

Оптимизация дизайна гетероструктуры InGaAsP/InP мощных лазерных диодов, излучающих на длине волны 1.55 мкм

© А.Э. Ризаев, А.А. Подоскин, И.В. Шушканов, В.А. Капитонов, И.С. Шашкин,
Л.С. Вавилова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

E-mail: rizarthem@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 22 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 5 мая 2025 г.

Принята к публикации 3 июня 2025 г.

Исследование направлено на оптимизацию дизайна гетероструктуры полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур InGaAsP/InP, излучающих в безопасном для глаз диапазоне на длине волны 1.55 мкм в импульсном режиме. Исследования проводились в рамках разработанной двумерной модели лазерного диода, учитывающей дрейф-диффузионный транспорт носителей заряда в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры и неоднородное распределение фотонов вдоль оси резонатора. Для модельных лазерных диодов с шириной излучающей апертуры 100 мкм исследовались основные механизмы потерь, а также их влияние на выходную оптическую мощность при импульсном токе накачки 150 А. В работе проводилась многопараметрическая оптимизация, учитывающая влияние ширины запрещенной зоны и толщины волновода, а также положение активной области в волноводном слое. Установлена сильная зависимость оптимальной ширины волновода от его ширины запрещенной зоны, а также оптимальная ширина запрещенной зоны, обеспечивающая баланс между основными механизмами ограничения мощности. Показано, что независимо от прочих параметров предпочтительно расположение активной области вблизи p -эмиттера.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, ток утечки, потери на свободных носителях заряда, дрейф-диффузионный транспорт, лазерный диод.

DOI: 10.61011/FTP.2025.03.61097.7867

1. Введение

Лазерные диоды на основе InGaAsP/InP, работающие на длине волны 1.55 мкм, являются ключевыми элементами волоконно-оптической связи благодаря минимальным потерям в кварцевых волокнах на этой длине волны [1,2]. Также их активное применение в дальномерах и ЛИДАРных системах, где требуются высокая импульсная мощность и безопасность для глаз, обуславливает необходимость повышения эффективности таких устройств [3]. В настоящее время опубликован ряд теоретических работ, посвященных анализу и оптимизации дизайна гетероструктуры с целью повышения выходной оптической мощности. Так, в работе [4] были исследованы различные механизмы потерь мощности излучения лазеров на подложке GaAs, а также оценен их вклад в насыщение ватт-амперной характеристики. В работе [5] был проведен анализ внутренних потерь на основе полуаналитического подхода и предложен дизайн гетероструктуры с сильно легированным n -волноводом и сильно асимметричной активной областью для их уменьшения. При этом понятно, что выбор оптимальных параметров лазерной гетероструктуры должен опираться на исследования в рамках многопараметрической оптимизации. Для достижения этих целей необходимо

исследовать влияние параметров гетероструктуры на механизмы, ограничивающие мощность излучения, и снижать их воздействие. Предыдущая работа [6] была посвящена анализу механизмов насыщения ватт-амперной характеристики в лазерах на основе InGaAsP/InP, где были выделены два основных — внутренние потери на свободных носителях заряда (fca) в волноводе и утечка электронов в p -эмиттер, оказывающая значительное влияние в данных материалах вследствие низкого энергетического барьера на границе волновод/эмиттер. Принимая в расчет установленные факторы, ограничивающие оптическую мощность лазера, возникает необходимость изменения дизайна гетероструктуры для снижения их влияния на мощностные характеристики излучения. В текущей работе исследуется подход, направленный как на снижение тока утечки за счет изменения высоты барьера волновод/эмиттер, так и на уменьшение внутренних потерь путем изменения параметров волновода и положения активной области. С использованием численного моделирования исследуется влияние перечисленных параметров на мощность излучения и основные механизмы потерь, а также проводится оптимизация гетероструктуры для поиска параметров, обеспечивающих наибольшую оптическую мощность лазеров, работающих в импульсном режиме.

Материальные параметры слоев гетероструктуры

		Активная область	Волновод			Эмиттеры	Источники
			тип 1	тип 2	тип 3		
E_g	Ширина запрещенной зоны, эВ	0.8	1.02	1.08	1.14	1.34	[9]
N_c	Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см^{-3}	$2.4 \cdot 10^{17}$	$3.7 \cdot 10^{17}$	$4.1 \cdot 10^{17}$	$4.5 \cdot 10^{17}$	$5.7 \cdot 10^{17}$	[9]
N_v	Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см^{-3}	$7.6 \cdot 10^{18}$	$9.1 \cdot 10^{18}$	$9.6 \cdot 10^{18}$	10^{19}	$1.1 \cdot 10^{19}$	[9]
μ_n	Подвижность электронов, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	3500	3500	3500	3500	1500	[5,9]
μ_p	Подвижность дырок $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	85	85	85	85	50	[5,9]
$\tau_{n,p}$	Время жизни электронов и дырок в рекомбинации Шокли–Рида–Холла, с	$10 \cdot 10^{-9}$					
B	Коэффициент излучательной рекомбинации, $\text{см}^3/\text{с}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$					[10]
$C_{n,p}$	Коэффициенты оже-рекомбинации, $\text{см}^6/\text{с}$	$1 \cdot 10^{-29}$	$7 \cdot 10^{-29}$	$7 \cdot 10^{-29}$	$7 \cdot 10^{-29}$	$9 \cdot 10^{-31}$	[10]
n	Показатель преломления	3.53	3.345	3.31	3.27	3.163	[11]
σ_n	Сечение поглощения свободных носителей для электронов, см^2	$5 \cdot 10^{-19}$					[12]
σ_p	Сечение поглощения свободных носителей для дырок, см^2	$4 \cdot 10^{-17}$					[12]
$N_{a,d}$	Концентрация ионизованных примесей, см^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}	10^{15}	10^{18}	
dE_c/dE_g	Относительное смещение зон	0.38					[13]

2. Описание модели

Расчет электрооптических характеристик исследуемых лазеров был выполнен с использованием двумерной модели лазерного диода, описанной в работах [7,8]. Применяемая модель учитывает дрейф-диффузионный транспорт носителей заряда в слоях гетероструктуры, неравномерное распределение фотонов вдоль оси резонатора, во всех слоях моделируемой гетероструктуры учитываются рекомбинация Шокли–Рида–Холла, оже-рекомбинация и излучательная рекомбинация. В рамках работы рассматривается импульсный режим работы лазеров, что позволяет пренебречь тепловыми эффектами.

Важной частью исследований в рамках многопараметрической оптимизации с использованием численного моделирования является выбор алгоритма. В общем случае выходная оптическая мощность полупроводниковых лазеров зависит от амплитуды тока накачки и определяется возможностями доступных генераторов, а также потребностями конкретных лазерных систем. В настоящее время доступны генераторы, обеспечивающие импульсы длительностью в десятки наносекунд и амплитудой в сотни ампер, поэтому для демонстрации разработанного подхода в представленной работе для оптимизации использовалось фиксированное значение амплитуды тока накачки 150 А. Предлагаемая многопараметрическая оптимизация подразумевает исследование влияния клю-

чевых параметров лазерной гетероструктуры на основе системы материалов InGaAsP/InP: толщины волновода, ширины запрещенной зоны волновода, положения активной области. Выбранные параметры определяют основные характеристики излучения, требующиеся в прикладных задачах (оптическая мощность, модовый состав, качество пучка), а также доступны для варьирования в технологических процессах, что делает их важным объектом изучения перед производством. Поэтому для наглядности оптимизация проводится в рамках трех типов гетероструктур на основе InGaAsP/InP с длиной волны излучения 1.55 мкм, различающихся шириной запрещенной зоны волновода. Гетероструктуры состоят из высоколегированных эмиттеров InP с толщиной слоя 1.5 мкм, волновода InGaAsP с E_g , равной 1.02 (тип 1), 1.08 (тип 2) и 1.14 эВ (тип 3), и активной области, состоящей из одной квантовой ямы InGaAsP с $E_g = 0.8$ эВ толщиной 20 нм. Для каждого типа гетероструктур толщина волновода и расстояние от активной области до p -эмиттера варьировались в ходе работы в пределах 0.1–1 и 0–0.4 мкм соответственно. Материальные параметры слоев гетероструктур, используемые в численном моделировании, приведены в таблице.

Параметры усиления активной области выбраны в соответствии с предыдущей работой [6]. В рамках текущего исследования рассматривается базовый лазерный

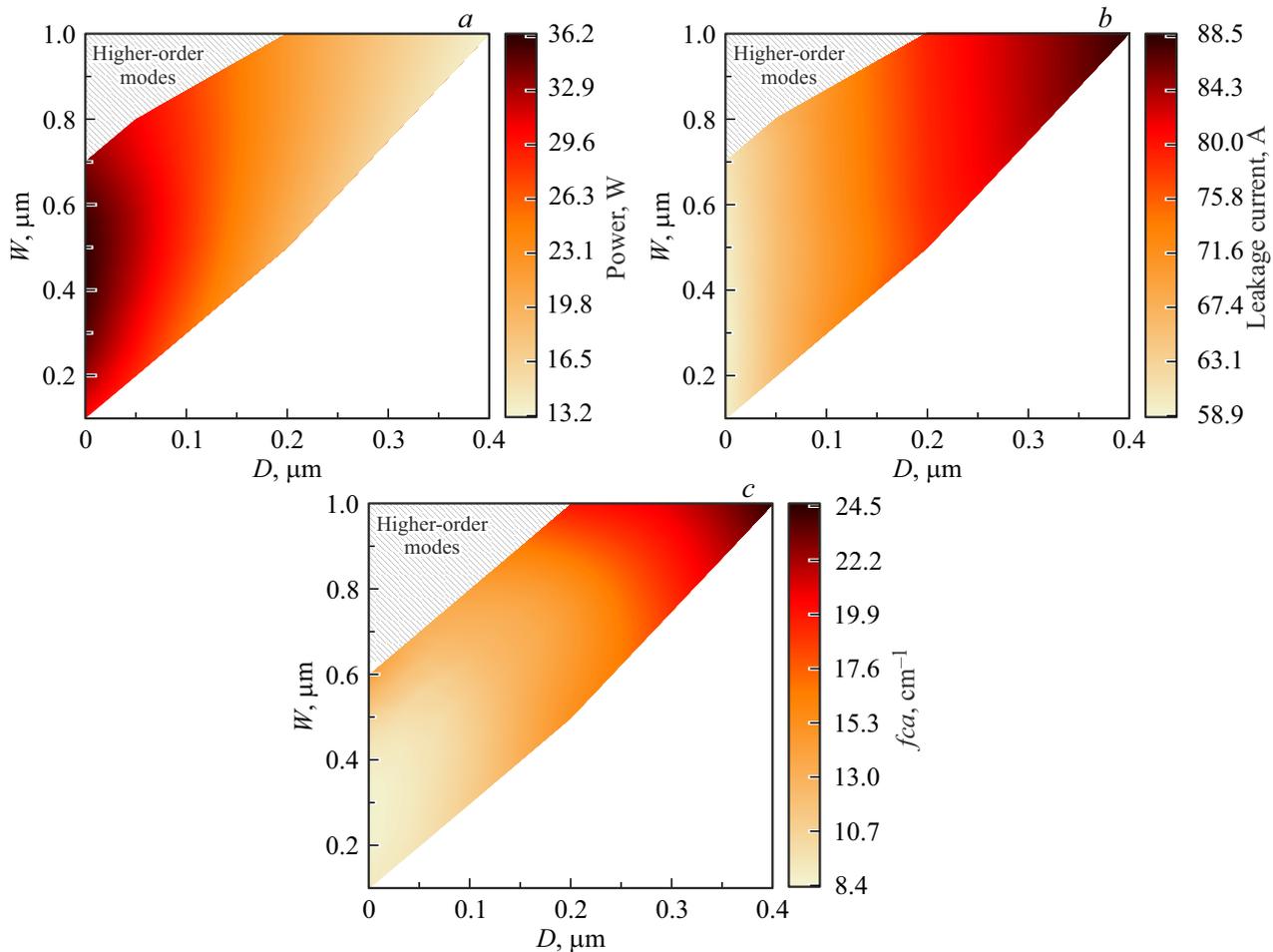


Рис. 1. Двумерные распределения мощности излучения (*a*), тока утечки (*b*), потерь на свободных носителях (*c*) в зависимости от ширины волновода W и расстояния от активной области до p -эмиттера D в структуре типа 1 ($E_g = 1.02$ эВ) на токе 150 А. Штрихом обозначена область с генерацией излучения на ненулевых модах.

кристалл длиной 2 мм с коэффициентами отражения зеркал 0.99 и 0.05 и с апертурой излучения 100 мкм.

3. Обсуждение результатов

Для всех типов структур были получены двумерные распределения мощности излучения в зависимости от ширины волновода W и смещения активной области к p -эмиттеру D (D — расстояние от активной области до границы p -эмиттер/волновод) (рис. 1–3, *a*), а также двумерные распределения основных потерь, ограничивающих выходную оптическую мощность тока утечки, и внутренних оптических потерь, обусловленных поглощением на свободных носителях заряда (рис. 1–3, *b, c*) при импульсном токе накачки 150 А. Отметим, что из рассмотрения исключены области с генерацией излучения на ненулевых поперечных модах. Такие области характерны для широкого многомодового волновода с активной областью, сильно смещенной к p -эмиттеру. Как было показано ранее [14], возможность селекции мод высшего порядка и сохранения пороговых условий

генерации только для нулевой моды возможны за счет большего фактора оптического ограничения в активной области нулевой моды по сравнению с модами высшего порядка. При реализации простейшей конструкции активной области и волноводов с симметричными эмиттерами это условие сложно выполнить в области, прилегающей к границе волновод-эмиттер, из-за резкого снижения доли поля нулевой моды и увеличения доли поля мод высшего порядка. Данный эффект усиливается по мере уменьшения E_g волновода, что выражается в расширении области с излучением на ненулевых модах, что обусловлено более высоким контрастом показателей преломления структуры и, следовательно, сильной локализацией ненулевых мод в волноводе. Также не рассматривались случаи, близкие к симметричному расположению активной области и ее смещению в сторону n -эмиттера. Как показано в работе [6], такие положения активной области приводят к усилению эффектов накопления носителей заряда в волноводе и, как следствие, росту внутренних оптических потерь и падению выходной оптической мощности.

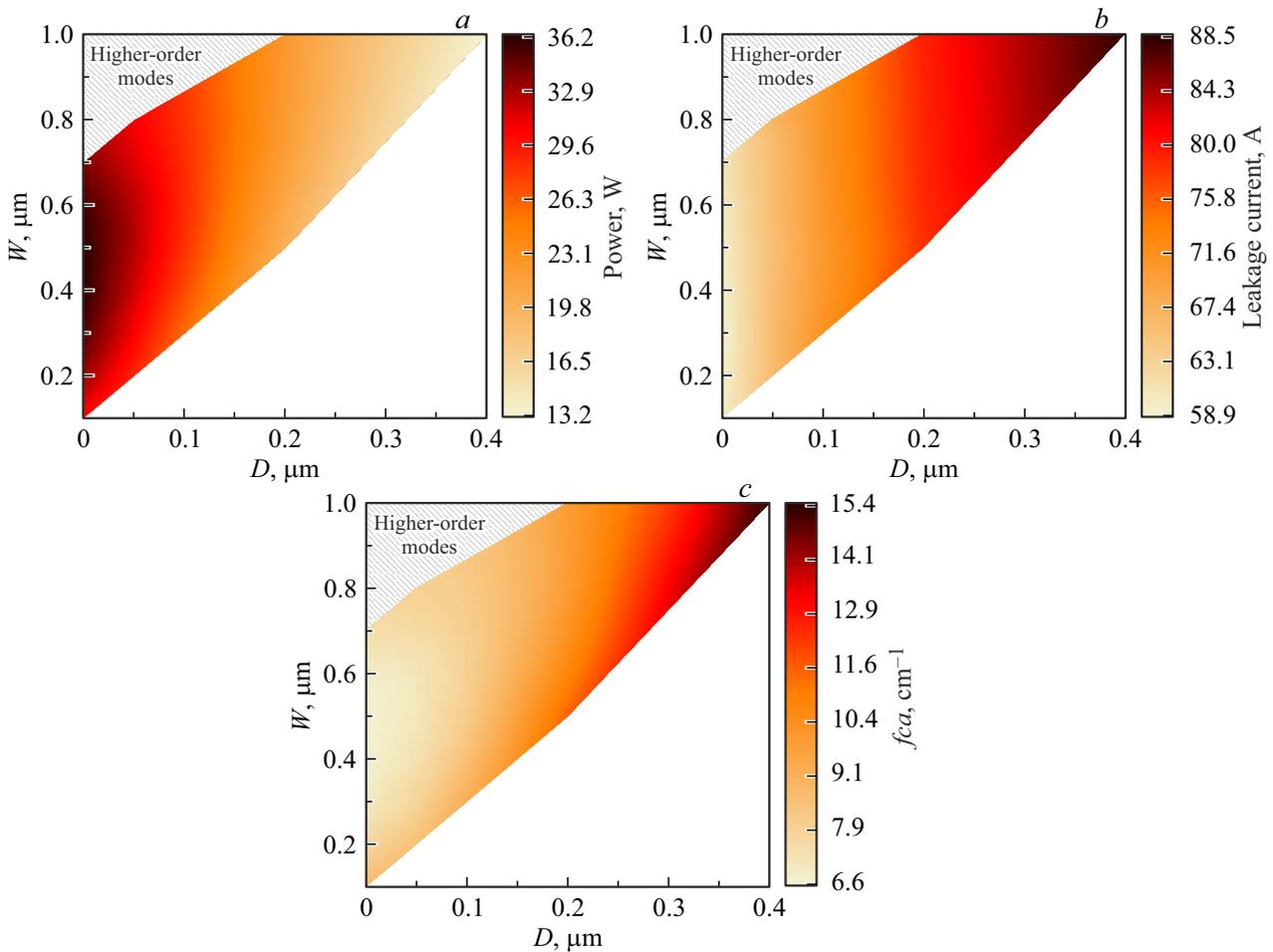


Рис. 2. Двумерные распределения мощности излучения (*a*), тока утечки (*b*), потерь на свободных носителях (*c*) в зависимости от ширины волновода W и расстояния от активной области до p -эмиттера D в структуре типа 2 ($E_g = 1.08$ эВ) на токе 150 А. Штрихом обозначена область с генерацией излучения на ненулевых модах.

Независимо от ширины запрещенной зоны волновода наибольшая мощность излучения в каждой из рассмотренных типов структур достигается при максимальном смещении активной области к p -эмиттеру. Эта область характеризуется как минимальными потерями на свободных носителях, так и низким током утечки (рис. 1–3). Независимо от ширины запрещенной зоны волновода из представленных графиков (рис. 1–3, *a*) видно, что наблюдается значительный спад мощности излучения при удалении активной области от p -эмиттера, что согласуется с ростом тока утечки (рис. 1–3, *b*). В то же время изменение тока утечки незначительно при варьировании ширины волновода, т.е. достигаемая оптическая мощность при изменении ширины волновода W обуславливается изменением внутренних потерь на свободных носителях заряда. Отметим, что с переходом от широкозонного волновода к узкозонному область наибольшей оптической мощности сдвигается в сторону узких волнопроводов (рис. 1–3, *a*). Полученные зависимости демонстрируют, что наибольшая оптическая мощность 36.6 Вт обеспечивается гетероструктурой

типа 1 с узкозонным волноводом ($E_g = 1.02$ эВ) при его ширине 0.3 мкм и активной областью, примыкающей к p -эмиттеру.

Для объяснения полученных зависимостей на примере структуры типа 1 с узкозонным волноводом ($E_g = 1.02$ эВ) для точки наибольшей мощности излучения построены срезы, демонстрирующие зависимости мощности, тока утечки и потерь f_{ca} от D при фиксированном $W = 0.3$ мкм (рис. 4) и от W при фиксированном $D = 5$ нм (рис. 5). Рассмотрим причину локализации значений параметра конструкции гетероструктуры D , соответствующих расположению активной области вблизи p -эмиттера и обеспечивающих наибольшую пиковую мощность. Инжекция носителей заряда из сильно легированных эмиттеров с их последующим транспортом в волноводных слоях по дрейф-диффузионному механизму приводит к накоплению избыточной концентрации, которая частично компенсируется носителями противоположного знака. При этом чем выше плотность тока, тем выше концентрация избыточных носителей заряда. Условие высокой скорости рекомбинации в активной

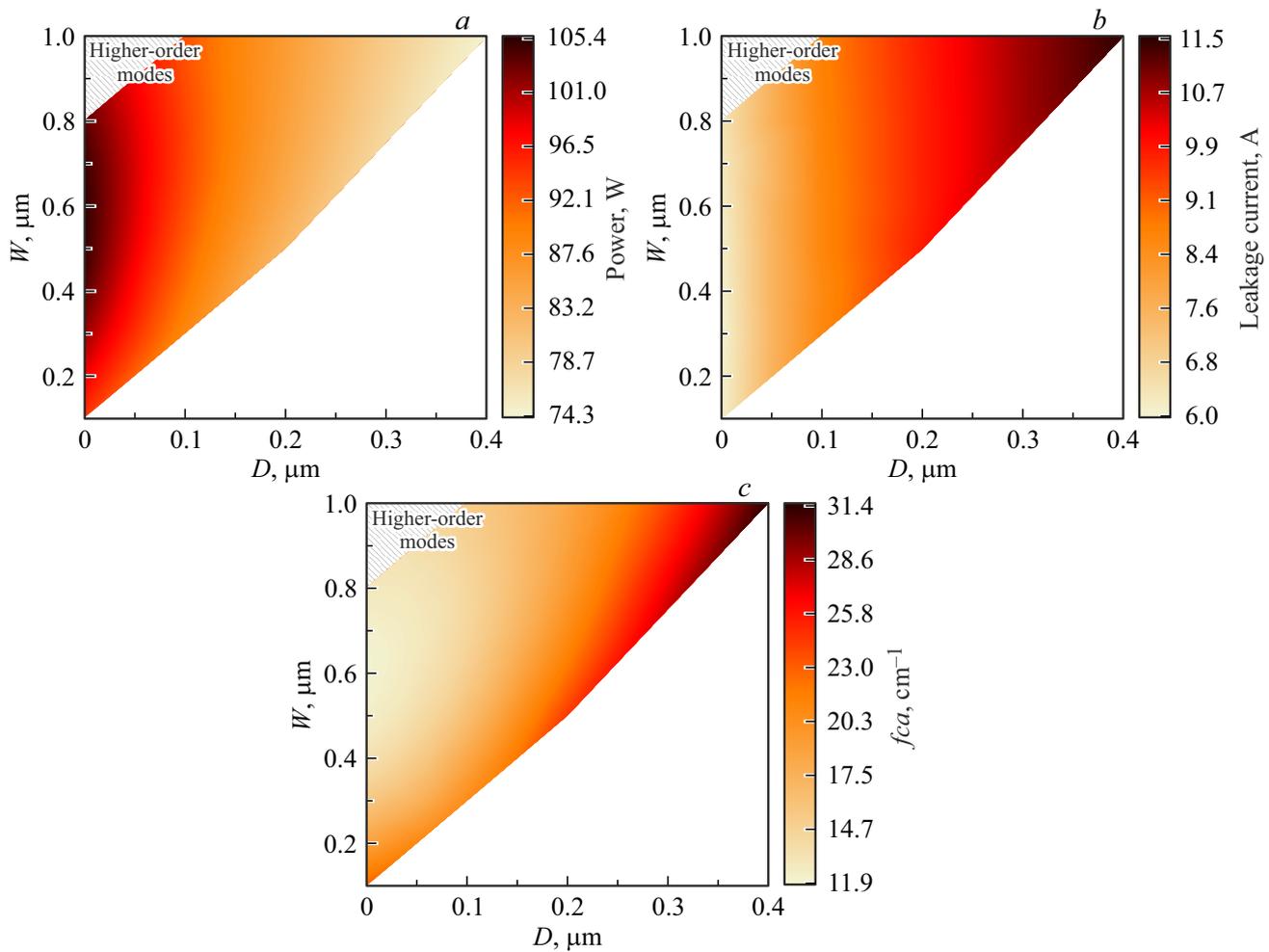


Рис. 3. Двумерные распределения мощности излучения (а), тока утечки (b), потерь на свободных носителях (с) в зависимости от ширины волновода W и расстояния от активной области до p -эмиттера в структуре типа 3 ($E_g = 1.14$ эВ) на токе 150 А. Штрихом обозначена область с генерацией излучения на ненулевых модах.

области, которая поддерживается процессом стимулированной рекомбинации и требованием поддержания концентрации в соответствии с текущим пороговым условием, формирует „треугольный“ профиль распределения концентрации избыточных носителей с максимумом на границе волновод/эмиттер и минимумом у активной области. Так как дырки обладают заметно более низкой подвижностью, концентрация избыточных дырок со стороны p -эмиттера оказывается заметно выше, чем концентрация избыточных электронов со стороны n -эмиттера. Данный факт обеспечивает преимущество конструкций гетероструктур, в которых имеется сильное смещение активной области в сторону p -эмиттера, что связано со значительным снижением концентрации избыточных дырок в части волноводного слоя от активной области до p -эмиттера и, как следствие, снижением потерь на свободных носителях в этой части волновода. Кроме этого, меньшая концентрация избыточных носителей заряда вблизи p -эмиттера также снижает ток утечки,

что в совокупности с падением fca потерь приносит значительный выигрыш в мощности излучения (рис. 4).

Для конструкций гетероструктур, в которых D минимально, изменение ширины волновода слабо сказывается на токе утечки, что связано с низкой концентрацией избыточных основных носителей (дырок) как основной причины утечки электронов через гетеробарьер (рис. 5). Поэтому максимальная мощность излучения достигается при ширине волновода, минимизирующей внутренние потери, связанные с поглощением на свободных носителях заряда. Наибольшие потери наблюдаются в широком волноводе, что обусловлено сильной локализацией моды в этом слое при высокой концентрации носителей заряда. По мере сужения волновода локализация моды уменьшается, что снижает потери в волноводе, но увеличивает потери в эмиттерах за счет большего перекрытия моды с этими областями. При этом разная динамика изменения потерь в волноводе и эмиттерах приводит к оптимальной ширине волновода, обеспечивающей минимальные суммарные потери (рис. 6).

Рассмотрим более детально влияние ширины запрещенной зоны волновода на исследуемые параметры. При увеличении ширины запрещенной зоны волновода (E_g) снижается контраст показателей преломления слоев гетероструктуры, что ухудшает локализацию моды, приводя к росту потерь в эмиттерах. В результате оптимальная ширина волновода смещается к большим значениям (рис. 7). Однако ключевым фактором, определяющим мощность излучения при варьировании E_g волновода, является ток утечки. С ростом E_g уменьшается энергетический барьер для носителей заряда на границе волновод/эмиттер, что критическим образом повышает утечку электронов в p -эмиттер. На приведенных зависимостях также явно демонстрируется малое влияние ширины волновода W на ток утечки, что обсуждалось

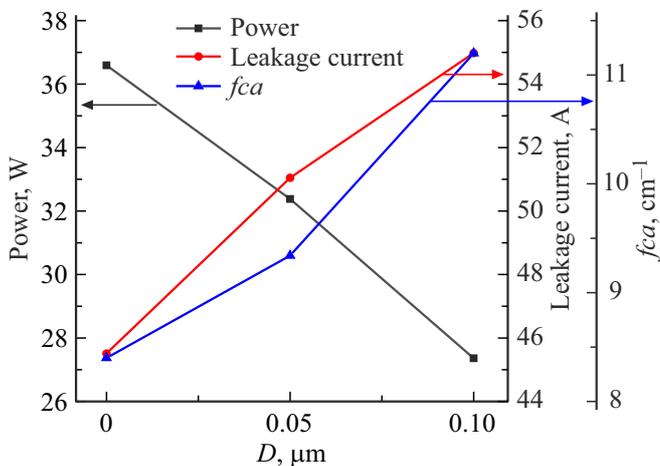


Рис. 4. Зависимость мощности излучения, тока утечки и потерь на свободных носителях от расстояния активной области до p -эмиттера при ширине волновода $0.3 \mu\text{м}$ в структуре типа 1 ($E_g = 1.02 \text{ эВ}$) на токе накачки — 150 А .

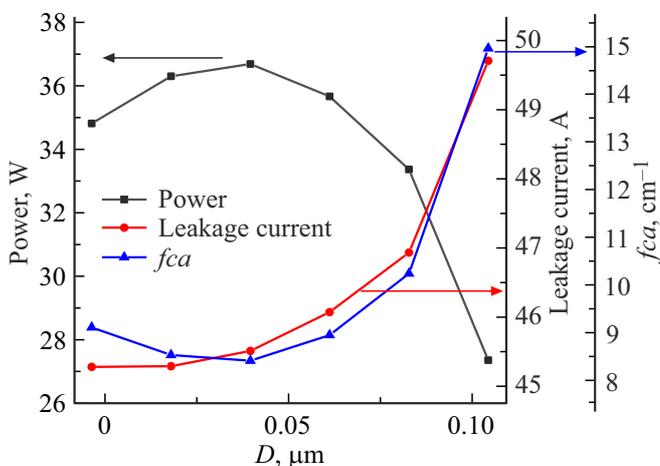


Рис. 5. Зависимость мощности излучения, тока утечки и потерь на свободных носителях от ширины волновода в структуре типа 1 ($E_g = 1.02 \text{ эВ}$) при $D = 5 \text{ нм}$ на токе накачки — 150 А .

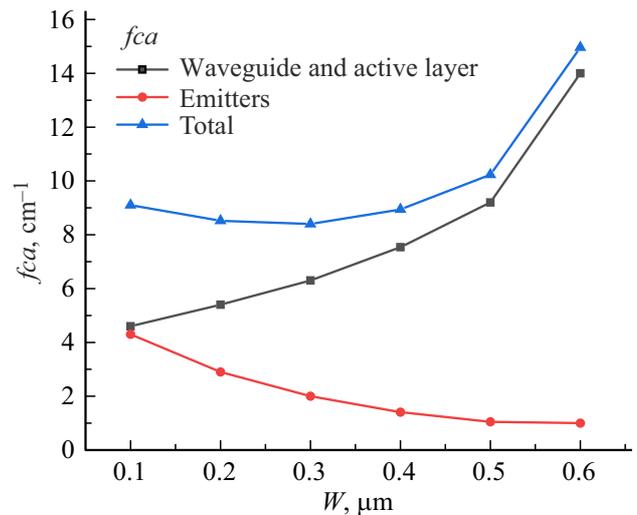


Рис. 6. Потери на свободных носителях заряда, приходящиеся на различные слои структуры типа 1 с активной областью, примыкающей к p -эмиттеру. Ток накачки — 150 А .

выше. Обратим внимание на то, что в структурах с малой шириной запрещенной зоны волновода ($E_g = 1.08$ и 1.02 эВ) наблюдаются близкие значения мощности излучения, однако механизмы потерь, дающие вклад в насыщение оптической мощности, заметно отличаются. В структуре типа 1 с узкозонным волноводным слоем реализуется ситуация с максимально высоким барьером на гетерогранице волновод/ p -эмиттер. В результате расчетный ток утечки составляет минимальную величину 45 А . Увеличение ширины запрещенной зоны волновода до 1.08 эВ в структуре типа 2 приводит к повышению тока утечки до 60 А . С другой стороны, увеличение ширины запрещенной зоны волновода приводит к ослаблению волноводных свойств и снижению фактора оптического ограничения нулевой моды в волноводе. В результате оптические потери структуры типа 2 для конструкций с расширенными волноводами становятся заметно ниже, чем в структуре типа 1 с более сильным волноводом. Таким образом, ширина запрещенной зоны оказывает заметное влияние как на внутренние оптические потери, так и на ток утечки. В проведенной оптимизации наблюдается смена основного механизма насыщения мощности излучения при уменьшении E_g волновода с 1.08 до 1.02 эВ .

Переходя к выбору оптимальных параметров гетероструктуры, предпочтительно остановиться на узкозонной структуре типа 1 с шириной волновода $W = 0.3 \mu\text{м}$ и активной областью, прилегающей к p -эмиттеру, для получения наибольшей мощности излучения. Дальнейшее уменьшение ширины запрещенной зоны волновода нецелесообразно в связи с быстрым ростом внутренних потерь, которые за счет сниженного тока утечки становятся основным механизмом ограничения мощности излучения.

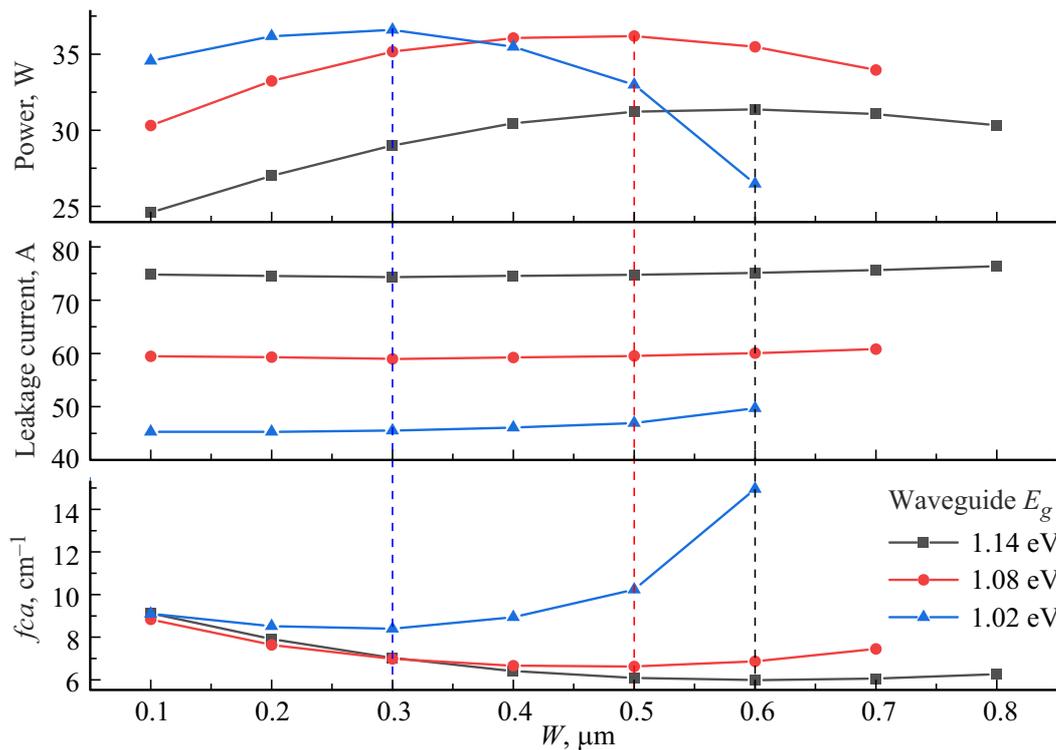


Рис. 7. Зависимость мощности излучения, тока утечки и потерь на свободных носителях от ширины волновода для 3-х типов структур с различной E_g волновода и активной областью, примыкающей к p -эмиттеру. Ток накачки — 150 А.

4. Заключение

В рамках работы было исследовано влияние параметров гетероструктуры на основе InGaAsP/InP (ширины запрещенной зоны, толщины волновода, положения активной области) на мощность лазерного диода и его потери, а также предложен оптимальный дизайн гетероструктуры для достижения наибольшей мощности излучения. Основные результаты показали, что для снижения влияния тока утечки и повышения эффективности лазерных диодов необходимо располагать активную область на минимальном расстоянии от p -эмиттера. Минимальные внутренние потери, связанные с поглощением на свободных носителях, достигаются при оптимальной ширине волновода, обеспечивающей баланс между потерями в эмиттерных и волноводных слоях гетероструктуры. При этом оптимальная ширина волновода определяется степенью локализации поперечной моды и, соответственно, находится в сильной зависимости от ширины запрещенной зоны волновода, что подчеркивает необходимость проведения численных расчетов под диктуемые различными задачами материалы гетероструктуры.

Наилучшая мощность излучения при высоком импульсном токе накачки 150 А была рассчитана для структуры с узкозонным волноводом при ширине волновода $W = 0.3$ мкм и активной областью, прилегающей к p -эмиттеру, и составила 36.6 Вт. Однако оптимизация

структуры, в которой используется более широкозонный волновод, позволяет получить максимальную мощность 36.2 Вт, что несущественно меньше. В этом случае выбор дизайна гетероструктуры должен быть основан на требованиях для конкретных практических применений. Например, использование структуры типа 2 с более широкозонным волноводом и незначительной разницей в мощности может перекрываться возможностью использования более широких волноводов для улучшения качества пучка, с меньшими углами расходимости, что расширяет спектр практических применений лазерного диода, включая телекоммуникации и волоконно-оптические системы.

Технологический процесс изготовления гетероструктур на основе InGaAsP/InP с излучением на 1.55 мкм отработан на протяжении последних десятилетий и производимые лазерные диоды отличаются высокой степенью надежности. Однако существует альтернативная система материалов AlInGaAs/InP, в которых может достигаться большая мощность излучения, но из-за присутствия алюминия и его чувствительности к окислению требующая большего внимания для обеспечения надежности. Поэтому перспективным направлением исследований является дальнейшая оптимизация характеристик лазеров на основе материалов, не содержащих алюминий, путем комплексного подхода к проектированию лазерного диода, включая как дизайн гетероструктуры, так и параметры лазерного кристалла.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФ 22-79-10159.

Список литературы

- [1] E. Agrell, M. Karlsson, A.R. Chraplyvy, D.J. Richardson, P.M. Krummrich, P. Winzer, K. Roberts, J.K. Fischer, S.J. Savory, B.J. Eggleton, M. Secondini, F.R. Kschischang, A. Lord, J. Prat, I. Tomkos, J.E. Bowers, S. Srinivasan, M. Brandt-Pearce, Gisin. *J. Optics*, **18** (6), 063002 (2016).
- [2] G.P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems* (John Wiley & Sons, 2012).
- [3] S. Rojo, M. Ballesta-Garcia. *Appl. Sci.*, **9** (19), 4093 (2019).
- [4] J. Piprek. *Optical Quant. Electron.*, **51** (2), 60 (2019).
- [5] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, and J.T. Kostamovaara. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (12), 125008 (2017).
- [6] А.Э. Ризаев, А.А. Подоскин, И.В. Шушканов, В.А. Крючков, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. *Квант. электрон.*, **55** (3), 141 (2025).
- [7] S.O. Slipchenko, O.S. Soboleva, V.S. Golovin, N.A. Pikhtin. *Bull. Lebedev Physics Institute*, **50** (5), 535 (2023).
- [8] С.О. Слипченко, В.С. Головин, О.С. Соболева, И.А. Ламкин и Н.А. Пихтин. *Квант. электрон.*, **52** (4), 343 (2022).
- [9] Y.A. Goldberg, N.M. Schmidt. *Handbook series on semiconductor parameters*, v. **2**, 1–36 (1999).
- [10] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley & Sons, 2012).
- [11] S. Adachi. *Optical Properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Materials and Fundamental Principles* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [12] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, J.T. Kostamovaara. *Semicond. Sci. Technol.*, **35** (8), 085008 (2020).
- [13] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (John Wiley & Sons, 2009).
- [14] S.O. Slipchenko, A.D. Bondarev, D.A. Vinokurov, D.N. Nikolaev, N.V. Fetisova, Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov. *Semiconductors*, **43** (43), 112 (2009).

Редактор Г.А. Оганесян

Design optimization of InGaAsP/InP heterostructures of high-power laser diodes emitting at a wavelength of 1.55 μm

A.E. Rizaev, A.A. Podoskin, I.V. Shushkanov, V.A. Kapitonov, I.S. Shashkin, L.S. Vavilova, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin

Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The study aims to optimize the design of semiconductor laser heterostructures based on InGaAsP/InP, emitting in the eye-safe wavelength range of 1.55 μm in pulsed mode. The research was conducted using a developed two-dimensional laser diode model that accounts for drift-diffusion carrier transport in the direction perpendicular to the heterostructure layers and the inhomogeneous photons distribution along the resonator axis. For model laser diodes with an emitting aperture width of 100 μm , the main loss mechanisms were studied, as well as their effect on the output optical power at a pulse pump current of 150 A. The study involved multiparametric optimization, taking into account the influence of the bandgap width and waveguide thickness, as well as the position of the active region within the waveguide layer. A strong dependence of the optimal waveguide width on its band gap, as well as the optimal band gap providing a balance between the main power limiting mechanisms, was established. It is shown that, regardless of other parameters, the location of the active region near the *p*-emitter is preferable.