

Пространственное распределение излучения в дальней зоне мезаполосковых лазеров на основе InAsSb/InAsSbP в зависимости от тока

© Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 4 августа 1997 г. Принята к печати 15 сентября 1997 г.)

Исследована диаграмма направленности в дальней зоне диодных мезаполосковых лазеров с шириной полоска 10 мкм в зависимости от тока. Диаграмма направленности в плоскости $p-n$ -перехода содержит одну продольную моду, ширина которой зависит от тока. Показано сравнением теоретически рассчитанных и экспериментально измеренных пространственных мод, что эта зависимость определяется изменением с током распределений интенсивности светового потока и концентрации свободных носителей по ширине полоска. В том случае, когда они близки к равномерным, наблюдается максимально узкая пространственная продольная мода и одномодовый спектр излучения.

1. В настоящее время большое внимание уделяется исследованию перестраиваемых током лазеров, так как они являются ключевыми элементами диодно-лазерной спектроскопии. Перестройка током длины волны излучения сопровождается изменением с током пространственного распределения излучения. Исследование токовой зависимости пространственного распределения излучения важно как для понимания физики процессов перестройки лазеров, так и для применения лазеров в диодной спектроскопии.

Данная работа является продолжением начатых нами работ по исследованию перестройки током [1,2] и пространственного распределения [3] излучения лазеров на основе InAsSb/InAsSbP, работающих в спектральном диапазоне $3.0 \div 3.9$ мкм. В работе [3] исследовались пространственные моды этих лазеров в зависимости от их геометрических размеров. Цель настоящей работы — исследование изменения пространственного распределения излучения перестраиваемых по частоте диодных лазеров от величины тока.

2. Лазеры на основе гетероструктур $N\text{-InAs}_{0.52}\text{Sb}_{0.18}\text{P}_{0.30}/n\text{-InAs}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}/P\text{-InAs}_{0.52}\text{Sb}_{0.18}\text{P}_{0.30}$ получены методом жидкофазной эпитаксии. Активная область имела толщину ~ 1 мкм, толщины широкозонных эмиттеров составляли ~ 3 мкм. Активная область специально не легировалась, и концентрация электронов в ней составляла $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Слой $N\text{-InAsSbP}$ был легирован Sn до концентрации электронов $(2 \div 5) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $P\text{-InAsSbP}$ легирован Zn до концентрации дырок $\sim 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

На выращенных структурах с использованием стандартной фотолитографии формировались мезаполоски шириной ~ 10 мкм, поскольку в подобных лазерах с шириной полоска $13 \div 14$ мкм наблюдалась только одна продольная пространственная мода [3]. Резонаторы длиной $225 \div 300$ мкм были получены с помощью скальвания.

Исследования излучения лазеров проводились в квази-непрерывном режиме при питании их прямоугольными импульсами тока типа меандр с частотой следования 80 Гц, при температуре жидкого азота.

3. Диаграмма направленности, интенсивность интегрального излучения и спектры излучения лазеров измерялись в интервале токов от порогового (I_{th}) до $I \approx 5 I_{th}$. Пороговый ток у лучших лазеров имел величину ~ 12 мА, плотность порогового тока $I_{th} \approx 530$ А/см 2 при 77 К.

В зависимости от тока измерялась полуширина диаграммы направленности $\Delta\theta$ (рис. 1, а) (ширина диаграммы направленности на половине высоты максимальной интегральной интенсивности). Измерения проводились в плоскости $p-n$ -перехода (кривая 1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода (кривая 2). В плоскости $p-n$ -перехода при $I < I_{th}$ происходит быстрое уменьшение $\Delta\theta$ от 50 до 20°. При токах выше порогового $\Delta\theta$ продолжает уменьшаться и в интервале токов, соответствующих $(2.0 \div 2.5) I_{th}$ достигает своей минимальной величины $\sim 17^\circ$. С дальнейшим увеличением тока $\Delta\theta$ в плоскости $p-n$ -перехода увеличивается и достигает при $I/I_{th} \approx 4$ снова 20°, а затем сильно увеличивается до 40° при $I/I_{th} \approx 5$. В плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, при $I < I_{th}$ $\Delta\theta$ возрастает с током от 40 до 46°. В интервале токов от I_{th} до $3.4 I_{th}$ величина $\Delta\theta$ остается неизменной и приблизительно равна 45°, при дальнейшем возрастании тока $\Delta\theta$ уменьшается до величины $\sim 36^\circ$.

Зависимость интегральной интенсивности F_Σ от тока (рис. 1, б) до токов меньше $I = 2.5 I_{th}$ имеет вид, характерный для полупроводниковых диодных лазеров, но при больших токах эта зависимость из линейной превращается в сублинейную. При токах $(3.5 \div 4.5) I_{th}$ на зависимости наблюдается полочка. При дальнейшем увеличении тока интегральная интенсивность опять начинает расти с током.

Исследуемый лазер излучает на длине волны ~ 3.3 мкм. В интервале токов от $1.25 I_{th}$ до $3.8 I_{th}$ в спектре излучения преобладает одна и та же мода. Однако ее интенсивность F_{max} по отношению к сумме интенсивностей всех мод $\sum F_i$ с ростом тока от $1.25 I_{th}$ до $2 I_{th}$ увеличивается от 0.5 до 0.98, а затем с ростом тока до $3.8 I_{th}$ уменьшается до 0.45.

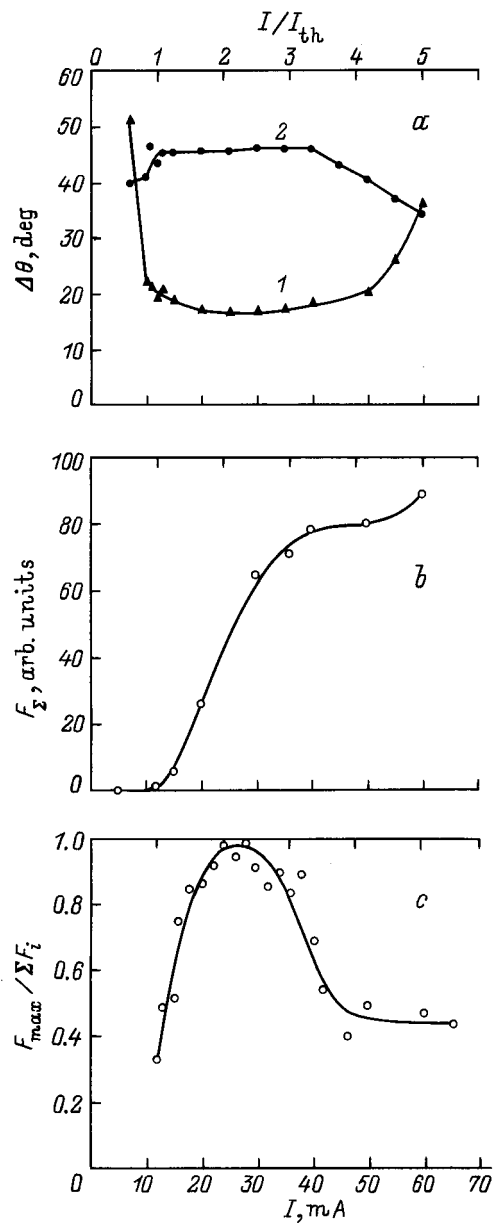


Рис. 1. Зависимость от тока ширины диаграммы направленности на половине высоты максимальной интенсивности $\Delta\theta$ (а) в плоскости p - n -перехода (1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (2), интенсивности интегрального излучения F_{Σ} (b) и зависимости отношения интенсивности максимальной моды в спектре к сумме интенсивностей всех мод $F_{max} / \sum F_i$ (c) для лазера V12192-1.

4. Обсудим полученные результаты.

При токах $I < I_{th}$ сужение диаграммы направленности определяется увеличением с током доли стимулированного излучения. Для анализа экспериментально полученных диаграмм направленности в плоскости p - n -перехода при $I > I_{th}$ нами сравнивались эти диаграммы с теоретически рассчитанными аналогично тому, как это было проведено в работе [3]. На рис. 2, а, b, c представлены штриховыми и штрихпунктирными лини-

ями теоретические зависимости распределения интенсивности интегрального излучения F_{Σ} от угла θ между направлением регистрации и нормалью к плоскости резонатора, а сплошными линиями — измеренные диаграммы направленности.

Теоретическая кривая (штриховая на рис. 2, а) соответствует расчету при косинусном распределении амплитуды вектора \mathbf{E} электромагнитной волны на выходном зеркале резонатора (см. вставку на рис. 2, а). Расчет проводился по упрощенной формуле

$$F(\theta) \sim \left[\frac{\cos \alpha}{1 - (2\alpha/\pi)^2} \right]^2; \quad \alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения, b — ширина резонатора. Кривая рассчитана для $b = 10$ мкм, что соответствует ширине мезаполоска. Как видно, измеренная диаграмма направленности, снятая при токе $1.1 I_{th}$, хорошо соответствует этой теоретической кривой. Следовательно, диаграмма направленности при токе $1.1 I_{th}$ соответствует одной продольной моде с косинусным распределением амплитуды вектора \mathbf{E} электромагнитной волны по ширине полоска, что связано с постоянством коэффициента преломления по ширине полоска при токах, мало превышающих пороговый.

Поскольку при токах $(2.0 \div 2.5) I_{th}$ происходит максимальное сужение диаграммы направленности (рис. 1, кривая 1), световой поток максимально расширен. В этом случае распределение амплитуды вектора \mathbf{E} электромагнитной волны по ширине полоска — не косинусное. Распределение может приближаться к равномерному вследствие того, что роль поверхностной рекомбинации на крае полоска уменьшается с увеличением тока, а плотность инжекции на краях полоска увеличивается сильнее, чем в середине.

Теоретическая кривая (штриховая на рис. 2, b) для равномерного распределения амплитуды вектора \mathbf{E} (см. вставку на рис. 2, b) рассчитывалась по формуле

$$I(\theta) \approx \left[\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right]^2 \quad (2)$$

при ширине полоска $b = 10$ мкм.

Экспериментальная диаграмма направленности, измеренная при токе $I = 2.5 I_{th}$, хорошо соответствует этой теоретической кривой, что, вероятно, подтверждает приближение к равномерному распределению светового потока при токах, когда происходит максимальное сужение диаграммы направленности.

С дальнейшим увеличением тока диаграмма направленности расширяется (рис. 1, кривая 1), что может происходить вследствие сужения светового потока из-за появления бокового оптического ограничения, вызванного повышением концентрации неравновесных носителей на краях полоска и снижением ее в середине полоска. При токах больше $2.5 I_{th}$ потери на поверхностную рекомбинацию становятся незначительными по сравнению с величиной тока и ими можно пренебречь. С другой

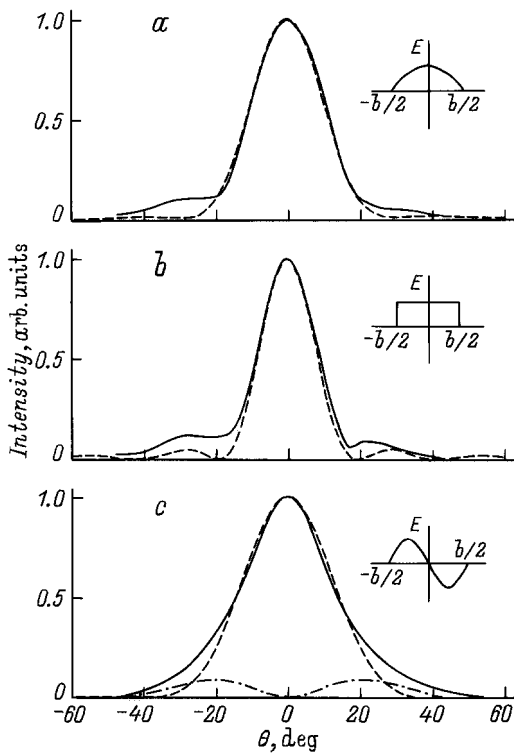


Рис. 2. Зависимости интенсивности интегрального излучения от угла θ между направлением регистрации и нормалью к плоскости резонатора. Пунктирными и штрихпунктирными линиями представлены теоретические зависимости, сплошными линиями измеренные диаграммы направленности для лазера V12192-1. На вставках показано распределение по ширине полоска b амплитуды вектора \mathbf{E} электромагнитной волны на выходном зеркале резонатора. Теоретические кривые продольной моды (штриховая линия) рассчитаны для ширин полосков, мкм: $a - 10$, $b - 10$, $c - 7.9$. Экспериментальные кривые (сплошные линии) измерены при токах: $a - 1.1 I_{th}$, $b - 2.5 I_{th}$, $c - 4.6 I_{th}$. c : штрихпунктирной линией представлена теоретическая кривая интенсивности поперечной моды при $b = 7.9$ мкм.

стороны, с увеличением тока концентрация носителей может возрасти у краев полоска и уменьшиться в его середине, поскольку скорость вынужденной рекомбинации в центре выше, а у краев, где $\mathbf{E} \rightarrow 0$, меньше. Увеличение концентрации носителей приводит к уменьшению показателя преломления [4,5]. Если показатель преломления у краев полоска уменьшается больше, чем на $(\lambda/2b)^2$, то образуется боковое оптическое ограничение в пределах полоска, сужающее световой поток в плоскости $p-n$ -перехода. Уменьшение показателя преломления при больших токах подтверждается и зависимостью от тока диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода. В этой области ширина диаграммы направленности определяется потерями на дифракцию на щели, поскольку ширина светового потока совпадает с толщиной активной области, т.е. имеет величину порядка 1 мкм. В этой области сужение диаграммы направленности происходит при расширении светового

потока, что наблюдается при больших токах, $I > 3.5 I_{th}$ (рис. 1, кривая 2). В плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, уменьшение показателя преломления с увеличением тока ухудшает оптическое ограничение, и световой поток проникает в широкозонные области, увеличивая потери за счет поглощения на свободных носителях в этих областях. Это приводит к ослаблению зависимости от тока интегральной интенсивности при $I > 3.5 I_{th}$ (рис. 1, b).

Нами была сделана попытка определить сужение светового потока в плоскости $p-n$ -перехода при больших токах за счет появления бокового оптического ограничения. Оказалось, что при токе $I = 4.6 I_{th}$ экспериментальные точки совпадают с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (1) при значении $b = 7.9$ мкм. Это означает, что при $I = 4.6 I_{th}$ световой поток сужается в плоскости $p-n$ -перехода приблизительно на 2 мкм. Кроме того, при этом токе диаграмма направленности у основания несколько расширена по сравнению с соответствующей косинусному распределению, что, вероятно, обусловлено появлением слабой поперечной моды первой гармоники, связанной с антисимметричным распределением светового потока по ширине полоска, показанным на вставке к рис. 2, c . Теоретическая кривая для этой моды (штрихпунктирная на рис. 2, c) рассчитана для значения ширины светового потока $b = 7.9$ мкм по формуле

$$F(\theta) \sim \left[\frac{\sin \alpha}{1 - (\alpha/\pi)^2} \right]^2. \quad (3)$$

Доля этого излучения не превышает 6%.

Рассмотрим изменение с током модового состава излучения (рис. 1, c). В этой зависимости особый интерес представляет тот факт, что в интервале токов $I = (2.0 \div 2.5) I_{th}$, где происходит максимальное сужение продольной моды в плоскости $p-n$ -перехода (рис. 1, a , кривая 1), и, как показано сравнением с теоретически рассчитанной модой, имеется равномерное распределение амплитуды вектора \mathbf{E} по ширине полоска, в спектре излучения наблюдается максимально одномодовый режим (рис. 1, c). Это может обуславливаться тем, что при равномерном распределении амплитуды вектора \mathbf{E} усиление тоже распределено равномерно, и условия генерации создаются только для одной спектральной моды, находящейся в максимуме спектра усиления. Режим оказывается одномодовым.

При больших и меньших токах из-за того, что вектор \mathbf{E} имеет максимум в середине полоска, концентрация носителей здесь оказывается пониженной и недостаточной для генерации излучения, а достаточной только для стимуляции. В режиме стимуляции возникают и усиливаются многие спектральные моды вблизи вершины спектра усиления. Из-за дифракционной расходимости поток этого излучения распространяется по всей ширине полоска, усиливается в местах с большей концентрацией носителей заряда и по мощности оказывается соизмеримым с излучением основной моды. Режим становится многомодовым.

Таким образом, исследования зависимости от тока диаграммы направленности излучения диодных мезаполосковых лазеров с малой шириной полоска (10 мкм) показали, что в плоскости $p-n$ -перехода пространственное распределение излучения лазеров представляет собой одну продольную моду с полушириной, изменяющейся с увеличением тока. В начале, при токах вблизи порогового, ее ширина уменьшается, достигая своей предельно малой величины при $I = (2.0 \div 2.5) I_{th}$, затем начинает увеличиваться. Эта зависимость полуширины диаграммы направленности от тока связана с изменением с током распределения по ширине полоска концентрации носителей и светового потока. При токах вблизи порогового распределение светового потока косинусное, в интервале токов $(2.0 \div 2.5) I_{th}$ распределение становится почти равномерным, при больших токах вследствие того, что концентрация носителей на краях полоска выше, чем в середине, появляется боковое оптическое ограничение, приводящее к сужению светового потока, распределение светового потока по ширине полоска опять становится косинусным. При токах, когда направленность излучения максимальна, спектр излучения максимально одномодовый, что объясняется близким к равномерному распределению усиления по ширине полоска.

Работа была поддержана частично грантом Министерства Науки РФ по программе "Оптика и лазерная физика" и частично контрактом INCO-Corpernicus № PL 965093.

Список литературы

- [1] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанова, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **22**, 7 (1996).
- [2] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, в печати (1998).
- [3] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **19**, 30 (1993).
- [4] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).
- [5] P.P. Paskov. Sol. St. Commun., **82**, 739 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Spatial distribution of the InAsSb/InAsSbP mesa stripe laser radiation in a distant zone as a function of current

T.N. Danilova, A.P. Danilova, O.G. Ershov,
A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract A radiation directional pattern peculiar to diode lasers with a narrow mesa stripe ($\sim 10 \mu\text{m}$) has been investigated as a function of current. The directional pattern in the plane of $p-n$ junction consists of one longitudinal mode with the width depending on the current. Comparing theoretically calculated and experimentally measured spatial modes, we have shown that this dependence is conditioned by changes of the distribution of the light stream intensity and the carrier concentration upon the stripe width with current. In case they are close to the uniform, the space longitudinal mode is the narrowest and we observe single mode spectra of radiation.

Fax: (812)247 0006

E-mail: yak@iroptl.ioffe.rssi.ru