

НЕОДНОРОДНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ В ЗАРАЩЕННЫХ КАНАЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ p -GaInAsSb

© Т.Н.Данилова, А.Н.Именков, Н.М.Колчанова,
А.А.Попов, Ю.П.Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 21 сентября 1995 г. Принята к печати 3 октября 1995 г.)

Исследован модовый состав лазерного излучения с активной областью на основе p -GaInAsSb на длине волны 1.81 мкм при 77 К. Показано, что в зависимости от соотношения процессов рекомбинации и термализации в исследованных соединениях возможен сдвиг линий в длинноволновую или коротковолновую сторону. Показано, что уменьшение длины резонатора эффективно расширяет интервал токов одномодовой генерации. Установлено, что наличие ряда пространственно разнесенных каналов рекомбинации приводит к неоднородности спектра генерации лазерного излучения.

1. Одно из важных направлений исследований длинноволновых лазеров на основе твердых растворов GaInAsSb [1-3] заключается в изучении их свойств с точки зрения спектроскопических применений. Это вызвано тем, что их излучение может быть использовано для экологического мониторинга. Высокие требования к спектральным характеристикам излучения обязательны при создании лазеров для таких приложений. В первую очередь это подразумевает наличие перестраиваемой одночастотной генерации. О получении лазерной генерации в области длин волн 1.81÷2.1 мкм в структурах с активной областью GaInAsSb сообщалось ранее [4,5]. В [6] были исследованы характеристики перестройки излучения в импульсном режиме.

В настоящей работе впервые изучены неоднородности спектра генерации диодных лазеров с активной областью p -GaInAsSb, излучающих в указанном спектральном диапазоне.

2. В качестве объекта исследования были выбраны зарощенные канальные серповидные лазеры (рис. 1). Следует отметить, что к настоящему времени данная конструкция является наиболее перспективной для достижения одночастотной генерации на соединении GaInAsSb. Лазерная структура создавалась методом жидкостной эпитаксии на подложке p -GaSb(100). Активная область p -Ga_{0.90}In_{0.10}As_{0.09}Sb_{0.91} специально не легировалась. Эмиттерные

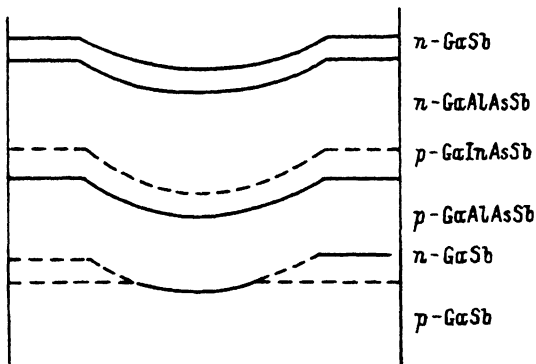


Рис. 1. Схема расположения слоев в исследованных зарощенных канальных лазерах на основе $p\text{-GaInAsSb}$.

слои p - и $n\text{-Ga}_{0.66}\text{Al}_{0.34}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ легировались Ge и Te до концентрации дырок $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и электронов $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Сильно легированный слой $n\text{-GaSb}$ наращивался поверх двойной гетероструктуры для создания низкоомного контакта. Толщина активной области составляла 0.7 мкм, эмиттерных областей — 3.2 мкм, ширина канала — 10 мкм. Структуры собирались на стандартном корпусе ТО-18, располагались подложкой к корпусу. Зеркала резонатора Фабри-Перо формировались скалыванием. Диэлектрическое покрытие не использовалось.

Исследовались спектральные характеристики непрерывной генерации диодов с длиной резонатора 375 и 500 мкм. Спектры генерации регистрировались с разрешением не хуже 0.05 нм (0.14 см^{-1}) на двойном спектрометре ДФС-1-32. Исследуемые лазеры размещались непосредственно в жидком азоте. Излучение лазеров модулировалось механическим прерывателем.

3. Обратимся к полученным результатам. В лазерах, имеющих длину резонатора 375 мкм, наблюдается генерация с пороговым током $I_{th} = 15 \text{ мА}$, а при длине резонатора 500 мкм пороговый ток составляет $I_{th} = 24 \text{ мА}$. Спектры генерации этих лазеров при различных токах приведены на рис. 2 и 3.

Спектры генерации лазеров с длиной резонатора 375 мкм (рис. 2) имеют одну моду в области токов до $I = 2.0I_{th}$. Излучение возникает на частоте 5478 см^{-1} . В области до $I = 1.3I_{th}$ с увеличением тока происходит небольшое смещение моды в длинноволновую часть, а при больших токах — в коротковолновую. При токе $I = 2.0I_{th}$ происходит перескок генерации на положение более коротковолновой моды и появляется добавочная еще более коротковолновая мода, отстоящая от первоначальной на 4 межмодовых расстояния.

У лазеров с длиной резонатора 500 мкм характер излучения более сложный. Появившаяся первоначально мода с увеличением тока смещается в длинноволновую сторону. Одномодовый режим генерации сохраняется в области токов $I < 1.25I_{th}$. При токе $I = 1.25I_{th}$ происходит перескок на частоты двух соседних мод с длинноволновой стороны и появляется мода с частотой 5456 см^{-1} , которая не соответствует частотному набору первоначально появившейся группы мод. При увеличении тока моды обоих наборов перескакивают в длинноволновую сторону на несколько межмодовых расстояний. Далее при накачке от

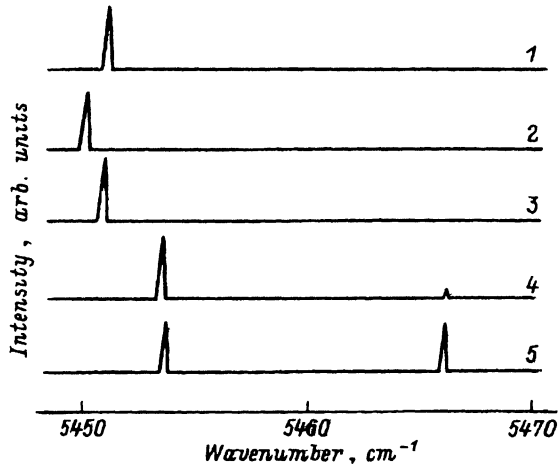


Рис. 2. Спектры излучения лазера с длиной резонатора 375 мкм при различных отношениях тока I к пороговому току I_{th} : 1 — 1.01, 2 — 1.3, 3 — 1.67, 4 — 2, 5 — 2.6.

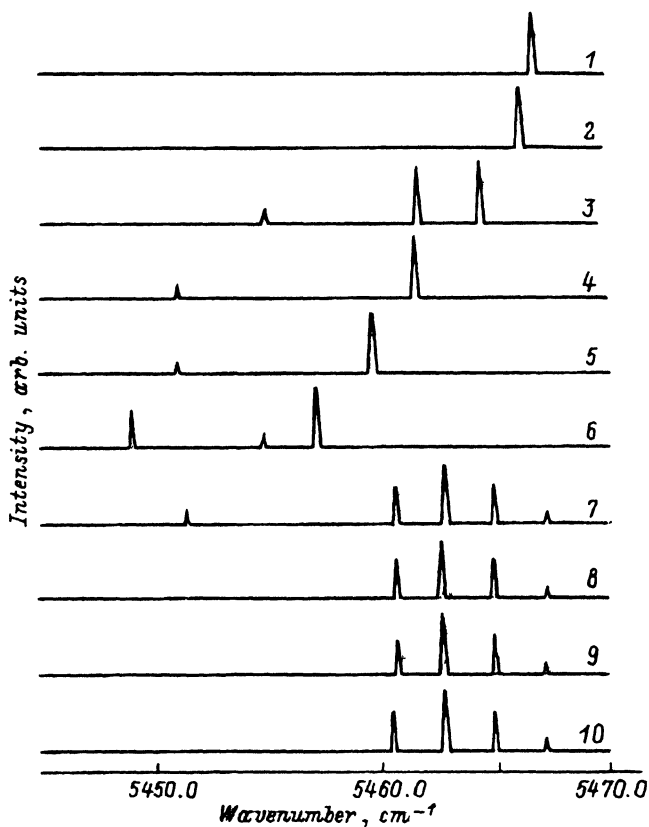


Рис. 3. Спектры излучения лазера с длиной резонатора 500 мкм при различных отношениях тока I к пороговому току I_{th} : 1 — 1.01, 2 — 1.04, 3 — 1.25, 4 — 1.46, 5 — 1.67, 6 — 2.08, 7 — 2.29, 8 — 2.5, 9 — 3.3, 10 — 3.75.

2.29 I_{th} до 3.75 I_{th} преобладают моды второго набора, включающие доминирующую полосу и ряд мод как с длинноволновой, так и с коротковолновой стороны. Положение мод второго набора не претерпевает заметного изменения с током. Между доминирующей и боковыми длинноволновыми модами лежит область в 3–4 межмодовых интервала, в которой генерация не наблюдается, т.е. имеет место неоднородность спектра излучения огибающей мод.

4. Проанализируем полученные результаты. Как видно из приведенных данных, с увеличением тока отдельная мода может сдвигаться в длинноволновую или коротковолновую сторону, интенсивные моды могут перескакивать на положение соседней моды с длинноволновой или коротковолновой стороны, а также с той или иной стороны могут загораться другие моды.

Рассмотрим сначала причины, вызывающие сдвиг отдельной моды. Инверсия заселенности приводит к тому, что в активной области поглощение света сменяется усилением g . Согласно Крамерсу–Кронигу, при изменении коэффициента поглощения на величину $\Delta\alpha(\hbar\omega)$ показатель преломления n изменяется на величину Δn [7],

$$\Delta n = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha'(\hbar\omega)}{(\hbar\omega)^2 - (\hbar\omega_0)^2} d(\hbar\omega) \cong \frac{\hbar c}{2\pi E_g} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega)}{\hbar\omega - \hbar\omega_0} d(\hbar\omega), \quad (1)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны в активной области лазера, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, ω — круговая частота генерации. Если под $\hbar\omega_0$ понимать энергию фотона генерируемого лазерного излучения, то Δn будет относиться к этому излучению. Коэффициент преломления может увеличиваться или уменьшаться в зависимости от знака члена $\hbar\omega - \hbar\omega_0$ в области изменений α . Оценим Δn в GaInAsSb для того случая, когда α уменьшается за счет отсутствия поглощения в интервале энергий $\hbar\omega$ от E_g до $E_g + \mathcal{F}_i$, где \mathcal{F}_i — глубина залегания уровня Ферми для электронов на пороге инверсии ($\mathcal{F}_i = 2.5kT$) [8]. Тогда получаем

$$\Delta n = -\frac{\hbar c \alpha(\hbar\omega_0)}{2\pi E_g} \ln \left(\frac{\mathcal{F}_i}{\hbar\omega_0 - E_g} - 1 \right) \simeq 0.04,$$

где $\alpha(\hbar\omega_0) = 300 \text{ см}^{-1}$ — коэффициент поглощения при $\hbar\omega - \hbar\omega_0$ в равновесии, $\mathcal{F}_i/(\hbar\omega_0 - E_g) = 30$. Таким образом, коэффициент преломления уменьшается на один процент при достижении порога генерации.

При увеличении тока выше порога генерации стимуляция настолько может ускорить рекомбинацию в узком спектральном интервале, что термализация носителей заряда начнет от нее отставать. Это приводит к увеличению концентрации носителей заряда с ростом тока и после достижения порога генерации. Увеличение концентрации высокоэнергетичных носителей заряда при их впрыскивании из более широкозонного материала, чем активная область, будет еще уменьшать коэффициент преломления из-за увеличения отрицательной части подынтегральной функции ($\hbar\omega > \hbar\omega_0$). Это создает условие для сдвига мод в коротковолновую сторону с увеличением тока.

В интервале энергий от E_g до $\hbar\omega_0$ добавляются еще носители посредством фотоионизации со стоксовским сдвигом. Добавочные носители увеличивают положительную часть подынтегральной функции

($\hbar\omega < \hbar\omega_0$). Это приводит к увеличению коэффициента преломления и, соответственно, к сдвигу моды в длинноволновую сторону при малых токах, когда термализация успевает за рекомбинацией. Кроме того, нагревание кристалла током и излучением обычно приводит к расширению кристалла и к длинноволновому сдвигу мод.

Увеличение Δn с ростом тока из-за фотоионизации ограничено, так как ограничена величина интеграла (1), взятого в пределах от E_g до $\hbar\omega_0$. Уменьшение Δn из-за инжекции высокоэнергетичных носителей не ограничено. Поэтому с увеличением тока возможно смещение мод сначала в длинноволновую сторону, затем в коротковолновую или при всех токах в коротковолновую сторону. Изменение оптической длины кристалла из-за нагревания током не ограничено. Поэтому длинноволновое смещение, обусловленное нагревом, не должно сменяться коротковолновым смещением.

Изменение Δn с током в длинноволновую или коротковолновую сторону дает плавное смещение линии излучения в пределах межмодового расстояния. Однако помимо такого смещения возможен скачок моды на положение соседней длинноволновой или коротковолновой моды. Перескок с одной моды на другую происходит при изменении с током спектра усиления, поскольку мода излучается в его максимуме.

Изменение длины волны λ_m в максимуме спектра усиления при изменении тока под действием фотоионизации или инжекции высокоэнергетичных носителей заряда можно характеризовать величиной $d\lambda_m/dj$, где $j = I/I_{th}$. Когда смещение λ_m при изменении относительного тока $\Delta j = \Delta I/I_{th}$ достигает межмодового расстояния, определяемого как

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln^*, \quad (2)$$

загорается еще одна мода. Здесь L — длина резонатора, $n^* = n + (dn/d\lambda)\lambda$ — эффективный коэффициент преломления. При этом диапазон тока, в котором лазер работает в одномодовом режиме, выражается формулой

$$\Delta j = \lambda^2/2Ln^*(d\lambda_m/dj). \quad (3)$$

Для получения больших Δj желательно, чтобы действовали две упомянутые причины изменения λ_m , так как их действия противоположны.

Надо отметить, что при зажигании второй моды изменяются условия фотоионизации и термализации в лазере из-за изменения длины волны лазерного излучения. Легко проследить, что моды будут попеременно сменять друг друга. Лазер оказывается в двухмодовом режиме. Дальнейшее увеличение тока может перевести лазер в трехмодовый режим и т.д.

5. Рассмотрим процессы, происходящие при конкретных режимах работы исследованных лазеров. Согласно (1), при малых токах накачки, когда процесс термализации успевает пройти за время рекомбинации, увеличение концентрации носителей заряда из-за фотоионизации лазерным излучением приведет к уменьшению коэффициента поглощения при $\hbar\omega < \hbar\omega_0$. По-видимому, этим обусловлено плавное смещение первоначально возникшей моды в длинноволновую сторону. Это смещение невелико, так как для длинных лазеров начинает выполняться условие для межмодового скачка, а для коротких лазеров вследствие большой энергии, получаемой от горячих электронов, термализация начинает отставать от рекомбинации. Следствием этого являет-

са сдвиг моды при увеличении тока в коротковолновую сторону. Можно оценить изменение n , возникающее наблюдаемое смещение моды в коротковолновую сторону 0.8 \AA (рис. 2), по известному соотношению $\Delta n = n^* \Delta \lambda / \lambda$. Если принять показатель преломления $n = 4$ [9], то при $\lambda = 1.8 \text{ мкм}$ смещение $\Delta \lambda$ на 0.8 \AA произойдет при изменении n на $0.02 \cdot 10^{-2}$, т.е. это в 200 раз меньше, чем уменьшение n из-за инверсии заселенности. Это так и должно быть, так как g в 10 раз меньше, чем α для того же $\hbar\omega$ в равновесии, а изменение g еще меньше, по крайней мере на порядок.

При токе $I = 2.0 I_{th}$ выполняется условие (3) и мода перескакивает на положение соседней более коротковолновой моды, и кроме того возникает новая мода.

В длинных лазерах уже при малых надпороговых токах реализуется условие для межмодового перескока (3), и наблюдается перескок на соседнюю более длинноволновую моду. Условие (3) выполняется легко, и при увеличении тока виден последовательный перескок моды на положение соседних более длинноволновых мод. Процессы, объясняющие поведение моды, возникающей при $I = 1.25 I_{th}$, аналогичны тем, которые имеют место в длинных лазерах и рассмотрены выше. Однако при $I > 2.08 I_{th}$ процесс термализации отстает от рекомбинации. Это приводит к увеличению числа высокоэнергетичных носителей с $\hbar\omega > \hbar\omega_0$ и, как и в коротком лазере, к сдвигу моды в коротковолновую область.

Приведенные на рис. 2 и 3 разные серии мод имеют различные токовые зависимости. Это могут быть продольные и поперечные моды. При переходе от одномодового режима к многомодовому в спектре излучения одновременно присутствуют продольные и поперечные моды.

Следует обратить внимание на малую вероятность появления мод при $5455 \div 5460 \text{ см}^{-1}$. Это можно было бы объяснить провалом в усилении (немонотонность усиления) из-за наличия двух механизмов рекомбинации, но этот интервал существенно меньше kT . По-видимому, первоначально возникшее излучение связано с рекомбинацией в квантовых ямах на гетерогранице [10] и спектр излучения, приведенный на рис. 3 (кривые 1-6), вероятно, связан с процессами, происходящими на гетерогранице. При увеличении возбуждения после порога может вступить другой канал рекомбинации, обмен носителями с которым происходит не мгновенно (например, второй уровень в квантовой яме, вторая квантовая яма или объем). Неоднородность такого типа может быть ответственна за малую вероятность излучения при средних частотах ($5455 \div 5460 \text{ см}^{-1}$).

Таким образом, спектр генерации в зарашенных излучающих лазерах является сложным. Он является неоднородным из-за того, что излучение может возникать в пространственно разнесенных каналах рекомбинации, так и потому, что в зарашенных лазерах возможна генерация продольных и поперечных мод. Уменьшение длины резонатора эффективно расширяет интервал токов одномодовой генерации и увеличивает вероятность генерации продольной моды.

Работа поддержана Международным научным фондом (грант R6B000).

- [1] А. Бочкарев, А.Е. Дракин, П.Г. Елисеев, Б.Н. Свердлов. Тр. ФИАН, **216**, 87 (1992).
- [2] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, Ю.М. Шерняков, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **12**, вып. 9, 27 (1986).
- [3] P. Grunberg, A. Baranov, C. Fonillini, J.L. Lazzani, P. Grech, G. Boissier, C. Alibert, A. Joullie. Electron. Lett., **30**, 312 (1994).
- [4] H.K. Choi, S.J. Eglash. Appl. Phys. Lett., **61**, 1154 (1992).
- [5] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, С.Г. Конников, А.М. Литвак, Б.Е. Уманский, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **14**, 1671 (1988).
- [6] А.Н. Именков, А.А. Попов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **21** (1995).
- [7] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).
- [8] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Б.Л. Гельмонт, Б.Е. Джуртанов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев, С.Г. Ястребов. ФТП, **25**, 394 (1991)
- [9] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. ЖТФ, **58**, 1623 (1988).
- [10] А.Н. Баранов, С.Ю. Белкин, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, вып. 17, 18 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Inhomogeneous lasing from *p*-GaInAsSb channel buried lasers

T.N. Danilova, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, A.A. Popov, Yu.P. Yakovlev

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

The mode structure of *p*-GaInAsSb channel buried lasers emitting at $1.81 \mu\text{m}$ at temperature of 77 K, has been investigated. It has been shown that the relation between recombination and thermalization processes in the GaInAsSb compounds leads to a possibility of both long-wavelength and short-wavelength tuning of the emission wavelength. It has been obtained that the range of single mode lasing is effectively increased by decreasing the cavity length. It has been shown that the existence of various recombination channels leads to inhomogeneity of lasing spectra of the lasers.