

# Пространственные колебания потока излучения в полосковых лазерах на основе гетеропереходов InAsSb/InAsSbP

© А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 8 февраля 1999 г. Принята к печати 15 февраля 1999 г.)

В диодных лазерах на основе гетеропереходов InAsSb/InAsSbP, излучающих на длине волны около 3.3 мкм, обнаружены аномально узкие диаграммы направленности излучения в плоскости  $p-n$ -перехода с одним и двумя лепестками. На основании новых представлений о процессах генерации лазерного излучения получены теоретические распределения излучения в ближнем и дальнем полях при генерации в лазере двух потоков излучения, колеблющихся поперек полоска. Однолепестковая диаграмма направленности получена в случае генерации синфазных потоков, двухлепестковая — противофазных. Установлено соответствие теории эксперименту.

Пространственное распределение лазерного излучения в гетероструктурах и его изменение являются существенными для понимания физических процессов и модуляционных явлений.

## 1. Введение

Обычно пространственное распределение излучения в полосковых гетеролазерах формировалось за счет резкого уменьшения коэффициента преломления на краях полоска [1]. При этом теоретически оно описывалось волновыми функциями, соответствующими прямоугольным потенциальным ямам. Елисеев и Богатов показали, что зависимость коэффициента преломления от интенсивности излучения приводит к самофокусировке потока излучения вследствие оптического самоограничения потока [2,3]. Мы наблюдали самофокусировку излучения в лазерах на основе гетеропереходов InAsSb/InAsSbP, сопровождавшуюся изменением длины волны излучения [4]. Нами было показано, что увеличение плотности потока инжекции к краям полоска в таких лазерах приводит к зависимости длины волны излучения от тока, обусловленной формированием волновода с диэлектрической проницаемостью, квадратично зависящей от координаты [5]. Такая зависимость диэлектрической проницаемости от координаты в волноводе узкозонных лазеров требует нового подхода к формированию лазерного потока и исследованию распределения излучения в ближнем и дальнем поле.

В данной работе ставилась задача создания лазеров с различным распределением световых потоков по ширине полоска, исследования диаграмм направленности излучения и выяснения поведения потоков излучения в лазерах с различной шириной полоска.

## 2. Объекты исследования

Лазерные гетероструктуры  $P\text{-InAs}_{0.48}\text{Sb}_{0.17}\text{P}_{0.35}/n\text{-InAs}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}/N\text{-InAs}_{0.48}\text{Sb}_{0.17}\text{P}_{0.35}$  (рис. 1) выращивались на подложках  $p\text{-InAs}$  толщиной  $h = 300$  мкм с

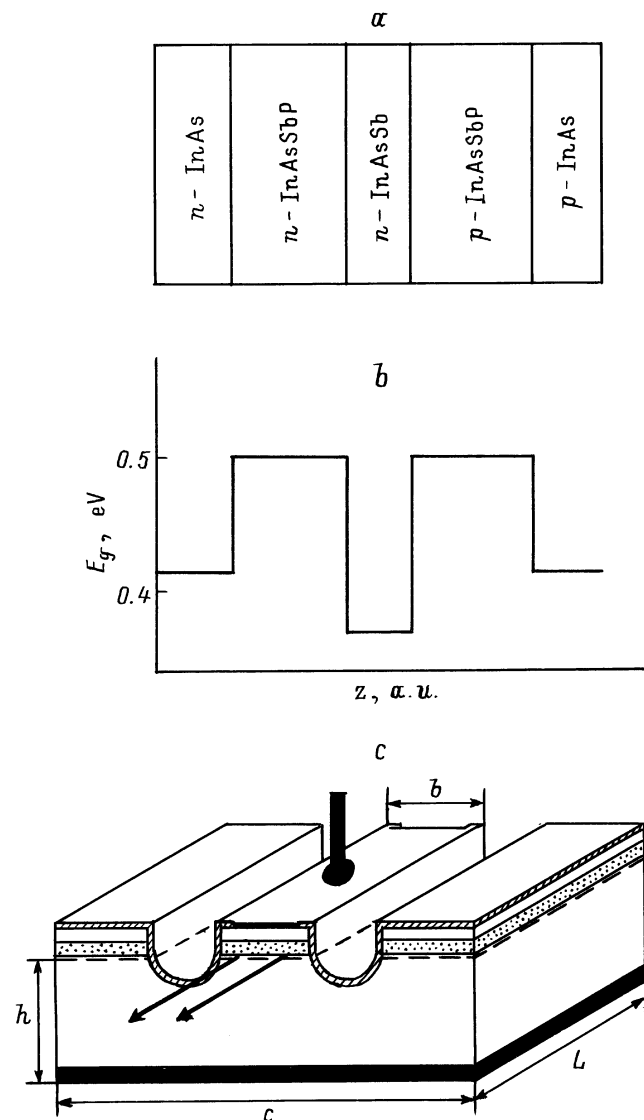
концентрацией дырок  $5 \div 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Толщина узкозонной активной области лазера составляла  $1 \div 3$  мкм, а толщина широкозонных эмиттеров  $\sim 3$  мкм. Активная область специально не легировалась, концентрация электронов в ней составляла  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Слой  $N\text{-InAsSbP}$  легировался Sn до концентрации электронов  $n \sim 2 \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , слой  $P\text{-InAsSbP-Zn}$  до концентрации дырок  $p \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Подложка сошлифовывалась до толщины 100 мкм. На полученных структурах методом фотолитографии формировались мезаполоски шириной 10 и 18 мкм. Методом скальвания получались резонаторы Фабри–Перо длиной 200–400 мкм. Ширина лазерной структуры в области подложки составляла 500 мкм.

В лазерах с шириной полоска 10 мкм ожидалась преимущественная генерация продольной пространственной моды, а при ширине полоска 18 мкм предполагалась генерация первой поперечной моды, как это следовало из наших работ [6,7]. Из-за большой разницы по ширине подложки и полоска получалась повышенная плотность инжекции на краях полоска по сравнению с его серединой [5].

Исследования проводились при температуре жидкого азота при питании лазеров прямоугольными импульсами тока со скважностью 2 (типа "меандр") и частотой следования 80 Гц. Исследовались спектры и диаграммы направленности излучения в интервале токов от 1 до 3 пороговых значений.

## 3. Экспериментальные результаты

Диаграмма направленности лазеров с шириной полоска 10 мкм (рис. 2) при небольшом превышении тока  $I$  над пороговым значением  $I_{\text{th}} (I \approx 1.05 \cdot I_{\text{th}})$  имеет форму, характерную для косинусоидального распределения амплитуды электромагнитной волны на выходном зеркале резонатора. Ширина диаграммы на половине интенсивности (полуширина) составляла  $\Delta\Theta_{0.5} = 22^\circ$ . С увеличением тока  $\Delta\Theta_{0.5}$  сначала уменьшается до  $\sim 17^\circ$  при  $I \approx 2 \div 2.5I_{\text{th}}$ ,



**Рис. 1.** Структура исследуемого диодного лазера: *a* — схема расположения эпитаксиальных слоев; *b* — послойный профиль ширины запрещенной зоны; *c* — схема конструкции мезаполоскового диодного лазера.

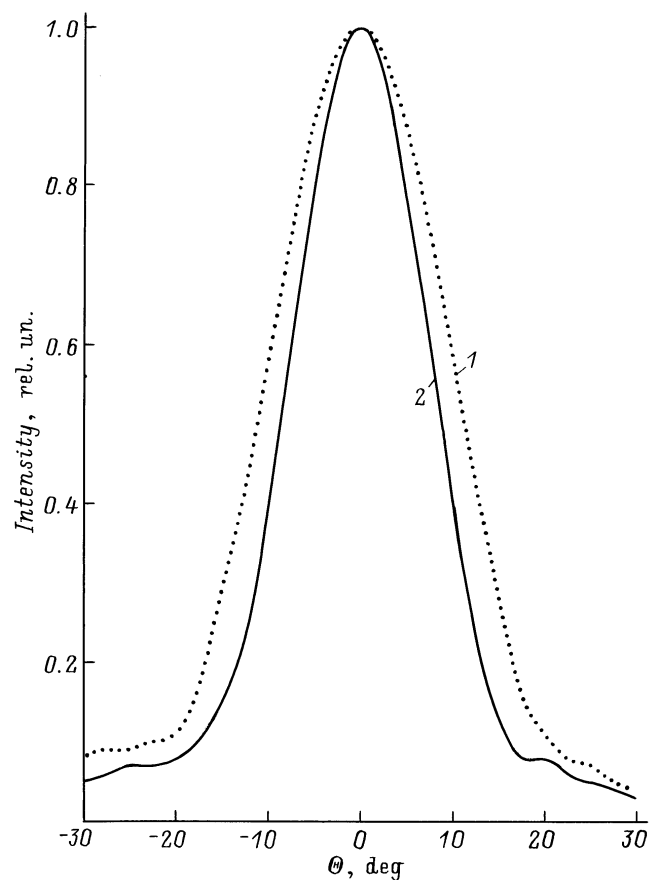
а затем снова слегка увеличивается до  $18 \div 19^\circ$  при  $I \approx 3I_{th}$ . Минимальная полуширина диаграммы направленности, как уже нами отмечалось в работе [6], соответствует равномерному распределению электрического поля световой волны на зеркале резонатора.

Диаграмма направленности излучения лазеров с шириной полоска 18 мкм (рис. 3) при тех же превышениях токов над пороговым имела два максимума, угловое расстояние между которыми составляет  $\sim 11^\circ$ , тогда как в случае преобладания первой поперечной пространственной моды, расстояние между максимумами должно было составить  $20^\circ$ . Глубина минимума между пиками уменьшается с увеличением тока, а угловое положение максимумов почти не изменяется.

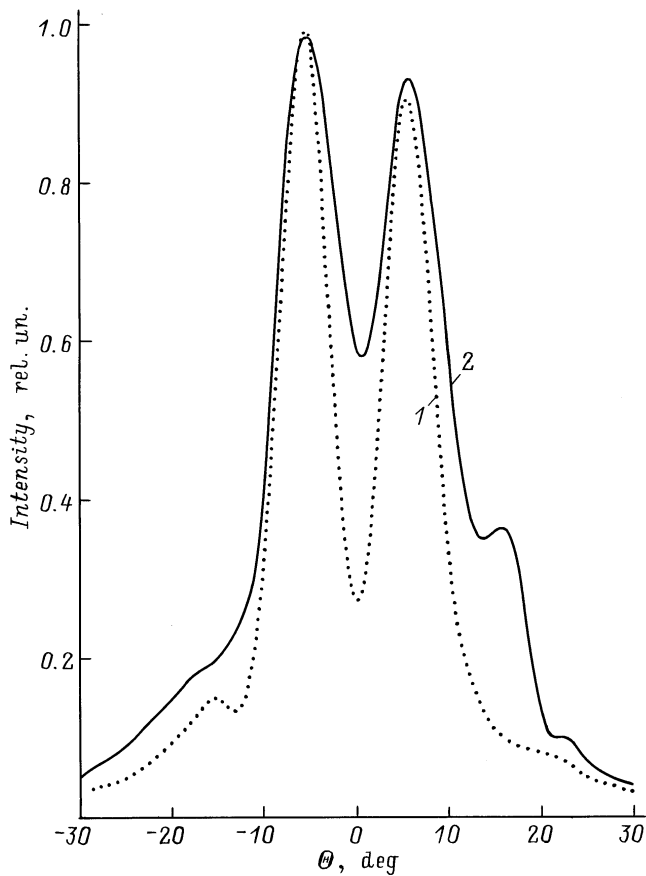
Таким образом, в лазерах с шириной полоска 18 мкм диаграмма направленности представляет два острых пика, угловое расстояние между которыми почти в 2 раза меньше, чем должно быть при наличии первой поперечной моды.

#### 4. Обсуждение экспериментальных результатов

Соответствие полуширины диаграммы направленности лазеров с шириной полоска 10 мкм равномерному распределению амплитуды электрического поля световой волны на зеркале резонатора не говорит о том, что такое распределение действительно реализуется. Оно не может реализоваться, так как амплитуда волны на краю полоска должна быть практически равна нулю из-за большой разницы коэффициентов преломления кристалла и воздуха. Кроме того, амплитуда волны не может изменяться скачком с координатой. Такую полуширину еще могли бы дать параллельные световые потоки, разнесенные на  $\sim 6$  мкм, если бы они были устойчивы. Их пространственная определенность появляется, если они будут колебаться от одно-



**Рис. 2.** Диаграммы направленности излучения лазера V12192 № 1 в плоскости *p-n*-перехода при различных превышениях тока *I* над пороговым значением  $I_{th}$ : 1 — 1.05, 2 — 2.5.



**Рис. 3.** Диаграммы направленности излучения лазера V1109 – 3 № 39 в плоскости  $p$ - $n$ -перехода при различных превышениях тока  $I$  над пороговым значением  $I_{th}$ : 1 — 1.14, 2 — 1.8.

го края полоска к другому, меняясь местами. В работе [5] мы показали, что колебания одного потока излучения в лазере возможны в случае уменьшения диэлектрической проницаемости в направлении от середины полоска к его краям по квадратичному закону. Линейность дифференциального уравнения, описывающего колеблющийся поток, допускает суммирование с ним другого потока с отличающимися амплитудой и фазой.

Надо отметить, что линейное уравнение выведено в [5] из нелинейного при упрощении. Поэтому в реальных лазерах возможны ограничения по количеству спектральных и пространственных мод, связанные с нелинейностью.

В лазерах с шириной полоска 18 мкм угловое расстояние между максимумами в диаграмме направленности, равное  $11^\circ$ , могло бы получиться при наличии противофазных потоков излучения, разнесенных на 17 мкм, если бы такое положение потоков было устойчивым. Но это только мысленный предел. Поэтому возникает проблема рассмотрения колебаний еще и противофазных потоков.

## 5. Диаграмма направленности полоскового гетеролазера при наличии в нем двух пространственно колеблющихся потоков излучения

Ограничимся случаем, когда сопротивление подложки больше, чем дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$ -перехода в лазерном режиме, и меньше, чем в долазерном режиме, и будем считать малым растекание носителей заряда по ширине полоска.

Распределение амплитуды световой волны на зеркале резонатора, зависящее от времени, выразим в соответствии с [5,8] формулой

$$u(\xi, \omega_c t) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \xi^2 + \xi \xi_0 \cos \omega_c t - \frac{1}{2} \xi_0^2 \cos^2 \omega_c t - i \left( \frac{1}{2} \omega_c t + \xi \xi_0 \sin \omega_c t - \frac{1}{4} \xi_0^2 \sin 2\omega_c t \right) \right], \quad (1)$$

где введены следующие обозначения:  $\xi = \alpha y$  — безразмерная координата,  $y$  — координата по ширине резонатора, отсчитываемая от его середины,  $\alpha$  — коэффициент, характеризующий зависимость диэлектрической проницаемости от  $y$ ;

$$\alpha = 2 \left( \frac{\pi}{\lambda b} \right)^{1/2} \left( k \frac{i_0}{i_0 + 1} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

$\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  $b$  — ширина резонатора,  $\xi_0$  — относительное отклонение центра тяжести потока от начала координат,  $k$  — коэффициент, зависящий от отношения ширины подложки  $c$  к ее толщине  $h$  и от распределения интенсивности излучения по ширине полоска,

$$k = \frac{c}{2h} - 1 \quad (3)$$

при однородном распределении интенсивности излучения по ширине полоска;  $i_0 = \frac{J - J_{th}}{J_{th} - J_i}$  — относительная плотность накачки в середине полоска,  $J$  — плотность тока в середине полоска,  $J_i$  и  $J_{th}$  — плотности тока на пороге инверсии и генерации соответственно;  $t$  — время;  $\omega_c$  — круговая частота колебаний потока;

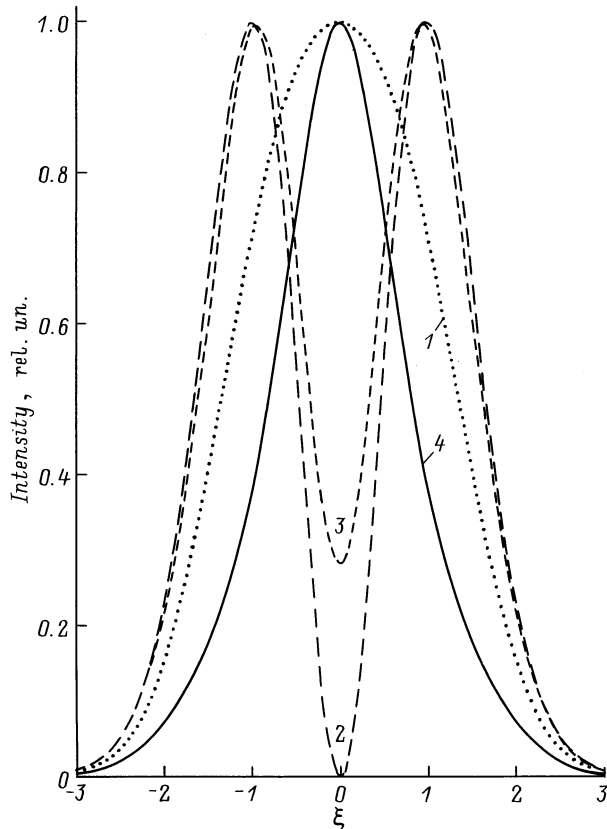
$$\omega_c = \frac{c_0 \alpha^2 \lambda}{\pi}, \quad (4)$$

где  $c_0$  — скорость света.

Распределение интенсивности излучения на зеркале при колеблющемся потоке зависит от времени:

$$|u|^2 \approx \exp \left\{ -(\xi - \xi_0 \cos \omega_c t)^2 \right\}. \quad (5)$$

Для получения усредненного распределения необходимо интегрирование по времени. Если взять два потока, для



**Рис. 4.** Расчетное распределение интенсивности лазерного излучения по ширине полоска. При различных комбинациях пространственно колеблющихся потоков излучения при  $\xi_0 = 1$  и  $\alpha = 0.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\lambda = 3.3 \text{ мкм}$ : 1 — один поток; 2 — два противофазных потока с равными амплитудами; 3 — два противофазных потока с отличающимися в 2 раза амплитудами; 4 — два синфазных потока с одинаковыми амплитудами.

которых  $y_0$  имеет разный знак, то в случае синфазных потоков получим

$$|u^2| \approx \gamma \exp(-\xi^2 - \xi_0^2 \cos^2 \omega_c t) [\text{sh}^2 \varphi + \cos^2 \psi], \quad (6)$$

а в случае противофазных потоков

$$|u^2| \approx \gamma \exp(-\xi^2 - \xi_0^2 \cos^2 \omega_c t) [\text{sh}^2 \varphi + \sin^2 \psi], \quad (7)$$

где  $\gamma$  — отношение амплитуд потоков, и

$$\varphi = \xi \xi_0 \cos \omega_c t - \frac{1}{2} \ln \gamma, \quad \psi = \xi \xi_0 \sin \omega_c t. \quad (8)$$

На рис. 4 приведены усредненные по времени распределения интенсивности излучения (значения параметров  $\xi_0 = 1$  и  $\alpha = 0.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  взяты из работы [5]). Из рисунка видно, что два синфазных потока (кривая 4) дают большую локализацию излучения в середине полоска, чем один поток (кривая 1).

Противофазные потоки (кривые 2 и 3) образуют минимум интенсивности в середине полоска, глубина которого уменьшается при увеличении различия потоков

по амплитуде. Вычисленная по формуле (4) круговая частота колебаний потоков  $\omega_c$  составляет  $1.3 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$ . Характер распределения интенсивности излучения по зеркалу резонатора непосредственно влияет на величину параметра  $k$  и вероятность существования одного или нескольких потоков, разность фаз и соотношения амплитуд в зависимости от ширины полоска и совершенства его границ.

Интервал перестройки лазера по частоте также оказывается связанным с этими условиями.

Диаграмму направленности вычислим приблизительно, пренебрегая конечностью размеров полоска, по формуле

$$|D_u|^2 \sim (1 + \cos \Theta)^2 \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(y, \omega_c t) \exp\left(i \frac{2\pi y}{\lambda} \sin \Theta\right) dy \right|^2, \quad (9)$$

где  $\Theta$  — угол между проекцией направления наблюдения на плоскость активной области и нормалью к зеркалу резонатора в этой плоскости.

Для одного потока излучения получим

$$|D_u|^2 \sim (1 + \cos \Theta)^2 \times \exp \left\{ - \left( \frac{2\pi \sin \Theta}{\lambda \alpha} - \xi_0 \sin \omega_c t \right)^2 \right\}. \quad (10)$$

При наличии двух потоков, для которых  $y_0$  имеет разный знак, в случае синфазных потоков имеем

$$|D_u|^2 \sim (1 + \cos \Theta)^2 \gamma \exp \left\{ - \left( \frac{2\pi \sin \Theta}{\lambda \alpha} \right)^2 - \xi_0^2 \sin^2 \omega_c t \right\} \times [\text{sh}^2 \varphi + \cos^2 \psi], \quad (11)$$

в случае противофазных потоков

$$|D_u|^2 \sim (1 + \cos \Theta)^2 \gamma \exp \left\{ - \left( \frac{2\pi \sin \Theta}{\lambda \alpha} \right)^2 - \xi_0^2 \sin^2 \omega_c t \right\} \times [\text{sh}^2 \varphi + \sin^2 \psi]. \quad (12)$$

Здесь  $\varphi$  и  $\psi$  выражаются формулами

$$\varphi = \frac{2\pi \sin \Theta}{\lambda \alpha} \xi_0 \sin \omega_c t - \frac{1}{2} \ln \gamma, \quad \psi = \frac{2\pi \sin \Theta}{\lambda \alpha} \xi_0 \cos \omega_c t + \frac{1}{4} \sin 2\omega_c t. \quad (13)$$

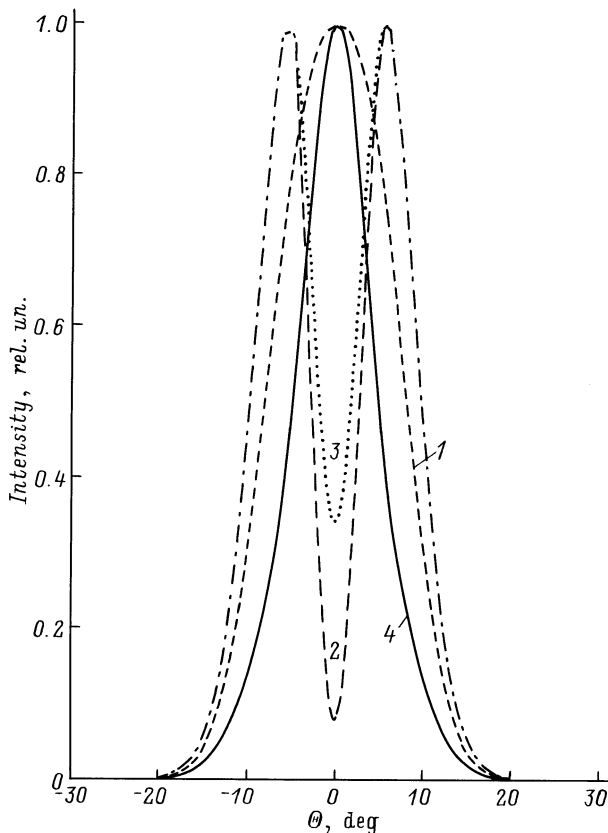
Для получения усредненной диаграммы направленности излучения необходимо интегрирование по времени.

Результат суммирования  $|D_u|^2$  при изменении  $\omega_c t$  от 0 до  $2\pi$  приведен на рис. 4 для таких же значений  $\xi_0 = 1$  и  $\alpha = 0.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , как в работе [5]. Из рисунка видно, что один поток (кривая 1) и два синфазных потока (кривая 4) дают один лепесток в

диаграмме направленности. При наличии двух потоков полуширина лепестка в 1.7 раза меньше, чем в случае одного потока. Противофазные потоки (кривые 2 и 3) образуют двухлепестковую диаграмму направленности с минимумом при  $\Theta = 0$ . Глубина провала уменьшается при увеличении различия в амплитудах потоков.

## 6. Сопоставление теории и экспериментальных данных

Однолепестковая экспериментальная диаграмма направленности лазера с шириной полоска 10 мкм при токах, в 2–2.5 раза превышающих пороговый, по полуширине и форме сопоставима с расчетной для случая двух синфазных потоков. Эта экспериментальная кривая по форме и по полуширине оказывается близкой к теоретической для двух синфазных потоков с  $\alpha = 0.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.3$  и  $\xi_0 = 1$ . Отличие  $\gamma$  от 1 указывает на различие амплитуд колеблющихся потоков. Второй поток способствует не только сужению диаграммы направленности (рис. 5), но и уменьшению полуширины распределения интенсивности излучения на зеркале резонатора (рис. 4). Последнее обстоятельство делает этот режим генерации, по-видимому, наиболее вероятным в узких резонаторах.



**Рис. 5.** Расчетная диаграмма направленности лазерного излучения в плоскости  $p$ – $n$ -перехода при таких же комбинациях пространственно колеблющихся потоков излучения и значениях параметров, как в случае рис. 4.

Двухлепестковая экспериментальная диаграмма направленности лазера с шириной полоска 18 мкм по форме и угловому расстоянию между максимумами сопоставима с диаграммой направленности при наличии двух противофазных потоков с  $\alpha = 0.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и  $\xi_0 = 1$ . Глубина минимума в центре экспериментальной кривой соответствует различию амплитуд противофазно колеблющихся потоков в 2–3 раза. Величина  $\gamma$  составляет 0.5 для  $I = 1.14I_{th}$  и 0.35 для  $I = 1.8I_{th}$ . Второй поток улучшает равномерность заполнения резонатора генерируемым излучением (рис. 4). Этот режим генерации, по-видимому, более вероятен в лазерах с широким полоском. Надо отметить, что при ширине полоска более 20 мкм в лазерах на 3.3 мкм будут размещаться пространственные моды более высокого порядка, чем нулевая и первая, которые были приняты в расчет. При этом увеличится максимальное относительное отклонение потока излучения от начала координат  $\xi_0$  и теоретические кривые изменятся. Поэтому лазеры с шириной полоска более 20 мкм требуют специального рассмотрения.

Таким образом, аномально узкие экспериментальные однолепестковые и двухлепестковые диаграммы направленности излучения можно объяснить генерацией нескольких пространственно колеблющихся потоков излучения.

## 7. Заключение

В лазерах на основе гетеропереходов InAsSb/InAsSbP, излучающих в спектральном диапазоне 3.3 мкм, обнаружены аномально узкие диаграммы направленности излучения в плоскости  $p$ – $n$ -перехода с одним и двумя лепестками. Для объяснения аномалий учтено увеличение концентрации неравновесных носителей заряда и соответствующее уменьшение диэлектрической проницаемости в направлении от середины полоска лазера к его краям из-за повышения в этом направлении плотности накачки и уменьшения интенсивности лазерного излучения. Из линеаризации уравнения Гельмгольца для потока излучения предположена возможность генерации нескольких разнесенных пространственно и по фазе потоков излучения и их колебания по ширине полоска. Получены теоретические распределения излучения в ближнем и дальнем полях. Однолепестковые диаграммы направленности получаются при генерации синфазных потоков излучения. Такая генерация более вероятна при малой ширине полоска, так как способствует удержанию излучения в пределах полоска. Двухлепестковые диаграммы направленности получаются при генерации противофазных потоков излучения, которая более вероятна в лазерах с широким полоском, так как способствует равномерности заполнения излучением полоска. Амплитуды потоков различаются. Теоретические диаграммы направленности в общих чертах соответствуют экспериментальным.

Работа частично поддержана контрактом INCO-Corpnicus № 1C15-CT97-0802 (DG12-CDPF) и частично грантом Министерства науки РФ по программе "Оптика и лазерная физика".

## Список литературы

- [1] О.В. Богданкевич, С.А. Дарзняк, П.Г.Елисеев. *Полупроводниковые лазеры* (М., Наука, 1976) с. 139.
- [2] А.П. Богатов, П.Г. Елисеев. Квант. электрон., **12**, 465 (1985).
- [3] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).
- [4] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **22**, 7 (1996).
- [5] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *Тр. конф. "Физика на пороге 21 века"* (СПб., 1998).
- [6] Т.Н. Данилова, А.П.Данилова, О.Г.Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, 373 (1998).
- [7] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **19**, 30 (1993).
- [8] Л. Штэфф. *Квантовая механика* (М., Иностр. лит., 1957) с. 78.

Редактор В.В. Чалдышев

## Spatial oscillations of radiation flux in stripe lasers based on InAsSb/InAsSbP heterojunctions

A.P. Danilova, T.N. Danilova, A.N. Imenkov,  
N.M. Kolchanova, M.V. Stepanov, V.V. Sherstnev,  
Yu.P. Yakovlev

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

**Abstract** Spatial distribution of radiation of 3.3  $\mu\text{m}$  diode lasers based on InAsSb/InAsSbP heterojunctions grown by liquid phase epitaxy has been investigated. Abnormally narrow far-field patterns with one or two peaks have been observed in the  $p-n$  junction plane.

This paper presents a new approach to spatial distribution of laser emission. Two emitting sources in phase and two anti-phase ones oscillating across the stripe have been considered theoretically. It was shown that the one-peak far-field diagram was peculiar to two emitting fluxes locked in phase, whereas the two-peaks diagram was connected with two anti-phase emitting fluxes. Calculation results are in agreement with experimental data.

Phone: (812) 247 99 56  
Fax: (812) 247 00 06  
E-mail: yak@iroptl.ioffe.rssi.ru