

## Диодно-лазерная спектроскопия в двух модах на основе лазера InAsSb/InAsSb вблизи длины волны 3.6 мкм

© А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цвишиш\*, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев<sup>†</sup>

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

\* J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry, CAS,  
18223 Prague 8, Czech Republic

(Получена 8 июня 1999 г. Принята к печати 9 июня 1999 г.)

Исследовано изменение частоты генерируемого излучения с током в диодных лазерах на основе InAsSb/InAsSbP, работающих на длинах волн около 3.6 мкм. Сделан вывод о том, что в лазерах реализуются условия уменьшения количества генерируемых мод без внесения кристаллографических дефектов. Показано, что наличие импульса у фотона способствует подавлению спектральных мод, ближайших к наиболее мощной моде. Проведена лазерная спектроскопия двумя модами в интервале  $2 \text{ см}^{-1}$  каждой для газов  $\text{N}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{Cl}$ .

### 1. Введение

Обычно в лазерной спектроскопии используют одномодовые лазеры [1–3]. Однако лазер всегда генерирует несколько мод, так как интервалы между собственными частотами его резонатора значительно меньше, чем ширина спектра усиления активной среды. Одномодовая генерация считается случайной и вызванной тем, что в пучностях излучения одной из мод оказывается меньше дефектов кристалла, чем в пучностях излучения других мод. С помощью монохроматора, входящего в схему лазерного спектрометра [4,5], можно настраиваться на любую моду и только этой модой сканировать исследуемую среду. В лазерах с контролируемой плотностью инжекции по ширине резонатора [6,7] можно ожидать малые помехи от работы других мод из-за возникновения в резонаторе плавного волновода. Поток излучения получает возможность колебаться по ширине резонатора в этом волноводе [8] и тем самым предотвращает накопление энергии в отдельных участках резонатора и выбросы этой энергии в виде излучения в широком спектре мод.

Цель данной работы — исследование зависимости интенсивности излучения и частоты генерации различных мод от тока и выяснение возможности использования этих мод для наблюдения линий поглощения в газовых средах. Статья представляет собой продолжение наших предыдущих работ по созданию и исследованию перестраиваемых по частоте диодных лазеров на основе двойных гетероструктур InAsSb/InAsSbP.

### 2. Лазерные диоды

Основной частью лазерного диода является двойная гетероструктура InAsSb/InAsSbP, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке *p*-InAs (100) с концентрацией дырок  $(6 \div 8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , подобно структурам, рассмотренным в работах [9,10]. Структура содержит активный слой InAsSb толщиной  $\sim 1 \text{ мкм}$  с шириной запрещенной зоны  $E_g = 355 \text{ мэВ}$  при температуре  $T = 77 \text{ К}$ ,

образующий гетеропереход I типа с прилегающими к нему ограничительными слоями InAsSbP толщиной по  $\sim 2 \text{ мкм}$  и с шириной запрещенной зоны при  $T = 77 \text{ К}$   $E_g = 590 \text{ мэВ}$ . Структура покрыта распределительным слоем *n*-InAs толщиной 0.5 мкм, сильно легированным Sn, до концентрации электронов  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В специально не легированном активном слое концентрация электронов составляет  $(2 \div 4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Прилегающий к подложке ограничительный слой легирован Zn до концентрации дырок  $(1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Второй ограничительный слой легирован Sn до концентрации электронов  $(5 \div 8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . После эпитаксиального выращивания слоев подложка сошлифовывалась до толщины 100 мкм. Методом фотолитографии изготавливались чипы с шагом 500 мкм и шириной мезы 16 мкм. С помощью скалывания получались резонаторы длиной  $300 \div 350 \text{ мкм}$ . Чипы монтировались подложкой к специальному медному корпусу [11], который позволяет помещать лазер в термостат с закрытым гелиевым циклом.

### 3. Методика исследований

Для исследования спектров излучения при  $T = 77 \text{ К}$  лазер помещался в азотный откачиваемый термостат и на него подавалось питание в виде прямоугольных импульсов длительностью 20 мкс со скважностью 100. Лазерная спектрометрия газовых сред выполнялась в спектрометре, содержащем термостат (Laser Photonics, model L5731) для размещения лазера, источник питания и температурный контроллер (Laser Photonics, model 5820), монохроматор и охлаждаемый жидким азотом фотодиодный детектор излучения из InSb. При питании лазера пилообразными импульсами тока сигнал, пропорциональный интенсивности прошедшего через газовую среду лазерного излучения, просматривался на экране осциллографа. При плавном изменении тока приблизительно за 20 с вторая производная от сигнала по току записывалась с помощью компьютера и установки SP530. Объектами лазерной спектроскопии были выбраны газы  $\text{N}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{Cl}$ . Газы находились в кюветках длиной 21 см под давлением 2 Торр.

<sup>†</sup> Fax:(812)2470006

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

## 4. Экспериментальные результаты

### 4.1. Излучательные характеристики лазера

В спектре люминесценции лазера наблюдается несколько мод (рис. 1), расстояние между которыми составляет приблизительно  $3.6 \text{ см}^{-1}$  ( $50 \text{ \AA}$ ). Частота генерации различных мод увеличивается с током почти одинаково (рис. 2, *a*). Изменение волнового числа для мод 1 и 3 достигает  $2.6 \div 2.8 \text{ см}^{-1}$ , что сравнимо с межмодовым интервалом. Зависимости интенсивности излучения спектральных мод от тока  $I$  различались (рис. 2, *b*). При токах, чуть больших порогового значения  $I_{\text{th}} = 70 \text{ мА}$ , преобладающей является мода 1, интенсивность которой сначала увеличивается с током (в области  $I < 170 \text{ мА}$ ), а затем уменьшается. Следующая за ней более длинноволновая мода 2 начинает ослабевать при токе  $I = 120 \text{ мА}$ . Интенсивность более длинноволновой моды 3 увеличивается во всем измеренном интервале токов. При токах  $I > 180 \text{ мА}$  она является преобладающей. Мода 2, по-видимому, подавляется соседними модами. Появляющиеся с ростом тока ( $I > 100 \text{ мА}$ ) коротковолновые моды 4 и 5 (рис. 1) являются слабыми во всем интервале токов.

Пороговый ток  $I_{\text{th}}$  представленного здесь образца имеет минимальное значение  $\sim 30 \text{ мА}$  при  $T = 60 \text{ К}$  и увеличивается при отклонении температуры от этого значения сверхлинейно (рис. 3), аналогично тому, как это показано в работах [11,12]. Увеличение порогового тока с уменьшением температуры всегда сопровождается увеличением последовательного сопротивления. В таких случаях питание лазера при температурах ниже  $20 \text{ К}$  оказывается затруднительным.

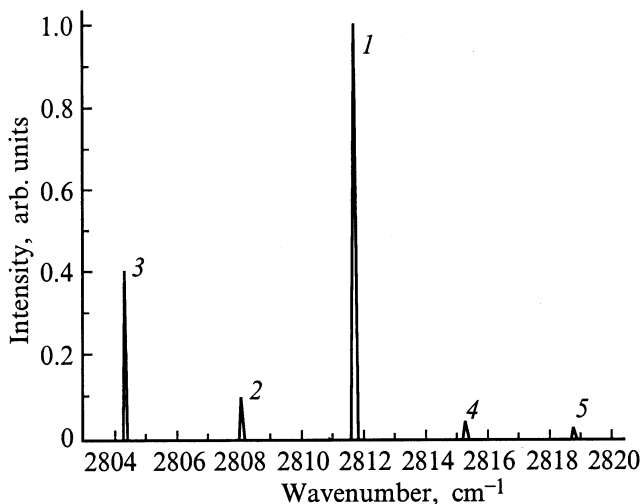


Рис. 1. Спектры излучения лазера VII49-1-12 при токе 150 мА и температуре 77 К. Указаны номера мод.

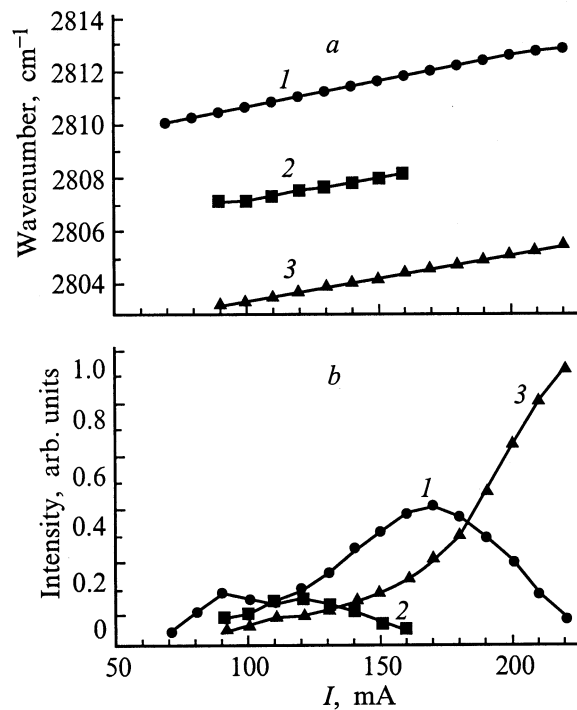


Рис. 2. Зависимости от тока частот генерации основных мод (*a*) и их интенсивности (*b*) при температуре 77 К для лазера V1149-1-12. Нумерация кривых соответствует нумерации мод.

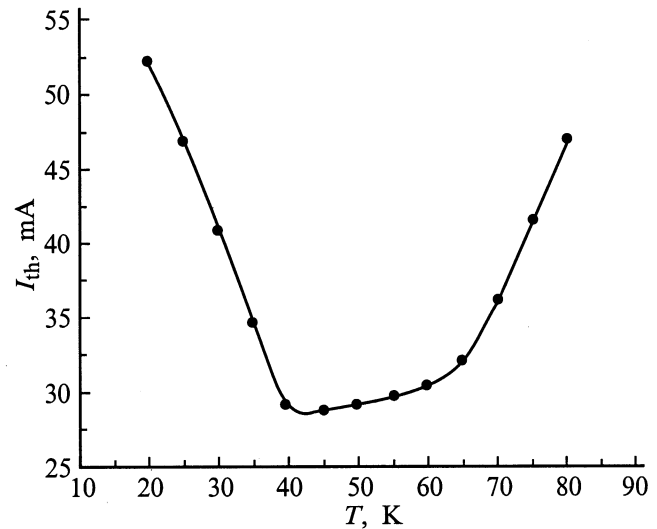


Рис. 3. Зависимость порогового тока лазера V1149-1-12 от температуры.

### 4.2. Сканирование газовых сред

Наибольшие интервалы частот сканирования газовых сред ( $\sim 2 \text{ см}^{-1}$ ) получались при температуре  $68 \text{ К}$  (рис. 4,5). Для сканирования модой 1 монохроматор настраивался на волновое число  $2815 \text{ см}^{-1}$  или даже на более высокую частоту, если это не приводило к уменьшению сигнала, а ток изменялся от  $70$  до  $170 \text{ мА}$ .

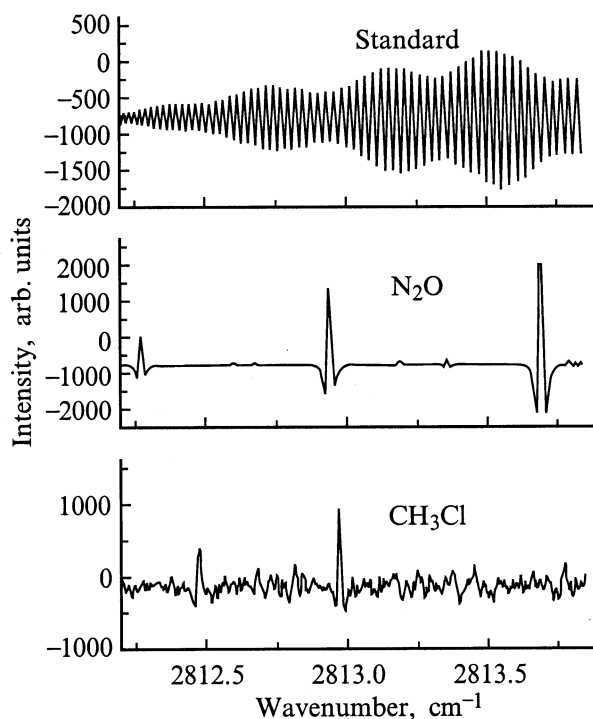


Рис. 4. Спектры пропускания эталонного резонатора Фабри-Перо, газа  $N_2O$  и газа  $CH_3Cl$ , снятые при сканировании модой 1.

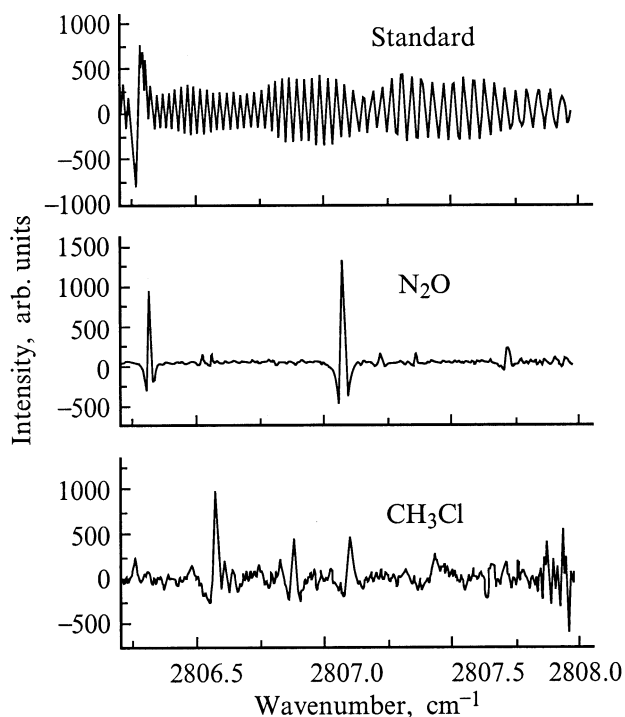


Рис. 5. Спектры пропускания эталонного резонатора Фабри-Перо, газа  $N_2O$  и газа  $CH_3Cl$ , снятые при сканировании модой 3.

Во время сканирования модой 3 монохроматор настраивался на частоту  $2805\text{ см}^{-1}$  или на более низкую, а ток варьировался в интервале  $150 \div 250\text{ мА}$ . Разрешение монохроматора составляло  $\sim 10\text{ см}^{-1}$ . Сканирование модой 2 не производилось.

В качестве объектов сканирования выступали эталонный резонатор Фабри-Перо с интервалом между собственными частотами  $0.0262\text{ см}^{-1}$  и газы  $N_2O$  и  $CH_3Cl$ .

При сканировании эталона модой 1 получался строго синусоидальный сигнал (рис. 4). Колебания амплитуды синусоиды можно объяснить интерференцией излучения в окнах из КВг, ограничивающих воздушный резонаторный объем. При сканировании модой 3 (рис. 5) сигнал от эталона тоже близок к синусоидальному. Шумы на начальном участке связаны со случайными выключениями моды 2. Сканирование закиси азота дает известные линии поглощения [13], которые мы использовали для калибровки частотной шкалы исследуемого лазерного спектрометра. При сканировании модой 1 линии находятся в области частот  $2812 \div 2814\text{ см}^{-1}$  (рис. 4), а при сканировании модой 3 — в интервале  $2806 \div 2808\text{ см}^{-1}$  (рис. 5). Смешивания линий, вызванного генерацией других мод в выбранных режимах сканирования, заметно не было. Газ хлористый метил ( $CH_3Cl$ ) имеет много интересных линий поглощения в исследованных нами интервалах частот (рис. 4 и 5). К тому же в этих интервалах, он, по-видимому, является малоизученным.

## 5. Обсуждение результатов

Генерация нескольких эквидистантных мод свидетельствует о высоком кристаллографическом совершенстве основной части лазера. Эквидистантность говорит об отсутствии поперечных пространственных мод. Это может быть следствием возникновения плавного волновода по ширине резонатора и колебаний потока излучения в резонаторе [8]. Отсутствие поперечных мод сильно уменьшает количество спектральных мод и облегчает использование лазера для сканирования газовых сред. Многие продольные моды, кроме того, частично подавляются сильными соседними модами. В результате мода 2 оказывается слабой и облегчается использование мод 1 и 3 для сканирования.

Увеличение частоты генерации мод с ростом тока говорит о повышении плотности инжекции по ширине резонатора от середины к краям, вызванном собиранием тока с краев подложки [7]. Однако интервалы изменения частоты генерации в 2 раза меньше, чем в работах [7,10], где повышение плотности инжекции в направлении по ширине подложки от середины к краям действует сильнее. Это может быть связано с малоуловимыми различиями в легировании подложки и слоев, а также с другими факторами.

Некоторое уменьшение частоты генерации мод с уменьшением температуры можно объяснить уменьшением концентрации носителей заряда на пороге гене-

рации и увеличением вследствие этого коэффициента преломления в узкозонной активной области. Противоположный по знаку вклад от температурного изменения ширины запрещенной зоны оказывается меньше по сравнению с наблюдаемым при температурах выше 80 К.

Рост дифференциального сопротивления лазера и порогового тока с уменьшением температуры ниже 60 К, по-видимому, обусловлены вымораживанием дырок в ограничительном слое *p*-InAsSbP вследствие их большой эффективной массы. Статистическая неравномерность легирования приводит к пространственной неравномерности вымерзания дырок и появлению поглощающих участков в лазере, требующих дополнительного усиления в усиливающих участках. От этого увеличиваются и пороговый ток, и последовательное сопротивление лазера. Использование лазера при температурах ниже 60 К нежелательно из-за большой рассеиваемой электрической мощности в нем и малого интервала изменения частот генерации с током.

Проведенное сканирование газовых сред двумя лазерными модами показывает перспективность использования бездефектных диодных лазеров в лазерной спектроскопии. Произведена идентификация линий поглощения двуокиси азота и выполнена калибровка лазера по идентифицированным линиям. Зарегистрированы интересные линии газа  $\text{CH}_3\text{Cl}$  в мало изученной области спектра.

Близость интервалов токовой перестройки частоты генерации мод с величиной межмодового расстояния создает свои трудности для использования многомодовых лазеров из-за необходимости выделения сканирующей моды. Однако уменьшение длины резонатора может помочь расширить упомянутые интервалы в 2–3 раза.

## 6. Подавление соседних мод

Подавление вынужденного излучения за счет рассеяния на волнах электронной плотности [14] происходит в значительно меньшем интервале энергий фотонов, чем межмодовые интервалы, и поэтому, возможно, не является главной причиной. Покажем, что наличие импульса у фотона дает гораздо больший интервал подавления.

Импульс фотона делает излучательные переходы непрямыми (рис. 6). Энергии носителей заряда, участвующих в переходах, оказываются различными при различных углах между направлениями импульсов фотона и носителя. Упругое рассеяние переориентирует носители за время ( $10^{-13}$  с), гораздо меньшее времени рассеяния по энергии ( $10^{-10}$  с) и времени излучательной рекомбинации ( $10^{-8}$  с). В результате одна лазерная мода уменьшает концентрацию носителей в достаточно широких интервалах энергий. Моды, в генерации которых могли бы участвовать носители из этих энергетических интервалов, ослабляются.

Вычислим энергетические интервалы подавления соседних мод. Формулы для энергий переходов  $h\nu$  при трех

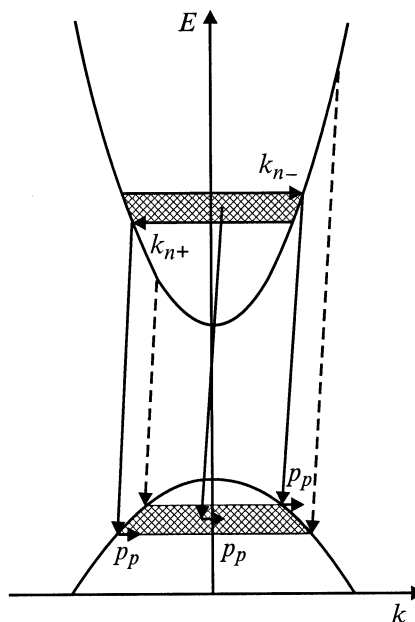


Рис. 6. Схема влияния импульса фотона на подавление соседних мод.

различных направлениях импульсов носителей относительно направления импульса фотона (рис. 6) имеют вид

$$h\nu = E_g + \frac{k_{n-}^2}{2m_n} + \frac{(k_{n-} - p_p)^2}{2m_p} \quad (1)$$

для одинаковых направлений;

$$h\nu = E_g + \frac{k_{n+}^2}{2m_n} + \frac{(k_{n+} + p_p)^2}{2m_p} \quad (2)$$

для противоположных направлений;

$$h\nu = E_g + \frac{k_{n0}^2}{2m_n} + \frac{k_{n0}^2}{2m_p} \quad (3)$$

для почти перпендикулярных направлений, когда амплитуда импульса носителя не изменяется при переходе. Здесь  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $m_n$ ,  $m_p$  — эффективные массы электронов и дырок соответственно,  $m_n \ll m_p$ ;  $k_{n+}$ ,  $k_{n-}$ ,  $k_{n0}$  — амплитуды импульсов электронов в случае упомянутых направлений их движения;  $p_p$  — амплитуда импульса фотона.

Интервал обеднения в зоне проводимости  $\Delta E_n$  определяем из (1) и (2):

$$\Delta E_n = \frac{k_{n-}^2 - k_{n+}^2}{2m_n} = \frac{(k_{n-} + k_{n+})p_p}{m_p(1 + m_n/m_p)} \approx \frac{2k_{n0}p_p}{m_n + m_p}. \quad (4)$$

Ширина полосы обеднения в валентной зоне почти такая же, как в зоне проводимости, так как форма разрешенных зон при рассматриваемых энергиях близка к сферической. Полоса подавления в валентной зоне дает границы частотного диапазона подавления ввиду того,

что  $m_n \ll m_p$ . Красная граница (левая штриховая линия на рис. 6) связана с переходом электрона с импульсом  $k_{n-}$  (рис. 6) из зоны проводимости в валентную зону с передачей фотону части своего импульса  $p_p$ . Далее этот электрон изменяет направление своего движения вплоть до получения противоположного направления и препятствует усилению излучения за счет переходов электронов с абсолютной величиной импульса  $k_{n-} - 2p_p$  из зоны проводимости в валентную зону. Энергия фотонов при таких переходах имеет величину

$$\begin{aligned} h\nu_{p-} &= E_g + \frac{(k_{n-} - p_p)^2}{2m_p} + \frac{(k_{n-} - 2p_p)^2}{2m_n} \\ &= h\nu - \frac{2k_{n-}p_p}{m_n} + \frac{2p_p^2}{m_n} \\ &\simeq h\nu - \frac{2k_{n0}p_p}{m_n} + \frac{2p_p^2}{m_n} \frac{m_p}{m_n + m_p}. \end{aligned} \quad (5)$$

В формировании синей границы подавления (правая штриховая линия на рис. 6) участвуют электроны с импульсом  $k_{n+}$ . Она располагается при энергии фотона

$$\begin{aligned} h\nu_{p+} &= h\nu + \frac{2k_{n+}p_p}{m_n} + \frac{2p_p^2}{m_n} \\ &\simeq h\nu + \frac{2k_{n0}p_0}{m_n} + \frac{2p_p^2}{m_n} \frac{m_p}{m_n + m_p}. \end{aligned} \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что  $h\nu_{p+} - h\nu > h\nu - h\nu_{p-}$ , т.е. диапазон подавления с синей стороны моды шире, чем с красной.

Полоса обеднения в зоне проводимости дает очень узкий диапазон подавления. С красной стороны от генерируемой моды он имеет величину

$$h\nu_{n-} - h\nu \simeq -\frac{2k_{n0}p_p}{m_p} + \frac{2p_p^2 m_n}{m_p^2}. \quad (7)$$

С синей стороны —

$$h\nu_{n+} - h\nu \simeq \frac{2k_{n0}p_p}{m_p} + \frac{2p_p^2 m_n}{m_p^2}. \quad (8)$$

Из уравнения (3) находим

$$k_{n0} = \sqrt{(h\nu - E_g)2m_n \left(1 + \frac{m_n}{m_p}\right)^{-1}}. \quad (9)$$

Для количественных оценок определим  $h\nu - E_g$  из условия получения достаточного усиления. Будем исходить из степенной зависимости коэффициента межзонного поглощения от энергии фотона, характерной для прямозонных полупроводников,

$$\alpha = A\sqrt{T} \sqrt{\frac{h\nu - E_g}{kT}}, \quad (10)$$

где  $A$  — коэффициент, который для полупроводников  $A^{III}B^V$  имеет величину  $\sim 200 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1/2}$ ,  $T$  — абсо-

лютная температура,  $k$  — постоянная Больцмана. Коэффициент усиления возьмем в упрощенном виде:

$$g_L = \alpha \frac{2(h\nu - E_g)}{kT} \left(2 + e^{F_i/kT}\right)^{-1}, \quad (11)$$

где  $F_i$  — глубина залегания уровня Ферми в зоне проводимости на пороге генерации. Если учитывать оптические потери только на выход излучения, то

$$g_L = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}, \quad (12)$$

где  $L$  — длина лазерного резонатора,  $R$  — коэффициент отражения зеркал. Из уравнений (9) и (10) получаем

$$h\nu - E_g = kT \left( \frac{g_L(2 + e^{F_i/kT})}{A \cdot 2\sqrt{kT}} \right)^{2/3}. \quad (13)$$

Для вычисления  $F_i$  будем использовать трансцендентное уравнение в соответствии с работой [15]

$$\frac{m_p}{m_n} = \left( \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \right)^{2/3} \frac{F_i}{kT} e^{2F_i/3kT}. \quad (14)$$

Импульс фотона  $p_p$  будем вычислять в соответствии с [16] по формуле

$$p_p = \frac{E_g n}{c}, \quad (15)$$

где  $n$  — показатель преломления,  $c$  — скорость света в вакууме.

Используем следующие параметры лазера для  $T = 77 \text{ К}$ :  $E_g = 0.35 \text{ эВ}$ ,  $n = 3.6$ ,  $m_n = 0.025 m_e$ ,  $m_p/m_n = 20$ ,  $L = 0.035 \text{ см}$ ,  $R = 0.3$  и  $A = 187 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1/2}$ . Получаем следующие величины:  $g_L = 34.4 \text{ см}^{-1}$ ,  $h\nu - E_g = 0.377 kT$ ,  $F_i = 3kT$ ,  $p_p = 0.67 \cdot 10^{-22} \text{ г} \cdot \text{см/с}$ ,  $k_{n0} = 4.18 \cdot 10^{-22} \text{ г} \cdot \text{см/с}$ ,  $\Delta E_n = 0.07 \text{ мэВ}$ ,  $h\nu_{p+} - h\nu = 1.77 \text{ мэВ}$ ,  $h\nu - h\nu_{p-} = 1.26 \text{ мэВ}$ . В то же время межмодовый интервал в исследуемых лазерах составляет  $\Delta h\nu_L = 0.5 \text{ мэВ}$ . Таким образом, подавление соседних мод из-за наличия импульса у фотона происходит на 3 межмодовых интервала с синей стороны и на 2 интервала с красной стороны от генерируемой моды.

Наиболее сильно подавляются моды, ближайшие к основной генерируемой моде, так как полоса обеднения в валентной зоне больше участвует в их генерации, чем в генерации далеких мод. Полоса обеднения в зоне проводимости дает интервал подавления меньше межмодового интервала и поэтому не участвует в подавлении соседних мод. Она, наоборот, способствует многомодовому режиму. В реальных лазерах на подавление соседних мод влияет еще и распределение дефектов по длине резонатора, способствуя выделению той или иной моды.

## 7. Заключение

Исследование спектров излучения лазеров на основе InAsSb/InAsSbP, работающих вблизи длины волны 3.6 мкм, показало, что в них могут быть реализова-

ны условия уменьшения количества генерируемых мод без внесения кристаллографических дефектов. Получено преобладание генерации в двух продольных модах, разделенных двумя межмодовыми интервалами.

Сделана оценка влияния импульса фотона на подавление спектральных мод. Получено, что наиболее сильно подавляются моды, ближайшие к преобладающей.

Проведена лазерная спектроскопия двумя модами исследуемого диодного лазера газов  $N_2O$  и  $CH_3Cl$ . Идентифицированы линии поглощения закиси азота и по ним сделана калибровка частотной шкалы лазерного спектрометра.

Выполненные исследования показывают перспективность создания бездефектных лазеров для спектроскопии высокого разрешения с осуществлением в них условий для подавления пространственных поперечных мод и части спектральных мод.

Работа поддержана грантом Академии наук Чешской республики (№ A4040708) и грантом Европейского сообщества INCO-Copernicus (№ IC15-CT97-0802(DG12-COPE)), а также грантом Российского фонда фундаментальных исследований (№ 99-02-18019).

Авторы выражают благодарность Т.Н. Даниловой за содержательную и полезную дискуссию при обсуждении результатов работы.

## Список литературы

- [1] J.C. Comparo. *Contemporary Physics*, **26**, 443 (1985).
- [2] A.I. Nadezhdinski. In: *Proc. Freiburg Symposium* (1991), ed. by R. Grisar, Schmidtke, M. Tacke, G. Restelli (Kluwer, Dordrecht, 1992) p. 155.
- [3] R.V. Martinelli. *Laser Focus World*, **3**, 77 (1996).
- [4] В.Г. Аветисов, Ю.В. Косичкин, В.И. Малахова, А.В. Меркулов, А.И. Надежденский, С.Л. Палей, и др. *Квант. электрон.*, **20**, 839 (1993).
- [5] Z. Zelinger, S. Civis, P. Kubat, P. Engst. *Infr. Phys. Technol.*, **36**(1), 537 (1995).
- [6] A.P. Danilova, T.N. Danilova, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, M.V. Stepanov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. *IEE Proc. Optoelectronics*, **145**(5), 261 (1998).
- [7] 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"* (С.-Петербург, 1998).
- [8] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *ФТП* (1999), в печати.
- [9] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **18**, 6 (1992).
- [10] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **31**, 1392 (1997).
- [11] A. Popov, V. Sherstnev, Yu. Yakovlev, S. Civis, Z. Zelinger. *Spectrochimica Acta.*, Pt. A, **54**, 821 (1998).
- [12] A.A. Popov, V. V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev, S. Civis, Z. Zelinger. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **23**(11), 890 (1997).
- [13] A. G. Maki, J. S. Wells. *Wavenumber calibration Table From Heterodyne Frequency Measurements* NIST Special Publication 821 (Washington, 1991).
- [14] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. *Квант. электрон.*, **10**, 826 (1983).
- [15] 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).
- [16] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977) с. 592.

Редактор Л.В. Шаронова

## Diode-laser spectroscopy in two modes of InAsSb/InAsSbP laser near 3.6 $\mu m$

A.P. Danilova, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, S. Civis\*, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

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

\* J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry, CAS,  
18223 Prague 8, Czech Republic

**Abstract** Current dependence of the emitted frequency of InAsSb/InAsSbP diode laser structures operating near 3.6  $\mu m$  has been investigated. It has been concluded that conditions of the diminution of the generated mode quantity without creation lattice defects are realized in this type of the laser. It has been shown that the photon impulse favours the suppression of spectral modes that are nearest to the predominant one. Laser spectroscopy was fulfilled for each of  $N_2O$  and  $CH_3Cl$  gases using two strong modes in the interval of  $2 cm^{-1}$ .