

01;07

Анализ анизотропии усиления и потерь в волноведущей структуре длинноволнового лазера с междолинным переносом электронов

© Ю.А. Морозов,¹ И.С. Нефедов,¹ В.Н. Гусятников,¹ В.Я. Алешкин²

¹ Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия
e-mail: mor@ire.san.ru

² Институт физики микроструктур РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия
e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 9 августа 2001 г.)

Численными методами проведен анализ анизотропии усилительных свойств и потерь, ассоциированных с различными компонентами ТМ-волны в структуре длинноволнового лазера с междолинным переносом электронов. Изучено влияние вытекания поля в подложку и интерференции в ней на коэффициент оптического ограничения и поглощение вследствие рассеяния на свободных носителях заряда.

Введение

В настоящее время во всем мире проявляется интерес и прилагаются большие усилия по созданию источников когерентного излучения в дальнем и среднем ИК диапазоне. Актуальность этой задачи продиктована возможностью применения таких лазеров для спектроскопии, экологии и систем связи. Перечень существующих сегодня полупроводниковых лазеров на диапазон длин волн 10–15 μm практически исчерпывается двумя разновидностями: квантовым каскадным [1] и фонтанным [2] лазерами. По целому ряду причин (сложная структура квантовых ям, необходимость лазерной накачки и невозможность работать в непрерывном режиме при комнатной температуре) такие лазеры не удовлетворяют современным требованиям.

Несколько лет назад в Институте физики микроструктур РАН (Н. Новгород) предложен новый вариант лазера на внутризонных переходах — лазер на горячих носителях в квантовых ямах [3]. Разогрев носителей в таких лазерах обеспечивается за счет электрического поля, направленного вдоль слоев структуры с квантовыми ямами. Проведенные авторами [3] оценки показывают, что в лазерах на междолинном переносе горячих электронов объемный коэффициент усиления активной среды может достигать $\sim 50\text{--}200\text{ cm}^{-1}$ на длине волны $\sim 10\mu\text{m}$, что свидетельствует о возможности его практического осуществления.

Модель и основные расчетные соотношения

Поскольку ток в рассматриваемом лазере протекает вдоль слоев структуры, то конструктивно он может быть выполнен на основе многослойного волновода с нелегированными ограничивающими слоями из AlAs, выращенными на изолирующей подложке из GaAs (рис. 1). Активный слой лазера состоит из чередующихся квантовомерных слоев GaAs, являющихся

ямами для Г-долин, и AlAs, представляющих собой ямы для боковых X-долин. В работе [3] показано, что в сильном электрическом поле происходит эффективное накопление электронов на уровнях боковых X-долин, расположенных в зоне Бриллюэна вдоль направления роста, что приводит к созданию инверсии населенности между этими уровнями и центральной долиной в GaAs. Вследствие значительного перекрытия волновых функций электронов этих долин на гетерогранице могут быть реализованы прямые переходы и, следовательно, усиление. Типичная толщина слоев GaAs в каждом периоде сверхрешетки равна 80 \AA , толщина слоев AlAs 20 \AA . Общая толщина активного слоя, состоящего из 100 периодов сверхрешетки, составляет приблизительно 1 μm .

Для рассматриваемой структуры существенно то, что усиление возможно только для собственных волноводных мод с компонентой электрического поля, направленной поперек активного слоя, т.е. для ТМ-волн. При построении модели лазера предполагалось, что основной вклад в потери ТМ-мод при распространении вдоль структуры может внести поглощение на свободных носителях (древесское поглощение). Как известно, коэффициент ослабления вследствие этого механизма по-

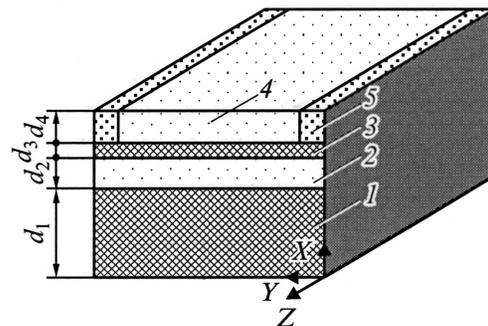


Рис. 1. Конструкция лазера (схема): 1 — подложка; 2, 4 — нижний и верхний ограничивающие слои соответственно; 3 — активный слой; 5 — токовые контакты.

глошения пропорционален квадрату длины волны и при достаточной концентрации носителей может составлять заметную величину для длинноволнового лазера.

Поскольку строение электрического поля ТМ-волны таково, что наряду с поперечной компонентой присутствует компонента вдоль направления распространения, т.е. вдоль слоев структуры, то, очевидно, задача расчета усиления и потерь в активном слое лазера должна быть поставлена с учетом анизотропии свойств этого слоя по выделенным направлениям. А именно усиительные свойства активной среды ассоциируются с поперечной компонентой поля ТМ-моды, а потери — с продольной компонентой, поскольку носители в плоскости квантовых ям остаются свободными. Ослабление волны в остальных частях структуры — ограничивающих слоях и подложке можно считать не зависящим от направления, т.е. изотропным. Будем полагать, что усиление и потери в структуре невелики, т.е. $g/\beta \ll 1$ и $\alpha/\beta \ll 1$, где g — коэффициент усиления для плоской волны в безграничной среде (объемный); α — коэффициент ослабления по мощности; β — постоянная распространения, характеризующая изменение фазы волны с расстоянием.

Воспользовавшись методом возмущений [4,5], для коэффициента затухания получим

$$\alpha = \frac{\omega}{2} \epsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\epsilon''_{xx} |E_x|^2 + \epsilon''_{zz} |E_z|^2) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} S_z dx}, \quad (1)$$

где $\epsilon''_{xx}, \epsilon''_{zz}$ — мнимые части соответствующих компонент тензора относительной диэлектрической проницаемости слоев структуры; $S_z = 0.5 \operatorname{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]_z$ — среднее по времени значение вектора потока энергии в направлении излучения z ; ω — круговая частота поля; интегрирование в (1) проводится по поперечному направлению, т.е. вдоль роста слоев структуры.

Как обычно при применении метода возмущений, комплексные амплитуды напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей рассчитываются в предположении отсутствия потерь в волноведущей структуре. Преобразуем выражение (1) так, чтобы в него входили только компоненты напряженности полей, непрерывные на границах слоев структуры

$$\alpha = \beta \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\epsilon''_{xx}}{(\epsilon'_{zz})^2} |H_y|^2 + \left(\frac{k_0}{\beta \rho} \right)^2 \epsilon''_{zz} |E_z|^2 \right] dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|H_y|^2}{\epsilon'_{xx}} dx}. \quad (2)$$

Здесь мы воспользовались тем, что для ТМ-волн $E_x = \beta H_y / (\omega \epsilon_0 \epsilon'_{xx})$, и ввели обозначения: $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\rho = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства. Из структуры выражения (2) видно, что учет анизотропии волноведущих свойств во всех слоях, кроме активного, может привести лишь к несущественным поправкам к коэффициенту

ослабления, поэтому будем считать действительные части компонент тензора диэлектрической проницаемости одинаковыми, т.е. $\epsilon'_{xx} = \epsilon'_{yy} = \epsilon'_{zz} = \epsilon'_i$, где i — номер слоя. Очевидно, что мнимые части компонент тензора диэлектрической проницаемости, входящие в (2), можно выразить через объемные коэффициенты усиления α_0 и потерь g по следующим формулам:

$$\epsilon''_{xx} = -\sqrt{\epsilon'_a} \frac{g}{k_0}; \quad \epsilon''_{zz} = \sqrt{\epsilon'_a} \frac{\alpha_0 a}{k_0}$$

для активного слоя;

$$\epsilon''_{xx} = \epsilon''_{zz} = \sqrt{\epsilon'_i} \frac{\alpha_0 i}{k_0}$$

для остальных слоев. В теории лазерной генерации первостепенную роль играет коэффициент ограничения поля Γ , определяемый для ТМ-волн следующим образом:

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{active}} \frac{|H_y|^2}{\epsilon'_a} dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|H_y|^2}{\epsilon'_i} dx}. \quad (3)$$

Результаты расчетов

Для определения геометрических размеров лазера, оптимальных с точки зрения волноводных характеристик, представляет интерес проследить зависимость коэффициентов оптического ограничения и потерь от толщины ограничивающих слоев (рис. 2). Расчеты были выполнены на длине волны излучения $\lambda = 10 \mu\text{m}$

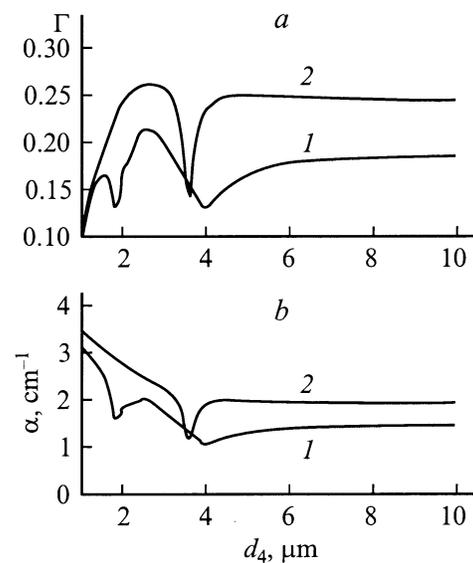


Рис. 2. Зависимость коэффициента оптического ограничения (а) и коэффициента поглощения мощности ТМ-волны (б) в структуре лазера с междолинным переносом электронов и толщины верхнего ограничивающего слоя: $d_2 = 5$ (1), $10 \mu\text{m}$ (2).

для следующих параметров структуры: $d_1 = 100 \mu\text{m}$, $d_3 = 1 \mu\text{m}$, $\epsilon'_1 = 12.2$, $\epsilon'_3 = 11.5$, $\epsilon'_2 = \epsilon'_4 = 9$. Диэлектрическая проницаемость активного слоя ϵ'_3 рассчитывалась как эффективный параметр, зависящий от относительных толщин слоев GaAs (x) и AlAs ($1-x$) в составе сверхрешетки

$$\epsilon'_3 = \epsilon'_{\text{GaAs}}x + \epsilon'_{\text{AlAs}}(1-x).$$

Величина объемного коэффициента поглощения α_{0a} в активном слое, по оценкам [4], имеет значение порядка 500cm^{-1} . При расчетах мы пренебрегали потерями за счет рассеяния на свободных носителях в нелегированных ограничивающих слоях и в подложке.

Из рассмотрения графиков следует, что максимальный коэффициент оптического ограничения реализуется при толщине верхнего ограничивающего слоя $d_4 \approx 2.5 \mu\text{m}$ для обоих выбранных значений толщины d_2 нижнего слоя AlAs. Величина коэффициента поглощения мощности волны не превышает $2-2.5 \text{cm}^{-1}$. Малое значение α обусловлено главным образом тем, что амплитуда составляющей электрического поля E_z в направлении распространения невелика по сравнению с амплитудой поперечной компоненты E_x . Проведенный анализ свидетельствует о том, что для компенсации указанного значения поглощения достаточно объемного коэффициента усиления $g \approx 10.5 \text{cm}^{-1}$ (потери на излучение волны через торцы лазера не учитываются).

Обратим внимание на наличие резких провалов на графиках рассматриваемых зависимостей. Подобное поведение кривых объясняется возможностью при определенных условиях резонансного туннелирования потока мощности излучения в подложку и интерференционными явлениями в ней. Так, при значении толщины верхнего ограничивающего слоя $d_4 \approx 3.6 \mu\text{m}$ и $d_2 = 10 \mu\text{m}$ дисперсионные характеристики активного слоя и подложки пересекаются (см. выделенный участок

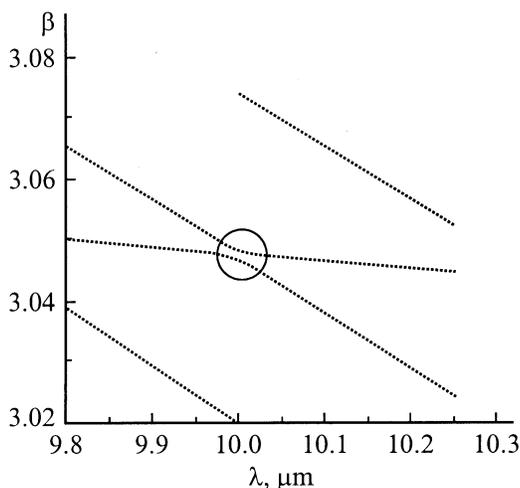


Рис. 3. Антипересечение дисперсионных характеристик в результате взаимодействия с модами подложки: $d_2 = 10 \mu\text{m}$, $d_4 = 3.6 \mu\text{m}$.

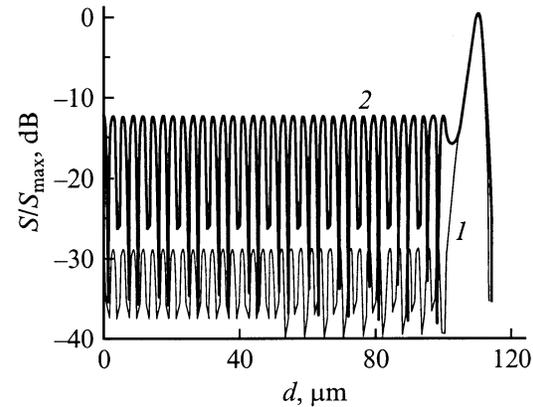


Рис. 4. Распределение плотности мощности ТМ-волны по поперечному сечению лазера: $d_2 = 2.5$ (1), $3.6 \mu\text{m}$ (2).

на рис. 3). В результате сильной взаимосвязи волновых процессов в подложке и волноводном слое, значительная часть излучения проникает в подложку и коэффициент оптического ограничения резко снижается. Интерференция волн в прозрачной подложке рассматривалась ранее для обычного полупроводникового лазера, излучающего в диапазоне $0.98 \mu\text{m}$ [6].

Для иллюстрации физической картины, изложенной выше, на рис. 4 представлено распределение относительного потока мощности по поперечному сечению лазера для оптимальной по ограничению структуры ($d_4 = 2.5 \mu\text{m}$) и для варианта с максимальным излучением в подложку ($d_4 = 3.6 \mu\text{m}$). Как видно, резонансное взаимодействие волн подложки и активного слоя приводит к значительному возрастанию (на 15–17 dB) пиковых значений плотности мощности в подложке.

Заключение

Таким образом, в результате проведенного исследования электродинамических свойств волноведущей системы длинноволнового лазера с междолинным переносом электронов получены следующие результаты.

Определена оптимальная геометрия структуры, при которой реализуется максимальный коэффициент оптического ограничения для ТМ-волны ($\Gamma \approx 0.27$).

Определены условия, при которых значительно возрастает доля излучения, проникающего в подложку. Установлено, что вследствие резонансного взаимодействия волновых процессов в подложке и оптическом волноводе коэффициент оптического ограничения может существенно уменьшаться (до 0.13–0.15).

Проведен анализ анизотропии потерь и усиления, связанных с различными компонентами поля ТМ-волны в структуре лазера. Установлено, что при оптимальных геометрических размерах волновода оптического излучения и объемном коэффициенте поглощения в активном слое, составляющем 500cm^{-1} , для компенсации потерь при распространении достаточно коэффициента усиления $g \approx 10.5 \text{cm}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-81022).

Список литературы

- [1] *Faist J., Capasso F., Sivko D.* et al. // *Science*. 1994. Vol. 264. P. 553.
- [2] *Ganthier-Lafayer O., Boucaurd P., Julien F.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 72. P. 2388.
- [3] *Алешкин В.Я., Андронов А.А.* // *Письма в ЖЭТФ*. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 73–77.
- [4] *Волноводная оптоэлектроника* / Под ред. Тамира. М.: Мир, 1991. 574 с.
- [5] *Visser T.D., Block H., Demeulenaere B.* et al. // *IEEE J. Quant. Electron.* 1997. Vol. 33. N 10. P. 1763–1766.
- [6] *Avrutsky I.A., Gordon R., Clayton R.* et al. // *IEEE. J. Quant. Electron.* 1997. Vol. 33. N 10. P. 1801–1809.