

Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур ($\lambda = 1.3\text{--}1.6\text{ мкм}$)

© 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

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

* Сигм Плюс Ко,
117342 Москва, Россия

(Получена 8 апреля 2002 г. Принята к печати 11 апреля 2002 г.)

Экспериментально и аналитически исследованы возможности достижения максимальной оптической мощности излучения в одномодовом режиме генерации для лазерных диодов мезаполосковой конструкции, выполненных на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур раздельного ограничения.

Показано, что основным требованием обеспечения одномодового режима работы в широком диапазоне токов накачки для лазерных диодов является точный выбор значений скачка эффективного показателя преломления Δn_L в плоскости, параллельной p - n -переходу.

Методом МОС-гидридной эпитаксии разработана InGaAsP/InP-гетероструктура раздельного ограничения со ступенчатым волноводом с пороговой плотностью тока 180 А/см^2 и внутренним квантовым выходом стимулированного излучения 93–99%.

Проведена оптимизация мезаполосковой конструкции лазерного диода для разработанной InGaAsP/InP-гетероструктуры, с целью достижения максимальной оптической мощности в одномодовом режиме генерации.

Достигнута выходная непрерывная мощность излучения 185 мВт при одномодовом режиме работы лазерного диода с шириной мезаполоска $W = 4.5\text{ мкм}$ ($\lambda = 1480\text{ нм}$), максимальная непрерывная мощность составила 300 мВт. Полуширина излучения параллельного дальнего поля возросла на 1° относительно порогового значения.

1. Введение

В последнее время резко возрос интерес к мощным лазерным диодам, излучающим в диапазоне длин волн 1300–1600 нм в нулевой продольной оптической моде. В первую очередь это связано с их применением в волоконно-оптических линиях связи, в качестве источников накачки волоконно-оптических усилителей, легированных Er^{3+} , и рамановских волоконных усилителей в диапазоне длин волн 1400–1500 нм [1]. Для таких применений лазерных диодов необходимы постоянная выходная рабочая мощность на уровне сотен милливатт, точная пиковая длина волны излучения, высокая излучательная эффективность лазерного диода и эффективность ввода в одномодовое оптическое волокно. Все эти требования необходимо учитывать в разработке одномодовых лазерных диодов.

До настоящего момента в мире лишь несколько компаний (Furukawa Electric, JDS-Uniphase, Princeton Lightwave) заявили о достижении более 300 мВт максимальной выходной оптической непрерывной мощности в одномодовом режиме [2–4]. При этом основным критерием одномодовости являлось сохранение полуширины и формы поля в дальней зоне излучения, начиная с порога генерации и выше. В связи с этим достижение значений максимальной выходной мощности одномодового излучения в непрерывном режиме генерации более чем 300 мВт (комнатная температура) для лазерных диодов, излучающих в диапазоне длин волн 1.3–1.6 мкм, является актуальной задачей.

Цель данной работы состояла в исследовании, разработке и изготовлении мощных одномодовых лазеров на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур, излучающих в диапазоне длин волн 1300–1600 нм.

Разработка конструкции и изготовление одномодовых лазерных диодов, т.е. диодов, излучающих на нулевой поперечной оптической моде, представляет комплексную задачу. Для ее решения необходимо выполнение многих требований. Во-первых, это использование тщательно проработанного дизайна лазерной гетероструктуры, обеспечивающего минимальные значения внутренних оптических потерь (α_i), напряжения отсечки (U_c) и максимального внутреннего квантового выхода стимулированного излучения (η_i). Как показали наши предыдущие исследования [5,6], квантово-размерная двойная гетероструктура раздельного ограничения (КР РО ДГС) InGaAsP/InP является оптимальной для достижения максимальной оптической мощности излучения лазерного диода с одиночной апертурой ($\lambda = 1.3\text{--}1.6\text{ мкм}$). Использование ступенчатого волновода в КР РО ДГС InGaAsP/InP позволяет достичь близких к 100% значений внутреннего квантового выхода стимулированного излучения. Это связано с уменьшением компоненты тока утечек электронов за порогом, обусловленной уходом носителей из области квантовой ямы к гетерогранице волновода с p -эмиттером [6,7].

КР двойные гетероструктуры раздельного ограничения InGaAsP/InP, схематическое изображение типичной зонной диаграммы которых приведено на рис. 1, изготавливались методом МОС-гидридной эпитаксии [8]. Гете-

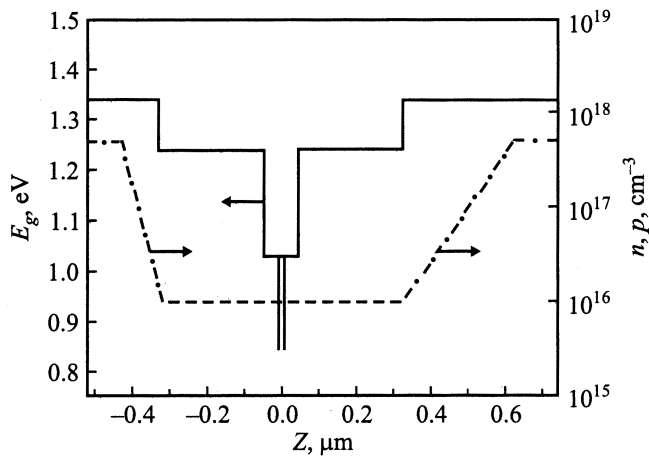


Рис. 1. Схематическая энергетическая зонная диаграмма квантово-размерной гетероструктуры раздельного ограничения InGaAsP/InP (сплошная линия), расчетные профили легирования для донорной примеси кремния (пунктирная) и акцепторной примеси цинка (штрих-пунктирная).

роструктуры состояли из широкозонных, сильно легированных эмиттеров, роль которых играли слои n - и p -InP; ступенчатого волновода, выполненного на основе четверных твердых растворов In-Ga-As-P ($E_{gW1} = 1.03$ эВ, $E_{gW2} = 1.24$ эВ) с общей толщиной 0.65 мкм; активной области, образованной двумя напряженными InGaAsP-квантовыми ямами ($d_{QW} = 65$ Å) с InGaAsP-барьерным слоем между ними ($E_{gb} = 1.03$ эВ, $d_b = 200$ Å). В верхнем p -InP-эмиттере выращивался стоп-слой InGaAsP толщиной 70 Å, который служил для остановки химического травления гетероструктуры при изготовлении мезаполосковой конструкции лазерного диода.

Второй основной задачей для достижения режима работы лазерного диода на фундаментальной оптической моде является выбор его конструкции, обеспечивающей возможность формирования волновода в плоскости, параллельной p - n -переходу. Из всего многообразия конструкций лазерных диодов наиболее эффективными для достижения волноводного эффекта в горизонтальном направлении являются мезаполосковая конструкция и конструкция „зарощенная меза“ [2,3]. Мезаполосковая конструкция лазерного диода отличается своей надежностью, простотой изготовления и малыми дополнительными внутренними потерями, вносимыми при формировании мезаполоска [9]. Одно из преимуществ зарощенной конструкции — это возможность достижения сверхнизких пороговых токов и лучшие частотные характеристики [2]. Однако ее серьезным недостатком являются технологические трудности, связанные с практической реализацией [2]. Это в основном и предопределило наш выбор в пользу мезаполосковой конструкции.

Формирование горизонтального волновода в плоскости, параллельной p - n -переходу лазерной гетероструктуры, достигается за счет создания скачка эффективного показателя преломления Δn_L между активной и

пассивной областями мезаполоска. Для обеспечения одномодового режима работы лазерного диода необходимо выбрать вполне определенное значение Δn_L . В мезаполосковой конструкции лазерного диода на основе КР РО ДГС Δn_L в основном зависит от следующих параметров: длины волны излучения (λ), ширины мезаполоскового контакта (W), глубины травления (Δh), толщины (D_w) и ширины запрещенной зоны (E_g^w) волноводных слоев. Концентрация свободных носителей в слоях гетероструктуры и реальная температура в области активного слоя также влияют на значение Δn_L .

Расчет профиля эффективного показателя преломления Δn_L в мезаполосковой конструкции лазерного диода на основе КР РО ДГС InGaAsP/InP выполнялся с помощью модели пассивного волновода [10]. В основании используемой модели лежит представление волноводных свойств в горизонтальном направлении через эффективные показатели преломления отдельно активной и пассивных областей лазера мезаполосковой конструкции. Расчет проводился для разных значений параметров λ , E_g^w , D_w и Δh гетероструктуры. Условия сохранения оптимальных значений параметров η_i , α_i и U_c гетероструктуры также учитывались в расчетах. На рис. 2 приведена одна из полученных расчетных зависимостей ширины мезаполоска, соответствующей условию одномодовой отсечки, от величины перепада эффективного показателя преломления для выбранного дизайна лазерной гетероструктуры ($\lambda = 1480$ нм) (рис. 1).

На основании проведенных вычислений из выращенной гетероструктуры партия (КР1439-1), зонная диаграмма которой приведена на рис. 1, были изготовлены гетеролазеры мезаполосковой конструкции со следующими параметрами: $W = 4.5$ мкм и $\Delta n_L = (3.8-4.5) \cdot 10^{-3}$. Для формирования мезаполоска наносилась маска из фоторезиста, через которую прово-

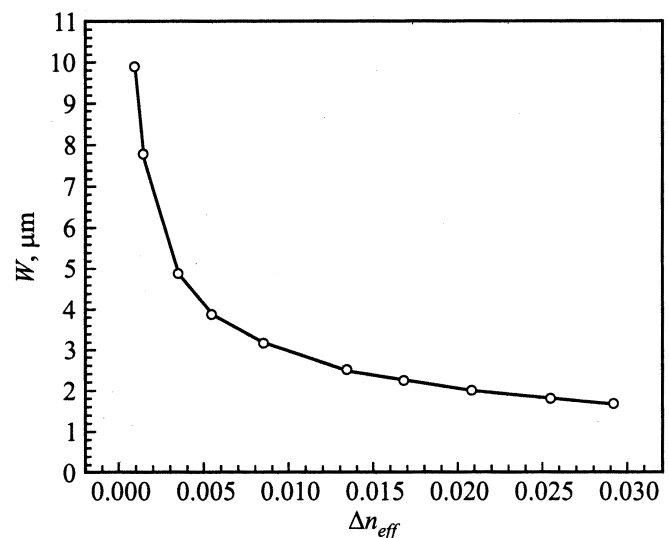


Рис. 2. Расчетная зависимость ширины мезаполоска W от скачка эффективного показателя преломления Δn_{eff} , соответствующего условию отсечки первой моды.

дилось химическое травление [11]. В процессе травления по обе стороны от мезаполоска вытравливались канавки, глубина которых определялась положением стоп-слоя, сформированного в процессе роста в p -InP-эмиттере.

Для достижения максимальной выходной мощности лазерного диода необходимо стремиться к увеличению ширины мезаполоска, что позволяет снизить плотность оптической мощности на выходном зеркале, а значит, повысить величину рабочего тока. Однако поскольку максимальная ширина мезаполоска W_{\max} однододовых лазеров определяется также эффективностью ввода излучения в однододовое волокно, верхний предел был выбран $W_{\max} = 5$ мкм.

2. Экспериментальные результаты

Все изготовленные лазерные гетероструктуры мезаполосковой конструкции раскалывались на отдельные лазерные чипы с длиной резонатора $L = 0.3\text{--}3$ мм, которые напаивались на медные теплоотводы полосковым контактом вниз с помощью индиевого припоя.

Типичная ватт-амперная характеристика при непрерывном режиме накачки лазерных диодов, изготовленных на основе гетероструктуры партии КР1439-1, изображена на рис. 3, *a*. Видно, что уже при достаточно малых плотностях тока накачки происходит срыв ватт-амперной характеристики. Важно отметить, что этот срыв генерации имеет обратимый характер гистерезисного типа и, естественно, не связан с катастрофической оптической деградацией зеркал. Наблюдаемый эффект объясняется тем, что результаты расчетов, приведенные на рис. 2, в полной мере не отражают всех процессов, происходящих в реальных приборах. Так, известно, что увеличение концентрации свободных носителей заряда понижает коэффициент преломления полупроводникового материала [12]. Таким образом, с увеличением тока инжекции вплоть до порогового значения I_{th} падает коэффициент преломления активной области за счет накопления инжектированных носителей в области квантовых ям до величины пороговых концентраций n_{th} и p_{th} . Дальнейшее увеличение тока накачки приводит к повышению концентрации свободных носителей в волноводных слоях, что вызвано как процессом инжекции, так и выбросом электронов из квантовой ямы в барьерные слои [7,13]. Суммарный вклад инжектированных носителей в пределе может привести к коллапсу встроенного волновода или образованию антиволновода [14]. Срыв генерации наблюдался нами практически у всех лазерных диодов, изготовленных из гетероструктур партии КР1439-1. Зависимость значений плотности тока накачки, при которых происходил срыв генерации, от длины резонатора лазерного диода имеет сублинейный характер. Данный факт может быть связан с нелинейным характером поведения зависимости пороговой концентрации носителей заряда от суммарных потерь [15].

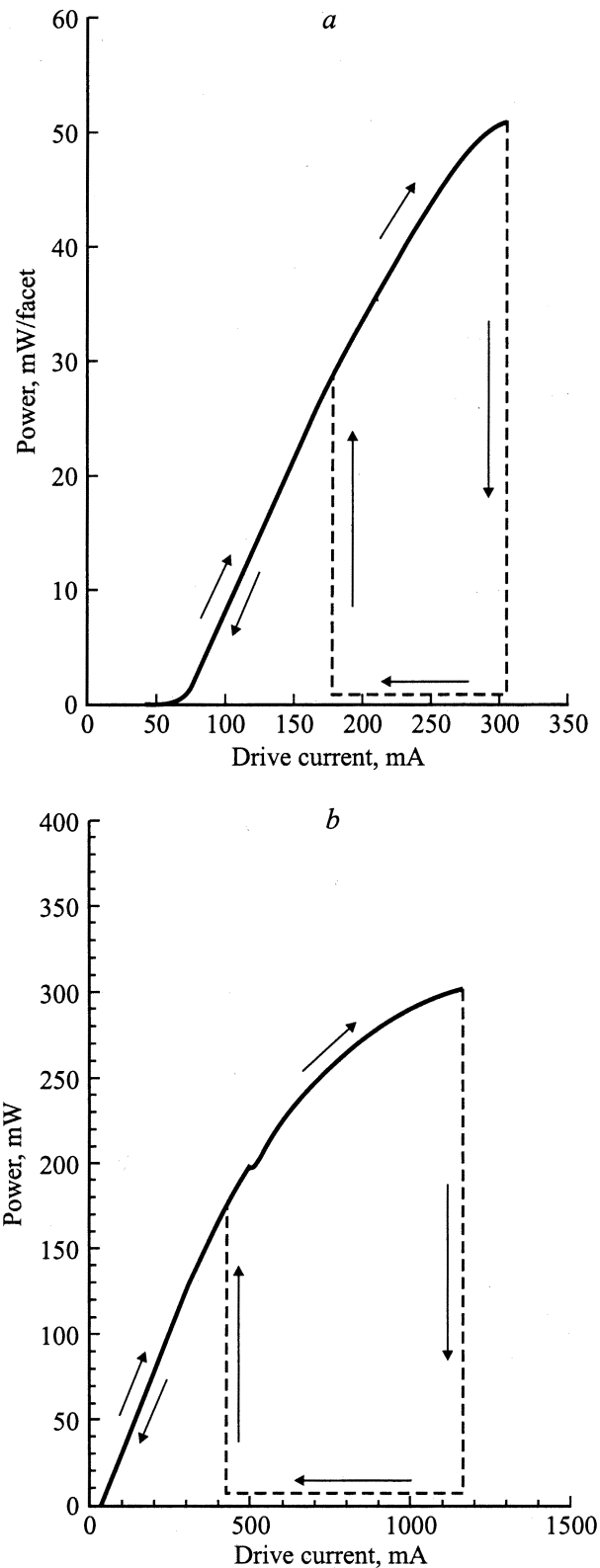


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме генерации с температурой теплоотвода 20°C во всем диапазоне токов накачки для лазерных диодов: *a* — партии КР1439-1 с длиной резонатора $L = 1000$ мкм, с естественными зеркалами на гранях резонатора; *b* — партии КР1439-2 с длиной резонатора $L = 1500$ мкм, с высокоотражающим (95%) и низкоотражающим (5%) покрытием на гранях резонатора.

В связи с тем что кпд лазерного диода не 100%, часть мощности рассеивается в виде тепла, что ведет к повышению температуры рабочей области лазерного диода. Величина перегрева может достигать 60°C и больше для мощных полупроводниковых лазерных диодов, работающих на максимальных значениях плотностей токов накачки [5]. Такой сильный перегрев активной области заметно влияет на значения коэффициентов преломления слоев, расположенных в прокачиваемой области лазерного диода. Известно, что повышение температуры увеличивает коэффициенты преломления полупроводниковых материалов, поэтому в целом повышается эффективный показатель преломления активной области, что ведет к повышению скачка эффективного показателя преломления для горизонтального волновода и, таким образом, к его усилению. В импульсном режиме генерации перегрев активной области относительно теплоотвода значительно меньше по сравнению с непрерывным режимом генерации [5]. Именно этим можно объяснить, что значения плотностей токов, при которых наблюдался срыв генерации в импульсном режиме (длительность импульса 1 мкс), были меньше, чем при работе лазерного диода в непрерывном режиме. Так, для лазерного диода с длиной резонатора $L = 1$ мм срыв наступал при 300 и 200 мА для непрерывного и импульсного режимов генерации соответственно.

Для предотвращения срыва генерации были изготовлены мезаполосковые лазеры с большим скачком эффективного показателя преломления $\Delta n_L = (6.2-6.8) \cdot 10^{-3}$. Как следствие, лазерные диоды, изготовленные из такой гетероструктуры (партия КР1439-2), отличались отсутствием гистерезиса ватт-амперной характеристики во всем диапазоне стабильной одномодовой генерации. Таким образом, величина перепада эффективного коэффициента преломления, равная $\Delta n_L = (6.2-6.8) \cdot 10^{-3}$, вполне достаточна, чтобы предотвратить явление коллапса встроенного волновода, связанное с повышением концентрации свободных носителей заряда в волноводных слоях и активной области. Одномодовый режим генерации при непрерывной накачке таких лазерных диодов с естественными зеркалами сохранялся до мощности 70 мВт на одно выходное зеркало.

Нанесение отражающих ($R > 95\%$) Si/SiO₂ и просветляющих ($R < 5\%$) SiO₂ покрытий на грани резонатора Фабри-Перо лазерного диода позволило повысить выходную мощность излучения в одномодовом режиме генерации более чем в 2 раза. Такое увеличение связано не только с небольшим изменением пороговой плотности тока (и, как следствие, пороговой концентрации), но и с влиянием напыленных Si/SiO₂-покрытий на модовый состав излучения [16]. В лазерах с нанесенными покрытиями были достигнуты значения выходной мощности 185 мВт для одномодового режима генерации и 300 мВт максимальной выходной мощности в непрерывном режиме работы при комнатной температуре [17]. На рис. 3, b приведена

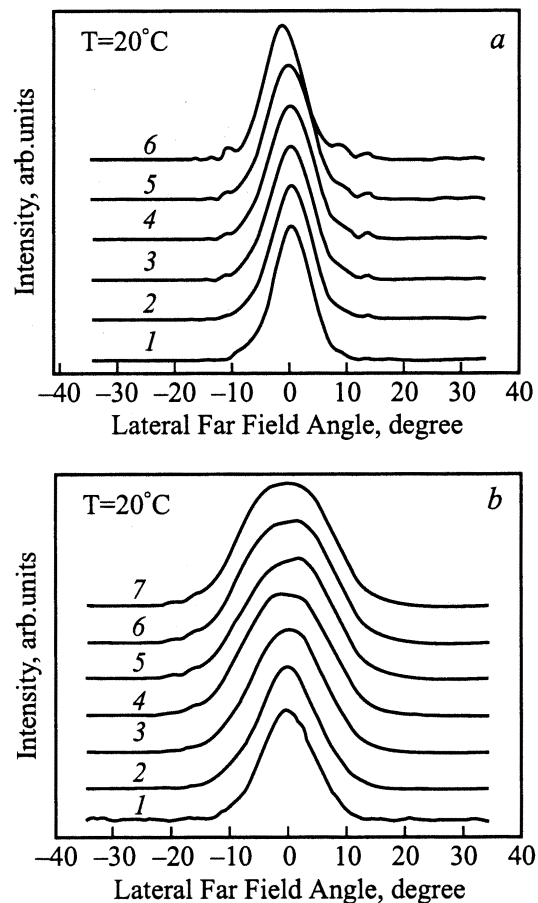


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне и в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу, при различных значениях выходной оптической мощности: *a* — для лазерного диода партии КР1439-2, значение ширины поля на половине интенсивности ($\Theta_{||}$), град.: 1 — 7.9, 2 — 8.0, 3 — 8.5, 4 — 9.0, 5 — 9.1, 6 — 7.9; мощность излучения в непрерывном режиме генерации, мВт: 1 — 5, 2 — 25, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 185, 6 — 200; *b* — для лазерного диода партии КР1439-3, значение ширины поля на половине интенсивности ($\Theta_{||}$), град.: 1 — 10.1, 2 — 11.5, 3 — 14.2, 4 — 16.5, 5 — 17.3, 6 — 17.7, 7 — 17.9; мощность излучения в непрерывном режиме генерации, мВт: 1 — 20, 2 — 40, 3 — 60, 4 — 80, 5 — 100, 6 — 125, 7 — 150.

ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме генерации таких лазерных диодов. Линейный характер зависимости наблюдается во всем диапазоне одномодового режима работы лазерного диода. При дальнейшем увеличении тока накачки в ватт-амперной характеристике последовательно наблюдаются „кинк“, плавное насыщение и срыв генерации (рис. 3, b).

На рис. 4, *a* показаны типичные картины излучения в дальней зоне в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу, при различных значениях непрерывного тока накачки лазеров, изготовленных из гетероструктуры партии КР1439-2. Видно, что „кинку“ (излому) на ватт-амперной характеристике (рис. 3, *b*) соответствует сме-

шение картины дальнего поля относительно нормали к выходному зеркалу диода на несколько градусов. Такой характер поведения дальнего поля принято называть эффектом „отклонения луча“ (*beam steering*). Анализ этого явления посвящено множество работ, однако единого мнения о причинах, лежащих в его основе, нет [18–20]. Мы предполагаем, что это связано с трансформацией профиля эффективного показателя преломления, вызванной влиянием инжектированных носителей заряда на оптические свойства полупроводниковых материалов. Такая трансформация ведет к вытеснению аксиальной моды и необходимости распространения луча под некоторым углом относительно оси резонатора. Другими словами, запас перепада эффективного показателя преломления слишком мал, чтобы подавить влияние инжектированных носителей на волноводные свойства горизонтального волновода.

Необходимо отметить, что до появления излома на ватт-амперной характеристике картина дальнего поля излучения лазерных диодов практически не изменяется при увеличении тока накачки. Значение ширины диаграммы направленности излучения на полувысоте интенсивности ($\Theta_{||}$) слегка увеличивается от 8° (вблизи порога генерации) до 9° (выходная мощность 185 мВт). Такое стабильное поведение диаграммы направленности подтверждает одномодовый характер излучения лазерного диода в указанном диапазоне значений выходной мощности.

Измеренная картина дальнего поля в плоскости, перпендикулярной *p–n*-переходу, также свидетельствует о генерации нулевой оптической моды. Величина Θ_{\perp} составляет $38\text{--}40^\circ$ во всем диапазоне токов накачки. Это хорошо согласуется с рассчитанным теоретически распределением поля в вертикальном направлении для данных значений толщины (D_w) и ширины запрещенной зоны (E_g^w) волноводных слоев (см. рис. 1).

Дальнейшее увеличение скачка эффективного показателя преломления Δn_L до значений $(7\text{--}8) \cdot 10^{-3}$ (партия КР1439-3) приводит к возникновению кинка (излома) на ватт-амперной характеристике лазеров уже при токах накачки, близких пороговым значениям. При этом происходит непрерывный заметный рост полуширины диаграммы направленности излучения в горизонтальной плоскости с увеличением токов накачки. Необходимо отметить, что при этом распределение интенсивности излучения в дальней зоне хорошо описывается функцией Гаусса. Такой режим работы лазера можно назвать однолепестковым. И только при достаточно высоких плотностях токов накачки в картине дальнего поля появляются дополнительные максимумы, указывающие на присутствие мод высших порядков (рис. 4 *b*).

Исследование спектров излучения лазерных диодов партии КР1439-3 показало, что излучение носит не одномодовый характер сразу после порога генерации. Это выражается в том, что кроме пиков, соответствующих только фундаментальной моде с межмодовым

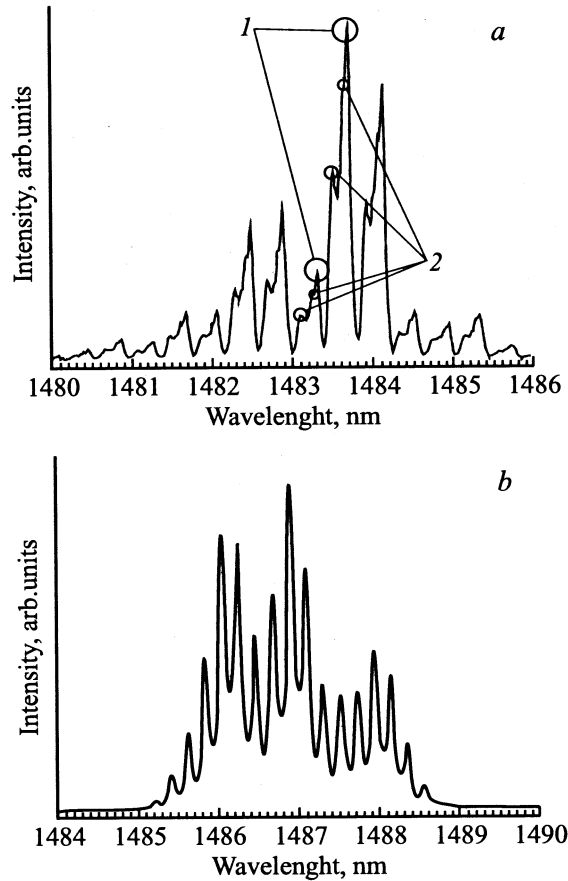


Рис. 5. Спектр излучения лазерного диода, работающего при токе, равном $2I_{th}$: *a* — партия КР1439-3, длина резонатора $L = 770$ мкм, 1 — пики, соответствующие аксиальной (фундаментальной) моде; 2 — пики, соответствующие модам высшего порядка; *b* — партия КР1439-2, $L = 1500$ мкм.

расстоянием $\Delta\lambda$, определяющимся из соотношения [10]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)}, \quad (1)$$

где λ — длина волны генерации, L — длина резонатора Фабри–Перо, n — коэффициент преломления волноводной среды, в спектре электролюминесценции уже на пороге генерации проявляются дополнительные пики (рис. 5, *a*).

В спектрах лазерных диодов, изготовленных из структур партий КР1439-1 и КР1439-2 (рис. 5, *b*), расстояния между всеми соседними пиками имели постоянные значения величины $\Delta\lambda$, которые строго соответствовали значениям, найденным из выражения (1). И что особенно важно, данное соответствие сохранялось во всем диапазоне токов накачки лазерного диода, работающего в режиме одномодовой стабильной генерации.

Для исследования и характеристики параметров изготовленных гетероструктур использовались в основном лазерные диоды с естественно сколотыми зеркалами. Так, зависимости пороговой плотности тока от длины

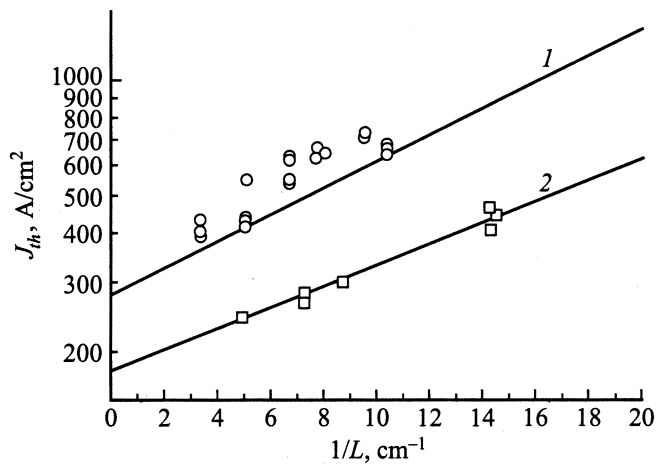


Рис. 6. Экспериментальная зависимость пороговой плотности тока (J_{th}) от обратной длины резонатора ($1/L$) для лазерных диодов партии KP1439-2: 1 — с шириной полоска $W = 4.5$ мкм, 2 — ширина полоска $W = 100$ мкм.

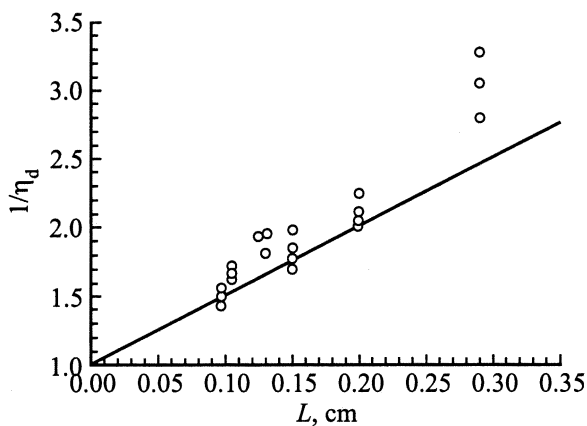


Рис. 7. Экспериментальная зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности ($1/\eta_d$) от длины резонатора (L) для лазерных диодов партии KP1439-2.

резонатора лазерных диодов, изготовленных из гетероструктуры партии KP1439-2, представлены на рис. 6. Для сравнения на этом же рисунке приведены данные для лазеров с широким полосковым контактом $W = 100$ мкм, которые были изготовлены из аналогичной гетероструктуры. Пороговая плотность тока при бесконечной длине резонатора составила значения 190 A/cm^2 ($W = 100$ мкм) и 290 A/cm^2 ($W = 4.5$ мкм, партия KP1439-2). Возрастание пороговой плотности тока в мезаполосковых лазерах с узким контактом связано с боковым растеканием тока под мезаполосковым контактом [15].

Важными параметрами для достижения высокой мощности и эффективности работы лазерных диодов являются значения внутреннего квантового выхода стимулированного излучения η_i и внутренних оптических потерь α_i . Они определялись из экспериментальной зависимости обратной дифференциальной квантовой эф-

фективности от длины резонатора лазеров (рис. 7) по известной формуле [21]:

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_{ex}}{\alpha_{ex} + \alpha_i}, \quad (2)$$

где $\alpha_{ex} = 1/L \cdot \ln(1/R)$ — потери на выход лазерного излучения ($R = 0.3$ — коэффициент отражения естественно сколотых зеркал лазерного диода). Определенные таким образом значения составили $\eta_i = 93\text{--}99\%$, $\alpha_i = 5\text{--}7 \text{ см}^{-1}$ для всех исследованных партий гетероструктур. Значения внешней дифференциальной квантовой эффективности в лазерных диодах с длиной резонатора $L = 1\text{--}1.5$ мм составили величины $0.47\text{--}0.57 \text{ Вт/А}$, что является одним из лучших результатов для лазерных диодов в системе InGaAsP/InP.

3. Заключение

Основным требованием обеспечения одномодового режима работы в широком диапазоне токов накачки для лазерных диодов уже с оптимизированным дизайном гетероструктуры является точный выбор значений скачка эффективного показателя преломления Δn_L в плоскости, параллельной $p\text{--}n$ -переходу, между активной и пассивными областями мезаполоска. Любые вариации в значении оптимальной величины Δn_L как в большую, так и в меньшую стороны приводят к существенному ухудшению излучательных характеристик одномодового режима работы лазерного диода. Так, уменьшение Δn_L для диодов с узким мезаполоском ($W < 4.5$ мкм) и слабым продольным волноводом ведет к существенному увеличению пороговой плотности тока, в частности за счет эффекта растекания [15], и резкому снижению значений максимальных токов накачки, что в свою очередь вызвано срывом генерации. Следствием незначительного повышения величины Δn_L относительно его оптимального значения является то, что сразу за порогом генерации в спектре электролюминесценции лазерного диода появляются дополнительные пики, соответствующие модам высшего порядка.

Таким образом, параметры квантово-размерной InGaAsP/InP-гетероструктуры раздельного ограничения со ступенчатым волноводом, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии, и мезаполосковой конструкцией лазерного диода были определены теоретически и экспериментально с целью достижения высокой выходной мощности при одномодовом режиме работы. В лазерах с шириной мезаполоскового контакта $W = 4.5$ мкм и $\Delta n_L = (6.2\text{--}6.8) \cdot 10^{-3}$ получена выходная непрерывная мощность излучения 185 мВт при одномодовом режиме работы лазерного диода ($\lambda = 1480 \text{ нм}$). При такой мощности увеличение полуширины диаграммы направленности излучения в горизонтальной плоскости составило 1° по сравнению с пороговым значением. Спектр излучения состоял из набора продольных мод с фиксированным расстоянием $\Delta\lambda$, соответствующим

межмодовому расстоянию резонатора Фабри–Перо. Максимальная выходная непрерывная мощность излучения в изготовленных лазерах составила 300 мВт.

Авторы благодарят Н.Ф. Кадашук, Т.Н. Дрокину и Н.А. Рудову за помощь в подготовке образцов лазерных диодов.

Работа частично поддержана грантами межотраслевой научно-технической программы России „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] S. Namiki. IEEE. J. Selected Topics Quant. Electron., **7** (1), 3 (2001).
- [2] T. Namegaya, R. Katsumi, N. Iwai, S. Namiki, A. Kasukawa, Y. Hiratani, T. Kikuta. IEEE J. Quant. Electron., **29** (6), 1924 (1993).
- [3] A. Mathur, M. Fisher, M. Ziari, M. Hagberg, E. Kolev. Electron. Lett., **35** (12), 983 (1999).
- [4] D. Garbuzov, R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfin, A. Tsekoun, S. Todorov, J. Connolly. Optical Fiber Commun. Conf. OSA Techn. Digest Ser. (Optical Society of America, Washington, D.C., 2001) PD18 1–3.
- [5] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.А. Скрытников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34** (7), 886 (2000).
- [6] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, Д.А. Лившиц, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов, Н.А. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (20), 40 (2000).
- [7] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.А. Скрытников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34** (12), 1457 (2000).
- [8] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Н.Ю. Давидюк, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (6), 5 (2000).
- [9] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Ю.В. Ильин, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Е.А. Третьякова, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (7), 57 (2000).
- [10] S.L. Chuang. *Physics of Optoelectronic Devices* (N.Y., John Wiley & Sons, 1995).
- [11] М.А. Иванов, Н.Д. Ильинская, Ю.В. Ильин, Ю.А. Корсакова, А.Ю. Лешко, А.С. Лунев, А.В. Лютецкий, А.В. Мурашова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **21** (3), 70 (1995).
- [12] J.-P. Weber. IEEE J. Quant. Electron., **30** (8), 1801 (1994).
- [13] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25**, 929 (1991).
- [14] A. Komissarov, M. Maiorov, R. Menna, S. Todorov, J. Connolly, D. Garbuzov, V. Khalfin. CLEO'2001, Conf. Proc., CMG1 (2001).
- [15] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **36** (3), 364 (2002).
- [16] Ж.И. Алфёров, М.А. Иванов, Ю.В. Ильин, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **21** (3), 64 (1995).
- [17] N.A. Pikhlin, N.V. Fetisova, E.G. Golikova, A.V. Lyutetskiy, S.O. Slipchenko, I.S. Tarasov. ECOC'01, Conf. Proc., **2**, 166 (2001).
- [18] W.D. Herzog, B.B. Goldberg, M.S. Unlu. IEEE Photon. Technol. Lett., **12** (12), 1604 (2000).
- [19] Gen-Lin Tan, R.S. Mand, J.M. Xu. IEEE J. Quant. Electron., **33** (8), 1384 (1997).
- [20] R. Gordon, J. Xu. IEEE. J. Quant. Electron., **35** (12), 1904 (1999).
- [21] X. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981).

Редактор Л.В. Беляков

High power single lateral mode ($\lambda = 1.3–1.6 \mu\text{m}$) laser diodes based on quantum well InGaAsP/InP heterostructures

A.Yu. Leshko, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhlin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, N.V. Fetisova, E.G. Golikova*, Yu.A. Ryaboshtan*, I.S. Tarasov

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

* Sigm Plus Co,
117342 Moscow, Russia

Abstract Opportunities of achievement of the maximal optical output power in single lateral mode regime for mesa stripe laser diodes fabricated on the basis of InGaAsP/InP independent separation quantum well heterostructures are experimentally and analytically investigated.

It is shown, that the basic requirement of maintenance of single lateral mode operation in a wide range of the pump currents for laser diodes is exact choice of the effective refractive index increment in the plane parallel to $p-n$ junction.

InGaAsP/InP separate confinement quantum well heterostructure with a step-wise waveguide having threshold current density of 180 A/cm^2 and internal quantum efficiency of stimulated emission of 93–99% has been obtained by MOCVD method.

Optimization of mesa stripe construction design of the laser diode for the InGaAsP/InP heterostructure is carried out with the purpose to achieve the maximal optical output power in the single lateral mode regime.

Optical continuous wave output power of 185 mW is attained in a laser diode with the mesa stripe width $W = 4.5 \mu\text{m}$ ($\lambda = 1.48 \mu\text{m}$). The maximal continuous wave output power was as high as 300 mW. Full width at half maximum of lateral far-field pattern has increased by 1° in relation to the threshold value.