

Влияние динамики носителей заряда и температуры на двухуровневую генерацию в полупроводниковых лазерах на квантовых точках

© В.В. Коренев^{†*}, А.В. Савельев^{†*}, А.Е. Жуков^{†*}, А.В. Омельченко^{†*}, М.В. Максимов^{†*}

[†] Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 8 апреля 2013 г. Принята к печати 16 апреля 2013 г.)

В аналитическом виде показано, что совокупная динамика носителей заряда в квантовых точках и в материале матрицы оказывает существенное влияние на явление двухуровневой генерации в лазерах на квантовых точках. В частности, учет десинхронизации в захвате электронов и дырок позволяет описать гашение генерации через основной оптический переход квантовых точек при больших мощностях накачки как качественно, так и количественно. В то же время анализ динамики зарядов внутри одиночной квантовой точки позволяет описать температурные зависимости мощности излучения через основной и возбужденный оптические переходы.

1. Введение

Компактные полупроводниковые лазеры, имеющие широкий спектр излучения или перестраиваемую длину волны генерации, требуются для решения целого ряда практически важных задач: начиная от оптической когерентной томографии и эстетической хирургии вплоть до высокоскоростной передачи данных и накачки рамановских усилителей [1–3]. Более того, применение многочастотного излучения таких компактных лазерных диодов для высокоскоростной передачи данных представляет собой выгодную альтернативу используемым в настоящее время массивам лазеров с распределенной обратной связью вследствие дешевизны и простоты их производства.

Длинноволновые лазеры на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) InAs/InGaAs, излучающие в широком спектральном диапазоне вблизи длин волн 1.2–1.3 мкм, перспективны для решения указанных задач [1–6]. Известно, что при низком уровне инжекции лазерная генерация начинается на основном оптическом переходе квантовых точек (в КТ InAs/InGaAs вблизи длины волны 1.3 мкм). Однако при достаточно большом уровне накачки в спектре лазерной генерации появляется новая линия, связанная с первым возбужденным оптическим переходом КТ (ES) [4–21]. Типично эта линия сдвинута в коротковолновую сторону относительно линии, отвечающей основному переходу в КТ (GS), на величину $\sim (60–70)$ мэВ.

С одной стороны, использование одновременной генерации через основной и возбужденный оптические переходы КТ (так называемой двухуровневой генерации) позволяет получать сверхширокие спектры излучения в

лазерах на КТ [4–21]. С другой стороны, в ряде случаев лазерное излучение, соответствующее возбужденному оптическому переходу, не представляет практического интереса в связи с его малой длиной волны. По этой причине теоретическое изучение явления двухуровневой генерации является важной задачей как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. В то же время большинство работ, посвященных моделированию двухуровневой генерации в лазерах на КТ [10–17, 19–22], основывается лишь на численных расчетах, что усложняет анализ и нахождение ключевых параметров, ответственных за двухуровневую генерацию. Поэтому особую ценность приобретает возможность построения аналитической модели для описания данного явления, что является главной целью настоящей работы.

2. Явление двухуровневой генерации: качественное и количественное описание

Явление двухуровневой генерации в полупроводниковых лазерах на КТ было впервые предсказано теоретически в работе [7] и экспериментально обнаружено в лазерах на КТ InAs/InGaAs практически одновременно авторами [8–10]. В дальнейшем двухуровневая генерация в лазерах на КТ обсуждалась в целом ряде как экспериментальных, так и теоретических работ [5–19]. Так, в первых теоретических работах, посвященных исследованию спектров излучения полупроводниковых лазеров на основе КТ, предполагалось, что установление двухуровневой генерации приводит к стабилизации мощности излучения на основном оптическом переходе КТ [7–14]. Согласно указанным работам, в которых КТ рассматривались в приближении экситонных уровней энергии,

[†] E-mail: korennev@spbau.ru

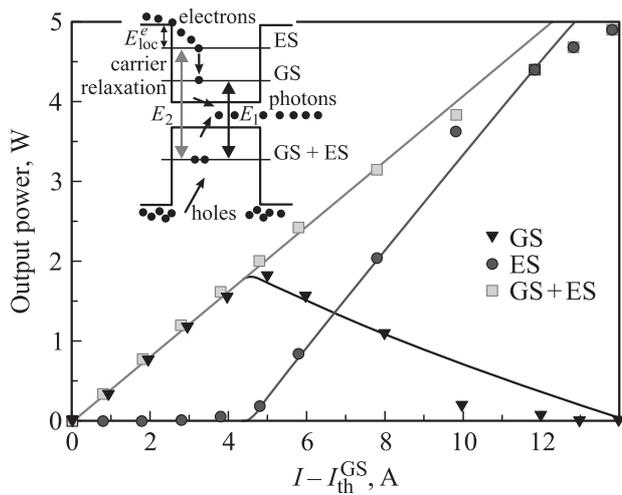


Рис. 1. Ватт-амперная характеристика лазера на КТ: точки — эксперимент, линии — расчет мощности, излучаемой на основном оптическом переходе КТ (GS), на возбужденном оптическом переходе (ES), полной мощности, излучаемой лазером (GS + ES). На вставке — схема уровней энергии в КТ.

за порогом двухуровневой генерации заселенность как основного, так и возбужденного уровней фиксируется, оставаясь неизменной при дальнейшем увеличении тока накачки. В результате поток носителей с возбужденного уровня на основной также оказывается фиксированным (его величина задается временем релаксации между уровнями, определяемым эффектом фоновой горлышка [23]). Это должно приводить к тому, что величина мощности, излучаемой через основной оптический переход КТ, будет достигать своего максимального значения на пороге двухуровневой генерации и в дальнейшем оставаться неизменной.

Однако в целом ряде экспериментов, посвященных исследованию полупроводниковых лазеров на КТ InAs/InGaAs, излучающих вблизи 1.3 мкм, было обнаружено, что за порогом двухуровневой генерации имеет место затухание, вплоть до полного гашения, излучения на основном оптическом переходе КТ InAs/InGaAs [15–19]. Более того, в случае лазеров на КТ InAs/InP, излучающих вблизи 1.55 мкм, был обнаружен рост излучения на основном оптическом переходе за порогом двухуровневой генерации [20,21].

Для проверки имеющихся в литературе экспериментальных результатов [15–19] нами было проведено экспериментальное исследование полупроводниковых лазеров на основе КТ InAs/InGaAs. В частности, был исследован лазерный образец, имеющий полосковую геометрию, с длиной полоска 4 мм и шириной 100 мкм, активная область которого состояла из одного слоя КТ InAs/InGaAs (рис. 1). Согласно данным, полученным в импульсном режиме накачки (300 нс, 2 кГц) и приведенным на рис. 1, при комнатной температуре пороговый ток двухуровневой генерации (I_{th}^{ES}) составляет величину ~ 4.5 А, в то время как при токе, примерно

равном 14 А (ток I_{off}^{GS+ES}), происходит полное гашение излучения через основной оптический переход.

Таким образом, имеется явное противоречие между поведением, предсказанным в рамках теоретических моделей [7–13], и экспериментом. Анализ экспериментальных данных [18,22] показал, что ни саморазогрев лазера в непрерывном режиме [15,16], ни увеличение однородного уширения с ростом тока накачки [17] не могут быть причинами затухания излучения на основном переходе в режиме двухуровневой генерации.

Альтернативная модель основана на предположении об асимметрии в распределении носителей заряда внутри КТ [12,19]. Действительно, расстояние между основным и первым возбужденным дырочными уровнями энергии в типичных КТ InAs/InGaAs оказывается достаточно малым (~ 10 мэВ [19]), поэтому при комнатной температуре между ними имеется достаточно интенсивный обмен носителями. В связи с этим основной и первый возбужденный дырочные уровни энергии могут рассматриваться как один эффективный дырочный резервуар (см. вставку к рис. 1). Это приводит к тому, что в лазерах на КТ в режиме двухуровневой генерации имеет место конкуренция за „общие“ дырки между электронами основного и первого возбужденного уровней энергии. При этом, поскольку степень вырождения возбужденного электронного уровня энергии КТ больше, чем основного, лазерная мощность, излучаемая на возбужденном оптическом переходе, возрастает с увеличением накачки за счет мощности, излучаемой на основном оптическом переходе. В то же время для количественного описания обнаруженного затухания генерации на основном оптическом переходе авторам [19] пришлось феноменологически ввести линейные скорости выброса из основных и возбужденных уровней энергии КТ в матрицу. Однако, как было замечено в [22,24], данное предположение не проверяется авторами [19] ни экспериментально, ни путем теоретического моделирования.

Следует заметить, что полное гашение лазерной генерации на основном оптическом переходе КТ может быть приписано увеличению внутренних потерь с ростом тока накачки [25,26]. Однако указанный механизм затухания должен сопровождаться уменьшением дифференциальной эффективности лазера на КТ, что, однако, не было обнаружено в эксперименте (см. рис. 1). Таким образом, модели, которые учитывают динамику носителей заряда лишь внутри квантовых точек, на данный момент не в состоянии описать эффект двухуровневой генерации.

Для адекватного описания явления двухуровневой генерации, включая эффект затухания излучения на основном оптическом переходе КТ, в работах [24,27–29] нами был предложен механизм, основанный на предположении о различии в темпах захвата носителей в квантовые точки. В частности, предполагалось, что темп захвата дырок в КТ меньше, чем темп захвата электронов. Схожая идея десинхронизации в темпах захвата электронов и дырок в КТ была практически одновременно предложена в [22,30]. Данное предположение связано с тем, что темп захвата носителей в

КТ пропорционален скорости их теплового движения в материале матрицы [31]. В силу того что эффективная масса дырок больше эффективной массы электронов, тепловая скорость движения дырок, а значит, и темп их захвата в КТ оказывается меньше, чем у электронов.

Одновременный учет различия в темпах захвата носителей в КТ, а также асимметрии в распределении носителей по энергии внутри КТ лишь усиливает конкуренцию между электронами основного и первого возбужденного уровней энергии КТ за „общие“ дырки. Это в свою очередь делает процесс уменьшения заселенности эффективного дырочного уровня более интенсивным, что в итоге приводит к уменьшению диапазона значений токов накачки, в котором имеет место генерация на основном оптическом переходе квантовых точек.

Для того чтобы проиллюстрировать имеющееся качественное понимание и описать явление двухуровневой генерации в аналитическом виде, предположим, что каждая КТ имеет только один дырочный и два электронных уровня энергии, причем прямой обмен носителями между матрицей и основным электронным уровнем энергии отсутствует (см. вставку к рис. 1). В этом случае, пренебрегая спонтанной рекомбинацией, имеем

$$\dot{f}_{e1} = \frac{D_2}{D_1} [g_{e21} f_{e2} (1 - f_{e1}) - g_{e12} f_{e1} (1 - f_{e2})] - \frac{P_1}{D_1}, \quad (1)$$

$$\dot{f}_{e2} = g_{ec} (1 - f_{e2}) - g_{ee} f_{e2} - g_{21} f_{e2} (1 - f_{e1}) + g_{e12} f_{e1} (1 - f_{e2}) - \frac{P_2}{D_2}, \quad (2)$$

$$\dot{f}_h = g_{hc} (1 - f_h) - g_{he} f_h - \frac{P_1 + P_2}{D_1 + D_2}. \quad (3)$$

Здесь $P_{1(2)}$ — скорость стимулированного излучения на основном (первом возбужденном) оптическом переходе квантовой точки; $D_{1(2)}$ — степень вырождения основного (первого возбужденного) электронного уровня энергии (для эффективного дырочного уровня энергии степень вырождения считается равной $D_1 + D_2$); $g_{e(h)c}$ и $g_{e(h)e}$ — темпы захвата и выброса электронов (дырок) в КТ; g_{e21} и g_{e12} — темп перехода электронов из возбужденных в основные состояния КТ, а также темп обратного перехода; f_{e1} (f_{e2}) и f_h — безразмерные заселенности основного (первого возбужденного) электронного и эффективного дырочного уровней энергии.

Процессы оже-рассеяния носителей друг на друге, приводящие к прямому захвату электронов на основные уровни энергии КТ непосредственно из матрицы, не учитываются в уравнениях (1)–(3), поскольку образцы, выбранные для теоретического моделирования, представляют собой полосковые лазеры на основе КТ InAs/InGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке GaAs (001). В то время как процессы оже-рассеяния указанного типа могут играть важную роль в случае лазеров на КТ InAs/InP [21,32], а также в лазерах на основе КТ

InGaAs/GaAs, выращенных методом MOCVD [33], они оказываются практически не выраженными в случае КТ InAs/InGaAs, выращенных методом МПЭ [34].

Систему уравнений (1)–(3) следует дополнить следующими условиями, отвечающими различным режимам лазерной генерации:

$$(NL) \quad P_1 = 0, \quad P_2 = 0; \quad (4)$$

$$(GS) \quad \gamma_1 = f_{e1} + f_h - 1, \quad P_2 = 0; \quad (5)$$

$$(GS + ES) \quad \gamma_1 = f_{e1} + f_h - 1, \quad \gamma_2 = f_{e2} + f_h - 1; \quad (6)$$

$$(ES) \quad P_1 = 0, \quad \gamma_2 = f_{e2} + f_h - 1; \quad (7)$$

$$\gamma_{1(2)} = \frac{\alpha_{in} + \alpha_{out}}{G_{max\ GS(max\ ES)}}. \quad (8)$$

Здесь α_{in} и α_{out} — внутренние потери, а также потери на вывод излучения, $G_{max\ GS}$ и $G_{max\ ES}$ — максимальные значения усиления на основном и первом возбужденном оптических переходах КТ. В указанных уравнениях для всех возможных режимов генерации γ_1 (γ_2) представляют собой инверсию заселенности, необходимую для начала генерации на основном (возбужденном) оптическом переходе КТ.

Выражения (4)–(7) отвечают соответственно отсутствию лазерной генерации (NL-режим), генерации лишь через основной оптический переход (GS-режим), двухуровневой генерации (GS + ES-режим), генерации лишь через возбужденный оптический переход (ES-режим).

Учитывая данные условия, а также (8), в системе скоростных уравнений (1)–(3) выражения для скорости излучения на основном и возбужденном оптических переходах КТ (P_1 и P_2) можно получить в явном виде при любых заранее заданных значениях темпа захвата электронов и дырок в КТ (g_{ec} и g_{hc}). Мощность излучения на основном и возбужденном оптических переходах (W_{GS} и W_{ES}), а также ток инжекции (I) могут затем быть получены на основе известных соотношений [35]:

$$W_{GS, ES} = \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{in} + \alpha_{out}} N_{QD} E_{1,2} P_{1,2},$$

$$I - I_{th}^{GS} = \frac{N_{QD} e}{\eta_{id}} (P_1 + P_2), \quad (9)$$

где $E_{1(2)}$ представляет собой энергию основного (первого возбужденного) оптического перехода КТ, N_{QD} — полное число квантовых точек в активной области лазера, I_{th}^{GS} — пороговый ток начала генерации на основном оптическом переходе КТ, η_{id} — внутренняя дифференциальная квантовая эффективность, e — заряд электрона. Численное значение для η_{id} может быть явно получено из экспериментальных данных, представленных на рис. 1, и равно в данном случае 61%.

Решая систему уравнений (1)–(9) численно, можно получить зависимость мощности лазера, излучаемой на основном и возбужденном оптических переходах КТ, от величины тока накачки (см. рис. 1). Значения параметров, использованные в расчетах, выбраны в соответствии с [24]: $g_{ee} = 219 \text{ нс}^{-1}$, $g_{he} = 19 \text{ нс}^{-1}$, $g_{e21} = 1250 \text{ нс}^{-1}$, $\alpha_{\text{in}} = 1.5 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{\text{out}} = 3.1 \text{ см}^{-1}$, $D_1 = 2$, $D_2 = 4$, $E_1 = 983 \text{ мэВ}$, $E_2 = 1050 \text{ мэВ}$, $G_{\text{max GS}} = 6.0 \text{ см}^{-1}$, $G_{\text{max ES}} = 12.0 \text{ см}^{-1}$. Как видно, полученное в результате количественное описание поведения лазера позволяет достаточно точно описать экспериментальные ватт-амперные характеристики, в частности участок затухания генерации на основном оптическом переходе в широком диапазоне токов накачки. Используемая в расчетах величина отношения темпов захвата дырок и электронов в КТ ($h \equiv g_{hc}/g_{ec}$) равна 0.75. Как будет показано далее, величина h играет существенную роль для корректного описания явления двухуровневой генерации, как качественного, так и количественного.

3. Динамика носителей заряда в матрице и в квантовых точках: аналитический подход

Для дальнейшего рассмотрения оказывается удобным ввести следующие безразмерные параметры:

$$P_e = \frac{g_{ec}}{g_{ec} + g_{ee}}, \quad P_h = \frac{g_{hc}}{g_{hc} + g_{he}},$$

$$P_{ve, vh} = 1 - P_{e, h}, \quad \tilde{P}_{1,2} = \frac{P_{1,2}}{D^2(g_{ec} + g_{ee})}, \quad (10)$$

$$D = \frac{D_2}{D_1}, \quad C = \left(\frac{1}{1 + D^{-1}} \right) \frac{g_{ec} + g_{ee}}{g_{hc} + g_{he}},$$

$$\eta = \frac{g_{ec} + g_{ee}}{g_{e21}}, \quad \xi = \frac{g_{e12}}{g_{e21}}. \quad (11)$$

Отметим, что $\xi = \exp[(E_1 - E_2)/T]$, где T — температура активной области лазера в единицах измерения энергии [29]. Для рассматриваемых в данной работе лазеров на КТ ξ имеет величину ~ 0.1 при комнатной температуре.

Решение системы уравнений (1)–(9) может быть получено в аналитическом виде при любых заранее заданных темпах захвата электронов и дырок в КТ (g_{ec} и g_{hc}), причем во всех возможных режимах лазерной генерации.

NL-режим:

$$\tilde{P}_1 = \tilde{P}_2 = 0, \quad f_{e1} = \frac{P_e}{(1 - \xi)P_e + \xi},$$

$$f_{e2} = P_e, \quad f_h = P_h. \quad (12)$$

GS-режим:

в этом случае инверсия заселенности γ_1 фиксирована,

$$[C(1 - \xi)]\tilde{P}_1^2 + [(1 - \xi)\gamma_1 - \eta - C(P_e + \xi P_{ve}) - (P_h + \xi P_{vh})]\tilde{P}_1 + [(P_e P_h - \xi P_{ve} P_{vh}) - \gamma_1(P_e + \xi P_{ve})] = 0, \quad \tilde{P}_2 = 0; \quad (13)$$

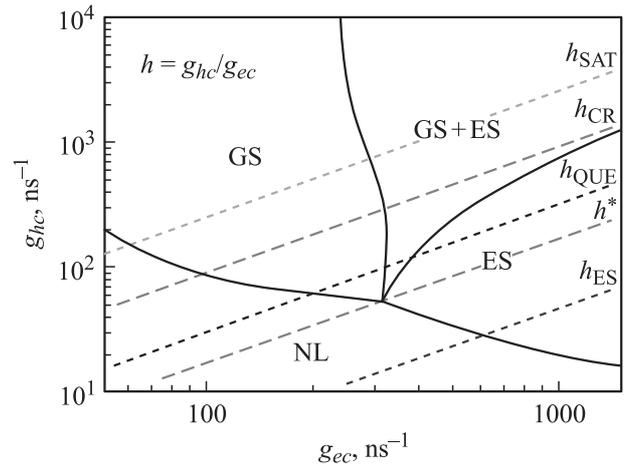


Рис. 2. Операционная диаграмма лазера на квантовых точках при $\alpha_{\text{out}} = 2.8 \text{ см}^{-1}$, остальные значения параметров отвечают рис. 1. NL — режим отсутствия генерации, GS — генерация лишь через основной оптический переход КТ, GS + ES — двухуровневая генерация, ES — генерация только через возбужденный оптический переход КТ.

$$f_{e1} = \frac{(1 + \eta)\tilde{P}_1 - P_e}{(\xi - 1)(P_e - \tilde{P}_1) - \xi},$$

$$f_{e2} = P_e - \tilde{P}_1, \quad f_h = P_h - C\tilde{P}_1; \quad (14)$$

выражение для нахождения \tilde{P}_1 для краткости представлено в виде квадратного уравнения (следует использовать его меньший корень).

(GS + ES)-режим:

в этом случае фиксированы значения как γ_1 , так и γ_2 ,

$$\tilde{P}_1 = \frac{f_{e2}(1 - f_{e1}) - \xi f_{e1}(1 - f_{e2})}{\eta}, \quad \tilde{P}_2 = \frac{P_h - f_h}{C} \tilde{P}_1, \quad (15)$$

$$f_{1,2} = 1 + \gamma_{1,2} - f_h, \quad f_h = P_h - \frac{C[P_e + P_h - 1 - \gamma_2]}{C + 1}. \quad (16)$$

ES-режим:

в этом случае лишь инверсия заселенности γ_2 остается равной константе,

$$\tilde{P}_1 = 0, \quad \tilde{P}_2 = \frac{P_h - f_h}{C}, \quad (17)$$

$$f_{e1} = \frac{f_{e2}}{f_{e2}(1 - \xi) + \xi}, \quad f_{e2} = \frac{CP_e - P_h + 1 + \gamma_2}{C + 1},$$

$$f_h = 1 + \gamma_2 - f_{e2}. \quad (18)$$

С использованием предложенной в данной работе модели многоуровневой генерации оказывается возможным построить операционную диаграмму лазера на КТ (см. рис. 2). На диаграмме изображены все потенциально возможные режимы работы лазера в зависимости от величины темпа захвата электронов (g_{ec}) и дырок (g_{hc}) в КТ.

Более того, из выражений (12)–(18) могут быть получены критерии реализации того или иного режима генерации лазера. В том случае, когда темпы захвата носителей в КТ (g_{ec} и g_{hc}) малы, стимулированное излучение в лазере на КТ отсутствует (NL-режим):

$$\begin{cases} \frac{P_e}{P_e(1-\xi)+\xi} + P_h - 1 < \gamma_1 \\ P_e + P_h - 1 < \gamma_2. \end{cases} \quad (19)$$

Критерий реализации GS-режима связан с тем, что в указанном режиме лазерной генерации инверсия заселенности первого возбужденного электронного уровня энергии достаточно мала:

$$P_e + P_h - (C + 1)\tilde{P}_1 - 1 < \gamma_2, \quad (20)$$

где \tilde{P}_1 задается выражением (13). Условие одновременной генерации через основные и возбужденные оптические переходы КТ (GS+ES-режим) задается следующими выражениями:

$$f_{e2} + f_h - 1 \geq \gamma_2, \quad (21)$$

где соотношения, использованные для f_{e2} и f_h , задаются (13), (14), и

$$f_{e1} + f_h - 1 \geq \gamma_1, \quad (22)$$

где выражения, определяющие f_{e1} и f_h , задаются (18). Данный критерий означает, что либо инверсия заселенности первого возбужденного уровня энергии электронов в GS-режиме уже достаточно велика для начала генерации на возбужденном оптическом переходе, либо инверсия заселенности основного уровня энергии электронов в (GS+ES)-режиме все еще достаточно велика (и равна γ_2) для поддержания двухуровневой генерации в лазере на КТ при данном токе накачки. Поэтому условие реализации ES-режима задается следующим выражением:

$$f_{e1} + f_h - 1 < \gamma_1, \quad (23)$$

где f_{e1} и f_h задаются (18).

Границы между различными режимами лазерной генерации удобно представить в виде взаимосвязей между темпами захвата электронов и дырок (g_{hc} как функция g_{ec}), которые могут быть получены из (12)–(18) в явном виде.

Граница NL–GS:

$$g_{hc} = \frac{\gamma_1 g_{he} g_{e21} g_{ec} + (\gamma_1 + 1) g_{e12} g_{ee} g_{he}}{(1 - \gamma_1) g_{e21} g_{ec} - \gamma_1 g_{ee} g_{e12}}. \quad (24)$$

Граница GS–(GS + ES):

$$\begin{aligned} f_h^2 + \left[\frac{g_{ec} + g_{ee}}{g_{e21} - g_{e12}} - (\gamma_1 + \gamma_2 + 1) \right] f_h \\ + \left[\gamma_1 \gamma_2 + \frac{g_{e21} \gamma_1 - g_{e12} \gamma_2}{g_{e21} - g_{e12}} - \frac{(g_{ec} + g_{ee}) \gamma_2 - g_{ee}}{g_{e21} - g_{e12}} \right] = 0, \end{aligned} \quad (25)$$

$$f_{e1,2} = \gamma_{1,2} - f_h + 1,$$

$$P_a = \frac{2}{3} [g_{e21} f_{e2} (1 - f_{e1}) - g_{e12} f_{e1} (1 - f_{e2})],$$

$$g_{hc} = \frac{P_a + g_{he} f_h}{1 - f_h}. \quad (26)$$

Здесь P_a имеет смысл нормированного потока носителей в основное состояние КТ.

Граница (GS+ES)–ES:

$$f_h^2 + [\gamma_1 - \gamma_2 + 1] f_h + \left[\frac{(\gamma_1 - \gamma_2) g_{e21}}{g_{e21} - g_{e12}} \right] = 0,$$

$$g_{hc} = \frac{2}{3} \frac{f_h g_{ec} + (f_h - 1) g_{ec} + 1.5(\gamma_2 + f_h) g_{he}}{1 - \gamma_2 - f_h}, \quad (27)$$

причем лишь меньший корень имеет смысл.

Граница NL–ES:

$$g_{hc} = \frac{\gamma_2 g_{he} g_{ec} + (\gamma_2 + 1) g_{ee} g_{he}}{(1 - \gamma_2) g_{ec} - \gamma_2 g_{ee}}. \quad (28)$$

Таким образом, разделение различных режимов лазерной генерации в лазере на КТ определяется соотношением между темпами захвата дырок и электронов в КТ (см. диаграмму на рис. 2). Кроме того, оказывается, что величина отношения темпов захвата дырок и электронов в КТ ($h \equiv g_{hc}/g_{ec}$), как это видно из детальной иллюстрации, приведенной на рис. 3, оказывает существенное влияние на ключевые характеристики лазера на КТ. В частности, уменьшение h приводит к снижению как порога двухуровневой генерации, так и тока, отвечающего полному гашению генерации через основной оптический переход КТ. Это в свою очередь вызывает снижение максимальной мощности, достигаемой на основном оптическом переходе — W_{GS}^{\max} (равной 1.8 Вт

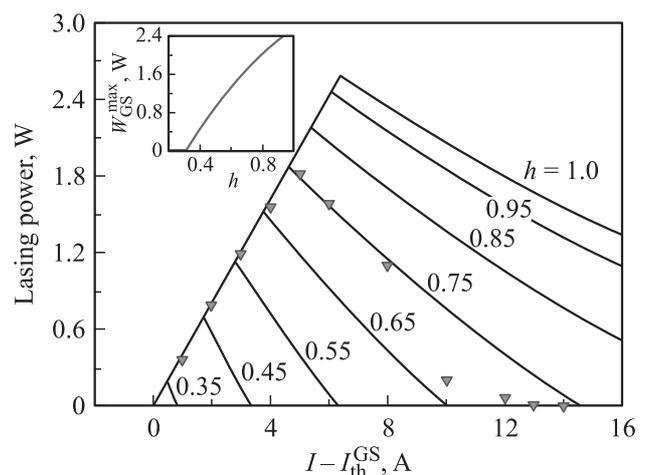


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики, отвечающие излучению через основной оптический переход при различных значениях отношения темпов захвата дырок и электронов в КТ (параметра h). Точками показаны экспериментальные данные. На вставке — зависимость максимальной мощности, излучаемой на основном оптическом переходе КТ, от величины безразмерного параметра h .

для данных рис. 1). В свою очередь увеличение значения параметра h от 0.75 до 1.0 приводит к увеличению W_{GS}^{max} практически на 1 Вт (см. вставку к рис. 3). Следовательно, распределение носителей заряда в матрице, которое определяет h , необходимо учитывать в расчетах для корректного описания лазерной структуры.

Следует заметить, что существует критическое значение отношения темпов захвата дырок и электронов ($h_{cr} \approx 0.9$ для использованных значений параметров). Если $h > h_{cr}$, полное гашение генерации через основной оптический переход КТ отсутствует (например, прямая h_{SAT} на рис. 2). Если $h < h_{cr}$, имеется затухание излучения через основной оптический переход с ростом тока выше порога двухуровневой генерации (например, прямая h_{QUE} на рис. 2). При этом рано или поздно, в зависимости от величины h , произойдет полное гашение генерации на основном переходе КТ. В то же время, если десинхронизация в темпах захвата электронов и дырок в КТ оказывается велика (параметр h мал, $h < h^* = 0.17$ для использованных значений параметров), излучение через основной оптический переход КТ отсутствует во всем диапазоне значений тока накачки (прямая h_{ES} на рис. 2).

Выражение для h_{cr} , так же как и характеристической точки $h^*(g_{ec}^*, g_{hc}^*)$, может быть получено из соотношений (27), представляющих собой границу между режимами GS + ES и ES, причем в аналитическом виде:

$$h_{cr} = \frac{2}{3} \frac{t}{1-t-\gamma_2}, \quad h^* = g_{hc}^*/g_{ec}^*,$$

$$g_{ec}^* = g_{ee} \frac{1-t}{t}, \quad g_{hc}^* = g_{he} \frac{1+\gamma_2}{1-t-\gamma_2}, \quad (29)$$

где t задается следующим уравнением и так же, как и характерные значения параметра h (равные h_{cr} и h^*), зависит лишь от свойств наиболее вероятной КТ,

$$t^2 - (\gamma_1 - \gamma_2 + 1)t + (\gamma_1 - \gamma_2)g_{e21}/(g_{e21} - g_{e12}) = 0. \quad (30)$$

Можно показать, что увеличение потерь на вывод излучения из лазера (например, за счет уменьшения длины резонатора) приводит к увеличению h_{cr} , а характеристическая точка (g_{hc}^*, g_{ec}^*) сдвигается в сторону больших значений g_{hc} , т.е. h^* растет. Поэтому при фиксированном h рано или поздно окажется, что h станет меньше h^* . Таким образом, генерация на основном переходе станет полностью невозможна.

4. Температурные зависимости пороговых токов генерации

Оказывается, что одновременный учет различия в темпах захвата электронов и дырок в КТ, а также электронно-дырочной динамики в КТ позволяет описать температурные зависимости плотности порогового тока двухуровневой генерации (j_{th}^{ES}), а также плотности порогового тока, отвечающей полному гашению излучения через основные оптические переходы КТ (j_{off}^{GS+ES}) (рис. 1).

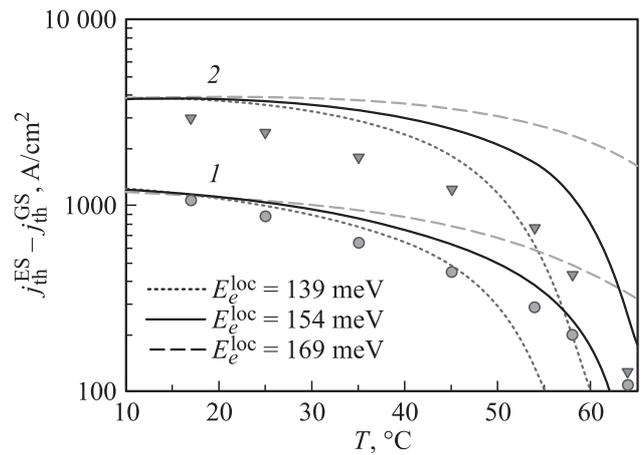


Рис. 4. Температурные зависимости плотности порогового тока генерации через возбужденный оптический переход (1) и плотности тока полного гашения генерации на основном оптическом переходе (2): точки — эксперимент, линии — теоретическая аппроксимация при различных значениях энергии локализации электронов (E_e^{loc}) в диапазоне от 139 до 169 мэВ.

Учитывая энергии оптических переходов и ширину запрещенной зоны матрицы GaAs (1.424 эВ), можно количественно рассчитать температурные зависимости пороговых токов генерации в лазере на КТ (рис. 4). Для расчета был использован тот же набор значений параметров, что и при построении рис. 1; в частности, параметр h равен 0.75. В то же время энергия локализации электронов на возбужденном уровне (E_e^{loc}), необходимая для расчета температурных зависимостей характеристических пороговых токов лазерной генерации, считается равной 154 мэВ в соответствии с экспериментальными данными, приведенными в работе [36]. Следует заметить, что приемлемое соответствие между экспериментальными данными и их теоретической аппроксимацией было получено только для того значения E_e^{loc} , которое отвечает эксперименту [36]. Даже малое отклонение от этого значения приводит к существенному рассогласованию между экспериментом и расчетами. Этот факт с учетом сильной зависимости j_{th}^{ES} и j_{off}^{GS+ES} от E_e^{loc} может служить косвенным подтверждением справедливости предложенной в настоящей работе модели. Для иллюстрации этого факта температурные зависимости пороговых токов, приведенные на рис. 4, построены при различных значениях E_e^{loc} . Как видно из рис. 4, оба характеристических тока уменьшаются с ростом температуры образца. Это связано с тем, что в режиме двухуровневой генерации при фиксированном значении тока накачки рост температуры приводит к уменьшению скорости прихода носителей на основной электронный уровень с возбужденного электронного уровня, сопровождаемому увеличением скорости выброса электронов с основного на первый возбужденный уровень энергии (рис. 5, a, b). При этом, как видно из сравнения рис. 5, a и b, скорость выброса электронов с основного уровня энергии увеличивается гораздо быстрее, чем уменьшается их

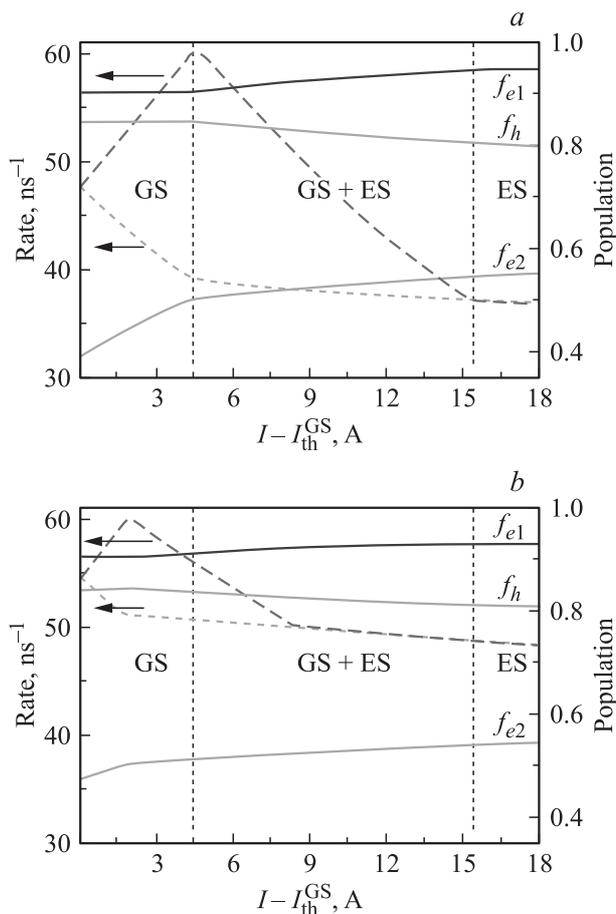


Рис. 5. Зависимости скорости релаксации электронов с возбужденного на основное состояние КТ, а также скорости обратного перехода от величины тока накачки при $T = 17$ (a) и $50^\circ C$ (b). $f_{e1}(f_{e2})$ — степень заселенности основного (первого возбужденного) электронного уровня, f_h — степень заселенности эффективного дырочного уровня энергии.

скорость прихода. Именно поэтому выброс электронов играет ключевую роль в процессе затухания генерации на основном переходе КТ при увеличении температуры.

В стационарном режиме генерации мощность, излучаемая на основном оптическом переходе КТ, пропорциональна разности между потоками электронов с возбужденного уровня на основной и с основного уровня на возбужденный — см. (1) и (9). Уменьшение этой разности с ростом температуры, как видно из рис. 5, a, b, приводит к соответствующему снижению мощности основного перехода вплоть до полного гашения при достаточно больших температурах.

5. Заключение

Детально исследовано явление двухуровневой генерации в лазерах на квантовых точках InAs/InGaAs. Предложен механизм затухания лазерного излучения на основном переходе КТ, основанный на предположении о различии в темпах захвата дырок и электронов

в квантовые точки. В аналитическом виде получены ватт-амперные характеристики во всех возможных режимах работы лазера, а также выражения для границ, разделяющих режимы лазерной генерации.

Ключевым параметром является отношение темпов захвата дырок и электронов в квантовые точки (h). В зависимости от h генерация на основном оптическом переходе КТ может отсутствовать во всем диапазоне токов накачки, ее мощность может полностью затухать при больших токах накачки, либо насыщаться. Кроме того, проведено исследование температурных зависимостей порогового тока двухуровневой генерации, а также тока, отвечающего полному гашению излучения на основном оптическом переходе КТ. Уменьшение обоих токов с температурой связано с уменьшением заселенности основного и увеличением заселенности возбужденного электронного уровня энергии вследствие увеличения скорости тепловых переходов.

Таким образом, предложенный механизм позволяет качественно и количественно описать затухание генерации на основном оптическом переходе КТ. Это означает, что для корректного описания полупроводниковых лазеров на квантовых точках необходимо учитывать как распределение носителей заряда в самих КТ, так и различие в темпах захвата носителей из материала матрицы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), программ фундаментальных исследований президиума РАН и ОНИТ РАН, Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ Министерства образования и науки Российской Федерации, а также фонда некоммерческих программ Дмитрия Зимина „Династия“.

Список литературы

- [1] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш. Квант. электрон., **38** (5), 409 (2008).
- [2] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **41** (6), 625 (2007).
- [3] C.F. Lam. *Passive Optical Networks: Principles and Practice* (San Diego, Elsevier, 2007) p. 158.
- [4] H.S. Djie, B.S. Ooi, X. Fang, Y. Wu, J.M. Fastenau, W.K. Liu, M. Hopkinson. Optics Lett., **32**, 44 (2007).
- [5] N.A. Naderi, F. Grillot, K. Yang, J.B. Wright, A. Gin, L.F. Lester. Opt. Express, **18**, 27 028 (2010).
- [6] Joseph M. Schmitt. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **5**, 1205 (1999).
- [7] M. Grundmann, A. Weber, K. Goede, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **77**, 4 (2000).
- [8] А.Е. Zhukov, А.Р. Kovsh, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semicond. Sci. Technol., **18**, 774 (2003).
- [9] A. Markus, J.X. Chen, C. Paranthoën, A. Fiore, C. Platz, O. Gauthier-Lafaye. Appl. Phys. Lett., **82**, 1818 (2003).
- [10] A. Markus, A. Fiore. Phys. Status Solidi, **201**, 338 (2004).
- [11] A. Fiore, A. Markus, M. Rossetti. Proc. SPIE, **5840**, 464 (2005).

- [12] L.W. Shi, Y.H. Chen, B. Xu, Z.C. Wang, Z.G. Wang. *Physica E*, **39**, 203 (2007).
- [13] L. Jiang, L.V. Asryan. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, **18**, 2611 (2006).
- [14] J. Lee, D. Lee. *J. Korean Phys. Soc.*, **58**, 239 (2011).
- [15] Y.J. Kim, Y.K. Joshi, A.G. Fedorov. *J. Appl. Phys.*, **107**, 073 104 (2010).
- [16] H.M. Ji, T. Yang, Y.L. Cao, P.F. Xu, Y.X. Gu, Z.G. Wang. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49**, 072 103 (2010).
- [17] M. Sugawara, N. Hatori, H. Ebe, M. Ishida, Y. Arakawa, K. Akiyama, T. Otsubo, Y. Nakata. *J. Appl. Phys.*, **97**, 043 523 (2005).
- [18] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Д.А. Лифшиц, А.В. Савельев, Ф.И. Зубов, В.В. Клименко. *ФТП*, **46** (2), 241 (2012).
- [19] E.A. Viktorov, P. Mandel, Y. Tanguy, J. Houlihan, G. Huyet. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 053 113 (2005).
- [20] C. Platz, C. Paranthoën, P. Caroff, N. Bertru, C. Labbé, J. Even, O. Dehaese, H. Folliot, A. Le Corre, S. Loualiche, G. Moreau, J.C. Simone, A. Ramdane. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 459 (2005).
- [21] K. Veselinov, F. Grillot, C. Cornet, J. Even, A. Bekiarski, M. Gioannini, S. Loualiche. *IEEE J. Quant. Electron.*, **43**, 810 (2007).
- [22] M. Gioannini. *J. Appl. Phys.*, **111**, 043 108 (2012).
- [23] M. Sugawara, K. Mukai, H. Shoji. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2791 (1997).
- [24] V.V. Korenev, A.V. Savelyev, A.E. Zhukov, A.V. Omelchenko, M.V. Maximov. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 112 101 (2013).
- [25] L.V. Asryan, S. Luryi. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5368 (2003).
- [26] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. *Laser Phys.*, **13**, 319 (2003).
- [27] A.V. Savelyev, A.E. Zhukov. *Abstract Book Int. Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW)* (St. Petersburg, Russia, and Würzburg, Germany, 2011) v. 1, p. 43.
- [28] V.V. Korenev, A.V. Savelyev, A.E. Zhukov, A.V. Omelchenko, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov. In: *Abstract Book 15th Int. Conf. „Laser Optics 2012“* (St. Petersburg, 2012), ed. by E.A. Viktorov (Publishing House of Saint Petersburg University of ITMO, 2012) p.59.
- [29] V.V. Korenev, A.V. Savelyev, A.E. Zhukov, A.V. Omelchenko, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov. *Proc. SPIE*, **8432**, 84321L (2012).
- [30] K. Lüdge, E. Schöll. *IEEE J. Quant. Electron.*, **45**, 1396 (2009).
- [31] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).
- [32] P. Miska, C. Paranthoën, J. Even, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, S. Loualiche, M. Senes, X. Marie. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, L63 (2002).
- [33] B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, Y. Arakawa. *Phys. Rev. B*, **54**, 11 532 (1996).
- [34] R.P. Prasankumar, R.S. Attaluri, R.D. Averitt, J. Urayama, N. Weisse-Bernstein, P. Rotella, A.D. Stintz, S. Krishna, A.J. Taylor. *Opt. Express*, **16**, 1165 (2008).
- [35] G.P. Agrawal, N.K. Dutta. *Semiconductor Lasers* (N.Y., Van Nostrand Reinhold, 1993) p. 58.
- [36] L. Höglund, K.F. Karlsson, P.O. Holtz, H. Pettersson, M.E. Pistol. *Phys. Rev. B*, **82**, 035 314 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

The influence of charge carrier dynamics and temperature on double-state lasing phenomenon in semiconductor quantum dot lasers

V.V. Korenev^{+,*}, A.V. Savelyev^{+,*}, A.E. Zhukov^{+,*‡},
A.V. Omelchenko^{+,*}, M.V. Maximov^{+,*‡}

⁺ St. Petersburg Academic University,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

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

Abstract It was analytically shown that the charge carrier dynamics both in quantum dots and in the matrix material plays an important role in the description of double-state lasing phenomenon in quantum dot lasers. In particular, it was shown that the de-synchronization in hole and electron capture into quantum dots allows one to describe the experimentally observed ground-state lasing quenching at high injection currents. At the same time, the analysis of the charge carrier dynamics in a single quantum dot allowed us to describe the temperature dependence of output power via ground and excited state optical transitions of quantum dots.