

Яркость и филаментация оптического потока мощных квантоворазмерных $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ -лазеров, работающих в непрерывном режиме

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, А.А.Стратонников, В.П.Коняев

Исследованы картины ближнего и дальнего полей образцов мощных (свыше 2 Вт в непрерывном режиме) квантоворазмерных гетеролазеров на основе $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. Максимальная яркость излучения составила $1.7 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{ср}$. Показано, что филаментация излучения проявляется уже при 10–20%-ном превышении порога лазерной генерации. Период филаментации уменьшается от 50 до 10 мкм с увеличением тока накачки практически от порога лазерной генерации до 20%-ного его превышения. Филаментация приводит к 10-кратному снижению яркости излучения образцов по сравнению с теоретически достижимой.

Ключевые слова: квантоворазмерный лазер, яркость, филаментация.

Введение

В настоящее время существует большой интерес к полупроводниковым лазерам с мощностью свыше 1 Вт в связи с возможностью их использования для целого ряда применений. Одними из наиболее перспективных в этом плане являются мощные квантоворазмерные лазеры на основе $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -гетероструктур, важнейший параметр которых – расходимость излучения. В ранних работах, посвященных исследованиям AlGaAs -гетеролазеров, показано, что этот параметр может существенно превышать дифракционный предел. Главная причина этого обусловлена появлением поперечной неустойчивости оптического потока [3–5], приводящей к поперечной пространственно-периодической модуляции его интенсивности, или, другими словами, к появлению нитевидной структуры [6] – филаментации.

К настоящему времени установлено [3–5], что физической причиной филаментации является оптическая нелинейность вследствие зависимости показателя преломления активной полупроводниковой среды от концентрации неравновесных носителей. Для подавления указанной поперечной неустойчивости предложен и реализован ряд конструкций мощных полупроводниковых лазеров (см., напр., [7–9]). В таких лазерах удалось повысить порог филаментации, в результате чего получена выходная мощность порядка 1 Вт с расходимостью пучка, близкой к дифракционному пределу в обоих поперечных направлениях.

Порог возникновения и поведение филаментов зависят от параметров среды, характеризующих оптическую нелинейность, в частности от электронной структуры ее спектра, а также от волноводной конструкции лазера. Поэтому каждая новая конструкция полупроводникового лазера требует специального исследования поведе-

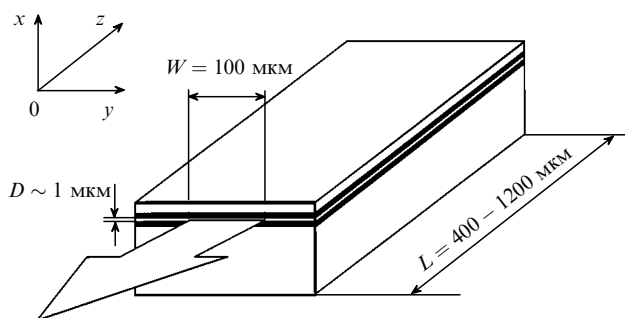


Рис.1. Схематическое изображение лазера (D – эффективный поперечный размер, занятый оптическими потоками).

ния структуры филаментов, которое позволит найти порог филаментации и определить характерные поперечные пространственные гармоники неустойчивости, обладающие максимальным инкрементом нарастания. Ориентируясь на эти гармоники, можно рассматривать способы подавления филаментации и соответственно увеличения яркости излучения лазера.

Цель настоящей работы – исследование филаментации в мощных (более 2 Вт в непрерывном режиме) квантоворазмерных $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -лазерах, работающих при комнатной температуре без принудительного охлаждения.

1. Методика эксперимента

Основное внимание было уделено исследованиям картин ближнего и дальнего полей экспериментальных образцов в горизонтальной (yz) плоскости (рис.1), т. к. именно направление Oy , лежащее в плоскости p – n -перехода, представляет наибольший интерес. Ширина резонатора в этом направлении равна 100 мкм, что на два порядка больше длины волны излучаемого света, и для этого направления резонатор имеет большое число разрешенных поперечных мод с близкими добротностями. Кроме того, в этом направлении происходит нелинейная

самодеформация поперечного распределения оптического потока, приводящая к филаментации. Вследствие этого результирующее поперечное распределение интенсивности и диаграмма направленности излучения в направлении *Oy* позволяют судить о таких характеристиках филаментации, как характерный период ее картины и расходимость излучения в дальней зоне, а также определять важный для практики параметр – яркость.

Яркость в классическом понимании – это световой поток, излучаемый в единицу телесного угла с единичной площади излучающей поверхности:

$$B = \frac{P}{S\Omega}, \tag{1}$$

где *P* – световая мощность; *S* – излучающая площадь; Ω – телесный угол, в который излучается мощность *P*. При расходимостях, близких к дифракционным, такое определение становится приблизительным, и для нашего случая выражение (1) целесообразно представить в виде

$$B = P \frac{1}{D_x \varphi_x} \frac{1}{D_y \varphi_y}, \tag{2}$$

где *D_x*, *D_y* – размеры излучающей поверхности; φ_x , φ_y – угловые расходимости излучения соответственно в плоскостях *xz* и *yz* (рис.1).

Как будет показано ниже, в рассматриваемом лазере имеет место генерация на одной (нулевой) моде в направлении *Ox*. Если *D_x* и φ_x определить как

$$D_x = 0.64 \frac{\int I(x) dx}{I_{\max}(x)}, \quad \varphi_x = 0.64 \frac{\int I(\varphi) d\varphi}{I_{\max}(\varphi)}, \tag{3}$$

где *I(x)* и *I(φ)* – пространственная и угловая зависимости интенсивности излучения в ближней и дальней зонах; *I_{max}(x)* и *I_{max}(φ)* – их максимальные значения; численный коэффициент 0.64 – результат конкретных распределений *I(x)* и *I(φ)* для структур, параметры которых указаны в таблице, то в (2) следует подставить

$$D_x \varphi_x = \lambda, \tag{4}$$

где λ – длина волны излучения в воздухе.

В направлении *Oy* имеет место генерация на нескольких модах. Поскольку мы можем наблюдать только интенсивность, а не амплитуду поля, то мы не знаем точного распределения энергии по модам, поэтому здесь использован «классический» подход к описанию яркости. Размер излучающей поверхности *D_y* был взят равным ширине области накачки, поскольку излучение идет со

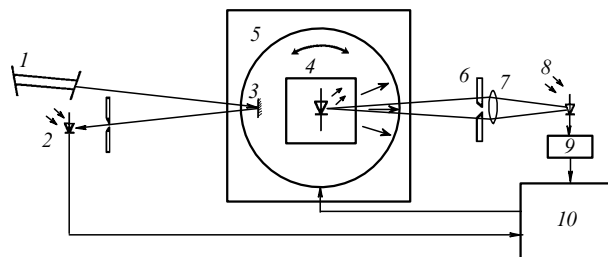


Рис.2. Схема установки для исследования диаграммы направленности лазеров.

всей ширины активной области. Угловая расходимость φ_y определялась из картин дальнего поля *I(φ)* как

$$\varphi_y = \frac{\int I(\varphi) d\varphi}{I_{\max}(\varphi)}. \tag{5}$$

На рис.2 показана схема установки для снятия диаграммы направленности лазеров. Исследуемый образец 4 помещался на поворотный столик 5, вращающийся в горизонтальной плоскости с помощью шагового двигателя, управляемого компьютером 10. Излучение лазера попадало на вертикально расположенную щель 6, затем с помощью линзы 7 фокусировалось (в вертикальном направлении) на измерительный фотодиод 8, работающий в фотодиодном режиме. Полученный сигнал с помощью АЦП 9 подавался на компьютер.

Такая система обеспечивала сканирование диаграммы направленности при вращении поворотного столика с образцом. Начальное положение столика определялось с помощью реперной системы, состоящей из реперного лазера 1, глухого зеркала 3 и реперного датчика (фотодиода) 2. При регистрации диаграммы направленности эта установка обеспечивала угловое разрешение не хуже 0.5° с привязкой к нулевому углу относительно нормали к грани лазерного диода не хуже 1.5° и дрейфом привязки к нулевому углу не хуже 0.1°.

Картина ближнего поля лазерных диодов изучалась с помощью многоканального оптического анализатора, на фоточувствительную поверхность которого проецировалось изображение выходного зеркала образца. Изображение было увеличено приблизительно в 70 раз с помощью микрообъектива, в фокусе которого находилась поверхность лазерного диода. Данная оптическая система позволяла разрешать детали размером ~ 3 мкм.

Ватт-амперные характеристики образцов снимались в калиброванной фотометрической сфере, в которую помещались лазер и германиевый фотодиод.

Структуры исследуемых лазерных диодов.

Номер слоя	Состав	Показатель преломления	Толщина образца (мкм)		
			образец № 1	образец № 2	образец № 3
1	Al _{0.30} Ga _{0.70} As	3.340	4.8	2.8	3.0
2	Al _{0.26} Ga _{0.74} As	3.365	1.0	0.2	0.3
3	GaAs	3.52	0.0070	0.0070	0.0070
4	In _{0.20} Ga _{0.80} As	3.60	0.0053	0.0053	0.0053
5	GaAs	3.52	0.0100	0.0100	0.0070
6	In _{0.20} Ga _{0.80} As	3.60	0.0053	0.0053	0.0053
7	GaAs	3.52	0.0070	0.0070	0.0070
8	Al _{0.26} Ga _{0.74} As	3.365	1.0	0.2	0.3
9	Al _{0.30} Ga _{0.70} As	3.340	1.6	1.9	1.5
10	GaAs	3.52		подложка	

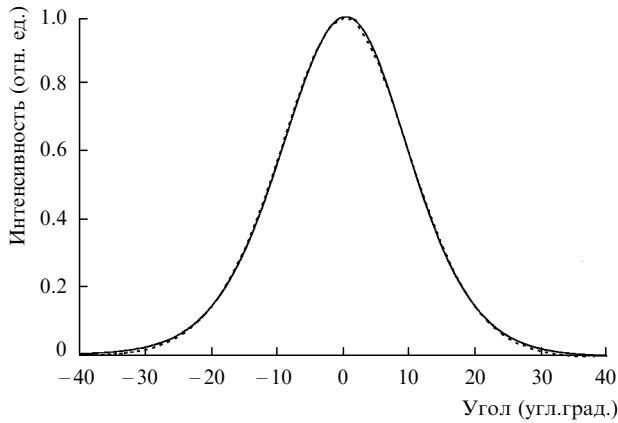


Рис.3. Расчетная (сплошная кривая) и экспериментальная (пунктир) картины дальнего поля в вертикальном направлении (плоскость xz) для образца № 1 при токе накачки 2 А.

Были исследованы образцы, выращенные на основе $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}$ -структур трех типов (таблица). Слои 4 и 6 являются активными, сердцевина волновода в вертикальном направлении формируется слоями 2 и 8, а роль обкладок волновода играют слои 1 и 9.

Полосковый контакт для инжекции тока накачки имел ширину 100 мкм. Одно зеркало резонатора было просветленным (коэффициент отражения $R = 12\%$), другое – высокоотражающим ($R = 97\%$), поэтому выход излучения происходил только в одну сторону. Образцы были припаяны к массивному металлическому корпусу, что обеспечивало эффективный отвод тепла при токах накачки вплоть до 2.5 А без принудительного охлаждения. Длина волны генерации исследованных лазеров находилась вблизи 1050 нм.

На рис.3 показаны картины дальнего поля в вертикальной плоскости для образца № 1: экспериментальная – в лазерном режиме при токе 2 А и расчетная, вычисленная для нулевой моды по данным для этой структуры из таблицы. Поскольку состав выращенной структуры не совпадает абсолютно точно с запроектированным, при расчете была выполнена коррекция показателя преломления волноводных слоев, обеспечившая совпадение расчетной расходимости в дальнем поле с экспериментальной. Полученный результат показывает, что, во-первых, в вертикальном направлении имеет место генерация только на одной (нулевой) моде и, во-вторых, можно использовать соотношение (4), в котором численный коэф-

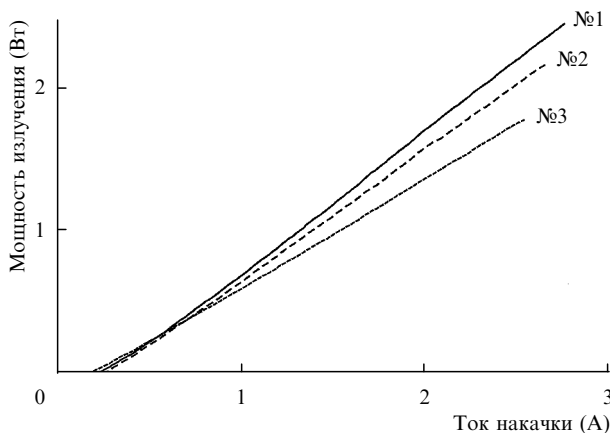


Рис.4. Ватт-амперные характеристики образцов № 1 – 3 в непрерывном режиме генерации.

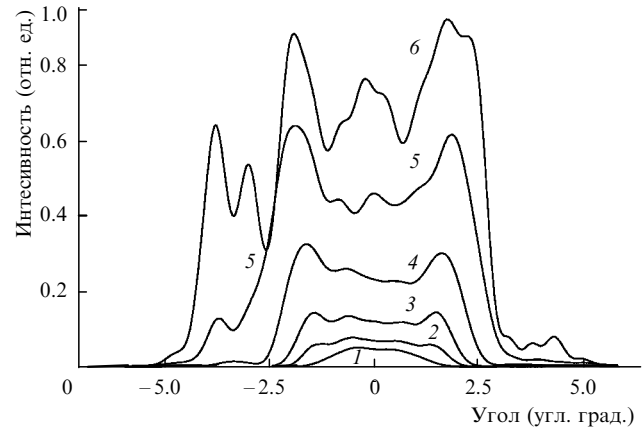


Рис.5. Картины дальнего поля для образца № 1 в горизонтальном направлении (плоскость yz) при токах накачки 285 (1), 310 (2), 350 (3), 450 (4), 700 (5) и 1000 мА (6).

фициент 0.64 найден с учетом конкретных функций распределения интенсивностей $I(x)$ и $I(\varphi)$ в ближней и дальней зонах.

Для получения спектров излучения исследованных образцов излучение лазера фокусировалось на входную щель монохроматора, а на место его выходной щели устанавливался многоканальный оптический анализатор. При этом изображение, образующееся в плоскости выходного зеркала монохроматора, попадало на фоточувствительную плоскость анализатора.

2. Результаты измерений и их обсуждение

На рис.4 приведены ватт-амперные характеристики образцов. Пороговые токи исследованных образцов находятся в диапазоне 250–270 мА, а излучаемые в непрерывном режиме генерации мощности – в районе 2 Вт при токе накачки 2.5 А.

На рис.5 приведены картины дальнего поля в горизонтальном направлении для образца № 1 (пороговый ток около 250 мА). Такие диаграммы направленности являются типичными для рассмотренных образцов. Типичные картины ближнего поля для того же образца (рис.6) показывают изменения распределения интенсивности излучения вдоль выходного зеркала лазера длиной 100 мкм при росте тока. Как видно из картин дальнего и ближнего полей, генерация начинается на основной моде, чему соответствуют расходимость, близкая к дифракционной, и

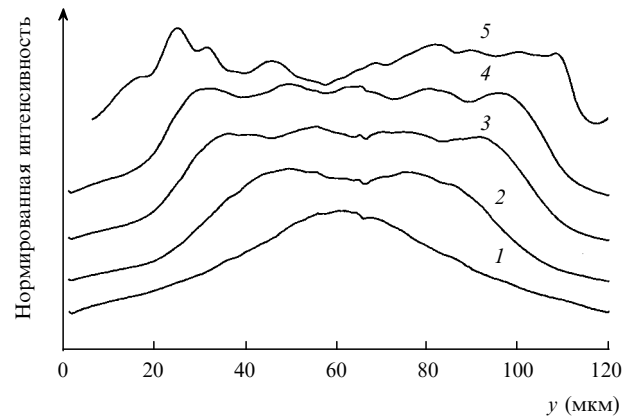


Рис.6. Нормированные на максимум интенсивности картины ближнего поля образца № 1 в горизонтальном направлении при токах накачки 257 (1), 265 (2), 282 (3), 311 (4) и 1000 (5).

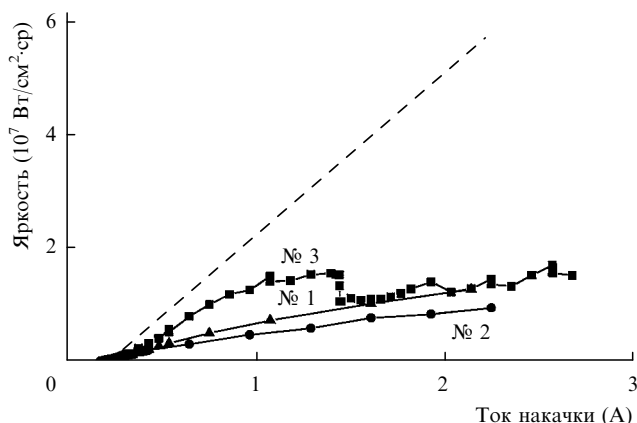


Рис. 7. Зависимости яркости излучения образцов № 1–3 от токов накачки; штриховая линия – яркость, которая могла бы быть получена в отсутствие филаментации.

колоколообразное распределение интенсивности в ближнем поле (кривые 1 на рис. 5 и 6).

Однако при токе свыше 280 мА начинается некая деформация поперечного распределения оптического потока в волноводе, что, в принципе, можно трактовать как возбуждение высших горизонтальных мод. Это проявляется в уширении диаграммы направленности и в изменении ближнего поля. Отметим некую закономерность в наблюдаемой картине деформации оптического потока на выходном зеркале лазера, состоящую в квазипериодической модуляции результирующего поперечного распределения интенсивности, которое возникло вследствие суперпозиции интенсивностей от нескольких горизонтальных мод. При этом в дальнем поле наблюдается образование характерных лепестков при углах порядка 1.5° , соответствующих периоду этой структуры. Это хорошо прослеживается при токах вплоть до 700 мА.

Такое поведение картины ближнего поля не укладывается в обычное представление, рассматривающее возбуждение нескольких поперечных мод. Действительно, суперпозиция интенсивностей от нескольких независимых поперечных мод дает, как правило, сложное и нерегулярное распределение интенсивности. В нашем случае для токов до 320 мА мы имеем квазипериодическое распределение интенсивности потока на выходном зеркале лазера.

Анализ в терминах суперпозиции поперечных мод эффективен, когда поперечная структура отдельной моды сохраняется, а оптическая нелинейность определяет только соотношение их амплитуд. В режиме развитой оптической нелинейности, к которому относится наш случай, поперечный вид каждой отдельной моды испытывает самодеформацию. Такую моду принято называть нелинейной. В этом случае рассмотрение результирующего поперечного распределения амплитуд поля в терминах суперпозиции поперечных мод «линейного» (ниже порога филаментации) резонатора утрачивает свою эффективность. Формально такое распределение можно рассматривать в виде разложения по любому полному набору волн.

В данном случае в качестве такого набора можно рассматривать пространственные гармоники в плоскости yz (рис. 1), т.е. плоские волны. Тогда основная волна представляет собой фундаментальную пространственно-однородную волну, а филаментацию можно характеризовать как возбуждение волн возмущения с определенным

значением поперечной компоненты волнового вектора или определенным периодом модуляции поперечного распределения результирующей интенсивности.

Из рис. 6 следует, что период филаментов уменьшается с ростом интенсивности от приблизительно 50 мкм (два максимума, кривая 2) до порядка 20 мкм (пять максимумов, кривая 4). Представленные результаты и полученные для других образцов данные свидетельствуют, что период модуляции уменьшается с ростом интенсивности довольно резко. Таким образом, регулярную картину модуляции интенсивности на зеркале лазера можно наблюдать в большинстве случаев только вблизи порога лазерной генерации – так, кривая 4 на рис. 6, на которой можно наблюдать хорошо выраженную филаментацию, соответствует всего 20%-ному превышению порога генерации.

Дальнейшее увеличение тока и, соответственно, интенсивности излучения приводит к возбуждению целого набора волн возмущения с различными поперечными компонентами волнового вектора. В результате этого распределение интенсивности, соответствующее мощности около 1 Вт (кривая 5 на рис. 6), имеет сложный хаотический характер как в ближнем, так и в дальнем поле. Конкретный вид ближнего поля в этих условиях различен для разных образцов лазеров, что, очевидно, связано с самой природой неустойчивости. Ее проявление очень чувствительно к разному рода оптическим особенностям конкретного лазера.

Однако общим свойством неустойчивости для всех исследованных образцов является, во-первых, низкий порог ее возникновения, не более чем на 20% превышающий порог лазерной генерации, и, во-вторых, характерные значения поперечных волновых векторов волн возмущения, которые возбуждаются в первую очередь, т.е. волн, обладающих наибольшим инкрементом нарастания при развитии неустойчивости. Этот пространственный период гармоник, оцененный из данных рис. 5 (кривые 2, 3) и рис. 6 (кривые 2–4), составляет 50–10 мкм, что по порядку величины согласуется со значениями, полученными в [4, 5].

Зависимости яркости излучения от тока накачки для образцов № 1–3 показаны на рис. 7. Из-за развития филаментации яркость меняется сложным образом. Очевидным следствием этого является ее относительно слабый рост по сравнению с «идеальным» случаем, которому соответствует штриховая прямая, рассчитанная в предположении отсутствия филаментации. Немонотонный характер зависимости яркости от тока обусловлен хаотическим перераспределением интенсивности излучения в дальней зоне лазера, что отражается на значении $I_{\max}(\varphi)$, входящем в (5). Из рис. 7 видно, что яркости изученных образцов также нерегулярно меняются с током. Это свидетельствует о том, что различия конструкций волноводов лазеров не приводят к существенным различиям в поведении филаментации. Максимальная яркость излучения составляет $\sim 1.7 \cdot 10^7$ Вт/см²·ср и достигается при токе накачки 2.5 А, что соответствует полной выходной мощности ~ 2 Вт (см. рис. 3).

Спектр излучения исследованных лазеров содержал значительное число продольных мод и, как правило, имел ширину свыше 5 нм. На рис. 8 показан спектр образца № 1 при токе 1.5 А. При таком уровне инжекции возбуждается множество мод с различными как продольными, так и поперечными индексами; к числу пос-

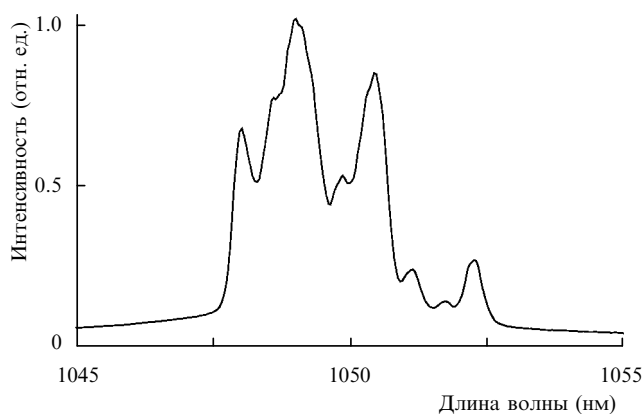


Рис.8. Спектр излучения образца № 1 при токе 1.5 А.

ледних относятся волны возмущения. Эта плотная структура мод не разрешена спектрометром (разрешение ~ 1 нм) и выглядит как сплошной спектр.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые выполнены измерения яркости излучения $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -лазеров с широкой активной областью. Максимальная яркость составила $1.7 \cdot 10^7$ Вт/см²·ср при выходной мощности излучения 2 Вт. Показано, что филаментация в исследованных квантоворазмерных лазерах появляется уже при 10–20%-ном превышении порога генерации, что соответствует плотности оптической мощности $\sim 3 \cdot 10^5$ Вт/см². Указанные значения близки к тем, которые характеризуют филаментацию в AlGaAs -гетеролазерах. Косвенным образом этот вывод подтверждает результаты работы [10], согласно которым для структур с аналогичной активной средой α -фактор составляет 2–9, что соответствует низкому порогу филаментации, найденному в настоящей работе.

Обнаружено, что период филаментации уменьшается при возрастании выходной мощности от 50 мкм непосредственно над порогом генерации до ~ 10 мкм в режиме развитой филаментации при больших токах. Это означает, что для подавления филаментации в лазерах данной конструкции с помощью, например, α -DFB структуры [9] необходимо использовать такие параметры решетки,

при которых обеспечивается эффективное подавление пространственных гармоник волн возмущения с периодом порядка 10 мкм и выше.

В соответствии с предыдущими работами [1–5] можно констатировать, что в исследованных образцах яркость оптического потока выходного излучения ограничивается в первую очередь филаментацией. Достигнутая яркость, как правило, примерно в 10 раз меньше расчетного значения, которого можно было бы ожидать в отсутствие филаментации. Таким образом, имеется значительный резерв повышения яркости излучения лазеров этого типа.

Работа выполнена в рамках межотраслевой научно-технической программы «Физика твердотельных наноструктур» с частичной поддержкой программы «Интеграция», проекта УНЦ «Фундаментальная оптоэлектроника квантоворазмерных полупроводниковых структур» и проекта «Фундаментальная оптика и спектроскопия».

1. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **5**, 603 (1978).
2. Tamburrini M., Goldberg L., Mehuys D. *Appl.Phys.Letts*, **60**, 1292 (1992).
3. Paxton A.H., Dente G.C. *J.Appl.Phys.*, **70**, 2921 (1991).
4. Bogatov A.P. *Proc. SPIE*, **2399**, 456 (1995).
5. Lang R.J., Mehuys D., Welch D.F., Goldberg L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **30**, 685 (1994).
6. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
7. Parke R., Welch D.F., Hardy A., Lang R., Mehuys D., O'Brien S., Dzurko K., Scifres D. *IEEE Phot.Technol.Letts*, **5**, 297 (1993).
8. Guel-Sandoval S. et al. *Appl.Phys.Letts*, **66**, 2048 (1995).
9. Dzurko K.M., Lang R.J., Scifres D.R., Hardy A. *Proc.LEOS'95* (San-Francisco, 1995, v.2, p.400).
10. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Кояев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 315 (2000).

A.P.Bogatov, A.E.Drakin, A.A.Strattonnikov, V.P.Konyaev. Brightness and filamentation of an optical beam from powerful cw quantum-well $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}/\text{GaAs}$ lasers.

The near- and far-field patterns are studied for powerful (above 2 W output cw power) quantum-well heterojunction $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ lasers. The maximum radiation brightness was 1.7×10^7 W/cm²·st. It is shown the radiation filamentation is already observed 10–20% above the lasing threshold. The filamentation period decreases from 50 to 10 μm with increasing pumping current almost from the lasing threshold to the 20% excess over the threshold. The filamentation results in the tenfold decrease in the radiation brightness of lasers compared to the theoretical value.