

Оптические параметры диодных лазеров на основе InAsSb/InAsSbP-гетероструктуры

© А.П. Астахова, Т.В. Безьязычная*, Л.И. Буров⁺, А.С. Горбачевич⁺,
А.Г. Рябцев⁺, Г.И. Рябцев*, М.А. Щемелев⁺, Ю.П. Яковлев[†]

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

* Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
220072 Минск, Беларусь

⁺ Белорусский государственный университет,
220050 Минск, Беларусь

(Получена 22 мая 2007 г. Принята к печати 28 мая 2007 г.)

Для InAsSb/InAsSbP-диодных лазеров, генерирующих на длине волны 3.1–3.2 мкм, впервые определены скорости излучательной (включая переходы, индуцированные усиленной люминесценцией) и безызлучательной рекомбинации, внутренний квантовый выход люминесценции и матричный элемент для зона–зонных оптических переходов. Установлено, что вклад безызлучательной рекомбинации в порог генерации может составлять 97%. Внутренний квантовый выход люминесценции для соединения InAs_{0.97}Sb_{0.03} не превышает трех процентов. Вероятнее всего, безызлучательный канал формируется с участием оже-рекомбинации с константой $C = 4.2 \cdot 10^{-38} \text{ м}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ ($T = 77 \text{ К}$).

Исследованные образцы излучателей характеризуются относительно малыми оптическими потерями $\rho = 900 \text{ м}^{-1}$ и внутренним квантовым выходом генерации на уровне 0.6. Оцененное по скорости излучательной рекомбинации спонтанное время жизни неравновесных носителей заряда равно $6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, что согласуется с известными литературными данными.

PACS: 42.55.Px, 78.20.Bh

1. Введение

Быстроперестраиваемые по длине волны генерации диодные лазеры на основе InAsSb/InAsSbP-гетероструктуры — перспективные источники излучения для спектральной области 3–4 мкм, в пределах которой располагаются интенсивные линии поглощения молекул большого числа промышленных и природных соединений [1–7]. С точки зрения дальнейшего совершенствования выходных характеристик, а также установления наиболее оптимальных условий применения этих приборов в системах диодной спектроскопии важно знать их базовые оптические свойства.

Настоящая работа посвящена исследованию внутренних параметров и излучательных характеристик InAsSb/InAsSbP-диодных лазеров, генерирующих на длине волны 3.1–3.2 мкм. Основываясь на спектральных свойствах излучения, выходящего из резонатора в пороге генерации, определены скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации, а также рекомбинации, индуцированной усиленной люминесценцией. Полученные значения скоростей рекомбинации позволили оценить внутренний квантовый выход люминесценции, матричный элемент зона–зонных оптических переходов и спонтанное время жизни неравновесных носителей.

2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложках InAs. Диодные ла-

зеры представляли собой двойные гетероструктуры N-InAsSbP/n-InAsSb/N-InAsSbP. Активный слой n-InAsSb толщиной $d \approx 3 \text{ мкм}$ специально не легировался. Содержание атомов сурьмы в материале активного слоя не превышало 3%.

На выращенных InAsSb/InAsSbP-структурах методами химического травления и фотолитографии формировались мезаполоски шириной $w = 20\text{--}28 \text{ мкм}$. Резонаторы Фабри–Перо образовывались путем скалывания, их длина L варьировалась в пределах 250–750 мкм. Коэффициенты отражения r_1, r_2 зеркал резонатора, образованных сколотыми гранями, для случая нормального падения света составляли 0.34 (показатель преломления $n_0 = 3.8$ [8]).

Лазеры исследовались в импульсном режиме при возбуждении их импульсами тока с частотой 8 кГц и длительностью 500 нс. Все измерения проводились при температуре жидкого азота $T = 77 \text{ К}$.

2.1. Определение внутренних параметров

Внутренние лазерные параметры исследуемых образцов: коэффициент удельного усиления β , плотность тока инверсии j_0 (параметр аппроксимации в зависимости максимального коэффициента усиления от плотности тока накачки j), коэффициент внутренних оптических потерь ρ и дифференциальный внутренний квантовый выход генерации η_g определялись из измерений зависимостей плотности порогового тока j_{th} и дифференциального внешнего квантового выхода $\eta'_g = \eta_g [k_r / (\rho + k_r)]$ от величины коэффициента полезных потерь $k_r = (1/L) \ln(1/\sqrt{r_1 \cdot r_2})$ [9–11]. Значение

[†] E-mail: Yak@iropt1.ioffe.ru

коэффициента k_r варьировалось путем изменения длины резонатора Фабри–Перо. Мощность генерации P (из двух зеркал резонатора) и плотность порогового тока в рамках данной методики задавались выражениями [9–11]

$$P = \eta_g s (h\nu_g/e)(j - j_{th}),$$

$$j_{th} = j_0 + \beta^{-1}(\rho + k_r), \quad (1)$$

где ν_g — частота генерации, $s = w \cdot L$ — площадь активной области лазера, e — заряд электрона. Значения внутренних параметров, полученные для исследованных образцов InAsSb/InAsSbP-диодных лазеров, представлены в табл. 1.

Таблица 1. Внутренние параметры InAsSb/InAsSbP-диодных лазеров с объемным активным слоем, излучающих в спектральной области 3.1–3.2 мкм

$\beta, 10^2 \text{ м} \cdot \text{А}^{-1}$	$j_0, 10^{-4} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$	$\rho, \text{м}^{-1}$	η_g
0.037	2920	900	0.6

2.2. Определение скоростей рекомбинации и квантового выхода люминесценции

Интегральные по спектру скорости излучательной (спонтанной) R_{SE} и безызлучательной Q рекомбинации, а также рекомбинации R_{AL} , индуцированной усиленной люминесценцией, находились в пороге генерации на основании равенства [12]:

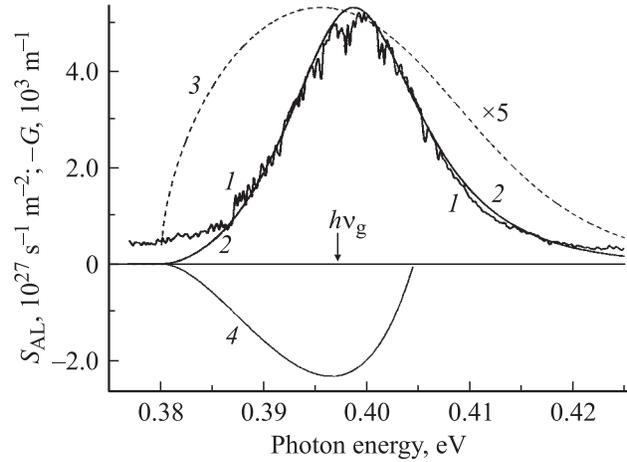
$$j_{th} = ed(R_{SE} + Q + R_{AL}). \quad (2)$$

Величины скоростей R_{SE} и R_{AL} задавались, используя соотношения [10–13]

$$R_{SE} = \int_{\Delta(h\nu)_1} r_{SE}(h\nu) d(h\nu),$$

$$R_{AL} = \int_{\Delta(h\nu)_2} \frac{r_{SE}(h\nu) \cdot h\nu}{\alpha - G(h\nu)} \frac{G(h\nu)}{h\nu} d(h\nu), \quad (3)$$

где $r_{SE}(h\nu)$ — спектральная скорость спонтанной рекомбинации (произведение $r_{SE}(h\nu) \cdot h\nu$ — мощность спонтанного испускания в расчете на единицу частотного интервала и объема активной области диодного лазера), спектральный коэффициент усиления $G(h\nu)$, α — коэффициент потерь для усиленной люминесценции. Область интегрирования $\Delta(h\nu)_1$ ограничивалась спектральным интервалом, в границах которого в эксперименте проявлялось спонтанное испускание, а область $\Delta(h\nu)_2$ — спектральным интервалом, в границах которого $G(h\nu) > 1$.



Спектральная плотность потока излучения (с учетом усиления спонтанного испускания) $S(h\nu)$, выходящего из зеркальной грани резонатора в пороге генерации InAsSb/InAsSbP-диодного лазера: 1 — спектр, регистрируемый экспериментально, 2 и 3 — спектры, рассчитанные для зона–зонных переходов в рамках моделей без правила и с правилом отбора по волновому вектору соответственно. Коэффициент потерь $\alpha = 4600 \text{ м}^{-1}$; $w \cdot L = (24 \times 550) \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$. Кривой 4 представлен спектральный коэффициент усиления $G(h\nu)$, рассчитанный для случая оптических переходов без правил отбора по волновому вектору. Положение наблюдаемой на опыте частоты генерации обозначено $h\nu_g$.

Спектральные распределения $r_{SE}(h\nu)$ и $G(h\nu)$, входящие в выражения для скоростей рекомбинации (3), определялись путем моделирования регистрируемой на опыте спектральной плотности потока излучения $S(h\nu)$, выходящего из резонатора исследуемого диодного лазера при $j = j_{th}$ (см. рисунок). С учетом условия баланса между испусканием, усилением и поглощением спонтанного излучения выражение для $S(h\nu)$ имеет вид [13,14]

$$S(h\nu) = \frac{r_{SE}(h\nu) \cdot h\nu}{\alpha - G(h\nu)}. \quad (4)$$

При нахождении распределения $S(h\nu)$ принимались во внимание межзонные оптические переходы с правилом и без правила отбора по волновому вектору. Однако, как было установлено, форма и положение экспериментальных спектров $S(h\nu)$ лучше всего согласуются со спектроскопической моделью без правил отбора (см. рисунок) [15–17]:

$$r_{SE}(h\nu) = A \times \sum_{i=l,h} \int_{E_{c0}}^{h\nu+E_{v0}} \rho_c(h\nu) \rho_{vi}(E - h\nu) \times f_e(E) f_h(E - h\nu) dE,$$

$$G(h\nu) = \frac{An_0}{\rho_{\omega c}} \times \sum_{i=l,h} \int_{E_{c0}}^{h\nu+E_{v0}} \rho_c(h\nu) \rho_{vi}(E - h\nu) \times [f_e(E) + f_h(E - h\nu) - 1] dE, \quad (5)$$

Таблица 2. Данные, использованные при расчетах оптических свойств $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$

E_g	$E_g(x, T) = 0.411 - \frac{3.4 \cdot 10^{-4} T^2}{210 + T} - 0.876x + 0.70x^2 - 3.4 \cdot 10^{-4} T^2(1 - x)$ [18]
m_e/m_0	$0.023 - 0.039x + 0.03x^2$ [19]
m_{vh}/m_0	$0.41 + 0.02x$ [19]
m_{vl}/m_0	$0.026 - 0.011x$ [19]
ε	$15.15 + 1.65x$ [19]

Таблица 3. Излучательные и безызлучательные характеристики $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ -диодных лазеров при $T = 77$ К. Концентрация прозрачности $n_c = 4.6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, пороговая концентрация неравновесных носителей заряда $n_{th} = 1.23 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$

$R_{SE},$ $10^{30} \text{ с}^{-1} \cdot \text{ м}^{-3}$	$Q,$ $10^{30} \text{ с}^{-1} \cdot \text{ м}^{-3}$	$R_{AL},$ $10^{30} \text{ с}^{-1} \cdot \text{ м}^{-3}$	η_{lum}	$B,$ $10^{-16} \text{ м}^3 \cdot \text{ с}^{-1}$	$C,$ $10^{-38} \text{ м}^6 \cdot \text{ с}^{-1}$	$ \mathbf{M} ^2,$ $10^{-73} \text{ кг}^2 \cdot \text{ м}^5 \cdot \text{ с}^{-2}$
1.9	61	0.3	0.03	1.5	4.2	4.4

где

$$\rho_{vi}(hv) = \frac{(2m_{vi})^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_{v0} - hv}$$

— приведенная плотность состояний дырок валентной зоны (индексы $i = h, l$ относятся к тяжелым и легким дыркам соответственно),

$$\rho_c(hv) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{hv - E_{c0}}$$

— приведенная плотность состояний для электронов зоны проводимости, E — энергия фотона, $f_e(E)$ и $f_h(E)$ — функции Ферми–Дирака для неравновесных электронов и дырок соответственно, E_{c0} — энергия дна зоны проводимости, E_{v0} — энергия потолка валентной зоны, m_c — эффективная масса электрона, m_{vi} — эффективная масса дырки,

$$\rho_\omega = \frac{(hv)^2 n_0^3}{\pi^2 \hbar^3 c^3}$$

— плотность мод электромагнитного поля. Связь между положениями квазиуровней Ферми для электронов и дырок и концентрацией неравновесных носителей заряда n в активной области диодного лазера устанавливалась путем решения соответствующего уравнения электронейтральности. С целью максимального приближения характеристик моделируемой системы к свойствам исследованных образцов диодных лазеров значение коэффициента Эйнштейна $A = 3.6 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ определялось из условия, что величина $G(hv)$ на частоте генерации hv_g равна коэффициенту полных потерь [20], т.е. $\rho + k_r$, где $\rho = 900 \text{ м}^{-1}$ (табл. 1). Коэффициент потерь для усиленной люминесценции находился по формуле $\alpha = \Delta/\sqrt{w \cdot L}$ [12,13]. Значение параметра $\Delta = 0.53$ для мезаполосковой гетероструктуры выбиралось с учетом коэффициента отражения зеркал резонатора [21]. Некоторые параметры материала активного

слоя — соединение $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$, где $x = 0.3$, использованные при расчетах, приведены в табл. 2. Результаты моделирования спектральной плотности потока $S(hv)$ представлены на рисунке.

Полученные в рамках вышеизложенного подхода спектральные зависимости $r_{SE}(hv)$ и $G(hv)$ использовались при проведении расчетов скоростей R_{SE} и R_{AL} (см. соотношения (3)). На основании экспериментальных значений j_{th} и соответствующих рассчитанных величин R_{SE} , R_{AL} с помощью равенства (2) определялась скорость безызлучательной рекомбинации Q , а затем — внутренний квантовый выход люминесценции $\eta_{lum} = R_{SE}/(R_{SE} + Q)$. Полученное численное значение коэффициента Эйнштейна A позволило вычислить матричный элемент $|\mathbf{M}|^2$ ($A = \frac{n_0 e^2 hv}{\pi \varepsilon_0 m_0^2 c^3 \hbar^2} |\mathbf{M}|^2$ [15,16]) для межзонных оптических переходов без правила отбора по волновому вектору. Представляя интегральную по спектру скорость излучательной рекомбинации в виде $R_{SE} = B \cdot n_{th}^2$, где n_{th} — пороговая концентрация носителей, было оценено значение коэффициента спонтанной рекомбинации B .

Результаты расчета излучательных и безызлучательных характеристик $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ -диодных лазеров представлены в табл. 3.

3. Результаты и обсуждение

Полученные экспериментальные данные и результаты моделирования свидетельствуют о том, что безызлучательная рекомбинация является доминирующим каналом потерь энергии накачки для исследованных диодных лазеров на основе $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ -гетероструктуры. Вклад величины Q в общую скорость накачки в пороге генерации достигает 97%. Поэтому внутренний квантовый выход люминесценции для соединения $\text{InAs}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$ не превышает 3%. Вероятнее всего,

безызлучательный канал такого типа формируется с участием оже-рекомбинации. Если предположить, что скорость Q полностью определяется оже-процессами и пропорциональна произведению $C \cdot n^3$, то константа $C = 4.2 \cdot 10^{-38} \text{ м}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ ($T = 77 \text{ К}$) по порядку величины оказывается сопоставимой с коэффициентами Оже для полупроводников InAs: $3 \cdot 10^{-39}$ (n -тип) и $2.2 \cdot 10^{-39} \text{ м}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ (p -тип), и InSb: $1.1 \cdot 10^{-37}$ (n -тип) [22]. При сравнении значений C следует учитывать, что результаты работы [22] относятся к комнатной температуре окружающей среды. В случае объемных полупроводников изменение T от 300 до 77 К влечет за собой уменьшение коэффициента Оже почти на порядок [23]).

Несмотря на высокую скорость безызлучательной рекомбинации, а следовательно, и относительно высокие значения $j_{\text{th}} = (3300-4000) \cdot 10^{-4} \text{ А/м}^2$, InAsSb/InAsSbP-диодные лазеры характеризуются сравнительно низким уровнем оптических потерь $\rho = 900 \text{ м}^{-1}$ при высоких значениях параметров $\beta = 0.037 \cdot 10^2 \text{ м} \cdot \text{А}^{-1}$ и $\eta_g = 0.6$. Влияние безызлучательных переходов на внутренние лазерные параметры проявляется в относительно большой величине вклада j_0 в пороговое значение плотности тока накачки (до 70–80%).

Излучательное время жизни неравновесных носителей заряда при спонтанной рекомбинации, задаваемое в порого отношении $n_{\text{th}}/R_{\text{SE}}$, равно $6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, что согласуется с данными, представленными в [1,24].

4. Заключение

Путем измерения внутренних параметров и моделирования экспериментальных спектров люминесценции для InAsSb/InAsSbP-диодных лазеров, излучающих на длине волны 3.1–3.2 мкм, впервые определены скорости излучательной (включая переходы, индуцированные усиленной люминесценцией) и безызлучательной рекомбинации, внутренний квантовый выход люминесценции, матричный элемент для зона–зонных оптических переходов, спонтанное время жизни неравновесных носителей. Как установлено, безызлучательная рекомбинация в изученных образцах является доминирующим каналом потерь энергии возбуждения, характеристики которого оказывают влияние практически на все основные оптические свойства излучателей. Для более точного установления механизма безызлучательных переходов необходимы исследования температурных зависимостей оптических параметров.

Работа выполнялась при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Авторы выражают благодарность за обсуждение результатов работы Л.Л. Тепляшину.

Список литературы

- [1] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (2), 243 (1999).
- [2] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (12), 1469 (1999).
- [3] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **36** (5), 622 (2002).
- [4] А.П. Астахова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **37** (8), 985 (2003).
- [5] A. Joullie, P. Christol, A.N. Baranov, A. Vicet. *Topics in Applied Physics: Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, Berlin-Heidelberg: Springer Publisher, **89**, 1 (2003).
- [6] А.П. Астахова, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, С.С. Кижжеев, С.С. Молчанов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **30** (24), 26 (2004).
- [7] А.П. Астахова, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, С.С. Кижжеев, С.С. Молчанов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **39** (4), 497 (2005).
- [8] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **66** (12), 6030 (1989).
- [9] В.А. Самойлюкович, В.П. Грибковский, В.К. Кононенко. Квант. электрон., **3** (9), 103 (1972).
- [10] В.П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).
- [11] V.P. Gribkovskii. *Prog. Quant. Electron.*, **19**, 41 (1995).
- [12] В.П. Грибковский, В.К. Кононенко, В.А. Самойлюкович. *Квантовая электроника и лазерная спектроскопия: Основные каналы потерь энергии в инжекционных лазерах* (Минск, 1971).
- [13] В.К. Кононенко, В.П. Грибковский. ФТП, **10** (5), 1875 (1971).
- [14] *Методы расчета оптических квантовых генераторов*, под ред. Б.И. Степанова, (Минск, Наука и техника, 1966) т. 1–4.
- [15] G. Lasher, F. Stern. *Phys. Rev.*, **133**, A553 (1964).
- [16] В.К. Кононенко, В.П. Грибковский. ЖПС, **9** (5), 789 (1968).
- [17] В.П. Грибковский, В.К. Кононенко, В.А. Самойлюкович. *Внутренние параметры инжекционных лазеров и их экспериментальное определение* (Минск, Ин-т физики НАН Беларуси, 1970).
- [18] H.H. Gao, A. Krier, V. Sherstnev, Y. Yakovlev. *J. Phys. D: Phys.*, **32**, 1768 (1999).
- [19] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/InAsSb/basic.html>
- [20] A.G. Ryabtsev, E.V. Lutsenko, G.I. Ryabtsev, G.P. Yablonskii, A.S. Smal, B. Schineller, M. Heuken. *Phys. Status. Solidi C*, **0** (1), 479 (2002).
- [21] Г.И. Рябцев, А.С. Смаль. ЖПС, **70** (4), 490 (2003).
- [22] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. ФТП, **16** (9), 1670 (1982).
- [23] M. Takeshima. *Phys. Rev. B*, **30** (6), 3302 (1984).
- [24] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Яссевич. ФТП, **16** (4), 592 (1982).

Редактор Л.В. Беляков

Optical parameters of diode lasers based on InGaSb/InAsSbP heterostructure

A.P. Astakhova, T.V. Bezyazychnaya*, L.I. Burov⁺,
A.S. Gorbatsevich⁺, A.G. Ryabtsev⁺, G.I. Ryabtsev*,
M.A. Schemelev⁺, Yu.P. Yakovlev

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

* B.I. Stepanov Institute of Physics,
National Academy of Sciences of Belarus,
220072 Minsk, Belarus

⁺ Belarusian State University,
220050 Minsk, Belarus

Abstract The radiative (including transitions induced by the cavity trapped amplified luminescence) and nonradiation recombination rates, luminescence internal quantum efficiency and band-to-band transition matrix element for the 3.1–3.2 μm InGaSb/InAsSbP diode lasers have been determined for the first time. It has been ascertained that contribution of the nonradiative recombination rate into the lasing threshold can reach the value of 97%. The internal quantum efficiency of luminescence for the $\text{InAs}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$ compound is no more than three percent. Most probably, the nonradiative transition channel is formed with participation of the Auger recombination characterized by the Auger constant $C = 4.2 \cdot 10^{-38} \text{ m}_+^6 \cdot \text{s}^{-1}$ ($T = 77 \text{ K}$).

Relatively low optical loss coefficient $\rho = 900 \text{ m}^{-1}$ and lasing internal quantum efficiency at the level of 0.6 are inherent to the investigated emitter samples. Spontaneous life time for the nonequilibrium charge carriers evaluated on the radiative recombination rate is equal to $6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. This figure is correspond to the known literature data.