

# Анализ условий срыва генерации мод резонатора Фабри–Перо в полупроводниковых лазерах с полосковым контактом

© С.О. Слипченко<sup>¶</sup>, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич,  
А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, В.В. Забродский, И.С. Тарасов

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

(Получена 5 апреля 2011 г. Принята к печати 11 апреля 2011 г.)

Исследованы излучательные характеристики полупроводниковых лазеров с полосковой геометрией контакта, работающих в условиях срыва генерации мод резонатора Фабри–Перо. Установлено, что обратимое выключение генерации мод резонатора Фабри–Перо связано с переходом в режим генерации замкнутой моды. Излучательные характеристики замкнутой моды определяются модовой структурой с близкими к нулю потерями на выход излучения, захватывающей весь кристалл. Основными условиями выполнения порога генерации замкнутой моды являются снижение межзонного поглощения в пассивной области и увеличение модального усиления на линии генерации замкнутой моды. Показано, что снижение межзонного поглощения в пассивной области может быть обеспечено как спонтанным излучением из области инжекции, так и фотонами лазерных мод. Рост модального усиления на линии генерации замкнутой моды обеспечивается смещением энергетических минимумов зоны проводимости и максимумов валентной зоны области инжекции относительно энергетических зон пассивной области.

## 1. Введение

Необходимыми условиями при создании мощных полупроводниковых лазеров являются снижение внутренних оптических потерь и повышение внутреннего квантового выхода [1]. Использование гетероструктур с расширенным волноводом позволило получить значения внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода близкими к предельным [2,3]. В результате околопороговое значение внешней дифференциальной квантовой эффективности полупроводниковых лазеров превышает 80%. Достижение максимальной выходной оптической мощности связано с возможностью сохранения значения излучательной эффективности и, как следствие, линейности ватт-амперной характеристики (ВтАХ) с ростом тока накачки. В работе [4] показано, что причиной отклонения ВтАХ от линейности при непрерывном режиме генерации может быть температурный перегрев активной области, ведущий к росту внутренних оптических потерь в запороговом режиме.

В работах [5–8] представлено другое явление, ограничивающее достижение максимальной выходной оптической мощности и характеризующееся аномальной нелинейностью излучательной эффективности, проявляющейся в виде срыва генерации резонатора мод Фабри–Перо (ФПМ). В отличие от температурного перегрева с ростом тока накачки, где наблюдается плавное насыщение ВтАХ, для полупроводниковых лазеров в работах [5–9] в области аномальной нелинейности излучательной эффективности характерно резкое, обратимое падение выходной оптической мощности. Обратимое падение выходной оптической мощности наблюдалось как в лазерах на квантовых ямах [5,6], так и в лазерах на квантовых точках [8]. В работах [5,6] были рассмотрены стационарные излучательные характеристики, не позволяющие

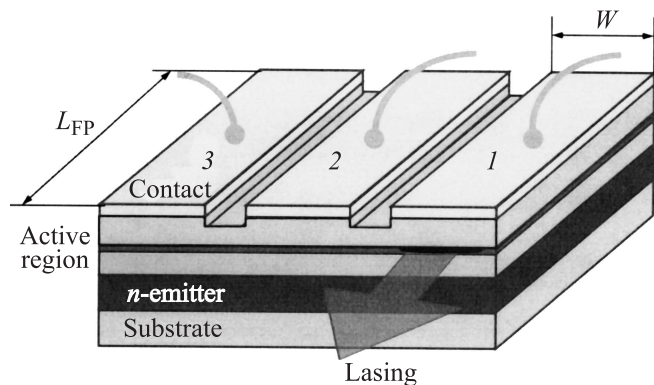
объяснить механизм развития процесса обратимого падения мощности. В работе [8] наблюдаемый эффект обратимого падения оптической мощности в лазерах на квантовых точках связывался с изменением добротности ФПМ-лазера за счет перераспределения концентрации носителей в активной области.

Данная статья посвящена исследованию характеристик мощных полупроводниковых лазеров, работающих в режиме аномальной нелинейности излучательной эффективности. Цель данной работы — доказать на основе экспериментальных результатов причины обратимого падения выходной оптической мощности полупроводниковых лазеров через включение в процесс генерации новой модовой структуры — замкнутой моды (ЗМ).

## 2. Экспериментальные образцы

Для исследования процессов, происходящих в полупроводниковых лазерах в области аномальной нелинейности ВтАХ, методом МОС-гидридной эпитаксии были изготовлены асимметричные гетероструктуры, включающие эмиттеры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.3$ ), волновод  $\text{GaAs}$  толщиной 1.7 мкм и напряженную активную область  $\text{InGaAs}$  толщиной 8 нм, смещенную относительно центра волновода на 0.2 мкм в сторону  $p$ -эмиттера [2]. На основании разработанной структуры изготавливались полупроводниковые лазеры трехсекционной конструкции (рис. 1) с длиной резонатора 1–3 мм и шириной каждой секции 200 мкм. Для всех исследованных образцов зеркала резонатора Фабри–Перо были образованы естественно сколотыми гранями без дополнительных диэлектрических покрытий. Секции были электрически изолированы друг от друга за счет вытравленной мезаканавки. Выбранная глубина мезаканавки сохраняла оптическую связь между секциями через общий волновод. Для исследования излучательных характеристик

<sup>¶</sup> E-mail: serghpl@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Схематичное изображение лазерного кристалла: 1 — секция накачки током инжекции; 2, 3 — пассивные (непрокачиваемые током инжекции) секции.

полупроводниковые лазеры монтировались на медный теплоотвод с помощью индиевого припоя  $n$ -стороной вниз. В околопороговом режиме генерации используемая многосекционная конструкция полностью сохраняла функциональные свойства мощных полупроводниковых лазеров, демонстрирующих предельные излучательные характеристики [2].

Измеренные околопороговые излучательные характеристики показали, что для выбранных образцов все 3 секции, каждая в отдельности, имели одинаковые значения порогового тока и внешней дифференциальной эффективности. В рамках данной работы была выбрана геометрия, в которой накачка током осуществлялась в секции 1, а пассивная непрокачиваемая область формировалась секциями 2 и 3.

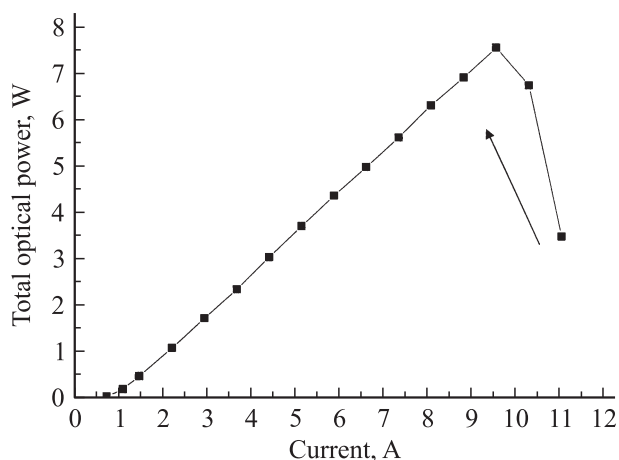
Для исследования переходных процессов в полупроводниковых лазерах излучение регистрировалось с помощью Si-фотоприемников. Получаемые импульсы фотоответов отражали динамику лазерной генерации. Использовались две измерительные методики. В первой излучение полупроводникового лазера фокусировалось на поверхности фотоприемника с диаметром чувствительной площадки 0.5 мм. Используемый фотоприемник обеспечивал фронты включения и выключения не хуже 0.5 нс. Регистрируемые в этой схеме импульсы фотоответов являлись интегральными и учитывали вклад в динамику лазерной генерации всех ФПМ. Во второй методике исследовались спектрально-селектированные фотоответы ФПМ в геометрии „ближнее поле“, что позволяло оценивать динамику процесса генерации для различных областей излучающей апертуры на заданной длине волны. Для этого с помощью микрообъектива строилось увеличенное изображение распределения излучения вдоль выходного зеркала, а далее выбранное с помощью щели излучение участка построенного изображения раскладывалось по длинам волн с помощью монохроматора и регистрировалось фотоприемником. Необходимый для регистрации уровень сигнала фотоответа достигался за счет увеличенного до 1 мм диаметра чувствительной площадки фотоприемника и примене-

ния схемы усиления сигнала. Используемый фотоприемник обеспечивал фронты включения и выключения не хуже 2 нс. В обеих методиках сигналы фотоответов регистрировались с помощью осциллографа TDS 784A фирмы „Tektronix“.

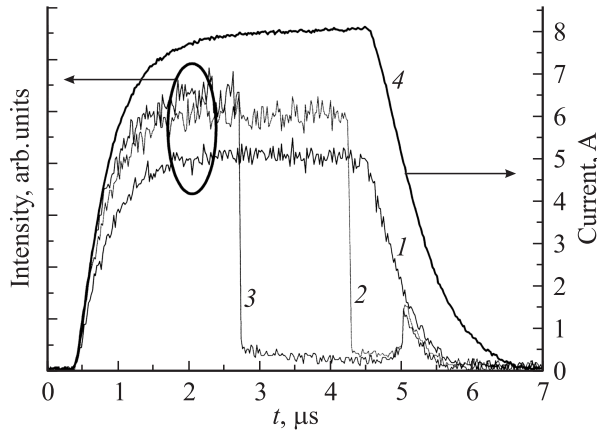
### 3. Исследования излучательных характеристик полупроводниковых лазеров в режиме срыва генерации мод резонатора Фабри–Перо

В первой части работы исследовались ВТАХ полупроводниковых лазеров при импульсной накачке (длительность 2–10 мкс, частота 3 кГц) в диапазоне токов 0–14 А. Измерения проводились при температуре теплоотвода 25°C на образцах с естественно сколотыми гранями резонатора. На рис. 2 показана ВТАХ с областью аномальной нелинейности для полупроводникового лазера с длиной резонатора  $L_{FR} = 1650$  мкм. Измерения ВТАХ полупроводниковых лазеров с другими длинами резонатора показали, что при  $L_{FR} < 1000$  мкм порога генерации ФПМ не наблюдалось, а снижение потерь на выход смещало область аномальной нелинейности в диапазон больших токов накачки.

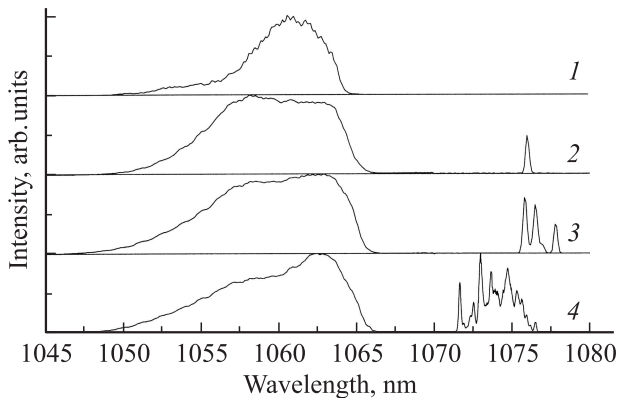
Так как характер ВТАХ в области аномальной нелинейности не зависел от длины резонатора, все исследования приводились для образцов с  $L_{FR} = 1650$  мкм. На рис. 3 приведены импульсы интегральных фотоответов, характеризующие развитие процесса генерации ФПМ во всем исследованном диапазоне токов накачки. Началу падения выходной оптической мощности в области аномальной нелинейности ВТАХ (рис. 2) соответствует резкое выключение сигнала фотоответа в конце импульса. С увеличением тока накачки задержка выключения фотоответа смещается к началу импульса



**Рис. 2.** Зависимость выходной интегральной пиковой оптической мощности от тока накачки (длительность импульса накачки 5.5 мкс, частота 3 кГц) для полупроводникового лазера с длиной резонатора  $L_{FR} = 1650$  мкм при температуре теплоотвода 25°C.



**Рис. 3.** Зависимость интегральной интенсивности фотоответа лазерного излучения полупроводникового ФПМ-лазера от времени при накачке импульсным током (длительность 5.5 мкс, частота 3 кГц, температура 25°C) с амплитудой  $I$ , А: 1 — 8, 2 — 10.4, 3 — 11. Форма импульса тока накачки — 4. Температура теплоотвода 25°C.



**Рис. 4.** Усредненные по времени спектры генерации полупроводникового лазера, полученные при накачке импульсным током (длительность 5.5 мкс, частота 3 кГц) с амплитудой  $I$ , А: 1 — 2.5, 2 — 4.4, 3 — 7.3, 4 — 10. Температура теплоотвода 25°C.

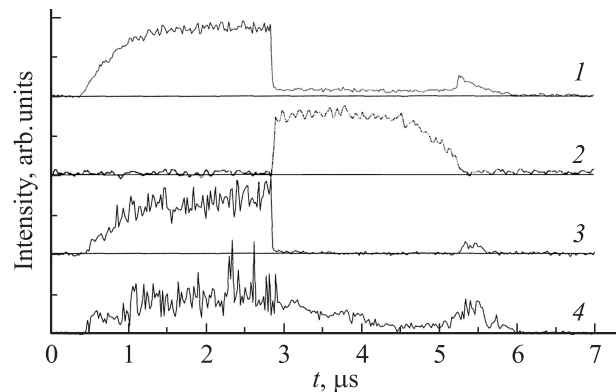
(рис. 3), оставляя в итоге узкие пики в начале и конце импульса фотоответа, связанные с затянутостью фронтов включения и выключения тока (рис. 3).

На рис. 4 изображены спектры генерации образца с аномальной нелинейностью ВТАХ (рис. 2). Исследования показали, что в диапазоне токов накачки, соответствующем области линейности ВТАХ, регистрируемая выходная оптическая мощность (рис. 2) излучается в спектральном интервале 1050–1070 нм и соответствует модам структурам резонатора Фабри–Перо. В некоторых образцах в спектрах генерации была обнаружена отдельно стоящая линия в длинноволновой части спектра, с шириной 2 нм, характерной для лазерной линии генерации. Эта линия появлялась при токах накачки значительно выше порогового, но меньше, чем ток срыва генерации (рис. 2, 3), и сохраняла свою форму до грани-

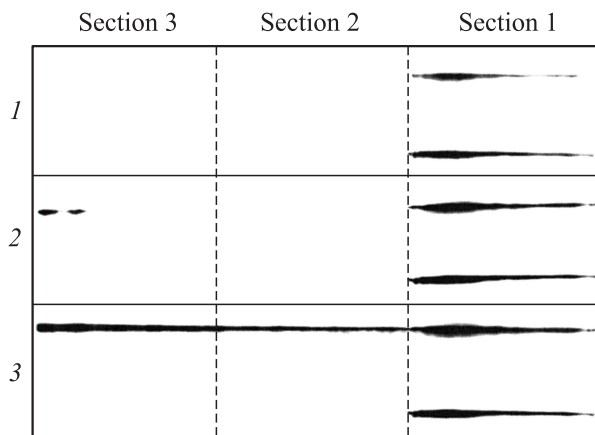
цы с областью аномальной нелинейности ВТАХ. Уровень сигнала данной линии существенно ниже уровня сигнала основной линии генерации ФПМ. При переходе к режиму срыва генерации в длинноволновой линии появлялась высокоэнергетическая компонента, характеризующаяся гораздо большей интенсивностью (рис. 4). Как будет показано далее, наблюдаемая длинноволновая линия соответствует ЗМ. Интенсивность линии, соответствующей модам структурам резонатора Фабри–Перо, при этом резко снижалась.

С использованием описанной выше методики были исследованы спектрально-селектированные фотоответы ФПМ в геометрии „ближнее поле“ для различных областей излучающей апертуры, при токах накачки, соответствующих области аномальной нелинейности ВТАХ (рис. 5). Для большей части спектра генерации ФПМ время выключения сигналов селектированного по длине волны и интегрального фотоответов совпадало (рис. 3). Однако надо отметить, что в спектрально-селектированном фотоответе имеет место полное выключение сигнала от ФПМ, тогда как в интегральном фотоответе полного выключения не происходит. Исследования показали, что существуют небольшие части излучающей апертуры, в которых генерация ФПМ сохраняется в течение всего импульса. Данная особенность характерна только для низкоэнергетической части спектра ФПМ, 1065–1070 нм. Именно это является причиной неполного выключения сигнала интегрального фотоответа ФПМ (рис. 3).

Также были измерены спектрально-селектированные фотоответы линии ЗМ при уровнях возбуждения, соответствующих режиму срыва генерации (рис. 5). Время включения сигнала фотоответа линии ЗМ строго соответствует времени выключения ФПМ. Таким образом, в режиме срыва происходит переключение лазерной генерации с ФПМ на новую модовую структуру, с внешней излучательной эффективностью, стремящейся к нулю.



**Рис. 5.** Зависимости интенсивности лазерного излучения от времени в геометрии „ближнее поле“ при накачке импульсным током (длительность 5.5 мкс, частота 3 кГц), с амплитудой 11 А для сигнала, интегрированного по всему спектру излучения ФПМ (1), и на длинах волн, нм: 2 — 1075, 3 — 1056, 4 — 1065. Температура теплоотвода 25°C.



**Рис. 6.** Усредненное по времени распределение интенсивности излучения вдоль естественно сколотой грани, образующей резонатор Фабри–Перо, для спектральных интервалов, соответствующих основным линиям генерации (1040–1080 нм — внизу рисунка) и вторым гармоникам (520–540 нм —верху рисунка) при накачке импульсным током (длительность 5.5 мкс, частота 3 кГц) с амплитудой  $I$ , А: 1 — 1, 2 — 4.4, 3 — 11. Температура теплоотвода 25°C.

С целью исследования модовых характеристик в различных режимах лазерной генерации были рассмотрены распределения интенсивностей излучения в геометрии „ближнее поле“ вдоль выходного зеркала. Исследования проходили в 2 этапа. На первом этапе регистрировался сигнал спектрального интервала, соответствующего основным линиям генерации. Из рис. 6 видно, что область локализации ФПМ в этом случае не меняется во всем исследуемом диапазоне токов накачки, в том числе и в области аномальной нелинейности ВТАХ. На втором этапе исследовалось распределение интенсивности излучения в геометрии „ближнее поле“ для спектрального интервала, соответствующего линии второй гармоники. Сигнал от второй гармоники позволяет оценить область локализации интенсивного лазерного излучения, потери на выход для которого близки к нулю. Излучение основной линии генерации отсекалось с помощью набора фильтров с полосой пропускания в сине-зеленой области спектра. Полученные распределения показаны на рис. 6. Из приведенных распределений видно, что диапазон токов накачки можно разбить на 3 части. Для первой от порога генерации до тока появления длинноволновой линии в спектре излучения (рис. 4) область регистрации сигнала второй гармоники ограничивалась только апертурой полоскового контакта. Вторая часть характерна только для образцов, в спектрах генерации которых была обнаружена отдельно отстоящая длинноволновая линия в области линейности ВТАХ. Для второй области токов накачки: от значения тока появления длинноволновой линии до тока начала области аномальной нелинейности ВТАХ — характерно включение сигнала второй гармоники в пассивной области. Для третьей части, соответствующей области аномальной нелиней-

ности ВТАХ, сигнал второй гармоники наблюдается со всей апертуры пассивной части и он сравним по интенсивности с сигналом области усиления. Та же картина наблюдалась для боковых поверхностей лазерного кристалла. До значений токов накачки, соответствующих появлению длинноволновой линии, регистрировался сигнал только от спонтанного излучения. Дальнейшее увеличение тока сопровождалось появлением локализованных максимумов второй гармоники, захватывающих меньшую часть боковых сколов. При переходе в область срыва генерации ФПМ сигнал второй гармоники регистрировался со всей боковой поверхности. Таким образом, можно утверждать, что выключение генерации ФПМ, зафиксированное на фотоответе (рис. 3), является результатом включения канала генерации через замкнутую моду, характеризуемую близкими к нулю потерями на выход. Распределения интенсивности второй гармоники показывают, что в области аномальной нелинейности ВТАХ ЗМ захватывает весь объем полупроводникового лазера, включая пассивные области, а резонатор для ЗМ образован четырьмя естественно сколотыми гранями, ограничивающими кристалл полупроводникового лазера, что подтверждает выводы, сделанные в работе [5].

#### 4. Анализ пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых лазерах с резонатором Фабри–Перо

Порог генерации ЗМ определяется из условия компенсации оптических потерь в пассивной области модальным усилением в области полоскового контакта [10]. Основная доля потерь в пассивной области — это межзонное поглощение в квантовой яме. Результаты исследований спектральных зависимостей потерь в квантовой яме представлены в работе [11]. Показано, что накопление фотогенерированных носителей заряда позволяет снизить оптические потери. Действительно, известно [12], что оптическая накачка двухуровневой системы позволяет снизить оптические потери до нуля, т.е. просветлить, и не позволяет достичь положительного усиления. В случае квантовой ямы вместо дискретных уровней переходы осуществляются между энергетическими подзонами с квазинепрерывным спектром. Тогда при накачке широкой или узкой линией с энергией больше чем край межзонного поглощения для низкоэнергетических состояний возможно не только просветление материала, но и достижение положительного усиления. Интенсивность излучения, при которой достигается просветление в выбранном спектральном диапазоне, определяется скоростью рекомбинации и значением фототока (для рассматриваемой квантовой ямы можно пренебречь безызлучательными каналами рекомбинации [2] и принимать во внимание только спонтанную рекомбинацию).

Величина фототока пропорциональна количеству поглощенных фотонов, таким образом, зависимость фо-

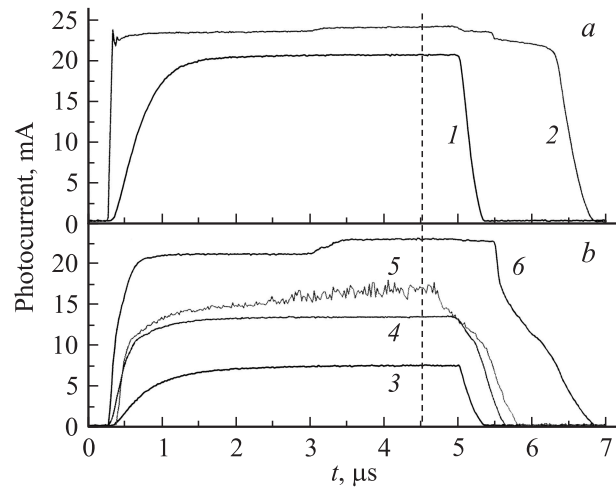


тока пассивной области от интенсивности ее засветки является наиболее наглядным индикатором степени насыщения межзонного поглощения в квантовой яме. Поэтому анализ межзонного поглощения в пассивной области и его влияние на пороговые условия ЗМ мы проводили на основе экспериментальных исследований значений фототоков. Для исследования фототока пассивной области использовалась конфигурация лазерного диода, в которой токовая накачка осуществлялась через крайнюю секцию 1 (рис. 1), выполняющую функцию области усиления, а пассивная область была образована секцией 2 (ближайшая к области инжекции) и секцией 3 (дальняя относительно области инжекции). Фототоки фиксировались через нагрузочные сопротивления номиналом 50 Ом, на которые закорачивались секции пассивной области. Необходимо отметить, что использование 50 Ом нагрузки незначительно смещало момент наступления срыва генерации ФПМ в область больших токов накачки (по сравнению с разрывом в нагрузочной цепи), но все отмеченные выше характеристики режимов генерации ФПМ и ЗМ сохранялись.

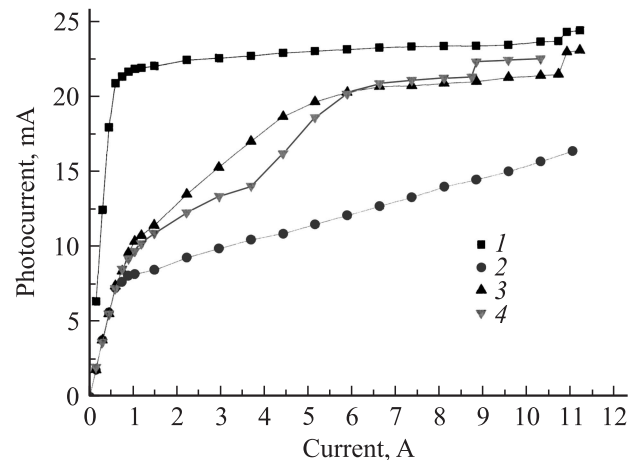
В общем случае зависимость фототока от интенсивности засветки можно разделить на два участка. Для первого характерен интенсивный рост фототока, пропорциональный интенсивности засветки. На втором участке наблюдается насыщение, где относительное изменение фототока существенно меньше относительного приращения интенсивности сигнала засветки по сравнению с первым участком. Так как значение фототока связано с поглощением, данную область можно назвать областью насыщения поглощения. В действительности вклад в засветку пассивной области дают несколько механизмов, каждый из которых проявляется при определенном уровне тока накачки области усиления. Поэтому более информативной является зависимость амплитуды фототоков каждой секции пассивной области от тока накачки области усиления (рис. 8). Значения фототоков являются пиковыми и определялись из осциллограмм (рис. 7) (пунктиром на рис. 8 показано время, при котором брались значения фототоков).

Для исследуемых образцов зависимость фототока секции 2 от тока накачки секции 1 имела 2 участка (рис. 8). Первый соответствовал допороговому режиму работы области усиления (секции 1) и характеризовался максимальной скоростью роста фототока. Это связано с интенсивным ростом с током спонтанной засветки от области усиления. В результате достигнутая на пороге генерации величина фототока секции 2 составила 20 мА, что близко к экспериментальному значению фототока в области насыщения поглощения при засветке спонтанным излучением. Таким образом, основная часть фототока секции 2 обеспечивается спонтанным излучением в допороговом режиме генерации. В результате на втором участке, соответствующем токам накачки выше порога генерации, приращение фототока незначительно.

Характерные зависимости фототока секции 3 от тока накачки секции 1 показаны на рис. 8 (кривые 2–4).



**Рис. 7.** Зависимости фототоков в секциях: *a* — 2 и *b* — 3, формирующих пассивную область, от времени при накачке импульсным током (длительность 5.5 мкс, частота 3 кГц), с амплитудой  $I$ , А: 1, 3 — 0.66; 2, 6 — 10.7; 4 — 3.8; 5 — 4.2. Пунктиром отмечено время, для которого брались значения амплитуд фототоков на рис. 8. Температура теплоотвода 25°C.



**Рис. 8.** Зависимости фототоков от тока накачки для момента времени, отмеченного на рис. 7: 1 — в секции 2; 2, 3, 4 — в секции 3. Температура теплоотвода 25°C.

Видно, что на пороге генерации поглощение в секции 3 далеко от состояния насыщения, о чем свидетельствует значение фототока менее 10 мА (рис. 8). В запороговом режиме зависимость фототоков секции 3 имела ряд особенностей. Так, для образцов, сохраняющих пороговое значение излучательной эффективности ФПМ во всем исследованном диапазоне токов накачки, наблюдался слабый рост фототока без выхода в режим насыщения (рис. 8, кривая 2). В случае, когда выполнялись пороговые условия генерации ЗМ, в зависимости фототока секции 3 от тока накачки присутствовал участок интенсивного роста, сравнимого с приращением в допороговом режиме. Исследования показали, что существуют два механизма, определяющих такой рост фототока.

Первый связан с ростом интенсивности спонтанного излучения за порогом генерации. В этом случае, как показано на рис. 8 (кривая 3), область интенсивного роста фототока начинается практически за порогом генерации, а осциллограмма фототока характеризуется постоянным уровнем сигнала в течение всего импульса накачки (рис. 7, кривая 4). Действительно, известно, что интенсивность спонтанного излучения продолжает расти за порогом генерации, но обычно его приращение от тока накачки во много раз меньше, чем в допороговом режиме [13]. В проведенных исследованиях было установлено, что для ряда образцов увеличение интегральной интенсивности спонтанного излучения за порогом генерации сравнимо с ростом в допороговом режиме. Такое поведение может быть связано с неоднородностью активной области и тока инжекции вдоль полоскового контакта. Второй механизм связан с включением ЗМ. Так, в некоторых образцах было обнаружено, что за порогом генерации увеличение интегральной интенсивности спонтанного излучения незначительно и не может объяснить наблюдаемого роста фототока в запороговом режиме. В этом случае область интенсивного роста фототока смещена относительно порога генерации в диапазон больших значений токов накачки (рис. 8, кривая 4). Из анализа спектров генерации (рис. 4) было установлено, что началу интенсивного роста фототока в секции 3 (рис. 8, кривая 4) соответствует появление длинноволновой части линии ЗМ. Модовая структура излучения также подтверждается обнаруженными следами второй гармоники в пассивной области (рис. 6). Характерной особенностью второго механизма, определяющего интенсивный участок роста фототока за порогом генерации ФПМ, является задержка включения относительно начала импульса тока накачки (рис. 7, кривая 5). Данный факт свидетельствует о пороговом характере включения. Также можно отметить, что сформированная ЗМ неоднородно распределена в объеме кристалла (рис. 6) и не оказывает заметного влияния на излучательную эффективность ФПМ (рис. 2). Однако именно включение рассмотренной структуры ЗМ позволяет перейти в режим насыщения поглощения для секции 3. Необходимо отметить, что отсутствие механизмов дополнительной засветки пассивной области (рис. 8, кривая 2) смещает переход в режим насыщения поглощения в диапазон больших значений токов накачки.

Переход в режим срыва генерации сопровождается ступенчатым увеличением фототоков для обеих секций пассивной области (рис. 7, кривые 2, 6). Данный факт свидетельствует о том, что на пороге генерации ЗМ в пассивной области есть остаточное поглощение. Простветление пассивной области на линии генерации ЗМ происходит в результате поглощения фотонов ЗМ. Таким образом, можно выделить область перехода от режима генерации ФПМ к ЗМ. Для переходной области характерно снижение остаточного межзонного поглощения в пассивной области для линии ЗМ до нулевого значения. В результате простветления пассивной области модальные потери ЗМ снижаются, что также ведет

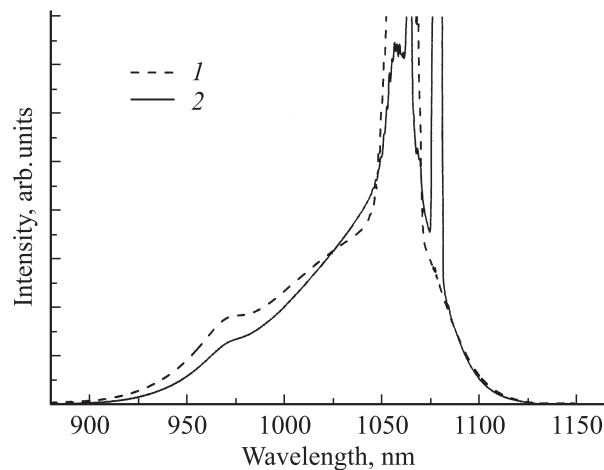


Рис. 9. Усредненные по времени спектры излучения, измеренные с боковой поверхности секции 1, полученные при накачке импульсным током (длительность 5.5 мкс, частота 3 кГц) с амплитудой  $I$ , А: 1 — 9.5, 2 — 11. Температура теплоотвода 25°C.

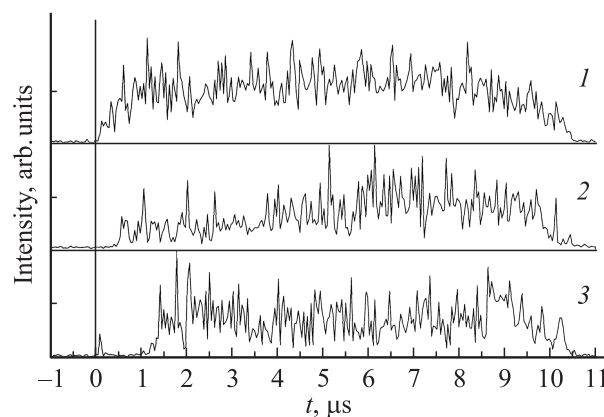
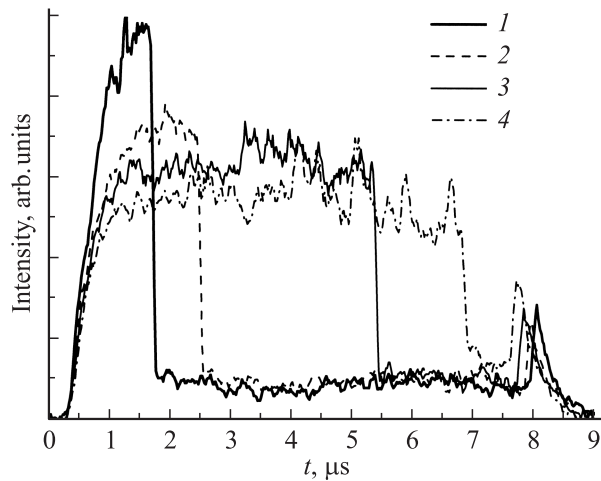


Рис. 10. Зависимости интенсивности лазерного излучения ФПМ от времени при накачке импульсным током (длительность 10.5 мкс, частота 3 кГц) с амплитудой 9 А для длин волн, нм: 1 — 1064, 2 — 1065, 3 — 1066. Температура теплоотвода 25°C.

к снижению порогового значения модального усиления. Действительно, исследования спектров спонтанного излучения в начальной и конечной точках переходной области показали, что концентрация носителей заряда в области усиления снижается (рис. 9). Как следствие, обратный переход в режим генерации ФПМ из ЗМ происходит при меньших токах накачки, т.е. зависимость имеет характерный гистерезис, отмеченный в работах [6,9].

Рассмотрим эффект задержки включения ЗМ. Из осциллограмм интегральных импульсов фототоков ФПМ (рис. 3) видно, что развитие процесса срыва генерации ФПМ начинается с конца оптического импульса и продвигается к началу, при увеличении тока накачки. Такое поведение обусловлено разогревом области усиления токовым импульсом. На рис. 10 показаны импульсы



**Рис. 11.** Зависимости интегральной интенсивности излучения ФПМ полупроводникового лазера от времени при накачке импульсным током (длительность 8.5 мкс, частота 3 кГц, амплитуда 5 А) для различных температур теплоотвода, °С: 1 — 25, 2 — 35, 3 — 40, 4 — 45.

фотоответов ФПМ в спектральном разрешении. Видно, что задержка включения длинноволновой части спектра генерации в 1 мкс соответствует смещению линии на 2 нм, что является следствием разогрева области усиления. Моделирование распределения температуры в лазерном кристалле с временным разрешением показало, что существует разница между температурой области усиления и пассивной области, а также, что разность температур растет за время импульса. Можно выделить два механизма, влияющих на задержку включения ЗМ. Суть первого заключается в том, что перегрев области усиления смещает спектр усиления относительно спектра межзонного поглощения пассивной области, что обеспечивает рост модального усиления на линии генерации ЗМ за время импульса. Второй механизм связан с увеличением интегральной интенсивности спонтанного излучения из-за температурного роста пороговой концентрации в области усиления, усиливающей степень насыщения поглощения пассивной области.

Исследования общего разогрева кристалла лазерного диода показали, что с ростом температуры растет время задержки включения генерации ЗМ (рис. 11). Это связано с ростом оптических потерь на свободных носителях заряда из-за эффекта температурной делокализации носителей заряда в областях усиления и пассивной [4].

## 5. Заключение

Исследованы излучательные характеристики полупроводниковых лазеров, работающих в условиях срыва генерации мод резонатора Фабри–Перо. Установлено, что обратимое выключение генерации мод резонатора Фабри–Перо связано с переходом в режим генерации замкнутой моды (ЗМ). Основными условиями выпол-

нения порога генерации ЗМ являются снижение межзонного поглощения в пассивной области и увеличение модального усиления на линии генерации ЗМ. Показано, что снижение межзонного поглощения пассивной области может быть обеспечено как спонтанным излучением от области инжекции, так и фотонами лазерных мод. В области перехода от режима генерации ФПМ к ЗМ пассивная область характеризуется остаточным поглощением, величина которого снижается до нуля по мере увеличения интенсивности ЗМ. В свою очередь рост модального усиления обеспечивает смещение положения энергетических минимумов зоны проводимости и максимумов валентной зоны области инжекции относительно энергетических зон пассивной области. Смещение происходит за счет двух механизмов: температурного перегрева области инжекции относительно пассивной области и сужения ширины запрещенной зоны в области инжекции за счет большей концентрации носителей заряда. Излучательные характеристики ЗМ определяются модовой структурой, захватывающей весь кристалл с близкими к нулю потерями на выход излучения из лазерного кристалла, а также более длинноволновой линией генерации ЗМ относительно ФПМ.

Работа поддержана финансированием по контракту № П 2319 ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ и программы фундаментальных исследований президиума РАН № 22 „Квантовые наноструктуры“.

## Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 1477 (2004).
- [2] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылёв, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **39**, 388 (2005).
- [3] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Petrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Hausler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. Proc. of SPIE, vol. 7198, 719814 (2009).
- [4] С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **44**, 688 (2010).
- [5] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. ФТП, **43**, 1409 (2009).
- [6] G.I. Ryabtsev, T.V. Bezyazychnaya, M.V. Bogdanovich, V.V. Parastchuk, A.I. Yenzhyeuskii, L.I. Burov, A.S. Gorbatshevich, A.G. Ryabtsev, M.A. Shchemelev, V.V. Bezotosnyi, K.A. Shore, S. Banerjee. Appl. Phys. B, **90**, 471 (2008).
- [7] A. Komissarov, M. Maiorov, S. Todorov, J. Connolly, D. Garbuzov, V. Khalfin, A. Tsekoun. CLEO, **32** (2001).
- [8] Г.С. Соколовский, М.А. Каталуна, А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский, И.И. Новиков, М.В. Максимов, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, В. Сиббет, Э.У. Рафаилов. ПЖТФ, **33**, 9 (2007).

- [9] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36**, 1393 (2002).
- [10] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45**, 672 (2011).
- [11] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. *ФТП*, в печати (2011).
- [12] О. Звелто. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1990).
- [13] П.Г. Елисеев. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Analysis of quenching conditions of Fabry–Perot cavity modes lasing in semiconductor lasers with stripe contact**

*S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, D.A. Vinokurov,  
A.L. Stankevich, A.Y. Leshko, N.A. Pikhtin,  
V.V. Zabrodskiy, I.S. Tarasov*

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

**Abstract** Radiative characteristics of semiconductor lasers with stripe geometry contact operating under conditions of quenching of Fabry–Perot cavity modes lasing have been investigated. It has been found, that a reversible turnoff of Fabry–Perot cavity modes lasing is connected with switching to the regime of closed mode lasing. Radiative characteristics of the closed mode are defined by the mode structure covering the whole crystal and having the external loss close to zero. Main threshold conditions of closed mode lasing are the reduction of interband absorption in the passive region and the increase of modal gain of closed mode lasing line. It has been shown that the reduction of interband absorption in the passive region could be provided by both spontaneous emission from the injection region and photons of lasing modes. Increase of modal gain of closed mode lasing line is provided by shift of energy minimum of conduction band and energy maximum of valence band of injection region with respect to energy bands of passive regions.