

Сравнительный анализ влияния электронного и дырочного захвата на мощностные характеристики полупроводникового лазера

© З.Н. Соколова[†], Н.А. Пихтин⁺, И.С. Тарасов⁺, Л.В. Асрян^{*†}

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

^{*} Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA

(Получена 21 апреля 2015 г. Принята к печати 5 мая 2015 г.)

Проведено сравнение рабочих характеристик полупроводникового лазера с квантовой ямой в активной области, рассчитанных с использованием трех моделей: модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей электронные параметры для обоих типов носителей заряда; модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей дырочные параметры для обоих типов носителей заряда; модели, учитывающей асимметрию электронных и дырочных параметров. Показано, что при одинаковых скоростях захвата электронов и дырок в пустую квантовую яму лазерные характеристики, полученные с использованием трех моделей, сильно различаются. Эти различия являются следствием различного заполнения электронами и дырками подзон размерного квантования в квантовой яме. Электронная подзона является более заполненной, чем дырочная, в результате чего при одинаковых скоростях захвата в пустую квантовую яму эффективная скорость электронного захвата меньше, чем эффективная скорость дырочного захвата. Показано, в частности, что для исследованной лазерной структуры скорость захвата дырок в пустую квантовую яму $5 \cdot 10^5$ см/с и соответствующая ей скорость захвата электронов $3 \cdot 10^6$ см/с описывают быстрый захват этих носителей, при котором ватт-амперная характеристика лазера остается практически линейной вплоть до высоких плотностей тока накачки. Скорость же захвата электронов $5 \cdot 10^5$ см/с и соответствующая ей скорость захвата дырок $8.4 \cdot 10^4$ см/с описывают медленный захват этих носителей, приводящий к существенной сублинейности ватт-амперной характеристики.

1. Введение

Важным фактором, влияющим на рабочие характеристики полупроводниковых лазеров с наноразмерной активной областью, является немгновенный захват носителей заряда из волноводной области лазерной структуры раздельного ограничения в наноразмерную активную область. Влиянию захвата носителей заряда на характеристики лазеров с квантовыми ямами (КЯ) был посвящен цикл теоретических работ [1–6]. В работах [1–4] мощностные характеристики лазеров изучались в предположении симметрии между электронными и дырочными параметрами. В работах [5,6] была разработана расширенная аналитическая модель, учитывающая асимметрию электронных и дырочных параметров; в частности, в этой модели отдельно учитывался захват электронов и дырок в наноразмерную активную область лазера.

В настоящей работе проведено сравнение характеристик полупроводникового лазера с КЯ, рассчитанных с использованием трех моделей: модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей электронные параметры для обоих типов носителей заряда (модель 1), модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей дырочные параметры для обоих типов носителей заряда (модель 2), и модели,

учитывающей асимметрию электронных и дырочных параметров (модель 3).

2. Описание лазерной структуры

Расчеты ватт-амперной характеристики (ВтАХ) и внутренней дифференциальной квантовой эффективности проводились для лазерной гетероструктуры раздельного ограничения с широкой волноводной областью и активной областью из одной напряженной КЯ. Носители заряда поставляются в КЯ двухступенчатым образом — инжекцией из эмиттеров в волновод (слой оптического ограничения; optical confinement layer — OCL) и последующим захватом из волновода в КЯ.

Ключевыми параметрами в наших расчетах являются скорости захвата (capture velocities) электронов $v_{n,capt,0}$ и дырок $v_{p,capt,0}$ из объемной волноводной области в незаполненную двумерную область — квантовую яму. Скорость захвата в незаполненную КЯ является характеристикой КЯ и зависит от ее ширины и глубины, т.е. от материалов КЯ и окружающих ее слоев.

Вследствие конечности скоростей захвата электронов и дырок происходит накопление носителей в волноводе с увеличением тока накачки выше порога лазерной генерации [1–6]. С ростом концентрации носителей в волноводе, как впервые было экспериментально показано в работе [7], усиливается „паразитная“ спонтанная излучательная рекомбинация в этой области. Это приводит к уменьшению внутренней дифференциальной квантовой

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

^{††} E-mail: asryan@vt.edu

эффективности стимулированного излучения из КЯ с ростом тока накачки и наряду с ростом внутренних оптических потерь является одной из основных причин сублинейности ВТАХ мощных полупроводниковых лазеров.

В данной работе расчеты проводились для лазерной структуры InGaAs/GaAs/AlGaAs, изготовленной и экспериментально исследованной в работе [8]. Активная область структуры содержит одну напряженную КЯ $\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ толщиной 80 \AA . Материалом широкой (1.7 мкм) волноводной области является GaAs, материалом эмиттеров — $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Эффективные массы электронов и дырок в КЯ были рассчитаны согласно [9]: $m_c^{\text{QW}} = 0.058m_0$ и $m_v^{\text{QW}} = 0.362m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. В исследуемой структуре КЯ является сжато-напряженной; расщепление подзон тяжелых и легких дырок составляет $\sim 100 \text{ мэВ}$, поэтому излучательными процессами с участием легких дырок в КЯ мы пренебрегаем. Длина волны излучения лазера составляет 1.044 мкм .

В расчетах были использованы следующие значения параметров лазера: длина резонатора Фабри–Перо $L = 1.5 \text{ мм}$, ширина полоскового контакта $W = 100 \text{ мкм}$, коэффициент отражения зеркал $R = 0.32$, потери на выход излучения $\beta = 7.6 \text{ см}^{-1}$, температура $T = 300 \text{ К}$. В данной работе, как и в [1–6], внутренние оптические потери (α_{int}) считались постоянными, т.е. не зависящими от тока накачки, и принимались равными 1 см^{-1} . Максимальный модальный коэффициент усиления, вычисленный с использованием модели Кейна, $g^{\text{max}} = 49.1 \text{ см}^{-1}$.

3. Лазерные характеристики

Характеристики лазера, как уже упоминалось, были рассчитаны с использованием трех моделей: модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей электронные параметры для обоих типов носителей заряда (модель 1), модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей дырочные параметры для обоих типов носителей заряда (модель 2), и модели, учитывающей асимметрию электронных и дырочных параметров (модель 3). Вычисления в рамках модели 1 осуществлялись по формулам работы [3] с использованием следующего выражения для пороговой концентрации электронов в волноводе:

$$n_{\text{th}}^{\text{OCL}} = n_1 \frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2\text{D}}} + \frac{1}{v_{n,\text{capt},0}} \exp\left(\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2\text{D}}}\right) B_{2\text{D}}(n^{\text{QW}})^2. \quad (1)$$

Величина n_1 дается выражением

$$n_1 = N_c^{3\text{D}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - \varepsilon_n^{\text{QW}}}{T}\right), \quad (2)$$

в котором ΔE_c — глубина КЯ для электронов, $\varepsilon_n^{\text{QW}}$ — энергия края подзоны размерного квантования электро-

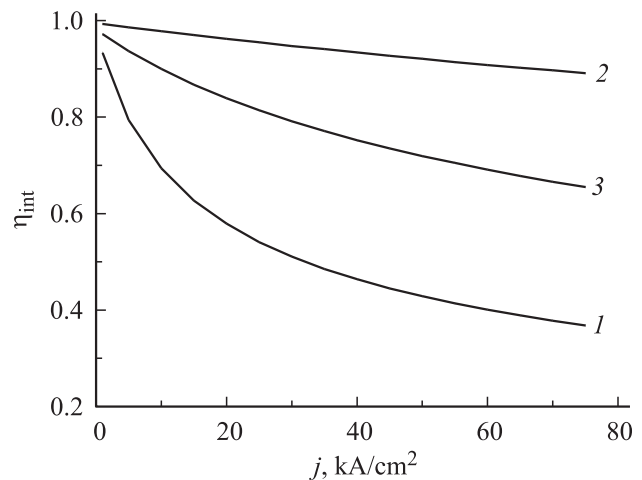


Рис. 1. Зависимость внутренней дифференциальной квантовой эффективности лазера от плотности тока накачки. 1, 2, 3 — расчет в моделях 1, 2, 3. Скорости захвата электронов и дырок в пустую квантовую яму равны $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

нов в КЯ, T — температура в энергетических единицах; $v_{n,\text{capt},0}$ — скорость захвата электронов в пустую одиночную КЯ, n^{QW} — концентрация электронов в КЯ (n^{QW} считалась постоянной, т.е. не зависящей от тока накачки выше порога генерации), $B_{2\text{D}}$ — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной КЯ [10], для исследованной экспериментальной структуры $B_{2\text{D}} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$.

Объемные эффективные плотности состояний электронов и дырок в волноводе ($N_{c,v}^{3\text{D}}$) и двумерные эффективные плотности состояний в КЯ ($N_{c,v}^{2\text{D}}$) даются следующими выражениями:

$$N_{c,v}^{3\text{D}} = 2 \left(\frac{m_{c,v}^{\text{OCL}} T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

$$N_{c,v}^{2\text{D}} = \frac{m_{c,v}^{\text{QW}} T}{\pi \hbar^2}, \quad (4)$$

где эффективная масса электронов в волноводе $m_c^{\text{OCL}}/m_0 = 0.07$, а эффективная масса дырок $m_v^{\text{OCL}}/m_0 = 0.35$.

Вычисления лазерных характеристик с использованием модели 2 выполнены в этой работе впервые, а с использованием модели 3 — на основе формул работ [5,6]. Результаты расчета лазерных характеристик с использованием всех трех моделей представлены на рис. 1–4. Во всех трех моделях скорости захвата электронов и дырок в пустую КЯ считалась одинаковыми: $v_{n,\text{capt},0} = v_{p,\text{capt},0} = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

На рис. 1 приведена зависимость внутренней дифференциальной квантовой эффективности лазера от плотности тока накачки. Из рисунка видно, что значения внутренней дифференциальной квантовой эффективности (η_{int}), полученные с использованием трех моделей, сильно различаются. То же самое справедливо и

для других характеристик лазера: выходной оптической мощности P (рис. 2), плотности тока спонтанной излучательной рекомбинации в волноводе j_{sp}^{OCL} (рис. 3) и плотности тока стимулированной рекомбинации в КЯ j_{st}^{QW} (рис. 4).

Наибольшая внутренняя квантовая эффективность, которая мало меняется с ростом плотности тока накачки j (вплоть до 75 кА/см^2), достигается в модели 2, использующей параметры дырок для обоих типов носителей заряда (рис. 1, кривая 2), а наименьшая — в модели 1, использующей параметры электронов для обоих типов носителей заряда (рис. 1, кривая 1). Эти результаты означают, что выбранное нами значение скорости захвата в КЯ ($5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$) в исследуемой структуре является достаточно высоким, если использовать для обоих типов

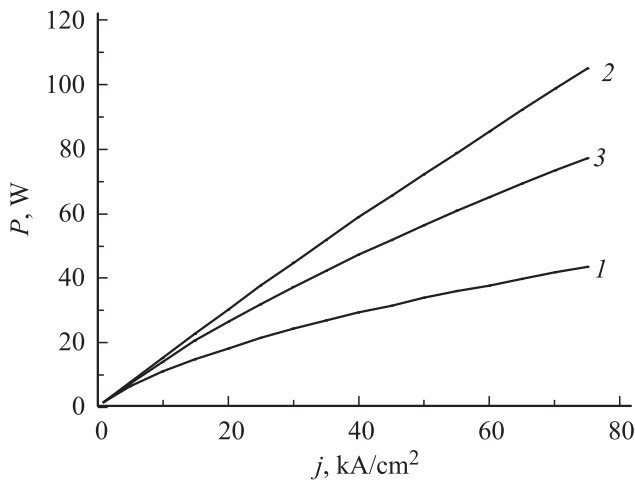


Рис. 2. Ватт-амперная характеристика лазера. 1, 2, 3 — расчет в моделях 1, 2, 3. Скорости захвата электронов и дырок в пустую квантовую яму равны $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

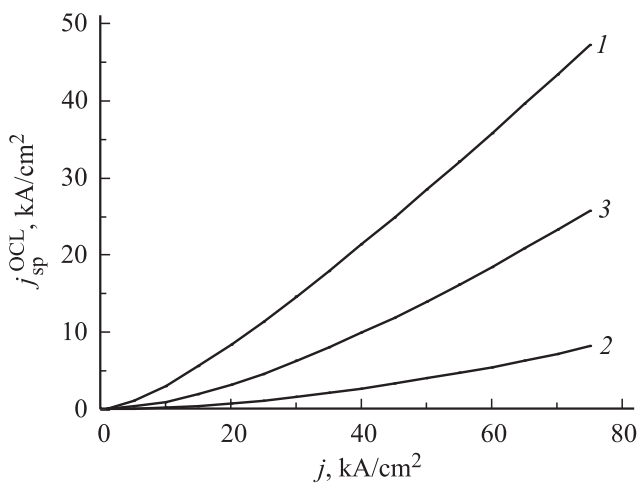


Рис. 3. Зависимость плотности тока спонтанной рекомбинации в волноводе от плотности тока накачки. 1, 2, 3 — расчет в моделях 1, 2, 3. Скорости захвата электронов и дырок в пустую квантовую яму равны $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

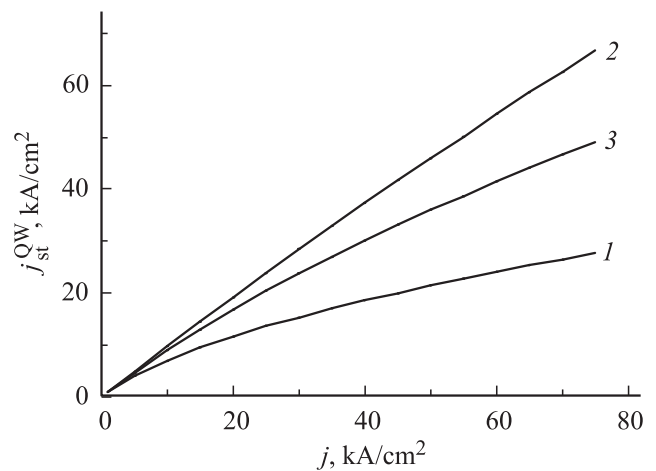


Рис. 4. Зависимость плотности тока стимулированной рекомбинации в квантовой яме от плотности тока накачки. 1, 2, 3 — расчет в моделях 1, 2, 3. Скорости захвата электронов и дырок в пустую квантовую яму равны $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

носителей заряда дырочные параметры. В этом случае процесс захвата не задерживает доставку носителей в квантовую яму и не ограничивает стимулированную рекомбинацию в ней (рис. 4, кривая 2); при этом ВТАХ остается практически линейной (рис. 2, кривая 2). То же самое значение скорости захвата ($5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$) является низким, если использовать для обоих типов носителей заряда электронные параметры. В этом случае процесс захвата замедляет доставку носителей в квантовую яму; при этом сильно ограничен рост стимулированной рекомбинации в КЯ (рис. 4, кривая 1) и сильно возрастает спонтанная рекомбинация в волноводе (рис. 3, кривая 1) — в результате внутренняя квантовая эффективность быстро падает с ростом плотности тока накачки (рис. 1, кривая 1), а ВТАХ сублинейна (рис. 2, кривая 1).

Лазерные характеристики, полученные в модели 3, учитывающей асимметрию электронных и дырочных параметров (кривые 3 на рис. 1–4), как и следовало ожидать, занимают промежуточное положение между результатами расчета в моделях 1 и 2.

Различия между характеристиками, полученными с помощью моделей 1 и 2 с использованием одного и того же значения скорости захвата в незаполненную квантовую яму, обусловлены различным проявлением эффекта заполнения подзон размерного квантования (subband filling) для электронов и дырок. Согласно формуле (4), вследствие того что эффективная масса дырок больше эффективной массы электронов, имеет место неравенство $N_v^{2D} > N_c^{2D}$. Это означает, что с учетом условия электронейтральности в КЯ, использованного нами ($n^{QW} = p^{QW}$), фактор заполнения электронной подзоны [11,12]

$$f_n = 1 - \exp\left(-\frac{n^{QW}}{N_c^{2D}}\right) \quad (5)$$

больше фактора заполнения дырочной подзоны

$$f_p = 1 - \exp\left(-\frac{p^{QW}}{N_v^{2D}}\right). \quad (6)$$

В рассматриваемой нами лазерной структуре $f_n = 0.881$, а $f_p = 0.294$. Таким образом, электронная подзона является более заполненной (т.е. менее пустой), чем дырочная. Поэтому при одинаковых скоростях захвата электронов и дырок в пустую КЯ ($v_{n,capt,0} = v_{p,capt,0}$) эффективная скорость захвата электронов в КЯ, определяемая как [5]

$$v_{n,capt} = v_{n,capt,0}(1 - f_n), \quad (7)$$

оказывается меньше, чем эффективная скорость захвата дырок в КЯ

$$v_{p,capt} = v_{p,capt,0}(1 - f_p). \quad (8)$$

Анализ с использованием формул работы [5] и расчеты, выполненные в данной работе, показали, что лазерные характеристики, полученные с помощью моделей 1 и 2, будут совпадать при равенстве эффективных скоростей захвата электронов и дырок, т.е. когда $v_{n,capt} = v_{p,capt}$. Таким образом, для совпадения характеристик лазерной структуры, полученных с использованием моделей 1 и 2, скорость захвата электронов в пустую КЯ $v_{n,capt,0}$ должна быть в $(1 - f_p)/(1 - f_n)$ раз больше, чем скорость захвата дырок в пустую КЯ $v_{p,capt,0}$. Естественно, что использование таким образом подобранных значений $v_{n,capt,0}$ и $v_{p,capt,0}$ в модели 3 даст лазерные характеристики, идентичные полученным в моделях 1 и 2. Так, например, для совпадения характеристик при $v_{p,capt,0} = 5 \cdot 10^5$ см/с должно быть $v_{n,capt,0} = 3 \cdot 10^6$ см/с; при $v_{n,capt,0} = 5 \cdot 10^5$ см/с должно быть $v_{p,capt,0} = 8.4 \cdot 10^4$ см/с.

Таким образом, из приведенного анализа видно, что для рассматриваемой лазерной структуры скорости захвата в пустую КЯ электронов $3 \cdot 10^6$ см/с и дырок $5 \cdot 10^5$ см/с описывают быстрый захват — при таких скоростях ВТАХ остается линейной. Скорости же захвата электронов $5 \cdot 10^5$ см/с и дырок $8.4 \cdot 10^4$ см/с описывают медленный захват, приводящий к существенной нелинейности ВТАХ.

4. Заключение

Проведено сравнение характеристик полупроводникового лазера, рассчитанных с использованием трех моделей: модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей электронные параметры для обоих типов носителей заряда (модель 1), модели, не учитывающей различий между электронными и дырочными параметрами и использующей дырочные параметры для обоих типов носителей заряда (модель 2), и модели, учитывающей

асимметрию электронных и дырочных параметров (модель 3). В расчетах внутренние оптические потери (α_{int}) считались постоянными и не зависящими от тока накачки. Показано, что при одинаковых скоростях захвата электронов и дырок в пустую КЯ ($v_{n,capt,0} = v_{p,capt,0}$) лазерные характеристики (ВТАХ, внутренняя квантовая эффективность, ток стимулированной рекомбинации в КЯ, ток спонтанной рекомбинации в волноводе), полученные с использованием трех моделей, сильно различаются. Эти различия являются следствием различного заполнения электронами и дырками подзон размерного квантования в зоне проводимости и валентной зоны в квантовой яме. Электронная подзона является более заполненной, чем дырочная, в результате чего при одинаковых скоростях захвата в пустую КЯ эффективная скорость электронного захвата меньше, чем эффективная скорость дырочного захвата.

Показано, в частности, что для исследованной лазерной структуры скорость захвата в пустую КЯ дырок $v_{p,capt,0} = 5 \cdot 10^5$ см/с и соответствующая ей скорость захвата электронов $v_{n,capt,0} = 3 \cdot 10^6$ см/с описывают быстрый захват этих носителей, при котором ВТАХ остается практически линейной вплоть до высоких плотностей тока накачки. Скорость же захвата электронов $v_{n,capt,0} = 5 \cdot 10^5$ см/с и соответствующая ей скорость захвата дырок $v_{p,capt,0} = 8.4 \cdot 10^4$ см/с описывают медленный захват этих носителей, при котором ВТАХ существенно сублинейна.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л.В. Асрян благодарит U.S. Army Research Office, грант № W911NF-13-1-0445 за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **81**, 2154 (2002).
- [2] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **39**, 404 (2003).
- [3] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, **45**, 1553 (2011).
- [4] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, **46**, 1067 (2012).
- [5] L.V. Asryan, Z.N. Sokolova. J. Appl. Phys., **115**, 023107 (2014).
- [6] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. Квант. электрон., **44**, 801 (2014).
- [7] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25**, 928 (1991).
- [8] А.В. Лютецкий, К.С. Борщёв, Н.А. Пихтин, С.О. Слипенченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **42**, 106 (2008).
- [9] M.P.C.M. Krijn. Semicond. Sci. Technol., **6** (1), 27 (1991).
- [10] Л.В. Асрян. Квант. электрон., **35**, 1117 (2005).
- [11] K.J. Vahala, C.E. Zah. Appl. Phys. Lett., **52**, 1945 (1988).
- [12] L.V. Asryan, S. Luryi. Appl. Phys. Lett., **83**, 5368 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

Comparative study of the effects of electron and hole capture on power characteristics of a semiconductor quantum well laser

Z.N. Sokolova⁺, N.A. Pikhtin⁺, I.S. Tarasov⁺,
L.V. Asryan^{*}

⁺ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

Abstract The operating characteristics of a semiconductor quantum well laser calculated using three models are compared. These models are: the model, which assumes the same parameters for electrons and holes and uses the electron parameters for both types of carriers; the model, which assumes the same parameters for electrons and holes and uses the hole parameters for both types of carriers; the model, which accounts for asymmetry between the electron and hole parameters. At the same velocities of electron and hole capture into an unoccupied quantum well, the laser characteristics obtained using the three models are shown to differ considerably. The differences are due to the difference between the electron and hole subband fillings in the quantum well. The electron subband is more occupied than the hole subband. As a result of this, at the same velocities of electron and hole capture into an empty quantum well, the electron effective capture velocity is lower than the hole effective capture velocity. It is shown that, for the laser structure studied, the hole capture velocity of $5 \cdot 10^5$ cm/s into an empty quantum well and the corresponding electron capture velocity of $3 \cdot 10^6$ cm/s describe a fast capture of these carriers, when the light–current characteristic of the laser remains linear up to very high pump current densities. However, the electron capture velocity of $5 \cdot 10^5$ cm/s and the corresponding hole capture velocity of $8.4 \cdot 10^4$ cm/s describe a slow capture of these carriers causing a significant sublinearity in the light–current characteristic.