

# Влияние параметров лазерного резонатора на насыщение ватт-амперных характеристик мощных импульсных лазеров

Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, Д.Н.Николаев, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, В.А.Капитонов, И.С.Тарасов

*Экспериментально исследованы мощностные характеристики полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии, в зависимости от длины резонатора, ширины полоскового контакта и коэффициентов отражения зеркал. Показано, что при высоких уровнях токовой накачки вариации параметров резонатора полупроводникового лазера (ширина, длина и коэффициенты отражения зеркал) оказывают воздействие на насыщение ватт-амперной характеристики (ВтАХ) и максимальную оптическую мощность через влияние на такие характеристики лазера, как плотность тока и оптические потери на выход. Построена модель и проведены расчеты оптической мощности полупроводниковых лазеров с учетом зависимости внутренних оптических потерь от плотности тока накачки, распределения концентраций носителей заряда и фотонов вдоль оси резонатора. Установлено, что только введение в расчетную модель зависимости внутренних оптических потерь от плотности тока накачки обеспечивает хорошее согласие экспериментальных и расчетных ВтАХ для всех вариантов изменения параметров лазерного резонатора.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, внутренние оптические потери, импульсная накачка, лазерный резонатор.

## 1. Введение

Настоящая работа продолжает цикл статей, посвященных изучению мощных импульсных полупроводниковых лазеров [1–3]. Исследования направлены на поиск причин насыщения ватт-амперных характеристик (ВтАХ) лазеров на основе квантоворазмерных асимметричных двойных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, выращенных в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs. Необходимо отметить, что исследованию этой проблемы посвящено множество работ, выполненных в различных научных центрах [4–7].

В нашей предыдущей работе [3] мы продемонстрировали связь насыщения ВтАХ лазера в импульсном режиме генерации с ростом внутренних оптических потерь при увеличении плотности тока накачки. Однако физические механизмы, обуславливающие этот процесс, остались невыясненными.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния параметров лазерного резонатора (длины, ширины, коэффициентов отражения зеркал) на импульсные ВтАХ мощных полупроводниковых лазеров и построение расчетной модели, описывающей мощностные характеристики этих лазеров с учетом роста внутренних оптических потерь при высоких уровнях импульсной токовой накачки.

## 2. Экспериментальные образцы и результаты экспериментальных исследований

Для исследований были изготовлены образцы полупроводниковых лазеров с плоским резонатором на основе квантоворазмерной асимметричной двойной гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом, параметры которой приведены в табл.1 работы [3]. Дизайн исследуемой гетероструктуры был разработан для непрерывных мощных полупроводниковых лазеров и не был оптимизирован для импульсного режима генерации. Лазеры изготавливались с шириной полоскового контакта  $W = 100$  или  $200$  мкм и с длинами резонатора 2–5 мм. Чтобы исключить возможность растекания носителей заряда, была использована конструкция «глубокая меза», в которой на границе полоскового контакта слои лазерной структуры протравливаются до подложки. Для исследований были подготовлены как стандартные лазеры с одним высокоотражающим (коэффициент отражения  $R = 95\%$ ) и другим просветленным ( $R = 5\%$ ) зеркалами, так и лазеры с обоими просветленными зеркалами. Последние монтировались на теплоотводы специальной конструкции для беспрепятственного наблюдения излучения лазерной генерации в обе стороны.

В экспериментальных образцах исследовались ВтАХ при высоких уровнях токовой накачки (до 100 А) импульсами длительностью  $100 \pm 10$  нс с частотой следования 1 кГц. Пиковая оптическая мощность и амплитуда тока накачки измерялись по методике, изложенной в [3]. В лазерах с обоими просветленными зеркалами оптическая мощность суммировалась при последовательном измерении с двух торцов резонатора для исключения погрешности, связанной с неоднородным напылением зеркал. В исследуемых лазерах выходная оптическая мощность с обоих торцов совпадала в пределах точности измерений.

Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, Д.Н.Николаев, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, В.А.Капитонов, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru

Поступила в редакцию 29 декабря 2014 г.

На рис.1,*а* представлены зависимости от тока накачки пиковой мощности оптического излучения двух лазеров с ширинами полоскового контакта 100 и 200 мкм. У обоих лазеров длина резонатора  $L = 3$  мм, а коэффициенты отражения зеркал  $R_1 = 5\%$  и  $R_2 = 95\%$ . При одинаковых значениях тока накачки в лазерах с  $W = 200$  мкм была зарегистрирована большая оптическая мощность излучения и меньшее отклонение от линейности ВТАХ, чем в лазерах с  $W = 100$  мкм. Следует отметить, что плотность пропускаемого через них тока накачки различалась в два раза. Зависимости выходной мощности от плотности тока накачки для этих же лазеров представлены на рис.1,*б*. Характерным является двукратное увеличение оптической мощности в лазерах с  $W = 200$  мкм по сравнению с лазером с  $W = 100$  мкм при одной и той же плотности тока накачки.

Уменьшение плотности тока накачки в лазере с более широким полосковым контактом замедляет рост внутренних оптических потерь и снижает степень насыщения ВТАХ лазера при увеличении абсолютного значения тока накачки. Таким образом, увеличение ширины полоскового контакта является надежным конструктивно-техническим решением для повышения линейности ВТАХ импульсного полупроводникового лазера.

Можно было предположить, что увеличение длины резонатора, также приводящее к снижению плотности тока накачки, позволит увеличить оптическую мощность и снизить степень насыщения ВТАХ полупроводниково-

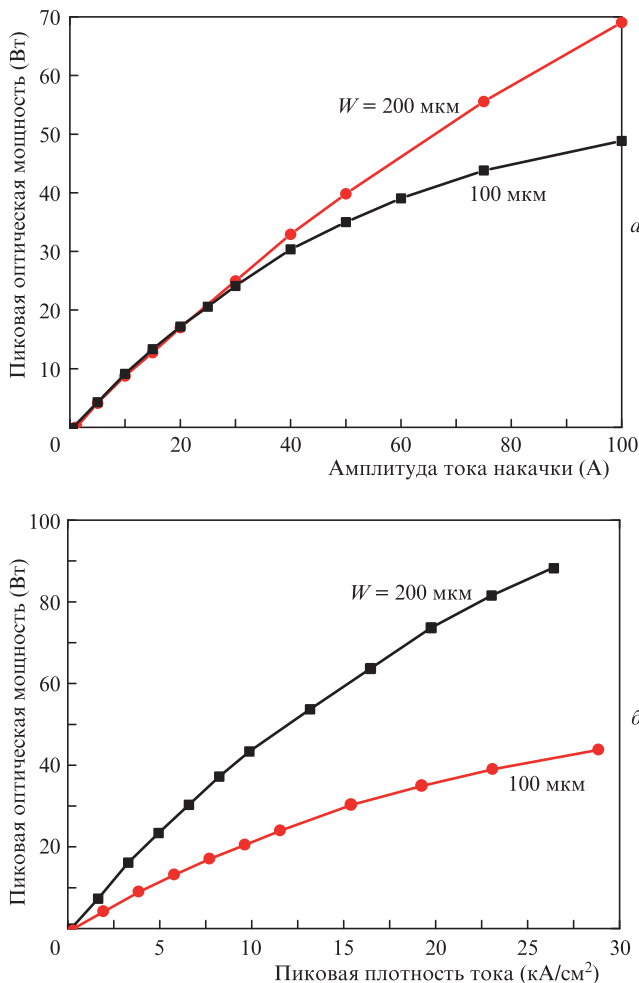


Рис.1. Импульсные ВТАХ лазеры с ширинами полоскового контакта  $W = 200$  и  $100$  мкм;  $L = 3$  мм,  $R_1 = 5\%$ ,  $R_2 = 95\%$ .

го лазера. Однако в лазерах с увеличенной длиной резонатора роста максимально достижимой мощности и снижения степени насыщения ВТАХ не наблюдалось (рис.2,*а* кривые 3, 4). К сожалению, несмотря на то что увеличение длины резонатора ведет к пропорциональному снижению плотности тока накачки и внутренних оптических потерь [3], одновременно снижаются полезные оптические потери на выход  $\alpha_{out}$ . Как следствие, при меньших токах накачки  $I$  падает дифференциальная квантовая эффективность

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_i}, \tag{1}$$

насыщается ВТАХ и снижается максимально достижимая оптическая мощность

$$P_{out} = \eta_d \frac{h\nu}{q_e} I. \tag{2}$$

Здесь  $\eta_i$  – стимулированный квантовый выход;  $\alpha_i$  – внутренние оптические потери;  $h\nu$  – энергия фотона;  $q_e$  – заряд электрона.

Таким образом, в исследуемых структурах увеличение длины резонатора не ведет к росту максимальной излучаемой оптической мощности, несмотря на снижение плотности тока накачки и внутренних оптических потерь. За

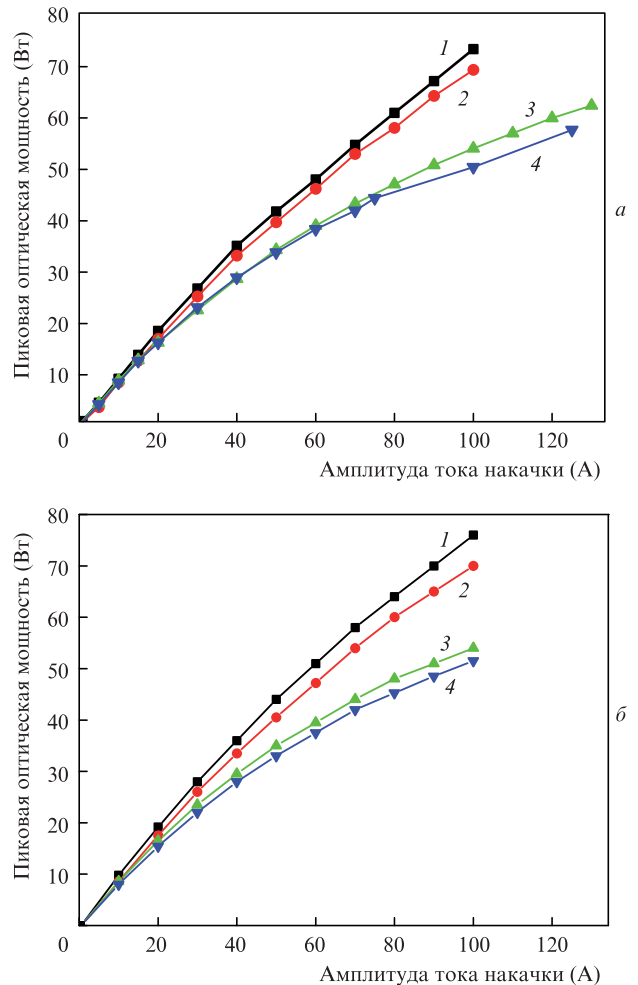


Рис.2. Измеренные экспериментально (*а*) и полученные теоретически (*б*) импульсные ВТАХ лазеры с шириной полоскового контакта  $W = 100$  мкм и с различными параметрами резонаторов: 1 –  $L = 2220$  мкм,  $R_1 = R_2 = 5\%$ ; 2 –  $L = 5170$  мкм,  $R_1 = R_2 = 5\%$ ; 3 –  $L = 2688$  мкм,  $R_1 = 5\%$ ,  $R_2 = 95\%$ ; 4 –  $L = 3990$  мкм,  $R_1 = 5\%$ ,  $R_2 = 95\%$ .

счет увеличения длины резонатора величина  $\alpha_{\text{out}}$  снижается сильнее, чем  $\alpha_i$ .

Просветление обоих зеркал резонатора обеспечивает лазеру более линейную ВтАХ и позволяет получать большую максимальную оптическую мощность (в обе стороны) (рис.2,а, кривые 1, 2). Другими словами, с ростом уровня токовой накачки сильное увеличение оптических потерь на выход  $\alpha_{\text{out}}$  компенсирует их снижение за счет увеличения длины резонатора и задерживает падение дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d$  до больших значений внутренних оптических потерь  $\alpha_i$ . К сожалению, такой путь увеличения оптической мощности и линейности ВтАХ практического применения не находит.

### 3. Теоретические исследования

В работе [3] нам удалось получить выражение, аппроксимирующее экспериментальную зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки [3, рис.5]:

$$\alpha_i = \alpha_i^0 + kJ, \quad (3)$$

где  $\alpha_i^0 = 0.4 \text{ см}^{-1}$  – внутренние оптические потери на пороге генерации;  $k = 1.2 \times 10^{-4}$  – аппроксимационный коэффициент (см/А) и  $J$  – плотность тока (А/см<sup>2</sup>). Необходимо отметить, что эта аппроксимация не является универсальной и используемый коэффициент  $k$  применим только для исследуемых лазеров. Полученная зависимость использовалась в расчетах ВтАХ мощных импульсных полупроводниковых лазеров с различными параметрами резонатора, экспериментально исследованных ранее (рис.2,а). В расчетах одновременно учитывалось неравномерное распределение концентрации носителей заряда и фотонов в резонаторе, а также аппроксимация экспериментальной зависимости внутренних оптических потерь от плотности тока накачки (3).

Для нахождения концентрации электронов в квантовой яме (КЯ) активной области и концентрации фотонов вдоль оси резонатора решалась система стационарных скоростных уравнений:

$$\frac{dn_{\text{QW}}(z)}{dt} = \frac{\eta_i J}{q_e d_{\text{QW}}} - B n_{\text{QW}}^2 - \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{g(z)}{\Gamma} [S^+(z) + S^-(z)], \quad (4)$$

$$\frac{dS^{\pm}(z)}{dz} = \pm [g(z) - \alpha_i] S^{\pm}(z), \quad (5)$$

где  $n_{\text{QW}}$  – концентрация носителей заряда в КЯ;  $z$  – координата вдоль продольной оси резонатора;  $t$  – время;  $d_{\text{QW}}$  – толщина активной области;  $B$  – коэффициент излучательной рекомбинации;  $c$  – скорость света;  $\sqrt{\epsilon}$  – показатель преломления в волноводе лазера;  $g(z)$  – модальное усиление в зависимости от координаты;  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения излучения в активной области;  $S^+(z)$  и  $S^-(z)$  – концентрации фотонов в потоках, распространяющихся в противоположных направлениях (полная концентрация фотонов в какой-либо точке резонатора равна сумме этих двух концентраций).

Уравнение (4) определяет скорость изменения концентраций носителей заряда в КЯ. Первое слагаемое учитывает приход носителей заряда в КЯ за счет токовой инжекции, а второе и третье слагаемые – уход носителей заряда из КЯ за счет спонтанной и стимулированной ре-

комбинаций. Оже-рекомбинация в КЯ не учитывается, т. к. как экспериментально исследуемые лазеры излучали на длинах волн 1.0–1.1 мкм, в которых безызлучательный процесс достаточно мал. В уравнении (4) не учитывается диффузия носителей заряда вдоль оси резонатора в КЯ активной области лазерной структуры. В исследуемой гетероструктуре расчетная длина диффузии не превышает нескольких микрон, что на несколько порядков меньше длины резонатора, поэтому диффузия не должна сильно сглаживать профиль распределения концентрации носителей.

Уравнения (5) определяют распределение фотонов вдоль оси резонатора и учитывают внутренние оптические потери.

Для решения уравнений (4), (5) необходимо использовать связь модального усиления с концентрацией носителей заряда. Поэтому на основании экспериментальных результатов измерения пороговых токов для лазеров с резонаторами различной длины была получена (аналогично [8]) логарифмическая зависимость усиления от концентрации носителей заряда.

Следует отметить, что хотя в настоящей работе исследуются полупроводниковые лазеры, работающие в импульсном режиме генерации, длительность импульсов (100 нс) на порядки превышает характерные времена как для фотонной, так и для электронной подсистем. Поэтому мы допускаем, что такой режим эквивалентен непрерывному, и в лазере не происходит процессов накопления энергии и ее перераспределения между подсистемами, а значит, нет необходимости решать нестационарную задачу.

В качестве граничных условий используются выражения, задающие отражение на зеркалах резонатора [9]:

$$S^+(0) = R_1 S^-(0), \quad S^+(L) = R_2^{-1} S^-(L). \quad (6)$$

Неизвестными, относительно которых выполняется расчет в системе (4), (5), являются зависящие от координаты концентрация носителей заряда и концентрация фотонов в двух противоположных потоках.

Выходную оптическую мощность  $P_{\text{out}}$  в одну и в другую стороны определяют выражения

$$P_{\text{out}}^+ = [S^+(L) - S^-(L)] h\nu \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} W D_{\text{eff}}, \quad (7)$$

$$P_{\text{out}}^- = [S^-(0) - S^+(0)] h\nu \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} W D_{\text{eff}}, \quad (8)$$

где  $D_{\text{eff}}$  – эффективная ширина основной поперечной моды излучения в волноводе лазера на полувысоте. Для лазеров с обоими просветленными зеркалами оптическая мощность рассчитывалась в обе стороны. Для лазеров с просветленным и высокоотражающим зеркалами учитывалась только мощность, выходящая из просветленного зеркала.

Были выполнены численные расчеты уравнений (4)–(8). Для проверки правильности проведенных расчетов использовалось выражение

$$\frac{1}{L} \int_0^L g(z) dz = \alpha_i + \alpha_{\text{out}}, \quad (9)$$

смысл которого заключается в том, что интегральное усиление в резонаторе лазера всегда должно соответство-

вать суммарным оптическим потерям [10]. Для всех проведенных расчетов условие (9) выполнялось с высокой точностью.

Решение стационарных уравнений (4), (5) при условии пренебрежимо малого уровня токовых утечек ( $\eta_i = 1$ ) и неизменных внутренних оптических потерях ( $\alpha_i = 0.4 \text{ см}^{-1}$ , [3]) позволило получить распределение концентрации фотонов и носителей заряда по длине резонатора в зависимости от тока накачки. В распределении концентрации носителей заряда у выходного зеркала резонатора наблюдается эффект их продольного «выжигания», а у зеркала с высокой степенью отражения – увеличение концентрации носителей заряда [7–11]. Однако расчетные ВТАХ, полученные из решений уравнений (4), (5), не испытывают насыщения. Иначе говоря, явление продольного «выжигания» носителей заряда стимулированным излучением само по себе не приводит к насыщению ВТАХ и излучаемая оптическая мощность продолжает расти пропорционально току накачки. Только применение в расчетах зависимости внутренних оптических потерь от плотности тока накачки (3) позволяет получить практически абсолютное совпадение экспериментальных и расчетных ВТАХ (рис.2,а и б) с точностью до погрешности измерений или неточностей задания входящих в расчеты параметров.

#### 4. Обсуждение результатов. Выводы

Таким образом, вариации параметров резонатора полупроводникового лазера (ширина, длина и коэффициенты отражения обоих зеркал) изменяют зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки через влияние на другие параметры (плотность тока накачки, внешние оптические потери). Это выражается в усилении или ослаблении степени насыщения ВТАХ и в снижении или увеличении максимально достижимой оптической мощности излучения. Общий ход зависимостей ВТАХ при этом сохраняется для всех вариаций параметров резонатора, что подтверждает результаты [3] о зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки.

Расчеты излучаемой оптической мощности в функции тока накачки, проведенные нами по разработанной программе, показывают, что только учет зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки позволяет получить полное согласие расчетных и экспериментальных ВТАХ. Исключение этой зависимости из расчетов

приводит к линейности расчетных ВТАХ. Увеличение внутренних оптических потерь  $\alpha_i$  в лазере на основе двойной гетероструктуры раздельного ограничения может происходить из-за роста концентрации носителей заряда в волноводных слоях или в КЯ активной области при высоких уровнях токовой накачки. Во многих экспериментальных и расчетных статьях [6, 7, 12–14] рост внутренних оптических потерь из-за увеличения концентрации носителей заряда в волноводных слоях был определен как одна из основных причин насыщения ВТАХ при высоких уровнях токовой накачки. Поэтому в настоящее время остается невыясненным, каково соотношение между вкладами в рост внутренних оптических потерь в КЯ активной области и в волноводных слоях лазерной гетероструктуры раздельного ограничения, что станет предметом наших будущих исследований.

Работа выполнена в соответствии с Государственным заданием ФТИ им.А.Ф. Иоффе.

1. Слипенко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
2. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипенко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Хомяков М.А., Шамахов В.В., Борщев К.С., Арсентьев И.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **41** (8), 1003 (2007).
3. Веселов Д.А., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипенко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **44** (11), 993 (2014).
4. Безотосный В.В., Бондарев В.Ю., Крохин О.Н., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. *ФТП*, **48** (1), 114 (2014).
5. Мифтахутдинов Д.Р., Акимова И.В., Богатов А.П., Гушик Т.И., Дракин А.Е., Дьячков Н.В., Поповичев В.В., Некрасов А.П. *Квантовая электроника*, **38** (11), 993 (2008).
6. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *Electron. Lett.*, **42** (22), 1283 (2006).
7. Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C.M., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Tränkle G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46** (5), 658 (2010).
8. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **109**, 043101 (2011).
9. Hao T., Song J., Liptak R., Leisher P.O. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9081**, 90810U (2014).
10. Chen Zh., Bao L., Bai J., Grimshaw M., Martinsen R., DeVito M., Haden J., Leisher P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8277**, 82771J (2012).
11. Fang W.-C.W., Bethea C.G., Chen Y.K., Chuang S.L. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **1**, 117 (1995).
12. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45** (11), 1553 (2011).
13. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **46** (8), 1067 (2012).
14. Asryan L.V., Sokolova Z.N. *J. Appl. Phys.*, **115**, 023107 (2014).