

06.2;06.3;07

©1993

СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МОД В ДЛИННОВОЛНОВЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ InAsSb/InAsSbP

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

1. Лазеры на основе InAsSb, излучающие в диапазоне 3.0–3.9 мкм, перспективны для диодно-лазерной спектроскопии (ДЛС), т.к. в этом спектральном диапазоне имеется много линий поглощения природных и промышленных газов.

Для решения задач ДЛС требуются лазеры с одной спектральной и продольной пространственной модой излучения.

Данная работа является продолжением исследований длинноволновых лазеров [1,2] и посвящена изучению пространственных мод в зависимости от геометрических размеров лазеров.

2. Лазерные структуры изготовлены методом жидкофазной эпитаксии на подложке InAs, ориентированной в плоскости (100), и представляют собой двойную гетероструктуру с узкозонной InAsSb областью толщиной 0.5–3 мкм, ограниченную с двух сторон более широкозонными областями InAsSbP толщиной 3–5 мкм. Конструкция лазеров мезаполосковая с шириной полоска или шириной резонатора 10–40 мкм и длиной резонатора 75–2000 мкм.

Лазеры исследовались в непрерывном режиме генерации при температуре жидкого азота.

В лазерах с различными размерами резонатора измерялись диаграммы направленности излучения в плоскостях параллельной и перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, а также пороговый ток и спектры излучения. Экспериментальные диаграммы направленности сопоставлялись с теоретическими.

3. Экспериментальные результаты сводятся к следующему.

В плоскости $p-n$ -перехода диаграммы направленности определяются в основном шириной резонатора, хотя на нее влияет и длина резонатора.

В лазерах с шириной резонатора 13–14 мкм наблюдалась только продольная пространственная мода. Экспериментальная диаграмма (рис. 1, сплошная кривая) близка к теоретической (рис. 1, пунктирная кривая), соответствующей

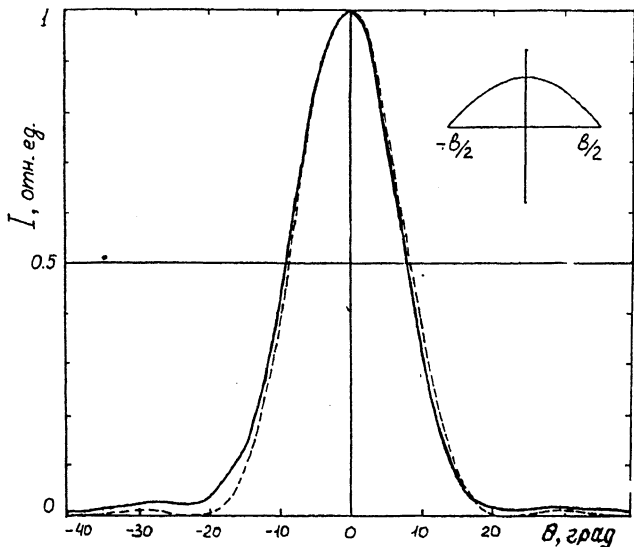


Рис. 1. Распределение в дальней зоне интенсивности излучения (I) в зависимости от угла регистрации излучения θ , $b = 18$ мкм, $\lambda = 3.28$ мкм (V1108-3-25). Сплошная кривая — измеренное распределение излучения. Пунктирная кривая — расчетная продольная мода. На вставке распределение амплитуды вектора E стоячей волны на выходном зеркале резонатора для продольной моды.

косинусному распределению амплитуды вектора E электромагнитной волны на зеркале резонатора (рис. 1, вставка).

Теоретическое распределение интенсивности излучения I в зависимости от угла θ между направлением регистрации и нормалью к плоскости резонатора рассчитывалось по упрощенной формуле

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

где λ — длина волны излучения, b — ширина резонатора.

Для лазера с $b = 13$ мкм, $\lambda = 3.28$ мкм (рис. 1) угловое расстояние между соседними минимумами (ширина лепестка у основания) $\simeq 40^\circ$.

При ширине полоска 18 мкм в некоторых лазерах возникают продольные моды, а в некоторых поперечные 1-го порядка, часто лазеры имеют наложение продольной и поперечной моды.

Для поперечной моды 1-го порядка распределение интенсивности излучения (1) в зависимости от угла θ при синус-

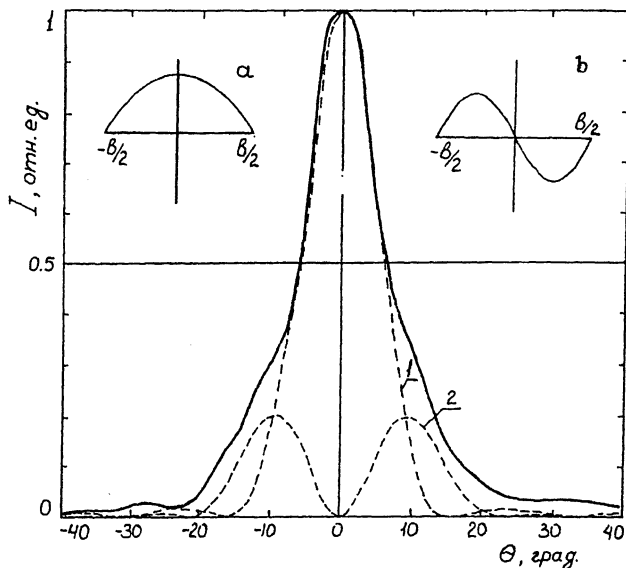


Рис. 2. Распределение в дальней зоне интенсивности излучения (1) в зависимости от угла регистрации θ , $b = 18$ мкм, $\lambda = 3.30$ мкм (V1109-3-36). Сплошная кривая — измеренное распределение излучения. Пунктирная кривая — расчетные моды, продольная (1) и поперечная 1-го порядка (2). На вставках распределение амплитуды вектора \mathbf{E} стоячей волны на выходном зеркале резонатора для продольной моды (а) и поперечной моды 2-го порядка (б).

ном распределении амплитуды вектора \mathbf{E} световой волны на выходном зеркале резонатора (рис. 2, вставка) рассчитывалась по формуле

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

На рис. 2 представлено измеренное пространственное распределение излучения одного из лазеров с шириной полоска 18 мкм (сплошная кривая). Сравнение этой диаграммы с рассчитанной продольной модой ширины полоска 18 мкм (кривая 1) и рассчитанной поперечной модой (кривая 2) обнаруживает при преимущественной продольной моде присутствие поперечной моды 1-го порядка.

У лазеров с шириной полоска ≈ 40 мкм часто наблюдались поперечные моды 2-го порядка, хотя у некоторых длинных лазеров (> 900 мкм) наблюдалась и одна продольная мода.

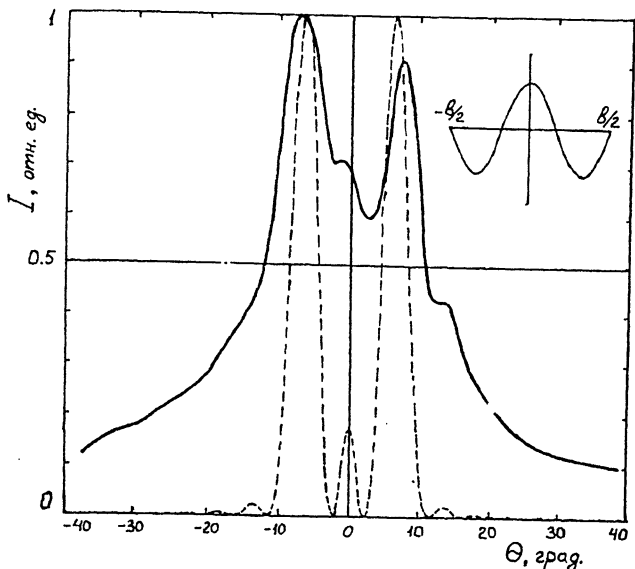


Рис. 3. Распределение в дальней зоне интенсивности излучения (I) в зависимости от угла регистрации θ , $b = 40$ мкм, $\lambda = 3.20$ мкм (V1108-2). Сплошная кривая — измеренное распределение излучения. Пунктирная кривая — расчетная поперечная мода 2-го порядка. На вставке распределение амплитуды вектора E стоячей волны на выходном зеркале резонатора для поперечной моды 2-го порядка.

Для поперечной моды 2-го порядка зависимость $I(\theta)$ при показанном на вставке рис. 3 распределении световой волны на выходном зеркале резонатора рассчитывалась по формуле

$$I \sim \left[\frac{\sin \pi \left(\frac{3}{2} - \frac{\alpha b}{\lambda} \right)}{\pi \left(\frac{3}{2} - \frac{\alpha b}{\lambda} \right)} + \frac{\sin \pi \left(\frac{3}{2} + \frac{\alpha b}{\lambda} \right)}{\pi \left(\frac{3}{2} + \frac{\alpha b}{\lambda} \right)} \right]^2. \quad (3)$$

Для лазера с $b = 40$ и $\lambda = 3.20$ мкм 2-я поперечная мода (рис. 3), рассчитанная (пунктир) и измеренная (сплошная кривая), достаточно соответствуют друг другу. Расстояние между главными максимумами рассчитанное $\sim 13^\circ$, измеренное $\sim 14^\circ$.

В плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, структура в диаграмме направленности не наблюдалась. Расходимость когерентного излучения уменьшается с увеличением длины резонатора и толщины активной области.

В таблице приведены значения ширины диаграммы направленности на половине высоты в плоскости p - n -перехода $\Delta\theta_{\parallel}$ и в плоскости, перпендикулярной плос-

Таблица

№ лазера	Длина резонатора L , мкм	$\Delta\theta_{\parallel}$, град.	$\Delta\theta_{\perp}$, град.
V1108-10	125	28.2	83.6
V1108-2	275	22.7	72.7
V1108-18	1400	13.6	50.9
V1108-20	2000	6.0	40.0

кости $p-n$ -перехода $\Delta\theta_{\perp}$ для лазеров, изготовленных из одной пластины с толщиной активной области 0.5 мкм, шириной полоска ~ 40 мкм и разными длинами резонаторов. При изменении длины резонатора от 125 до 2000 мкм $\Delta\theta_{\parallel}$ уменьшается от 28.18° до 6° и $\Delta\theta_{\perp}$ от 83° до 40° .

При оптимальной длине резонатора 200–300 мкм [1], с уменьшением ширины полоска (b) пороговый ток уменьшается, однако не стремится к нулю при $b \rightarrow 0$, а имеется некоторая отсечка ($I_{th} = 20$ мА) на оси токов при $b = 0$ (рис. 4).

4. Проанализируем полученные результаты.

Прежде всего обратим внимание на то, что во всех случаях распределения световой волны (вставки на рис. 1–3)

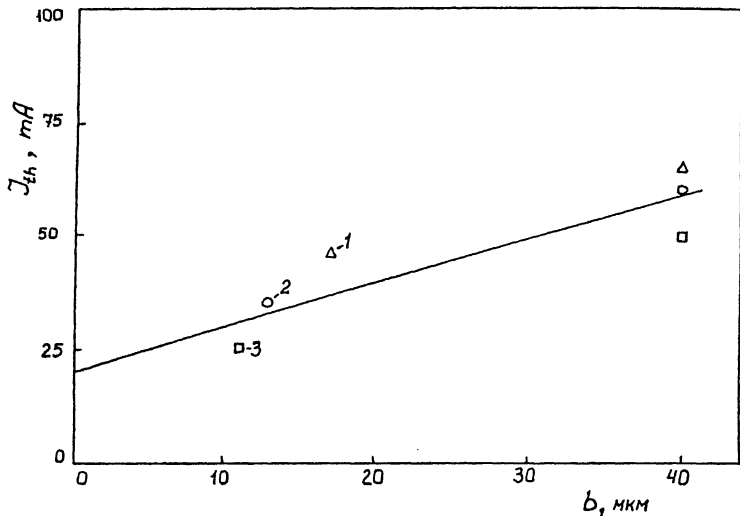


Рис. 4. Зависимость порогового тока J_{th} от ширины полоска b лазерной структуры при 77 К.

1 — лазеры V1109, толщина активной области 3 мкм; 2 — лазеры V1108, толщина активной области 0.5 мкм; 3 — лазеры V1126, толщина активной области 0.5 мкм.

имеется минимум интенсивности на боковой грани резонатора, что может быть обусловлено по аналогии с InAs [3], [4] большой скоростью поверхностной рекомбинации в ограниченном p -слое InAsSbP, поскольку вблизи поверхности образуется инверсия типа проводимости (n -тип на поверхности переходит в p). Это способствует тому, что световой луч вблизи поверхности не усиливается, а ослабляется, поэтому электромагнитная волна на поверхности имеет узлы, а не пучности. Большая скорость поверхностной рекомбинации является источником оптического ограничения, обеспечивающего существование поперечных мод при ширине резонатора больше 14–18 мкм.

Можно оценить, какая должна быть разность показателей преломления в объеме и на поверхности (Δn), чтобы падающий из объема на боковую поверхность луч испытывал полное внутреннее отражение в случае поперечных мод. При $b = 18$ мкм и $\lambda = 3.3$ мкм Δn составляет в среднем 0.004. Оно несколько уменьшается с увеличением ширины межаполоска из-за уменьшения плотности порогового тока.

Поверхностная рекомбинация, кроме того, приводит к утечке неравновесных носителей заряда и служит причиной появления предела порогового тока при устремлении ширины полоска к нулю (рис. 4). Если имеется большая скорость поверхностной рекомбинации, обусловленная инверсией проводимости, то она, являясь фундаментальным свойством структуры, создает затруднение для изготовления источников излучения.

Уменьшение расхождения диаграммы направленности в плоскости $p - n$ перехода и в плоскости, перпендикулярной плоскости $p - n$ перехода, с увеличением длины резонатора может быть следствием коллиматорного действия длинного резонатора.

Таким образом, исследование структур пространственных мод в InAsSb/InAsSbP лазерах показало, что в излучении этих лазеров могут возникать продольные и поперечные моды. При ширине полоска < 13 мкм возникают только продольные моды, кроме того, с уменьшением ширины полоска пороговый ток лазеров не стремится к нулю. Появление поперечных мод с увеличением ширины полоска и образование предела для порогового тока с уменьшением ширины полоска объясняется наличием существенной поверхностной рекомбинации в широкозонном ограничивающем p -слое InAsSbP. Достаточно длинные резонаторы обладают коллиматорным эффектом, уменьшающим расхождение излучения в плоскости $p - n$ перехода и в плоскости, перпендикулярной плоскости $p - n$ перехода.

Список литературы

- [1] Баранов А.Н., Данилова Т.Н., Ершов О.Г., Именков А.Н., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 22. С. 6-10.
- [2] Baranov A.N., Imenkov A.N., Sherstnev V.V., Yakovlev Yu.P. Fifth International Conf. on Indium Phosphide and Related Materials. Paris, April 19-22. 1993. Proceeding. P. 660-662.
- [3] Rupprecht H., Weiss H. // Zf. Naturforsch. 1959. V. 14a. P. 531-535.
- [4] Есина Н.П., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Филаретова Г.М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 991-996.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН,
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
7 июля 1993 г.
