

Оптические потери в напряженных квантоворазмерных полупроводниковых лазерах с гребневым волноводом

А.П.Богатов*, А.Е.Болтасёва**, А.Е.Дракин*, В.П.Коняев***

Представлены результаты экспериментального определения оптических потерь в полупроводниковых лазерах с гребневым волноводом. Проведены исследования квантоворазмерных полупроводниковых лазеров на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs с одной квантовой ямой в спектральном диапазоне 1019–1042 нм, соответствующем длинноволновому крылу линии полного модового усиления. Показано, что основным механизмом оптических потерь, по-видимому, является рассеяние света на оптических неоднородностях волновода лазера, в то время как поглощение на свободных носителях заряда в изученных полупроводниковых лазерах существенной роли не играет.

Ключевые слова: квантоворазмерные гетеролазеры, модовое усиление, оптические потери.

Введение

В настоящее время актуальной задачей является создание мощных и высокоэффективных полупроводниковых лазеров. Одним из наиболее важных параметров, определяющих предельные излучательные характеристики лазеров, в частности их эффективность, являются оптические потери. Нерезонансное поглощение и рассеяние, дающие вклад в суммарные потери α , уменьшают дифференциальную эффективность лазера L . Для уменьшения пороговой плотности тока и улучшения теплоотвода имеет смысл увеличивать длину лазера. Однако при этом возникает проблема уменьшения α для предотвращения падения эффективности лазера. Понимание природы нерезонансных потерь, а также определение основного механизма (рассеяние, поглощение на свободных носителях), дающего вклад в оптические потери, позволяет конструировать лазерные структуры с улучшенными характеристиками.

Целью данной работы было изучение нерезонансных потерь и их природы в полупроводниковых квантоворазмерных инжекционных лазерах с гребневым волноводом на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs.

1. Эксперимент

Объектом исследования служили лазерные диоды с гребневым волноводом (ширина гребня 3.5 мкм). Образцы были изготовлены из одной гетероструктуры, но различались длиной резонатора (200, 400 и 600 мкм). Остальные параметры исследуемых лазерных диодов приведены в [1].

Исследования спектров усиленного спонтанного излучения проводились на компьютеризированной уста-

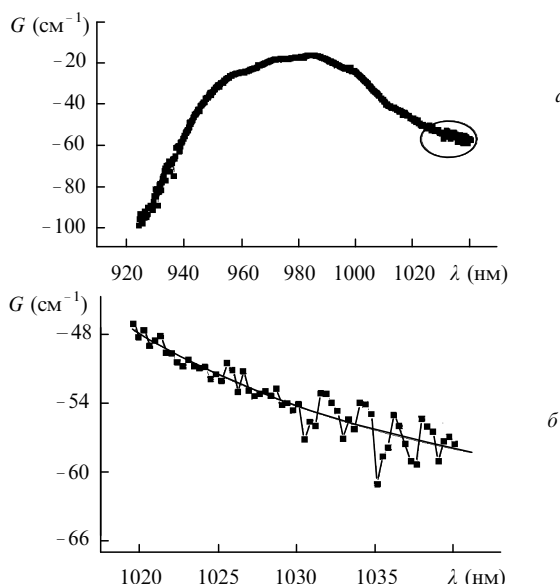


Рис. 1. Типичный вид зависимости модового усиления от длины волны (а) и выделенная область в увеличенном масштабе (б); сплошная кривая – экспоненциальная интерполяция. Длина резонатора диода 400 мкм, плотность тока накачки 785.7 А/см².

новке на основе многоканального оптического спектроанализатора. Исходным материалом для математической обработки являлись оцифрованные спектры суперлюминесценции, полученные при разных плотностях тока накачки (200–1500 А/см²) в спектральном диапазоне 1019–1042 нм, соответствующем длинноволновому крылу линии полного модового усиления. Усиление лазерного диода определялось отношением расстояния между собственными модами резонатора к ширине резонанса на некотором уровне, что позволяло свести к минимуму ошибку, связанную с наличием «крыльев» у аппаратной функции спектрального прибора. Более подробное описание экспериментальной установки и методики обработки полученных спектров представлено в [1].

В ходе работы согласно этой методике обработки спектров были получены зависимости модового уси-

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

**Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный Моск. обл.

***ГП НИИ «Полус», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

ния от энергии фотона. На рис.1,*a* дан характерный пример кривой модового усиления образца с длиной резонатора 400 мкм при плотности тока накачки 785.7 А/см² с выделенной для более детального изучения длинноволновой областью. Заметим, что найденная спектральная зависимость полного коэффициента усиления G включает в себя спектральную зависимость модового усиления G_a , развиваемого активным слоем, и оптические потери α_{las} из-за поглощения и рассеяния излучения в пассивных слоях структуры:

$$G = G_a - \alpha_{las}. \quad (1)$$

При исследовании длинноволнового участка спектра кривые модового усиления в спектральном диапазоне 1019–1042 нм аппроксимировались экспонентой. Типичный вид длинноволнового «хвоста» для диода с длиной резонатора 400 мкм при плотности тока 785.7 А/см² приведен на рис.1,*б*. Для того чтобы получить спектральную зависимость внутренних потерь для разных образцов, предполагалось, что в выражении для потерь в лазере

$$\alpha_{las} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (2)$$

параметр α одинаков для всех образцов (здесь R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал лазерного диода). По различию в α_{las} для трех образцов был рассчитан средний коэффициент $b = \frac{1}{2} \ln(1/R_1 R_2)$, составивший 1.6 (при погрешности определения b порядка 10 %). Считая, что в длинноволновой области спектральная зависимость полного коэффициента усиления G обусловлена, в основном, оптическими потерями α_{las} , получаем

$$\alpha = -G - \frac{b}{L}. \quad (3)$$

Таким образом, зависимость внутренних потерь от длины волны для разных плотностей тока накачки была получена для всех образцов .

Кривые спектральной зависимости внутренних потерь для лазеров с длинами резонаторов 200 и 400 мкм приведены на рис.2. Видно, что оптические потери обнаруживают существенную спектральную зависимость, причем неодинаковую для разных длин резонатора лазера. Для лазера с длиной резонатора 600 мкм кривые близки к приведенным на рис.2 с некоторым уменьшением спектральной зависимости.

Уменьшение α при увеличении плотности тока накачки, связано, по-видимому, с длинноволновым «хвостом» усиления, которое еще вносит вклад в усиление в рассматриваемом спектральном диапазоне. Данные, приведенные на рис.2,*a*, демонстрируют наиболее сильную спектральную зависимость.

2. Результаты и их обсуждение

Анализируя полученные данные, можно выделить две следующие особенности оптического поглощения.

1. Оно характеризуется неожиданно резкой спектральной зависимостью со стороны длинноволнового края линии излучения. Действительно, согласно традиционным представлениям о зависимости оптического усиления (поглощения) от длины волны, в длинноволновой области происходит приближение к переходам, соответствующим дну зоны проводимости и верху валентной зо-

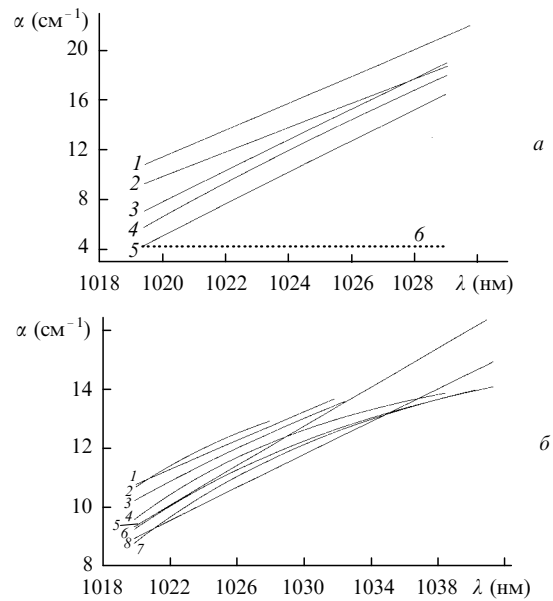


Рис.2. Аппроксимированные экспонентой спектральные зависимости оптических потерь для образца с $L = 200$ мкм при плотности тока 714.3 (1), 857.1 (2), 1000 (3), 1142.9 (4) и 1285.7 А/см² (5), а также зависимость b , рассчитанная по формуле (4) (а), и аналогичные зависимости оптических потерь для образца с $L = 400$ мкм при плотности тока 285.7 (1), 357 (2), 500 (3), 571.4 (4), 642.8 (5), 714.3 (6), 785.7 (7) и 857.1 А/см² (8) (б).

ны, где плотность электронных состояний стремится к нулю для объемного полупроводника или резко обрывается до нуля в случае двумерной квантовой ямы.

На первый взгляд, вклад этих переходов в оптическое усиление тоже стремится к нулю. В этом случае оптические потери по мере увеличения длины волны должны стремиться к постоянным потерям, которые определяются нерезонансными потерями или поглощением на свободных носителях.

Однако из данных, приведенных на рис.2, следует, что потери увеличиваются с длиной волны и уменьшаются с ростом плотности тока накачки, а вовсе не увеличиваются, как это было бы при поглощении на свободных носителях. На рис.2,*a* приведена кривая оптических потерь α , рассчитанная по формуле (4) и экстраполированная с коротковолновой стороны спектра в длинноволновую сторону в случае, если бы потери были обусловлены поглощением на свободных носителях. При этом для плотности тока 1285.7 А/см² и длины волны $\lambda_0 = 1019.36$ нм было взято $\alpha_0 = 4.23$ см⁻¹, а экстраполяция в длинноволновую сторону проводилась по закону

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^3, \quad (4)$$

который, в принципе, возможен для процессов поглощения на свободных носителях и обладает наибольшей спектральной зависимостью.

Из рис.2,*a* видно, что даже выбранная нами наиболее «сильная» спектральная зависимость ($\sim \lambda^3$) коэффициента поглощения света свободными носителями в исследованном спектральном интервале выглядит почти постоянной функцией. Таким образом, очевидно, что в наблюдаемую спектральную зависимость оптических потерь поглощение на свободных носителях вклада практически не дает.

2. Поведение исходной спектральной зависимости оп-

тических потерь (рис.1,б) в длинноволновом крыле имеет ярко выраженный флуктуационный характер. Это проявляется и для данных, приведенных на рис.2, где некоторое нерегулярное поведение интерполированных кривых свидетельствует о некоем стохастическом характере механизма потерь. Этим механизмом может быть только рассеяние на оптических неоднородностях волновода лазера. Из рис.1, б видно, что такие потери находятся в диапазоне $1 - 5 \text{ см}^{-1}$. Вывод о существенном влиянии оптического рассеяния на механизм оптических потерь резонатора сделан также в работах [2–4]. Конкретное спектральное поведение флуктуаций оптических потерь при этом связано с пространственным распределением рассеивающих неоднородностей вдоль оси резонатора лазерного диода [3].

Хотя традиционно считается, что основной вклад в нерезонансные потери в полупроводниковом лазере вносят потери на поглощение свободными носителями заряда [5], результаты настоящей работы, а также [2–4, 6] свидетельствуют о том, что этот вклад в типичных полупроводниковых лазерах не является доминирующим.

Возвращаясь к полученной «сильной» спектральной зависимости оптических потерь, можно предположить, что такое поведение α , рассчитанной по формуле (3), скорее связано с усилением G_a , развиваемым активным слоем, чем с самими оптическими потерями в пассивных слоях. Об этом свидетельствует уменьшение α при росте плотности тока накачки в этом спектральном диапазоне. По-видимому, мы имеем дело со случаем, когда форма линии, характеризующей так называемое однородное уширение, имеет сложный вид, и ее значительное отличие от лоренцевского или гауссова контура связано с существованием широкого пьедестала или «крыльев», распространяющихся достаточно далеко от центральной части.

Сложный характер линии однородного уширения излучательного межзонного перехода в активной среде полупроводниковых лазеров отмечался ранее в [7–9]. Наличие широких «крыльев» в контуре для однородного уширения приведет к тому, что электронные переходы, соответствующие энергиям фотонов вблизи максимума спектральной кривой модового усиления, будут вносить вклад в усиление и на длинноволновом крае этой кривой. В результате длинноволновое крыло может приобретать спектральную зависимость и зависимость от тока накачки (см. рис.2).

Заключение

Итак, в настоящей работе получены результаты, свидетельствующие о том, что основным механизмом оптических потерь, по-видимому, является рассеяние света на оптических неоднородностях волновода лазера, в то время как поглощение на свободных носителях заряда в изученных полупроводниковых лазерах существенной роли

не играет. Это обстоятельство является весьма обнадеживающим, поскольку представляется, что ограничение на использование данного типа лазеров с большими длинами резонаторов связаны не с фундаментальными физическими механизмами, такими как поглощение света на свободных носителях, а с проблемами технологического качества образцов.

Можно надеяться, что улучшение технологии изготовления гетероструктур, а именно совершенствование качества гетерограниц и уменьшение флуктуаций состава, приведет к уменьшению оптических потерь на рассеяние. В свою очередь это позволит использовать лазеры с увеличенной длиной резонатора, а значит, достигать повышенной выходной мощности в непрерывном режиме генерации.

Можно отметить и то, что полученные данные свидетельствуют о сложном контуре линии однородного уширения излучательного перехода, поскольку именно наличием широких «крыльев» у однородно уширенной линии можно объяснить наблюдаемое на эксперименте поведение модового усиления со стороны его длинноволнового края. Однако для однозначной интерпретации имеющихся данных необходимы дополнительные эксперименты, в частности по выяснению влияния пространственно-неоднородного возбуждения активной области (в плоскости $p - n$ -перехода вдоль ширины гребня лазера) на спектральный контур модового усиления. Несмотря на то что в работе были предприняты усилия для уменьшения этого влияния, полностью исключить его не удалось.

Работа выполнена в рамках проекта программы «Физика твердотельных наноструктур» с частичной поддержкой ФЦПГ «Интеграция» (УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия»).

1. Богатов А.П., Болтасёва А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 315 (2000).
2. Yi H., Diaz J., Lane B., Razeghi M. *Appl.Phys.Letts.*, **69**, 2923 (1996).
3. Hofstetter D., Thornton R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **34**, 1914 (1998).
4. Hayakawa T., Wada M., Yamanaka F., Asano H., Kuniyasu T., Ohgoh T., Fukunaga T. *Appl.Phys.Letts.*, **75**, 1839 (1999).
5. Jensen B. *Handbook of optical constants of solids* (N.Y., Acad.Press, 1985, p.169)
6. Haug A. *Semicond.Sci.Technol.*, **7**, 373 (1992).
7. Ohtoshi T. Yamanishi M. *IEEE J.Quantum Electron.*, **27**, 46 (1991).
8. Ahn D. *J.Appl.Phys.*, **65**, 4517 (1989).
9. Hounq M.P., Wang Y.H., Chu C.H.J. *Appl.Phys.*, **77**, 6338 (1995).

A.P.Bogatov, A.E.Boltasyova, A.E.Drakin, V.P.Konyayev. Optical losses in strained quantum-well semiconductor ridge lasers.

The results of measurements of optical losses in semiconductor ridge lasers are presented. The InGaAs/AlGaAs/GaAs single-quantum-well semiconductor lasers are studied in the spectral range from 1019 to 1042 nm, which corresponds to the long wavelength wing of the mode gain curve. It is shown that the dominant mechanism of optical losses appears to be the light scattering by inhomogeneities of the laser waveguide, while the free-carrier absorption is negligible in the lasers studied.