

Спектральная ширина линии излучения перестраиваемых током лазеров на основе InAsSb/InAsSbP при низкой температуре

© А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат*, С. Цивиш*, Ю.П. Яковлев

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

* Институт физической химии им. Геровского, Чешская академия наук,
18223 Прага 8, Чешская Республика

(Получена 24 октября 2001 г. Принята к печати 30 октября 2001 г.)

Сообщается о создании перестраиваемых током диодных лазеров на основе гетероструктуры InAsSb/InAsSbP с узкой линией излучения (7–10 МГц) на диапазон длин волн 3.2–3.4 мкм, работающих при низких температурах (15–60 К). Показано, что быстрая частотная модуляция излучения при низких температурах происходит только при значительных превышениях тока над пороговым значением. Это связано с тем, что плавный оптический волновод создается только при достаточном превышении концентрации неравновесных носителей заряда на боковых краях резонатора над пороговой величиной. Отмечается, что увеличение с током концентрации дырок вблизи p -области из-за уменьшения эффективного времени жизни носителей заряда в лазерном режиме приводит к дополнительному увеличению диапазона частотной перестройки. Приводится спектр поглощения аммиака в диапазоне волновых чисел 3232–3237 см⁻¹, измеренный с использованием созданного лазера.

1. Введение

Перестраиваемые током полупроводниковые лазеры являются перспективными приборами для ряда отраслей науки и техники. Одной из наиболее перспективных областей практического применения перестраиваемых током лазеров в настоящее время является использование их для изучения спектров поглощения газовых молекул с целью обнаружения присутствия вредных газов в атмосфере, а также для изучения вращательно-колебательных спектров газовых молекул [1–9]. Применение полупроводниковых лазеров в молекулярной спектроскопии существенно облегчает измерение малых концентраций газов благодаря большой обнаружительной способности и селективности измерений. Спектральная ширина линии излучения играет важную роль наряду с такими параметрами перестраиваемых лазеров, как интенсивность выходящего излучения, диапазон перестройки длины волны излучения, быстродействие. В предыдущих наших работах [10–12] мы сообщали о предложенной методике измерения ширины линии излучения в перестраиваемых током лазерах и результатах измерения ширины линии генерации в лазерах на основе InAsSb/InAsSbP при температурах 60–80 К. Нами была исследована ширина линии излучения в лазерах, где под действием возникающего излучения создается плавный волновод. В лазерах такого типа концентрация неравновесных носителей возрастает от середины к краям волновода, вследствие чего вдоль ширины активной области образуется плавный волновод, в котором световой поток колеблется от одной стенки резонатора к другой. Было показано, что излучение в лазере с плавным волноводом имеет ширину линии 10–30 МГц. Малое различие в значениях ширины спектральной линии Δf для лазеров различных типов указывает на то, что частотный шум, создающий эффект ширины линии, обуславливается не

дефектами в кристалле или дефектами конструкции, а вызван физическими процессами, связанными с взаимодействием излучения с неравновесными носителями заряда. Из-за флуктуации концентрации неравновесных носителей заряда и соответствующего изменения показателя преломления собственная частота резонатора также флуктуирует, что приводит к зависимости спектральной ширины линии излучения от этих параметров. Была предложена и теоретически рассмотрена зависимость ширины линии генерации от параметров лазера с учетом особенностей и физических процессов, протекающих в лазере с плавным волноводом. Выражения, полученные в [10–12], приводят к большей ширине линии генерации в 3–10 раз по сравнению со значением, вытекающим из теорий Генри [13] и Ямада [14]. Из рассмотрения физических процессов, протекающих в перестраиваемых лазерах с плавным волноводом с разными геометрическими параметрами, следует сильная зависимость спектральной ширины линии генерации от концентрации неравновесных носителей заряда N и объема активной области, что показано в работе [11]. Цель данной работы — измерение ширины линии излучения лазеров, работающих при криогенных температурах (от 15 до 60 К) и определение параметров лазеров, обеспечивающих минимальную ширину линии генерации в этом температурном интервале.

2. Методика получения и измерения лазерных структур

Основная часть диодных лазерных структур, основанных на двойной гетероструктуре InAsSb/InAsSbP, была выращена методом жидкофазной эпитаксии [10–12] на p -InAs, легированном Zn до концентрации дырок 10^{19} см⁻³. Концентрации носителей заряда в слоях и

геометрические размеры структуры были выбраны таким образом, чтобы предотвратить вымораживание носителей заряда и обеспечить работу лазера при низких температурах. Узкозонный активный слой с шириной запрещенной зоны 0.4 эВ при температуре $T = 77$ К имел толщину 1.1–1.5 мкм и образовывал гетеропереход первого типа с ограничительными слоями InAsSbP (по 2 мкм толщиной каждый), ширина запрещенной зоны которых при $T = 77$ К составляла 0.6 эВ. Концентрация электронов в нелегированной активной области была $(2-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Легированный Zn ограничительный слой p -InAsSbP, прилегающий к подложке, имел концентрацию дырок $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а ограничительный слой n -InAsSbP, легированный Sn, — концентрацию электронов $(6-8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Верхний слой толщиной 0.5 мкм был легирован Sn до концентрации электронов 10^{19} см^{-3} . После эпитаксиального выращивания толщина подложки уменьшалась до 100 мкм. Двухканальные меза-чипы с шириной полоска 16 мкм с шагом 500 мкм формировались методом стандартной фотолитографии. Лазерные диоды с длиной резонатора Фабри–Перо 200–500 мкм были образованы скальванием. Лазерные чипы монтировались на поверхности специального медного держателя [15,16], который позволял вставлять диод внутрь откачиваемого гелиевого криостата

На лазерных структурах исследовались спектральные характеристики и изучалась зависимость ширины линии излучения от инжекционного тока. Измерения проводились в температурном интервале $T = 15-80$ К. Использованный лазерный диодный спектрометр был описан в более ранних работах [15,16]. Исследуемый лазер помещался в откачиваемый лазерный сосуд Дьюара замкнутого цикла (Laser Photonics, model L573), работающий в температурном интервале 12–100 К. Температура и мощность контролировались с помощью установок Laser Photonics model L5820 и L571. Лазерное излучение фокусировалось с помощью параболического зеркала на вход решеточного монохроматора, который использовался для выделения исследуемых мод лазера. Выходящее из монохроматора излучение проходило через кювету с поглощающим газом (например, NH_3) или через воздушный эталон Фабри–Перо, у которого интервал между собственными волновыми числами составлял 0.026 см^{-1} . Лазерное излучение направлялось в кювету длиной 40 см с окнами из KBr, заполненную исследуемым газом под давлением от 1 до 3 Торр. Охлаждаемый жидким азотом InSb-фотодиод использовался для регистрации излучения перестраиваемого током лазера. Электрический сигнал с фотодиода усиливался широкополосным усилителем.

При исследовании спектров поглощения сигнал записывался при линейном изменении инжекционного тока в течение времени $t = 1$ мин. Точковый интервал от 50–100 до 300 мА был разделен на несколько интервалов, каждый из которых составлял 50 мА. Питаящий ток был модулирован малым синусоидальным сигналом с частотой 1 кГц. Вторая производная сигнала по времени,

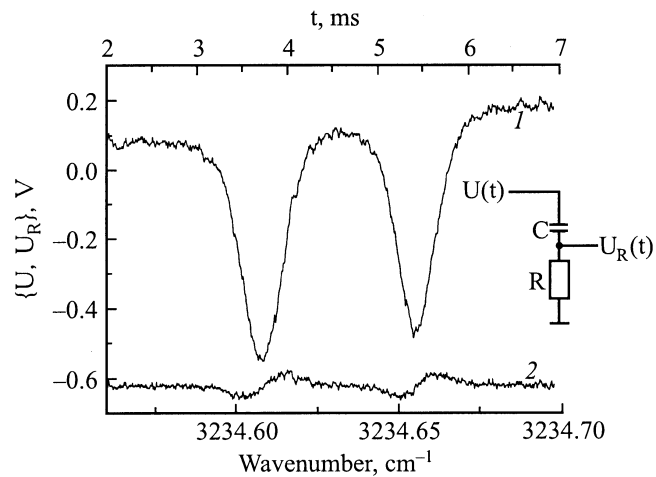


Рис. 1. Осциллограммы: 1 — сигнал $U(t)$, изображающий спектр поглощения измеряемого газа NH_3 ; 2 — сигнал $U_R(t)$ после RC -фильтра. На вставке — схема RC -фильтра.

которая непрерывно изменялась, записывалась с помощью компьютера и самописца SP-530 с синхронным усилителем. Полоса пропускания фотоприемного усилителя составляла 50–80 кГц.

Для измерения ширины линии излучения перестраиваемый лазер запитывался постоянным током, модулированным пилообразным током с глубиной модуляции 3–10 мА и частотой 200 Гц. Сигнал с фотоприемного усилителя U измерялся на первом канале цифрового осциллографа Le Croy 9361 (рис. 1, кривая 1). Этот сигнал поступил на дифференцирующую RC -цепочку. Сигнал U_R с сопротивления R подавался на второй канал цифрового осциллографа (рис. 1, кривая 2). Среднее значение сигнала \bar{U}_R (вычисленное не менее чем по 100 значениям) и его среднеквадратичное отклонение $\langle U \rangle$ измерялись осциллографом в экстремальных точках этого сигнала. Постоянная времени RC -цепочки составляла 20 мкс. Использовались два фотоприемных усилителя. Полоса пропускания первого составляла 10 Гц–300 кГц, второго — 50 Гц–80 кГц.

Изложим примененный метод измерения ширины лазерной линии и покажем условия его применения. Метод основан на наличии узких линий поглощения стандартных газов и на способности RC -цепочки дифференцировать низкочастотную часть сигнала и пропускать без искажений высокочастотную. Напряжение на ее выходе U_R связано с входным напряжением U уравнением

$$U' = U'_R + U_R/\tau, \quad (1)$$

где $\tau = RC$ — постоянная времени RC -цепочки. Частоту лазерного излучения f можно представить в виде суммы слагаемого f_0 , плавно изменяющегося с током, и слагаемого, соответствующего случайным отклонениям частоты μ вследствие изменения тока. Случайные отклонения частоты μ создают эффективную ширину лазерной линии. Поскольку лазерная линия имеет лоренцевскую

форму [13], ее ширина на половине высоты Δf равна удвоенному среднеквадратичному отклонению частоты генерации:

$$\Delta f = 2\langle\mu\rangle. \quad (2)$$

Напряжение U_R на сопротивлении R также содержит среднюю величину \bar{U}_R и случайную величину U_μ , что позволяет уравнение (1) преобразовать к виду

$$\frac{dU}{df} [(df_0/dt) + (d\mu/dt)] = (d\bar{U}_R/dt) + (dU_\mu/dt) + (\bar{U}_R/\tau) + (U_\mu/\tau). \quad (3)$$

Если усреднять сигнал U_R в экстремальных точках, то $d\bar{U}_R/dt$ можно считать равным нулю. Поскольку усреднение случайных величин дает нуль, получаем

$$\bar{U}_R = \tau(df_0/dt)(dU/df). \quad (4)$$

RC-цепочка подавляет радиосигналы, частота которых меньше $1/2\pi\tau$. Поэтому при наличии в сигнале dU/df составляющих с гораздо большими частотами членом U_μ/τ можно пренебречь. Тогда случайные составляющие дадут уравнение

$$dU_\mu = (dU/df)d\mu, \quad (5)$$

позволяющее после интегрирования и нахождения среднеквадратичного отклонения $\langle U_\mu \rangle$ определить $\langle \mu \rangle$. Получим

$$\langle U_\mu \rangle = (dU/df)\langle \mu \rangle. \quad (6)$$

Подстановка (6) и (4) в (2) дает формулу для определения ширины лазерной линии по величинам \bar{U}_R , $\langle U_\mu \rangle$ и df_0/dt .

Для определения ширины линии излучения получим соотношение

$$\Delta f = 2\tau(df_0/dt)\langle U_\mu \rangle/\bar{U}_R. \quad (7)$$

Чтобы исключить влияние амплитудных флуктуаций, среднеквадратичное отклонение сигнала U_R измерялось не только в экстремальных точках (s), но и вдали от них (s_0), где $U_R = 0$. Искомое $\langle U_\mu \rangle$ вычислялось по формуле

$$\langle U_\mu \rangle = (s^2 - s_0^2)^{0.5}. \quad (8)$$

Для достижения высокой точности определения Δf достаточно, чтобы в усредненном сигнале U_R содержалось мало подавленных частот. Иными словами, диапазон воспроизводимых частот должен быть значительно шире, чем диапазон, где наблюдается завал частот. Нижняя частота усилителя должна быть на порядок меньше, чем $1/2\pi\tau$, чтобы не влиять на дифференцирование в RC-цепочке. Сама цепочка подавляет частоты ниже $1/2\pi\tau$. Верхняя граница пропускания усилителя должна быть резкой и более чем на порядок выше частоты $1/2\pi\tau$. Ширина строка при определении среднеквадратичного отклонения должна быть по крайней мере на порядок меньше τ , чтобы не занижать отклонений U_μ от среднего значения \bar{U}_R . Для определения df_0/dt использовались как известные дублетные линии поглощения (рис. 1), так и эталонный резонатор Фабри–Перо.

3. Экспериментальные результаты

По спектрам излучения лазеры разделяются на две группы: перестраиваемые (в которых положение линии генерации зависит от инжекционного тока I) и неперестраиваемые. Частотные спектры неперестраиваемых лазеров имеют до 10 линий, соответствующих продольным модам резонатора, и почти столько же линий, соответствующих поперечным пространственным модам. С увеличением тока преимущество длинноволновых мод над коротковолновыми увеличивается. Длина резонатора неперестраиваемых лазеров (300–500 мкм) статистически больше, чем перестраиваемых.

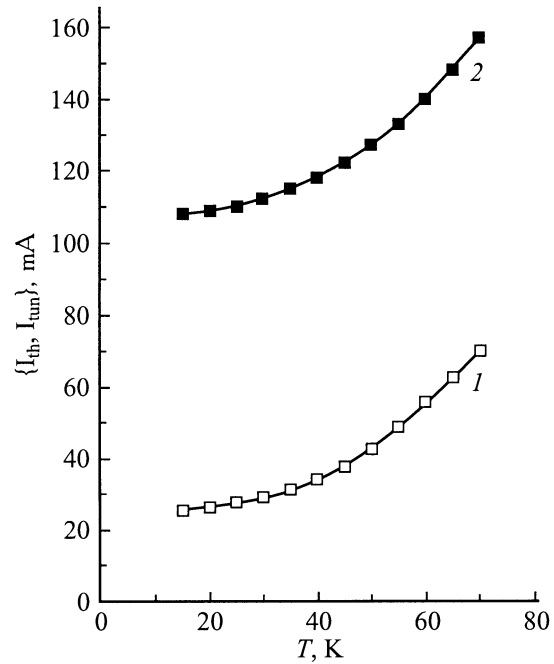


Рис. 2. Температурная зависимость порогового тока генерации лазера I_{th} (1) и порогового тока генерации перестраиваемой линии I_{tun} (2).

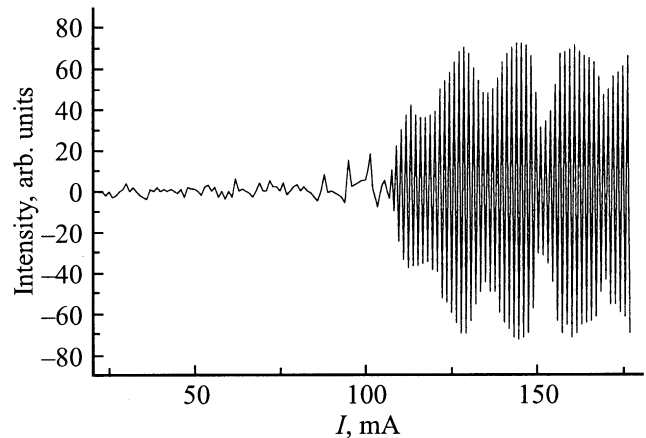


Рис. 3. Токовая зависимость интенсивности излучения, прошедшего через внешний резонатор Фабри–Перо.

ваемых (200–300 мкм). Толщина активной области в неперестраиваемых лазерах (0.8–1.1 мкм) меньше, чем в перестраиваемых (1–1.5 мкм). Перестраиваемые лазеры имеют в частотных спектрах несколько линий только при малых превышениях тока над пороговым значением I_{th} (от 1 до 3 раз) и при больших превышениях (свыше 5). При промежуточных токах доминирует одна перестраиваемая линия. Она на 5–7 межмодовых интервалов более коротковолновая, чем преобладающая при малых токах линия. Пороговый ток генерации перестраиваемой линии I_{tun} относительно слабее увеличивается с температурой (рис. 2, кривая 2), чем пороговый ток генерации лазера I_{th} (рис. 2, кривая 1). При токах $I \approx I_{tun}$ перестраиваемая линия разгорается за счет гашения неперестраиваемых линий. Токосная зависимость интенсивности излучения, прошедшего через внешний резонатор Фабри–Перо, (рис. 3) не содержит синусоидальных колебаний в интервале токов от I_{th} до I_{tun} . Это доказывает отсутствие токовой частотной перестройки при малых токах. При токах от I_{tun} до $(2-3)I_{tun}$ синусоида наблюдается и это свидетельствует о наличии частотной перестройки преобладающей коротковолновой линии. Увеличение наклона внешнего резонатора относительно оси дает сдвиг синусоид вправо на экране осциллографа, доказывая увеличение волнового числа генерируемого излучения с током. Наибольший диапазон перестройки (до 6 см^{-1}) получается при температурах $T = 15-20 \text{ К}$, что подтверждается формулами, полученными в [10]. При повышении температуры интервал перестройки

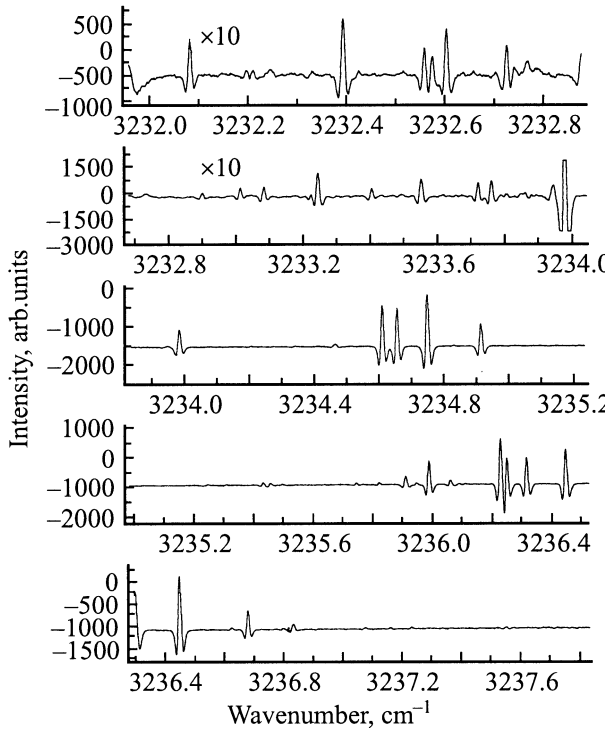


Рис. 4. Дважды дифференцированный спектр поглощения NH₃, полученный при 17.5 К.

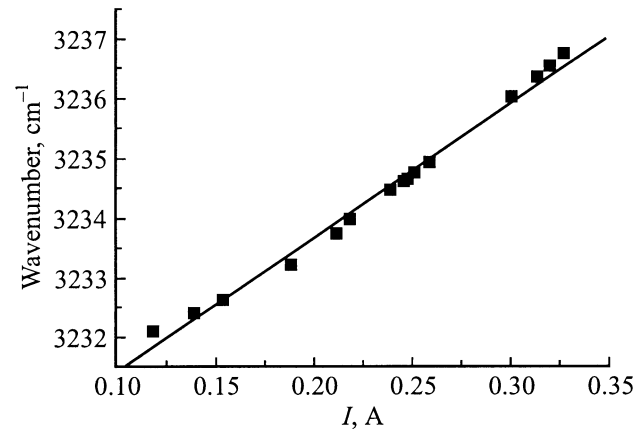


Рис. 5. Зависимость волнового числа генерируемого излучения от тока, полученная в результате идентификации линий поглощения NH₃ (рис. 4).

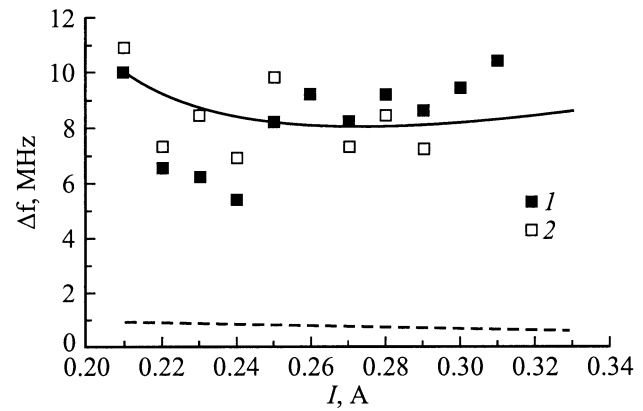


Рис. 6. Зависимость спектральной ширины линии излучения от тока, полученная с использованием двух усилителей с максимальной частотой усиления 300 (1) и 80 кГц (2). Сплошная кривая — расчет по формуле (13), штриховая кривая — расчет по теории Ямада [14].

сужается в основном за счет возобновления генерации длинноволновых линий. При температурах $T > 70-80 \text{ К}$ одномодовая перестраиваемая генерация обычно наблюдается только на коротких пилообразных импульсах длительностью $< 20 \text{ мкс}$ со скважностью > 50 , когда нагревание лазера незначительно.

На рис. 4 приведен дважды дифференцированный по волновому числу спектр поглощения аммиака, снятый при температуре 17.5 К при изменении тока от 110 до 350 мА. По волновым числам идентифицированных полос была построена зависимость волнового числа генерируемого излучения от тока (рис. 5). Полученная градуировочная зависимость близка к линейной. Эти же полосы использованы для измерения ширины лазерной линии. Использование усилителей с разной частотой высокочастотного среза (80 и 300 кГц) дает приблизительно одинаковые, в пределах ошибки измерений,

величины ширины лазерной линии (рис. 6), если ток одинаковый, т. е. используемые усилители не вносят значительной погрешности в величины измеряемых сигналов. Поэтому через экспериментальные точки, полученные с использованием двух усилителей, можно провести одну кривую. Такая кривая представляет собой полином второй степени и дает минимум при токе 270 мА с шириной лазерной линии на половине высоты 7 МГц, что в 1.5 раза меньше наблюдавшейся ранее нами на аналогичных лазерах при 60 К. Исследованные ранее лазеры имели меньшую концентрацию акцепторов в подложке и ограничительном слое и меньшую толщину активной области, чем исследованные в данной работе. Ширина их линии генерации измерялась при более высокой температуре ($T = 60\text{--}70\text{ К}$).

Таким образом, увеличение концентрации дырок в ограничительном p -слое лазера и увеличение толщины его активной области позволило получить одномодовую частотную перестройку и узкую лазерную линию при более низких температурах, чем ранее.

4. Обсуждение экспериментальных данных

Как показали проведенные исследования, при малых надпороговых превышениях тока как перестраиваемые, так и неперестраиваемые лазеры содержат большое количество линий излучения, которые соответствуют продольным и поперечным электромагнитным волнам. Исследования показали также, что увеличение длины резонатора способствует не только увеличению числа генерируемых продольных мод, но и появлению поперечных мод. Особенно вероятно одновременное появление поперечных и продольных мод при длине резонатора 500 мкм. Межмодовое расстояние в этом случае составляет 24 Å. При ширине полоска 16 мкм первые поперечные моды сдвинуты относительно продольных на такое же расстояние. В результате продольные и поперечные моды имеют одинаковые длины волн и одинаковую вероятность генерации. Поперечные моды мешают образованию плавного концентрационного волновода, так как не способствуют снижению концентрации носителей заряда в средней части волновода. Поэтому лазеры с длиной резонатора 500 мкм с большой вероятностью не будут перестраиваемыми. Из-за нелинейного рассеяния на волнах электронной плотности, создаваемых генерируемой модой, усиление увеличивается с длинноволновой стороны от каждой генерируемой моды и уменьшается с коротковолновой [17]. В этом случае с увеличением тока происходит генерация все более длинноволновых мод и сохраняется генерация коротковолновых мод. В результате несколько десятков мод поддерживают друг друга.

При длине резонатора от 200 до 300 мкм поперечная мода удалена от продольной на половину межмодового

расстояния. При совпадении положения максимума усиления с положением продольной моды поперечные моды генерироваться не будут из-за недостаточного усиления. Появится плавный концентрационный волновод, в котором возникают поперечные колебания светового потока, полностью подавляющие поперечные моды. Такой лазер в некотором интервале токов должен быть одномодовым. Частота генерации излучения должна увеличиваться с током из-за роста концентрации носителей заряда на краях волновода, где интенсивность лазерного потока мала. Появление слабых длинноволновых мод при больших токах, возможно, связано с разогревом, который приводит к искажению профиля волновода.

Поскольку скачок концентрации неравновесных носителей заряда на краях резонатора, необходимый для образования плавного волновода, почти не зависит от температуры, а пороговая концентрация возрастает с температурой (рис. 2), следует ожидать более слабой температурной зависимости для $I_{\text{тун}}$ по сравнению с температурной зависимостью порогового тока I_{th} , что и наблюдается экспериментально (рис. 2). В перестраиваемых током лазерах концентрация неравновесных носителей заряда N при токах, превышающих пороговое значение, не остается не зависящей от тока и равной своему пороговому значению N_{th} , а увеличивается с током. Именно увеличение концентрации носителей заряда и приводит к уменьшению показателя преломления n , так как $\partial n/\partial N < 0$, и соответственно к увеличению собственных частот лазерного резонатора. Поэтому для вычисления N по изменению частоты генерации δf можно написать приближенную формулу

$$N = N_{\text{th}} - \frac{(\delta f/f)n}{\partial n/\partial N}. \quad (9)$$

В то же время флуктуация N приводит к флуктуации собственных частот лазерного резонатора и увеличению ширины лазерной линии Δf . С учетом сглаживания флуктуации N лазерным излучением ширина лазерной линии будет

$$\Delta f = (\tau_L/\tau_0)(f/n)|\partial n/\partial N|(8N/V)^{0.5}, \quad (10)$$

где τ_L/τ_0 — отношение времен жизни носителей заряда для малых отклонений N от равновесия в присутствии лазерного излучения (τ_L) и в его отсутствие (τ_0), V — объем активной области. Отношение τ_L/τ_0 в (10) также зависит от N . При низких температурах реализуется промежуточный уровень возбуждения, так как концентрации неравновесных и равновесных носителей заряда соизмеримы. Для любого уровня возбуждения активной области с электронным типом проводимости справедлива следующая формула:

$$\tau_L/\tau_0 = I_{\text{th}}(N - N_0)(2N_{\text{th}} + N_d) / \{IN_{\text{th}}(N_{\text{th}} + N_d) \times [1 + I_{\text{th}}(N - 2N_0 - N_0N_d/N)/IN_{\text{th}}(N_{\text{th}} + N_d)]\}, \quad (11)$$

где N_0 — инверсная концентрация неравновесных носителей заряда для генерируемой моды, N_d — концен-

трация доноров. Величина в квадратных скобках близка к 1 с точностью до единиц процентов. Обозначим ее буквой B .

Величина $\partial n/\partial N$ для любого уровня возбуждения выражается приближенной формулой

$$\partial n/\partial N = -1.15cAT^{0.5}(F_i/kT)^{0.5}/[6\pi^2 f(N_d + N_i)], \quad (12)$$

где c — скорость света, $A = 186 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-0.5}$ — коэффициент, характеризующий крутизну края поглощения материала активной области, F_i и N_i — глубина залегания уровня Ферми и концентрация неравновесных носителей заряда в зоне проводимости на пороге инверсии заселенности активной области соответственно, 1.15 — коэффициент, учитывающий вклад плазменных колебаний в показатель преломления. Из формул (10)–(12) вытекает следующая формула для ширины лазерной линии:

$$\Delta f = 1.15cAT^{0.5}(8NF_i/kTV)^{0.5}I_{\text{th}}(N - N_0) \times (2N_{\text{th}} + N_d)/[6\pi^2 n(N_d + N_i)IN_{\text{th}}(N_{\text{th}} + N_d)B]. \quad (13)$$

Проанализируем формулы (11)–(13). Из (11) следует, что отношение $\tau_L/\tau_0 = 1$ при $I = I_{\text{th}}$ и уменьшается с током, ускоряя затухания случайных флуктуаций концентрации неравновесных носителей заряда и сглаживая флуктуации коэффициента преломления. Формула (12) показывает, что $\partial n/\partial N$ уменьшается с ростом концентрации доноров, так как F_i растет слабее, чем N_d . В результате наличие доноров приводит к уменьшению диапазона частотной модуляции лазера. Из формулы (13) следует, что уменьшение температуры может привести к уменьшению Δf по двум основным причинам: во-первых, за счет уменьшения N ; во-вторых, за счет увеличения I/I_{th} в режиме перестройки частоты генерации. Последнее утверждение требует специальной ремарки. Согласно нашим исследованиям [18–20], для быстрой перестройки частоты требуется возникновение плавного оптического волновода за счет накопления неравновесных носителей заряда на краях резонатора. Превышение дополнительной концентрации над пороговой концентрацией в первом приближении не зависит от температуры. Поэтому достижение этого превышения при низких температурах требует более высокого относительного превышения тока над пороговым значением, чем при более высоких температурах, так как N_{th} уменьшается с уменьшением температуры. Действительно, при малых превышениях тока над пороговым значением генерируемые моды не перестраиваются по частоте, как видно из рис. 3. Перестройка начинается при 4-кратном превышении тока над пороговым значением при $T = 17.5 \text{ К}$ (рис. 2, 3). Приведенные рассуждения также объясняют уменьшение этого превышения с повышением температуры (рис. 2).

При записи спектров NH_3 (рис. 4) превышение над порогом имело величину в пределах от $4 I_{\text{th}}$ до $13 I_{\text{th}}$, что в соответствии с формулой (6) позволяло с высокой точностью записывать линии поглощения, по которым

была построена градуировочная кривая зависимости волновых чисел от тока (рис. 5). Экспериментально полученные значения Δf (рис. 6) оказываются близкими к рассчитанным по формуле (13) (сплошная кривая) и на порядок больше рассчитанных по теории Ямада [14] (штриховая кривая).

Тенденция к уменьшению Δf с ростом тока при малых токах ($I < 270 \text{ мА}$) можно связать с уменьшением дифференциального времени жизни носителей заряда τ_L . Тенденция к увеличению Δf с ростом тока при больших токах ($I > 270 \text{ мА}$) может быть связано с ростом N в частотно перестраиваемых лазерах, как отмечалось в предыдущих работах.

Отметим, что увеличение толщины активной области не только уменьшает ширину лазерной линии за счет увеличения объема волновода, но и способствует расширению диапазона частотной модуляции лазера. Это можно объяснить следующим образом. В спонтанном режиме диффузионная длина электронно-дырочных пар соизмерима с толщиной активной области, а в лазерном режиме она уменьшается с током и становится меньше толщины этой области, что приводит к изменению концентрации неравновесных носителей заряда по толщине волновода. Из-за значительно меньшей подвижности дырок, по сравнению с электронами, концентрация неравновесных носителей заряда увеличивается вблизи p -области и уменьшается вблизи n -области относительно ее величины в середине активной области, причем увеличение концентрации носителей заряда вблизи p -области сильно превышает уменьшение ее вблизи n -области. Результирующее увеличение средней концентрации неравновесных носителей заряда дает дополнительное уменьшение эффективного коэффициента преломления с соответствующим увеличением частоты генерации с током. Это новый эффект, который не был упомянут в литературе. Он также приводит к тому, что потери излучения в ограничительных слоях уменьшаются из-за роста коэффициента оптического ограничения, что способствует уменьшению порогового тока и уменьшению ширины лазерной линии.

5. Заключение

Таким образом, изменение геометрических размеров структуры и концентрации носителей заряда в слоях предотвращают вымораживание носителей и обеспечивают работу лазера при низких температурах. Снижение температуры до 17 К позволило уменьшить ширину линии излучения в частотно-модулированном током диодном лазере до 7 МГц . Показано, что быстрая частотная модуляция излучения происходит при значительных превышениях тока над пороговым значением, когда достигается изменение концентрации носителей заряда, необходимое для появления плавного волновода. Быстрая частотная перестройка длины волны излучения лазера обусловлена возникновением плавного концен-

традиционного оптического волновода как по его ширине, так и по его толщине. Отмечается, что увеличение концентрации дырок вблизи p -области из-за уменьшения эффективного времени жизни носителей заряда с током в лазерном режиме приводит к дополнительному увеличению диапазона частотной перестройки.

Авторы благодарят В.В. Шерстнева за выращивание лазерных структур.

Работа поддержана Академией наук Чешской Республики (грант № А-4040708) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-18019).

Список литературы

- [1] В.Г. Аветисов, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.И. Надеждинский, А.Н. Хуснутдинов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16**, 66 (1990).
- [2] J.C. Comparo. Contemporary Phys., **26**, 443 (1985).
- [3] A.I. Nadezhdinskii, R. Grisar, H. Schmidtke, M. Tacke, G. Restell. Proc. Freiburg Symposium (1991) (Kluwer, Dordrecht, 1992) p. 155.
- [4] В.Г. Аветисов, Ю.В. Косичкин, В.И. Малахова, А.В. Меркулов, А.И. Надеждинский, С.Л. Палей, А.Н. Хуснутдинов, С.Д. Якубович. Квант. электрон., **20**, 839 (1993).
- [5] С.Е. Wiemann, L. Hollberg. Rev. Sci. Instr., **62**, 1 (1991).
- [6] К.В. MacAdam, A. Steinbach, C. Wiemann. Am. J. Phys., **60**, 1098 (1992).
- [7] J. Gea-Banaclouche, Y.G. Li, S.Z. Jin, M. Xiao. Phys. Rev. A, **51**, 567 (1995).
- [8] M. Xiao, Y.G. Li, S.Z. Jin, J. Gea-Banaclouche. Phys. Rev. Lett., **70**, 666 (1995).
- [9] R.V. Martinelli. Laser Focus World, **3**, 77 (1996).
- [10] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (12), 1468 (2000).
- [11] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, К.Д. Моисеев, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **35** (3), 360 (2001).
- [12] A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, P. Kubat, S. Civism, Yu.P. Yakovlev. Rev. Sci. Instr., **72** (4), 1988 (2001).
- [13] C.N. Henry. IEEE J. Quant. Electron., **18**, 259 (1982).
- [14] M. Yamada. IEEE J. Quant. Electron., **30**, 1511 (1994).
- [15] A. Popov, V. Sherstnev, Yu. Yakovlev, S. Civism, Z. Zelinger. Spectrochem. Acta, pt A, **54**, 821 (1998).
- [16] А.А. Попов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, С. Цивиш, З. Зелингер. Письма ЖТФ, **23**, 232 (1997).
- [17] А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, П.Н. Свердлов. Квант. электрон., **1** (10), 2286 (1974).
- [18] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32** (3), 373 (1998).
- [19] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (8), 1014 (1999).
- [20] А.П. Астахова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (9), 1142 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Spectral linewidth of current tunable laser based on InAsSb/InAsSbP at low temperature

A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, P. Kubat*, S. Tsivish*, Yu.P. Yakovlev

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Y. Heyrovský Institute of Physical Chemistry,
Academy of Sciences of the Czech Republic,
Dolyškova 3,
18223 Prague 8, Czech Republic

Abstract Current tunable diodes based on InAsSb/InAsSbP heterostructure with the narrow spectral linewidth (7–10 MHz) for 3.2–3.4 μm within the temperature range 15–60 K have been considered. It is shown that the fast frequency modulation only occurs at a large current excess over the threshold value at low temperature. In this case, the smooth optical waveguide is created at a higher amount of the nonequilibrium carrier concentration on the cavity edges in relation to the threshold value. The hole concentration near the p -region has been observed to increase due to reduction of the effective carrier lifetime in the laser regime. This results in expansion of frequency tuning. The NH_3 absorption spectrum obtained with our laser is presented.