\} dz. \quad (17)$$

Здесь τ_{cn} и τ_{cp} — времена захвата электронов и дырок в ненаселенную квантовую яму, экспоненциальные слагаемые в скобках учитывают изменение эффективного времени захвата при заполнении уровней квантовой ямы, интегрирование выполняется в каждой квантовой яме по отдельности. Хотя в представленной модели добавляются только по две расчетные величины ΔF_{wn} и ΔF_{wp} на каждую квантовую яму, такой подход позволяет ввести различные квазиуровни Ферми для каждой подзоны квантовой ямы, как в расчетах лазеров на внутриволновом переходе [10].

Вероятность захвата свободных носителей заряда в квантовую яму существенно зависит от энергетического положения наиболее высокого связанного состояния в яме и максимальна, когда это состояние становится виртуальным [11–13]. В работе [14] на основе исследования фотолюминесценции структуры измеренное время захвата носителей в квантовую яму в гетероструктуре InGaAs/GaAs составило 1 пс при 300 К и 6.5 пс при 10 К.

2.5. Алгоритм решения

Проведенные расчеты различных квантоворазмерных структур показали, что при значительных величинах неоднородного возбуждения квантовых ям и барьерных областей ($\Delta F_{wn}, \Delta F_{wp} > kT$) совместное итерационное решение системы уравнений (1)–(3), (15)–(17) в стационарном режиме не обладает сходимостью. Это может быть связано с возникновением множества стационарных решений нелинейной системы базовых уравнений. Одним из выходов из такой ситуации является рассмотрение процесса генерации в динамике.

Временная дискретизация всех уравнений проводилась неявным методом Эйлера. Фундаментальная система уравнений (1)–(3) решалась с использованием

конечно-разностной схемы. Совместное самосогласованное решение фундаментальной системы уравнений и уравнений (11), (15)–(17) проводилось итерационным методом. Наиболее эффективным оказался следующий алгоритм из двух вложенных итерационных циклов. Внутренний цикл включал последовательное решение уравнения (14) для плотности фотонов S_{2D} , уравнений (16), (17) для пар величин $\Delta F_{wnm}, \Delta F_{wpm}$ для каждой (m) квантовой ямы и уравнения Пуассона (1) для электростатического потенциала ϕ . Внешний цикл включал внутренний цикл, уравнения непрерывности (2), (3) для квазиуровней Ферми для электронов F_n , дырок F_p и уравнения (11) для напряжения U . При этом при расчете F_n, F_p, U применялся метод нижней релаксации. Для обеспечения сходимости решения временной шаг интегрирования мог меняться от десятков до долей пикосекунды. Возникающие системы нелинейных уравнений решались методом Ньютона.

3. Численный расчет и обсуждение результатов

Параметры численного расчета (ширина запрещенной зоны, E_g , эффективные массы электронов, m_c , и дырок, $m_{vl}, m_{vh}, m_{vlt}, m_{vht}$) для четверных ($A_x B_{1-x} C_y D_{1-y}$), тройных ($A_x B_{1-x} C$) и бинарных (AB) соединений аппроксимировались по экспериментальным и теоретическим данным согласно [15]. Подвижности электронов, μ_n , и дырок, μ_p , взяты из базы данных [16]. При расчетах зонной структуры глубины потенциальных ям в зоне проводимости, ΔE_c , и валентной зоне, ΔE_v , рассчитывались согласно [8]. Данные интерполяции для соединений Ga_{0.30}In_{0.70}As_{0.65}P_{0.35}, In_{0.2}Ga_{0.8}As, In_{0.53}Ga_{0.47}As, GaAs и InP представлены в табл. 1. Подвижности в эмиттерных слоях даны в табл. 2.

На рис. 1 показаны рассчитанные зонные диаграммы и положения квазиуровней Ферми для электронов, F_n , и дырок, F_p . Считалось, что эмиттеры легированы акцепторами до концентрации $N_a = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и донорами до концентрации $N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. К квантовым ямам прилегают слабо легированные слои ($N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) толщиной 100 нм. В структуре со сравнительно неглубокими квантовыми ямами (рис. 1, а) значения ΔF_{wn} и ΔF_{wp} , характеризующие неоднородное возбуждение квантовых ям и барьерных областей, не превышают тепловую энергию kT и уровень возбуждения всех квантовых ям практически одинаков. В структурах с длиной волны генерации 1.31 и 1.55 мкм (рис. 1, б, в) значения ΔF_{wn} и ΔF_{wp} превышают kT , а при малых временах захвата (~ 1 пс и менее) также реализуется значительное неоднородное возбуждение квантовых ям. Расчет последней структуры в аналогичных условиях без учета процессов захвата носителей показывает значительное падение напряжения в области квантовых ям (рис. 1, д) из-за большого омического сопротивления

Таблица 1. Параметры расчета

Параметр	GaAs	Ga _{0.8} In _{0.2} As	InP	Ga _{0.7} In _{0.3} As _{0.65} P _{0.35}	In _{0.53} Ga _{0.47} As
$E_g(300\text{ K}), \text{эВ}$	1.422	1.131	1.353	0.904	0.734
m_c/m_e	0.062	0.053	0.075	0.048	0.041
m_{vl}/m_e	0.090	0.061	0.121	0.046	0.040
m_{vh}/m_e	0.350	0.346	0.532	0.370	0.341
m_{vlt}/m_e	0.203	0.160	0.287	0.135	0.119
m_{vht}/m_e	0.111	0.077	0.150	0.059	0.052
$\Delta E_c, \text{мэВ}$	0	166	0	157.5	250

Примечание. m_e — масса свободного электрона.

Таблица 2. Подвижности электронов и дырок в эмиттерных слоях

Подвижность	GaAs		InP	
	$N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
$\mu_n, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	2200	5800	1480	3070
$\mu_p, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	60	370	45	170

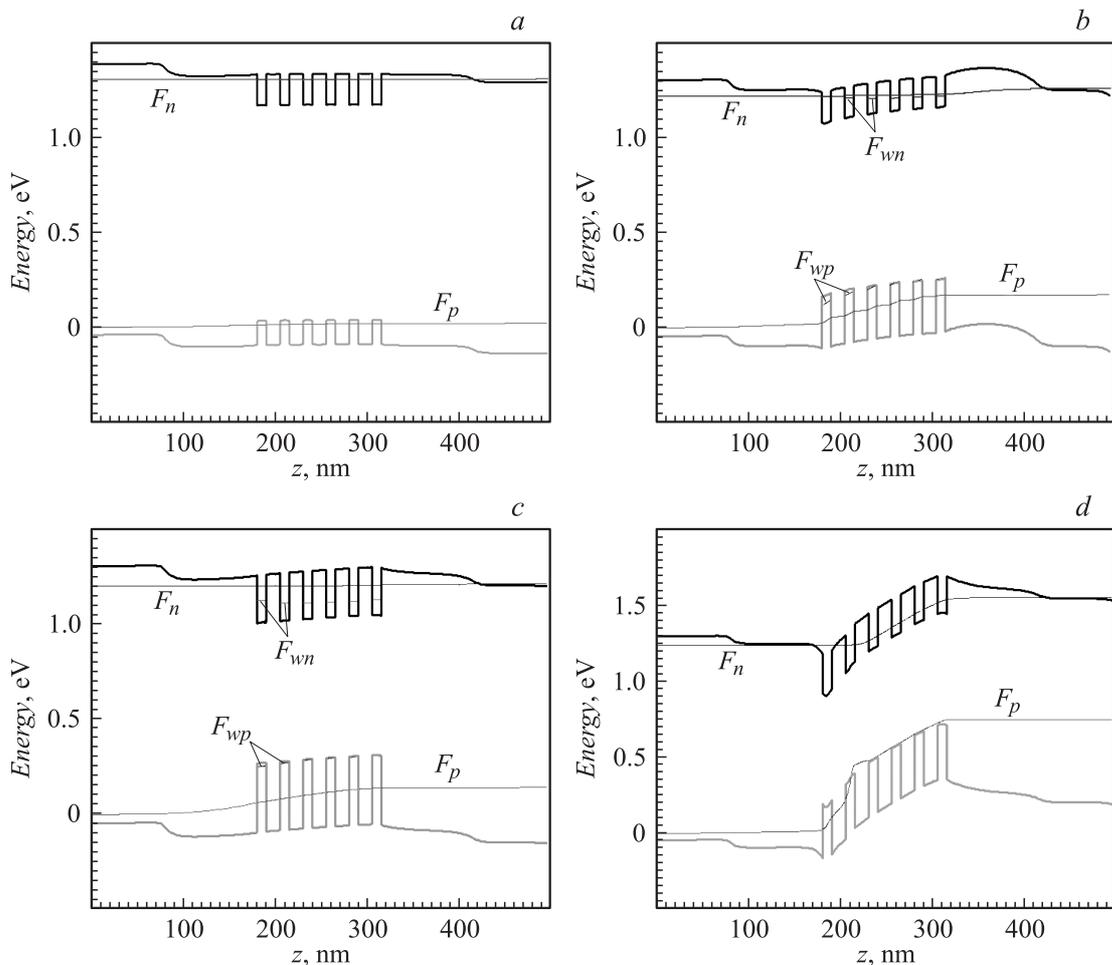


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктур в различных системах при $j = 10 \text{ кА/см}^2$. *a* — Ga_{0.8}In_{0.2}As/GaAs: $U = 1.306 \text{ В}$, $S_{2D} = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau_{cn} = \tau_{cp} = 1 \text{ пс}$. *b* — Ga_{0.7}In_{0.3}As_{0.65}P_{0.35}/InP: $U = 1.255 \text{ В}$, $S_{2D} = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau_{cn} = \tau_{cp} = 1 \text{ пс}$. *c* — Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP: $U = 1.207 \text{ В}$, $S_{2D} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau_{cn} = \tau_{cp} = 1 \text{ пс}$. *d* — Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP: $U = 1.556 \text{ В}$, $S_{2D} = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau_{cn} = \tau_{cp} = 0 \text{ пс}$. Показаны края зоны проводимости и валентной зоны, квазиуровни Ферми для нелокализованных (F_n, F_p) и локализованных ($F_{wn} = F_n - \Delta F_{wn}$, $F_{wp} = F_p + \Delta F_{wp}$) электронов и дырок.

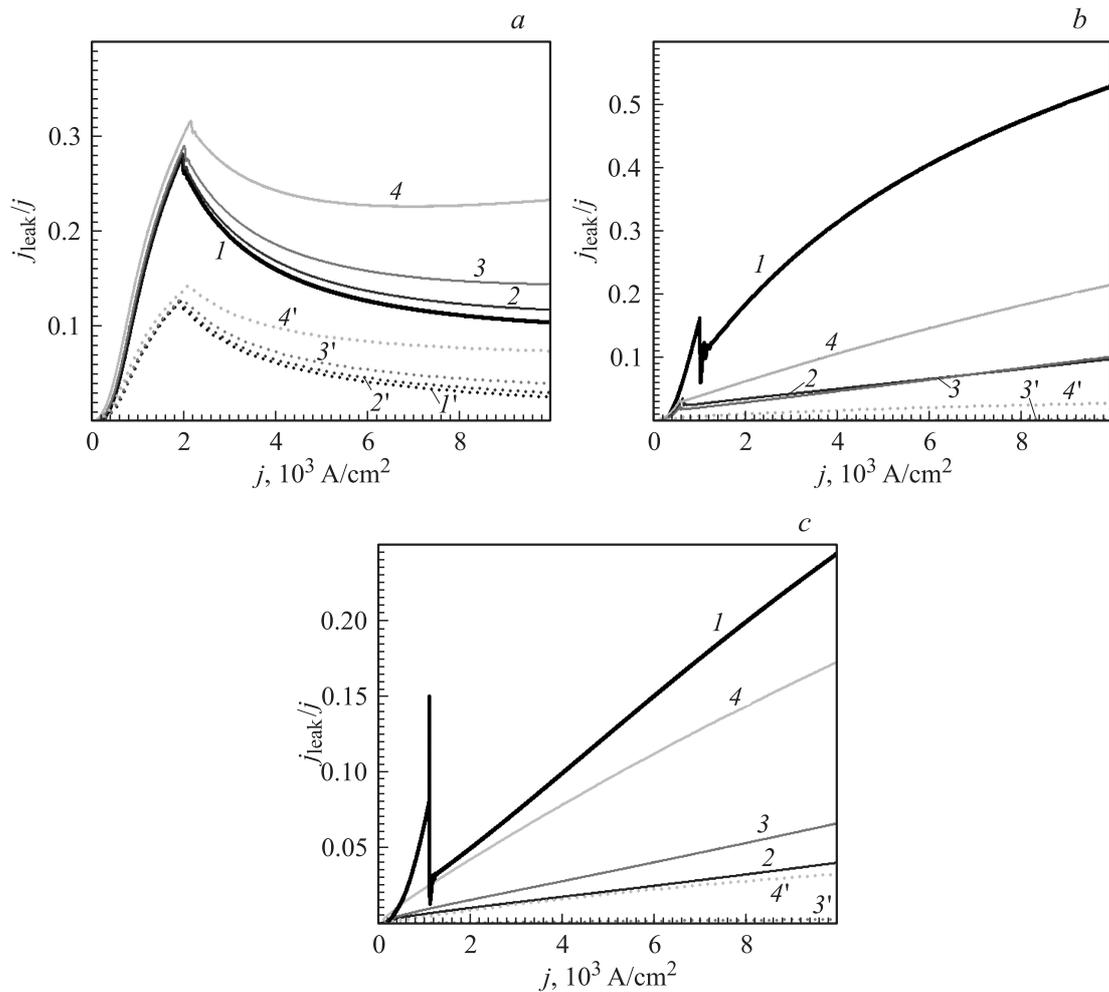


Рис. 2. Зависимость нормированных токов утечки от плотности тока через структуру в режиме генерации для гетероструктур в системах InGaAs/GaAs (*a*), InGaAsP/InP (*b*) и InGaAs/InP (*c*) при временах захвата 0 (I', I), 1 ($2', 2$), 3 ($3', 3$) и 10 пс ($4', 4$). Сплошные кривые — ток утечки электронов, пунктирные — дырок. $k_{th} = 40 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon_s = 10^{-12} \text{ см}^2$, $\Gamma = 0.01$.

барьерных областей с малой концентрацией носителей заряда.

Результаты, представленные на рис. 2, получены в динамическом режиме при подаче линейно нарастающего тока накачки от 0 до 10 кА/см^2 за время 100 нс. На рис. 2 временная шкала заменена шкалой соответствующей плотности тока инжекции. После начала генерации происходил непродолжительный переходный процесс. Релаксационные колебания значительно влияли только на токи утечки, рассчитанные без учета процессов захвата носителей в квантовые ямы. Далее процесс приобретал квазистационарный характер.

Структура InGaAs/GaAs имеет невысокую эффективность инжекции вблизи порога (рис. 2, *a*), но после начала генерации доля токов утечки j_{leak} может снижаться. Это связано с тем, что концентрации носителей в квантовых ямах в режиме генерации относительно стабилизированы вблизи порогового уровня, населенность барьерных областей, определяющая токи утечки, при малых временах захвата практически не меняется, а

величина инжекции в квантовые ямы растет пропорционально скорости вынужденной рекомбинации. Начиная с некоторого тока относительная величина токов утечки опять увеличивается. Из-за большей подвижности электронов утечки тока в зоне проводимости больше, чем в валентной зоне. Для снижения утечек до приемлемого уровня можно создавать блокирующие слои из широкозонного материала, как в работах [17,18]. При этом эти слои должны быть как можно тоньше, чтобы их антиволноводный эффект не приводил к исчезновению волноводной моды.

Структуры InGaAsP/InP и InGaAs/InP имеют схожие зависимости токов утечки, которые увеличиваются с ростом тока инжекции (рис. 2, *b, c*). После начала генерации происходит только замедление этого роста (скачок зависимости в пороге связан с задержкой генерации излучения). При превышении порога в несколько раз утечки могут составить несколько процентов. В структуре InGaAs/InP с более глубокими квантовыми ямами токи утечки приблизительно в два раза меньше, чем

в структуре InGaAsP/InP. Токовые зависимости коэффициента утечки, рассчитанные при нулевых временах захвата, выпадают из семейства кривых при разных τ_{cn} , τ_{cp} . Это связано с тем, что при расчете зонных диаграмм без учета процессов захвата носителей в квантовые ямы происходит значительная переоценка падения напряжения на омическом сопротивлении активной области (см. рис. 1, *c, d*).

Качественным критерием малости токов утечки может служить многократное превышение высоты потенциального барьера гомоперехода величины тепловой энергии. Для рассмотренных гетероструктур $U = E_g - (F_e - F_h) \approx E_g - hc/\lambda$ при температуре 300 К составила соответственно 6, 15 и $21kT$, что согласуется с последовательным уменьшением токов утечки от первой структуры к третьей.

4. Заключение

Развита динамическая распределенная диффузионно-дрейфовая модель лазерных гетероструктур, учитывающая процессы захвата носителей в квантовые ямы. Проведены расчеты токов утечки в различных лазерных структурах с волноводом из квантовых ям с длиной волны генерации 0.98, 1.31 и 1.55 мкм. Показано, что при временах захвата до 1 пс реализуется существенное неоднородное возбуждение квантовых ям в структурах InGaAsP/InP (1.31 мкм) и InGaAs/InP (1.55 мкм). На пороге генерации оцененные утечки составили 35–45% для структуры InGaAs/GaAs (0.98 мкм), < 5% для InGaAsP/InP (1.31 мкм) и < 1% для структуры InGaAs/InP (1.55 мкм). При увеличении тока инжекции токи утечки в структурах с глубокими квантовыми ямами возрастают и при многократном превышении порога могут составлять несколько процентов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф12Р-107.

Список литературы

- [1] В.Я. Алёшкин, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Яблонский. *Матер. всерос. симп. Нанобезопасность и нанoeлектроника* (Н. Новгород, 2012) т. 1, с. 241.
- [2] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. *ФТП*, **34** (12), 1457 (2000).
- [3] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. *ФТП*, **45** (11), 1553 (2011).
- [4] С.Г. Мулярчик. *Численное моделирование микроэлектронных структур* (Мн., Университетское, 1989).
- [5] H. Hirayama, Y. Miyake, M. Asada. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (1), 68 (1992).
- [6] N. Tessler, G. Eisenstein. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29** (6), 1586 (1993).
- [7] А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак. *Теория полупроводниковых лазеров* (Минск, Бел. гос. ун., 1995).
- [8] C.G. Chris, Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [9] Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко, И.С. Манак. *ЖПС*, **66** (5), 711 (1999).
- [10] Д.В. Ушаков, И.С. Манак. *ЖПС*, **74** (6), 801 (2007).
- [11] J.A. Brum, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **33** (2), 1420 (1986).
- [12] М.В. Вергелес, И.А. Меркулов. *ФТП*, **26** (10), 1784 (1992).
- [13] Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря. *Письма ЖТФ*, **39** (5), 54 (2013).
- [14] В.Я. Алёшкин, А.А. Дубинов, Л.В. Гавриленко, З.Ф. Красильник, Д.И. Курицын, Д.И. Крыжков, С.В. Морозов. *ФТП*, **46** (7), 940 (2012).
- [15] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [16] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>
- [17] Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко. *Квантовая электроника*, **38** (11), 1001 (2008).
- [18] А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, М.М. Павлов, Ф.И. Зубов, Л.В. Асрян. *ФТП*, **45** (4), 540 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Current injection efficiency in semiconductor lasers with a waveguide based on quantum wells

A.A. Afonenko, D.V. Ushakov

Belarusian State University,
220030 Minsk, Belarus

Abstract A dynamic distributed drift-diffusion model of laser heterostructures with taking into account the processes of carrier capture in quantum wells has been developed. The calculations of the leakage currents in the lasing mode in various laser structures InGaAs/GaAs (wavelength $\lambda = 0.98 \mu\text{m}$), InGaAsP/InP ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) and InGaAs/InP ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) without wide bandgap emitters has been performed. It has been shown that taking into account the finite carrier capture time is of major importance for calculations of structures with deep quantum wells. The ratio of leakage currents to the total current in the structures with the deep quantum wells (InGaAsP/InP, InGaAs/InP) increases with the injection current and may reach a few percent after multiple exceeding of the lasing threshold.