

Анализ пороговых условий и эффективности генерации замкнутых мод в больших прямоугольных резонаторах на основе лазерных гетероструктур AlGaAs/GaAs/InGaAs

© А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

E-mail: Podoskin@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 13 января 2021 г.

В окончательной редакции 18 января 2021 г.

Принята к публикации 18 января 2021 г.

Представлена оценка пороговых условий и эффективности работы полупроводникового лазерного излучателя с большим прямоугольным резонатором (1×1 мм) на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs/InGaAs для мощных полосковых лазеров, работающего на высокооборотных замкнутых модовых структурах. Предложены два варианта конструкции излучателей с различными характеристиками областей распространения лазерного излучения и показана возможность достижения дифференциальной эффективности, характерной для мощных полосковых лазеров, $> 70\%$.

Ключевые слова: замкнутая мода, лазерная гетероструктура, AlGaAs/GaAs/InGaAs.

DOI: 10.21883/FTP.2021.05.50838.9601

1. Введение

В прямоугольных кристаллах мощных лазеров полосковой конструкции на базе гетероструктур AlGaAs/GaAs/InGaAs известно явление возникновения замкнутых модовых структур (замкнутая мода — ЗМ, *internally circulating mode* — ICM) за счет полного внутреннего отражения от всех четырех боковых граней кристалла [1,2]. Аналогичные модовые структуры многократно и подробно рассматривались для случаев прямоугольных микрорезонаторов с характерными размерами в единицы–десятки длин волн. В рамках данной работы рассматриваются большие прямоугольные кристаллы-резонаторы с характерными размерами в сотни длин волн и более. Возникновение генерации ЗМ в полосковых лазерах, конструктивно являющихся большими кристаллами прямоугольной формы, приводит к снижению эффективности генерации мод резонатора Фабри–Перо (ФПМ) и традиционно рассматривается исключительно как негативный для мощного полоскового лазера эффект. Однако результаты предыдущих исследований показали, что структуры ЗМ в больших прямоугольных резонаторах (до 1×1 мм и более) представляют собой гребенчатый спектр генерации с большими, нежели в случае ФПМ, межмодовыми расстояниями [3], что делает ЗМ потенциально привлекательным источником излучения для прикладных задач, где востребованы спектры в виде серии эквидистантных лазерных линий. Показанные в [3] изменения положения линий генерации ЗМ и межмодового расстояния при изменении геометрической конфигурации открывают перспективы использования кристаллов с управляемой геометрией ЗМ в качестве перестраиваемых источников

излучения в ближнем инфракрасном диапазоне. Высокая степень подавления генерации ФПМ в полосковых лазерах при возникновении ЗМ говорит о ее высокой излучательной эффективности. При этом ЗМ характеризуется чрезвычайно низкой эффективностью вывода излучения из кристалла. Основными путями вывода излучения являются различные внутрирезонаторные дефекты и неоднородности, приводящие к рассеянию излучения, а также дефекты боковых сколов кристалла, нарушающие полное внутреннее отражение. Для обеспечения возможности эффективного использования излучения ЗМ в кристалл необходимо ввести элементы, обеспечивающие вывод излучения. В качестве таких элементов могут быть использованы одномерные или двумерные области с изменяющимся эффективным показателем преломления ЗМ, созданные в поперечном волноводе лазерной гетероструктуры. Создание таких областей может быть обеспечено за счет травления, многостадийной эпитаксии, а также их сочетания. Цель настоящей работы заключается в анализе пороговых условий и излучательной эффективности источника на основе кристалла с выводом излучения замкнутой моды.

2. Лазерная гетероструктура и образцы

В рамках данной работы рассматриваются пороговые условия и эффективность генерации ЗМ на примере лазерного кристалла (рис. 1), изготовленного на основе типичной гетероструктуры AlGaAs/GaAs/InGaAs на длину волны 1.06 мкм. Гетероструктура содержала нелегированный волновод $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ толщиной 1.7 мкм,

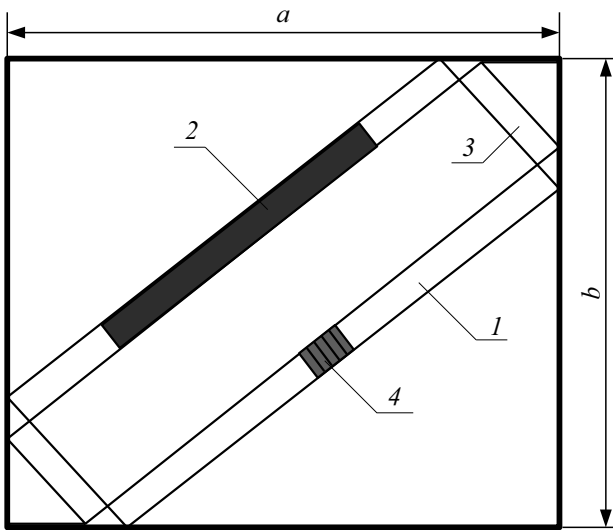


Рис. 1. Схематическое изображение модельного лазерного кристалла (вид сверху): 1 — область распространения замкнутой моды, 2 — область усиления, 3 — пассивная часть кристалла в области распространения 3М, 4 — область вывода излучения.

легированные *p*- и *n*-эмиттеры $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщинами 1.5 и 2 мкм соответственно. Активная область состояла из двух квантовых ям InGaAs толщиной 9 нм на длину волны 1065 нм. Для базовой характеристики гетероструктуры изготавливались лазеры со сплошным (для генерации 3М) и полосковым (для генерации ФПМ) контактами. В результате получены характеристическая плотность порогового тока 90 А/см^2 , внутренние оптические потери 0.7 см^{-1} при внутреннем квантовом выходе $> 95\%$. Рассматриваемый модельный кристалл для генерации 3М содержит в себе три типа областей: область усиления, пассивную часть кристалла и область вывода излучения (рис. 1). Область усиления прокачивается током через стандартный омический контакт и характеризуется спектром усиления активной области и соответствующими внутренними оптическими потерями. Пассивная часть кристалла имеет соответствующий спектр поглощения, а область вывода характеризуется величиной потерь на вывод излучения ($\alpha_{\text{CM}}^{\text{out}}$). Область вывода излучения 3М можно рассмотреть как оптический делитель, отделяющий часть лазерного пучка и выводящий его из кристалла. Если принять за δ_{out} долю выводимого (отделяемого наружу из кристалла) излучения, то эквивалентный коэффициент оптических потерь на вывод излучения $\alpha_{\text{CM}}^{\text{out}}$, вносимых элементом вывода в лазерную моду, можно записать, используя закон Бугера, в виде: $\alpha_{\text{CM}}^{\text{out}} = (1/L_{\text{CM}}) \ln(\delta_{\text{out}})$, где L_{CM} — длина траектории 3М в рассматриваемом кристалле. Для случая 3М с однократным отражением от каждой грани (рис. 1) $L_{\text{CM}} = \sqrt{a^2 + b^2}$, где a и b — длины сторон кристалла (характерные размеры кристалла $1 \times 1 \text{ мм}$ в данной работе).

3. Пороговые условия замкнутой моды

Рассмотрим условия распространения 3М в различных частях модельного лазерного кристалла. На рис. 2 представлены характерные спектры генерации ФПМ и 3М для рассматриваемой лазерной гетероструктуры. Спектр 3М измерялся на кристаллах со сплошным омическим контактом размерами $500 \times 500 \text{ мкм}$, спектр ФПМ — для полоскового лазера с длиной резонатора 2.5 мм и шириной апертуры 100 мкм. Наблюдаемый сдвиг линии 3М в длинноволновую сторону относительно ФПМ лежит в пределах типичных значений 5–20 нм [2,4]. Спектральные зависимости усиления от концентрации для активных областей на основе квантовых ям хорошо описаны как экспериментально, так и теоретически [1,5–7]. Для оценки величин усиления и межзонного поглощения 3М в различных частях модельного кристалла были измерены спектры модального усиления–поглощения в зависимости от плотности токов накачки по методике из [8]. Для этого были изготовлены образцы $600 \times 600 \text{ мкм}$ с контактом, разделенным электрически изолирующими мезаканавками на продольные сегменты шириной 200 мкм. Одна из боковых граней, параллельная сегментам 200 мкм, служила выходной гранью, откуда осуществлялась регистрация излучения, а остальные три грани изготавливались шероховатыми. Образец монтировали на теплоотвод подложкой вниз, выходной гранью наружу и накачивали импульсами тока длительностью 3–5 мкс. При накачке ближайшего к выходной грани сегмента регистрировался опорный спектр электролюминесценции при плотности тока 150 А/см^2 . Далее током с той же плотностью накачивали следующий от выходной грани сегмент, а ближайший к выходной грани сигнальный сегмент накачивали варьируе-

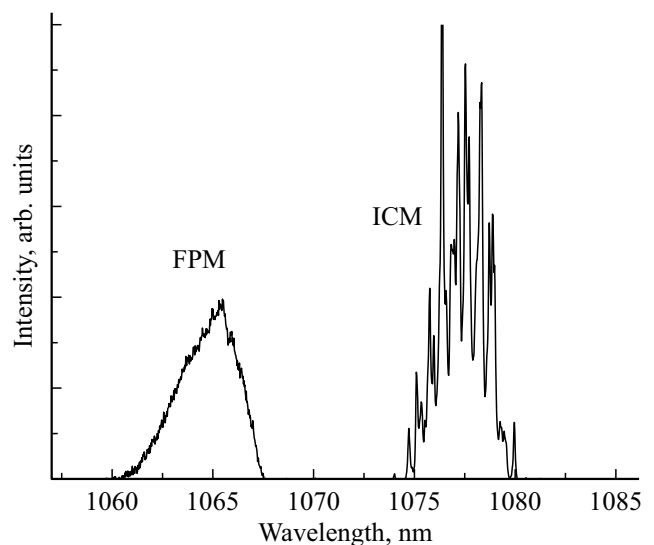


Рис. 2. Типичные спектры генерации замкнутой моды (ICM, кристалл $500 \times 500 \text{ мкм}$) и моды резонатора Фабри–Перо (FPM, резонатор $100 \text{ мкм} \times 2.5 \text{ мм}$) при плотности тока непрерывной накачки 1 кА/см^2 каждый.

мыми плотностями тока. Таким образом получался сигнальный спектр излучения, прошедшего через сегмент с варьируемыми условиями накачки. По соотношению из [8] рассчитывали спектральные зависимости модального усиления–поглощения для различных плотностей токов накачки сигнального сегмента. Измеренные спектры представлены на рис. 3. В работе [4] для описания усиления ЗМ было предложено использовать зависимость для ФПМ за вычетом константы, описывающей расстройку по величине усиления. В случае значительной вариации геометрических параметров модельного кристалла-излучателя ЗМ (рис. 1) величина пороговой плотности тока также будет изменяться в широком диапазоне, и расстройки усиления в виде константы недостаточно для адекватного описания пороговых условий работы ЗМ. С учетом характерной величины смещения линии ЗМ в длинноволновую сторону (рис. 2) и вида спектральных зависимостей модального усиления от концентрации (рис. 3) зависимость модального усиления от концентрации для ЗМ можно представить как

$$\Gamma_{QW} g_{mat}^{CM} = K \Gamma_{QW} g_{mat}^{FP}, \quad (1)$$

где g_{mat}^{FP} — зависимость материального усиления от концентрации носителей для ФПМ, Γ_{QW} — поперечный фактор оптического ограничения активной области (в рамках данной работы предполагается, что поперечные профили ФПМ и ЗМ совпадают), K — коэффициент, отражающий тот факт, что линия генерации ЗМ лежит в стороне от максимума спектра усиления активной области. Величина коэффициента K выбирается для конкретного лазерного кристалла на основе спектров модального усиления–поглощения (рис. 3), характерное значение составляет 0.7–0.9. Для описания g_{mat}^{FP} в практических расчетах можно использовать хорошо себя зарекомендовавшую логарифмическую зависимость материального усиления от концентрации для ФПМ [1], которую легко построить на основе данных стандартной характеристики лазерной гетероструктуры на серии образцов лазеров с ФПМ [9].

Потери оптической мощности ЗМ внутри лазерного кристалла можно разделить на потери, связанные с активной областью и ее накачкой в виде межзонного поглощения и потерь на свободных носителях заряда, потери на вывод излучения и прочие потери: на дефектах в волноводе и эпитаксиальных интерфейсах, рэлеевское рассеяние и вследствие эффектов, проявляющихся при высоких уровнях накачки [10]. С учетом этого выражение для суммарных потерь ЗМ можно записать в виде

$$\alpha_{CM}^{\Sigma} = \alpha_i \Gamma_p + \alpha_{CM}^{BGA} (1 - \Gamma_p) + \alpha_{i0} + \alpha_{CM}^{out}, \quad (2)$$

где α_i — оптические потери на свободных носителях заряда в активной области и волноводе сегмента накачки, соответствующие внутренним оптическим потерям для мощных ФПМ-лазеров, Γ_p — планарный фактор оптического ограничения ЗМ в области усиления лазерного кристалла, α_{CM}^{BGA} — потери на межзонное

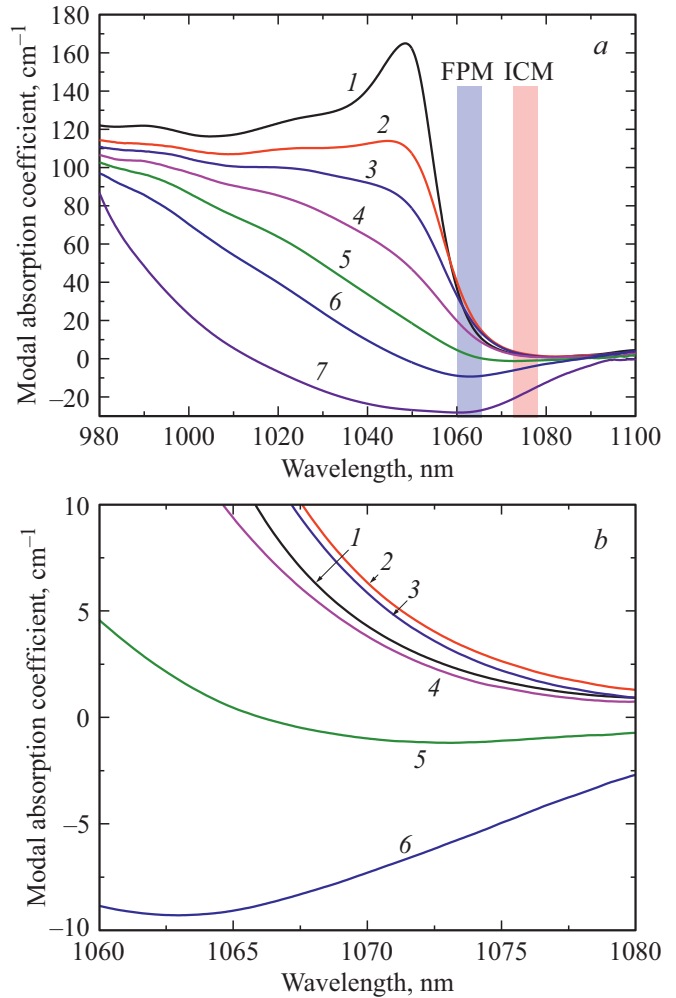


Рис. 3. *a* — общий вид спектров поглощения–усиления в зависимости от плотности накачки активной области. *b* — поглощение–усиление в области длин волн генерации ЗМ. Плотности тока накачки J , А/см²: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 20, 4 — 50, 5 — 100, 6 — 200, 7 — 500. Схематично указаны типичные спектральные области генерации мод ФПМ и ЗМ.

поглощение в пассивной части кристалла, α_{i0} — потери, связанные с фоновой концентрацией легирующих примесей, эпитаксиальными несовершенствами и рассеянием в волноводных слоях гетероструктуры, α_{CM}^{out} — потери на вывод излучения ЗМ из кристалла. Характерные величины слагаемых выражения (2) составляют: $\alpha_i = 0.7 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{CM}^{BGA} = 0.5\text{--}3 \text{ см}^{-1}$ (рис. 3 — для области длин волн, соответствующей типичной линии генерации ЗМ), $\alpha_{i0} < 0.1 \text{ см}^{-1}$, α_{CM}^{out} будут определяться конструкцией области вывода излучения ЗМ из кристалла. Рассмотрим подробнее характер поведения α_{CM}^{BGA} — потерь ЗМ на межзонное поглощение в активной области пассивной части кристалла. С увеличением уровня накачки активного сегмента кристалла (область 2 на рис. 1) увеличивается засветка пассивной части (область 3 на рис. 1) спонтанным излучением и вследствие межзонного поглощения происходит возрастание

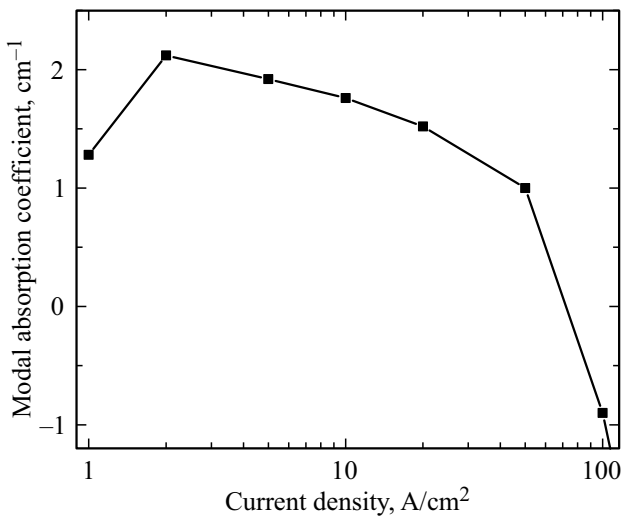


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения от плотности тока накачки на длине волны 3М (1077 нм).

концентрации носителей заряда в активной области. Это приводит к разрушению краевого пика поглощения и модификации формы края спектра поглощения в области длин волн генерации 3М (рис. 3). Из рис. 3, *b* видно, что первоначальный рост концентрации носителей в квантовой яме приводит к возрастанию поглощения в области длин волн генерации 3М. Это можно связать с нетепловым уменьшением ширины запрещенной зоны вследствие эффектов многочастичного взаимодействия при росте концентрации носителей в активной области [11–14]. С дальнейшим увеличением засветки и концентрации носителей происходит уменьшение потерь на межзонное поглощение. Итоговая зависимость, представленная на рис. 4, показывает, что минимальные потери 3М α_{CM}^{BGA} в пассивной части кристалла можно получить: 1) в случае минимальной концентрации носителей заряда в активной области, при которой не происходит сдвига края поглощения в длинноволновую область; 2) в случае повышения концентрации до значительных уровней вследствие засветки спонтанным излучением из области усиления. Первый случай возможно обеспечить за счет изготовления омических контактов в пассивной части и обеспечения короткого замыкания *p*–*n*-перехода для сброса концентрации фотогенерированных в активной области носителей заряда [5], второй случай — увеличением фактора Γ_p для эффективной засветки пассивной части кристалла. Выражение для пороговых условий 3М в кристалле можно записать в виде

$$K\Gamma_{QWG}^{FP} \Gamma_p = \alpha_i \Gamma_p + \alpha_{CM}^{BGA} (1 - \Gamma_p) + \alpha_{i0} + \alpha_{CM}^{out}. \quad (3)$$

Из данного выражения видно, что при низких значениях фактора планарного ограничения области усиления 3М Γ_p будет происходить значительное повышение порогового значения материального усиления и пороговой плотности тока накачки.

4. Эффективность генерации замкнутых мод и конструкции лазерного кристалла

С учетом описания потерь 3М (2) выражение для дифференциальной эффективности [1] можно записать в виде

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_{CM}^{out}}{\alpha_i \Gamma_p + \alpha_{CM}^{BGA} (1 - \Gamma_p) + \alpha_{i0} + \alpha_{CM}^{out}}, \quad (4)$$

где η_i — внутренний квантовый выход лазерной гетероструктуры, учитывающий квантовую эффективность активной области и эффективность токовой инжекции в нее. Из выражения (4) видно, что для получения высокой дифференциальной эффективности излучателя необходимо снижать суммарные оптические потери 3М. Рассмотрим подробнее слагаемые в (2) и их влияние на эффективность лазерной генерации 3М. Поскольку предлагаемый излучатель на основе 3М предполагает возможность получения достаточно узких линий лазерной генерации, то лазерный кристалл-резонатор должен обладать достаточно высокой добротностью, что означает работу в условиях низких потерь на вывод излучения из кристалла α_{CM}^{out} . В зависимости от величины планарного фактора ограничения 3М Γ_p доминирующим механизмом потерь 3М будут либо внутренние оптические потери, связанные с накачкой активной области сегмента усиления α_i , либо потери на межзонное поглощение α_{CM}^{BGA} в пассивном сегменте. Снижением фактора Γ_p можно уменьшить влияние слагаемого $\alpha_i \Gamma_p$. Однако чрезмерное снижение фактора планарного ограничения Γ_p будет приводить к значительному росту пороговой плотности тока и в свою очередь увеличивать α_i . Это также будет приводить к насыщению усиления активной области и снижению рабочей величины прибора [1]. Таким образом, значительное уменьшение Γ_p и $\alpha_i \Gamma_p$ невозможно без одновременного уменьшения потерь на межзонное поглощение в пассивных областях кристалла.

С учетом влияния фактора Γ_p на пороговую плотность тока можно предложить два варианта конструкции кристалла-излучателя 3М. Первый вариант конструкции предполагает использование кристаллов с высокими значениями Γ_p , т.е. область усиления 3М распространяется на значительную часть ее траектории. В этом случае обеспечивается эффективная засветка пассивной части кристалла, низкая пороговая плотность тока в области усиления, но высокое значение слагаемого $\alpha_i \Gamma_p$ в суммарных потерях 3М и невысокие значения добротности резонатора 3М. На рис. 5 представлены расчетные зависимости дифференциальной эффективности данного типа конструкции для случая кристалла 1×1 мм на основе описанной выше гетероструктуры. Из расчетных зависимостей видно, что высокие дифференциальные эффективности достижимы лишь в случае высоких значений потерь на вывод излучения из резонатора, что

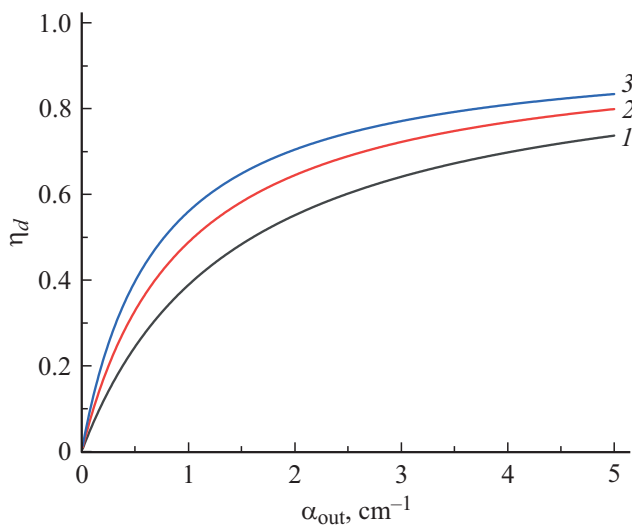


Рис. 5. Зависимости внешней дифференциальной эффективности от потерь на вывод излучения ЗМ для различных потерь ЗМ на межзонное поглощение в пассивной части кристалла, cm^{-1} : 1 — 2, 2 — 1, 3 — 0.5. Кристалл 1×1 мм при длине области усиления 1410 мкм (фактор ограничения 0.5); $\alpha_{i0} = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_i = 0.7 \text{ cm}^{-1}$.

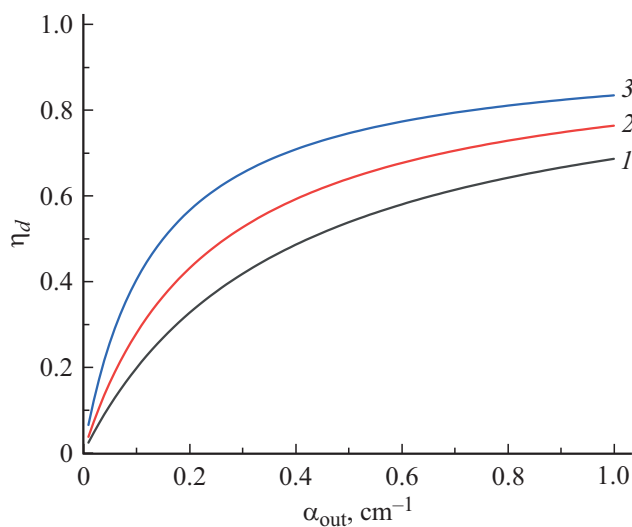


Рис. 6. Зависимости внешней дифференциальной эффективности от потерь на вывод излучения ЗМ в отсутствие потерь на межзонное поглощение в пассивной части кристалла при различных факторах ограничения активного сегмента Γ_p : 1 — 0.4, 2 — 0.2, 3 — 0.05 (соответствуют длинам активного сегмента 1120, 560 и 140 мкм при размере кристалла 1×1 мм); $\alpha_{i0} = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_i = 0.7 \text{ cm}^{-1}$.

также будет снижать добротность и не позволит сузить линии лазерной генерации. Альтернативным вариантом конструкции для снижения потерь ЗМ будет использование в пассивной части кристалла волноведущих слоев без активной области. Это возможно при применении двухстадийной эпитаксии. В этом случае выражения для пороговых условий и дифференциальной эффективности

примут вид

$$K\Gamma_{QW}g_{\text{mat}}^{\text{FP}}\Gamma_p = \alpha_i\Gamma_p + \alpha_{i0} + \alpha_{\text{CM}}^{\text{out}}, \quad (5)$$

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_{\text{CM}}^{\text{out}}}{\alpha_i\Gamma_p + \alpha_{i0} + \alpha_{\text{CM}}^{\text{out}}}. \quad (6)$$

Расчетные зависимости дифференциальной эффективности (рис. 6) в этом случае показывают, что в отсутствие межзонного поглощения в пассивной части кристалла возможно достижение высоких значений внешней дифференциальной эффективности при низких потерях ЗМ на вывод излучения. В этом случае возможно увеличение общей добротности резонатора и сужение линий лазерной генерации ЗМ с сохранением высокой эффективности излучателя.

5. Заключение

Проведен анализ пороговых условий и эффективности генерации замкнутой моды в прямоугольном кристалле большого размера (1×1 мм) на основе гетероструктуры для мощных полосковых лазеров Фабри–Перо с квантово-размерной активной областью. На основании экспериментальных данных показан нелинейный характер зависимости потерь замкнутой моды на межзонное поглощение в непрокачиваемой части лазерного кристалла. Рассмотрены условия достижения высокой внешней эффективности лазерной генерации замкнутой моды. Показано, что снижение потерь замкнутой моды на межзонное поглощение в непрокачиваемой части лазерного кристалла является определяющим фактором для достижения высокой эффективности генерации ЗМ. Рассмотрены варианты конструкции кристалла-излучателя как с активной областью в непрокачиваемой части лазерного кристалла, так и без нее, позволяющие достичь значений дифференциальной эффективности, характерных для лазеров полосковой конструкции.

Финансирование работы

В части экспериментальных исследований работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-02-00835А). В части разработки технологии постростовых операций экспериментальных образцов исследование выполнено за счет Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (N.Y., John Wiley & Sons, Inc., 2012).

- [2] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, В.В. Забродский, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45** (10), 1431 (2011).
- [3] А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. *ФТП*, **53** (6), 839 (2019).
- [4] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45** (5), 672 (2011).
- [5] P. Blood, A.I. Kucharska, J.P. Jacobs, K. Griffiths. *J. Appl. Phys.*, **70** (3), 1144 (1991).
- [6] J. Stohs, D.J. Bossert, D.J. Gallant, S.R.J. Brueck. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37** (11) 1449 (2001).
- [7] J. Hader, J.V. Moloney, S.W. Koch. *IEEE J. Quant. Electron.*, **35** (12), 1878 (1999).
- [8] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.А. Рудова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45** (5), 682 (2011).
- [9] А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. *ФТП*, **54** (5), 484 (2020).
- [10] J. Piprek. *Opt. Quant. Electron.*, **51** (2), 60 (2019).
- [11] D.S. Chemla, D.A.B. Miller. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (7), 1155 (1985).
- [12] J.P. Reithmaier, R. Hoyer, H. Riechert. *Phys. Rev. B*, **43** (6), 4933 (1991).
- [13] G. Livescu, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, M. Ramaswamy, T.Y. Chang, N. Sauer, A.C. Gossard, J.H. English. *IEEE J. Quant. Electron.*, **24** (8), 1677 (1988).
- [14] S.L. Chuang, N. Peyghambarian, S. Koch. *Physics of optoelectronic devices* (N.Y., Wiley, 1995).

Редактор Л.В. Шаронова

Analysis of threshold conditions and lasing efficiency of internally circulating mode in large rectangular cavities based on AlGaAs/InGaAs/GaAs laser heterostructures

A.A. Podoskin, D.N. Romanovich, I.S. Shashkin, P.S. Gavrina, Z.N. Sokolova, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Threshold conditions and efficiency analysis of semiconductor laser emitters with a large rectangular resonator (1×1 mm) based on AlGaAs/GaAs/ InGaAs heterostructures for high-power strip lasers operating on high-Q internally circulating structures is presented. Two designs of emitters with different laser radiation propagation region characteristics are proposed, and possibility of differential efficiency characteristic as high as high-power broad lasers (70% and more) is demonstrated.