

Тепловая и токовая перестройка длины волны излучения квантово-размерных лазеров диапазона 2.0–2.4 мкм

© А.П. Астахова, А.Н. Баранов*, А. Висе*, А.Н. Именков[¶], Н.М. Колчанова, Н.Д. Стоянов, А. Черняев, Д.А. Яреха*, Ю.П. Яковлев

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

* Университет Монпелье II, Франция

(Получена 11 сентября 2002 г. Принята к печати 22 сентября 2002 г.)

Спектры излучения GaInAsSb/GaAlAsSb квантово-размерных диодных лазеров изучены в интервале температур $-10 \div +20^\circ\text{C}$ и токов 50–200 мА в импульсном и квазинепрерывном режимах. При превышении тока над пороговым значением до 30% обычно наблюдалась одномодовая генерация. Дальнейшее увеличение тока обычно приводило к добавлению еще 3–5 длинноволновых мод резонатора, свидетельствуя о росте коэффициента усиления в этой области спектра из-за взаимодействия мод. В одномодовом режиме длина волны излучения увеличивалась с ростом температуры с наклоном $(2-3) \text{ \AA/K}$ из-за нагревания лазера питающим током и вследствие роста коэффициента преломления. Оценено быстродействие нагревания лазера током — 0.1 мкс.

1. Введение

Инжекционные перестраиваемые лазеры на основе GaInAsSb, работающие в диапазоне 2.0–2.4 мкм при комнатной температуре, являются перспективными источниками излучения для диодно-лазерной спектроскопии высокого разрешения. В диапазоне 2.0–2.4 мкм лежат обертоны и комбинационные переходы в молекулах ряда газов. В этой области многие газы имеют значительное поглощение, поэтому вполне реально становится создание на основе этих лазеров портативных газоанализаторов, не требующих глубокого охлаждения источника излучения. В статье [1] показано, что лазеры на основе самосогласованных квантовых ям на гетерогранице GaSb–GaInAsSb помимо одночастотного режима и высокой эффективности имеют также узкую линию излучения, которая на 1–2 порядка уже, чем линии поглощения газовых молекул. Эти лазеры могут работать в интервале температур 77–300 К [1–3]. Изменение температуры позволяет настраивать лазеры на заранее выбранный диапазон, где лежат линии поглощения газов. Однако эти лазеры работают только на коротких импульсах тока, причем изменение длины волны излучения нелинейно, как нелинейно увеличивается температура активной области. Для неискаженной записи спектров газов необходимо, чтобы стационарная температура устанавливалась за время, меньшее длительности импульса тока, и чтобы ток увеличивался в процессе импульса. В этом случае длина волны излучения лазерного диода будет изменяться в течение импульса линейно со временем. Оптимизированные квантово-размерные лазеры на основе GaSb обладают низким пороговым током и способны работать в непрерывном режиме (CW) при комнатной температуре и выше [4]. Это позволяет использовать лазеры при длинных им-

пульсах тока и на постоянном токе и получать неискаженную запись спектров при времени установления сигнала 0.1–1 мкс. Длительность всей записи должна быть порядка 1 мс, чтобы записать несколько линий поглощения и обеспечить узнаваемость линий и их идентификацию.

В данной работе исследуются квантово-размерные лазерные структуры на основе GaInAsSb с тремя квантовыми ямами в активной области в широком интервале токов и температур с целью выяснения механизмов перестройки длины волны излучения, их быстродействия и роли нелинейных оптических эффектов в достижении одночастотного режима.

2. Структура и методы измерения

Объектами исследования являлись квантово-размерные структуры на основе гетеропереходов GaAlSbAs/GaInAsSb. Активная область $(\text{Ga}_{0.85}\text{Al}_{0.35}\text{Sb}_{0.97}\text{As}_{0.03})$ содержит 3 квантово-размерные ямы из GaInSbAs толщиной 10 нм, расстояние между которыми 30 нм (рис. 1). Волновые функции носителей

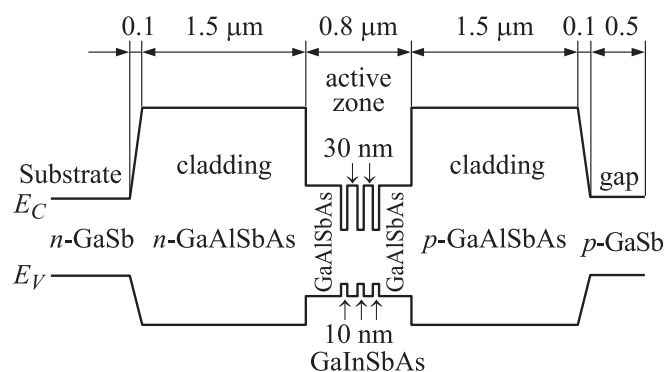


Рис. 1. Энергетическая диаграмма частотно-модулированных лазеров.

[¶] E-mail: Imenkov@irop11.ioffe.ru

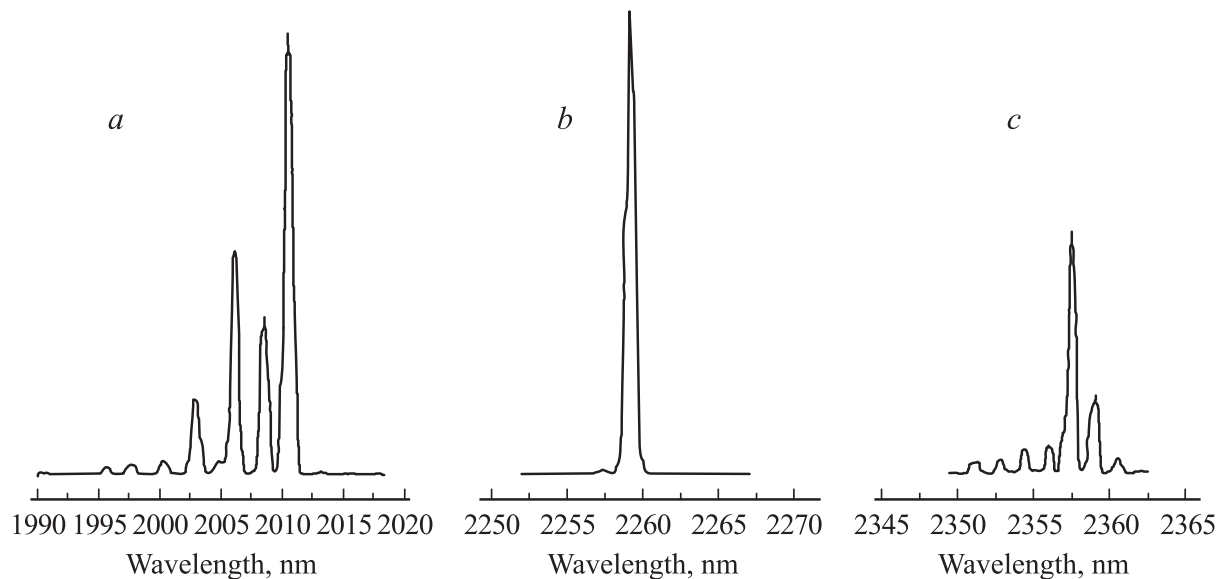


Рис. 2. Спектры излучения различных лазеров при комнатной температуре и импульсном токе: *a* — АВ43-1Т, $I = 80$ мА, $\tau = 50$ мкс, *b* — АВ38-1К, $I = 80$ мА, $\tau = 10$ мкс, *c* — Всп-Т2, $I = 155$ мА, $\tau = 0.6$ мкс.

заряда соседних ям слабо перекрываются, что уменьшает ширину спектра усиления. Ограничительные слои имеют состав $\text{Ga}_{0.1}\text{Al}_{0.9}\text{Sb}_{0.93}\text{As}_{0.07}$. Толщина активной области составляет 0.8 мкм, толщины ограничительных слоев до 1.5 мкм. Двухканальные меза-чипы с шириной полоска 5 мкм и шагом 500 мкм сформированы методом стандартной фотолитографии. Выбранная ширина полоска и глубина травления каналов обеспечивала генерацию только фундаментальной пространственной моды, что повышает однородность усиления в активной зоне лазеров и способствует достижению одночастотного (излучение на одной продольной моде) режима. Лазерные диоды с длиной резонатора Фабри–Перо от 200 до 400 мкм образованы скалыванием. Лазерные чипы смонтированы на поверхности специального медного держателя либо эпитаксиальным слоем к держателю для обеспечения малого теплового сопротивления (около 50 К/Вт) (АВ38-1К, АВ43-1Т), либо подложкой к держателю с противоположной целью (Всп-Т2). Для измерения спектров излучения лазеров медный держатель с чипом устанавливали в специальный корпус типа ННЛ, внутри которого находился термохолодильник, работающий на эффекте Пельтье и обеспечивающий изменение температуры лазерного чипа от -20 до $+40^\circ\text{C}$.

Исследовались спектры излучения лазерных диодов при фиксированной температуре и различных токах в интервале от 50 до 200 мА. Лазеры питались импульсами тока длительностью от 1 до 1000 мкс при частоте следования 512 Гц. Последний режим имел скважность 2, т. е. являлся квази-СВ режимом. При измерении спектров излучения при различных температурах величина последней измерялась с точностью 0.3°C .

3. Экспериментальные результаты

Длина волны излучения лазеров, изготовленных из разных пластин с квантовыми ямами различного состава, при малом превышении тока над пороговым значением, когда обычно наблюдается одночастотный режим генерации (рис. 2), находится в пределах от 2.0 до 2.4 мкм при комнатной температуре. Из-за близости тока к порогу генерации на рис. 2 видны как генерирующие моды, так и слабые негенерирующие моды. Спектры излучения одного из лазеров при различных токах приведены на рис. 3. До превышения тока над

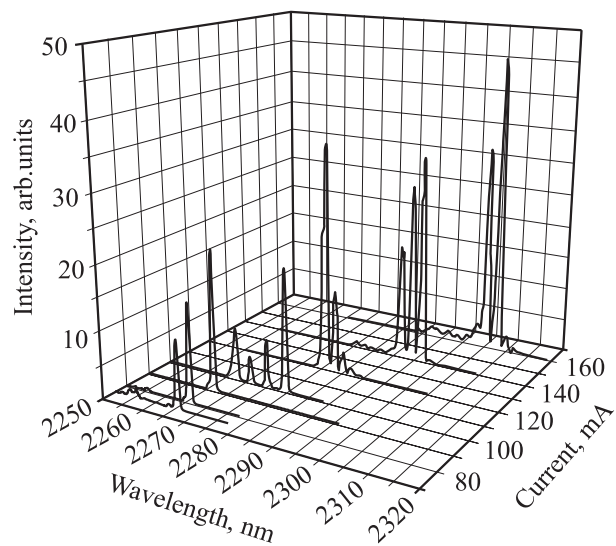


Рис. 3. Спектры излучения частотно-модулируемого лазера АВ38-1К при разных токах в СВ-режиме, $F = 512$ Гц, $T = 294$ К.

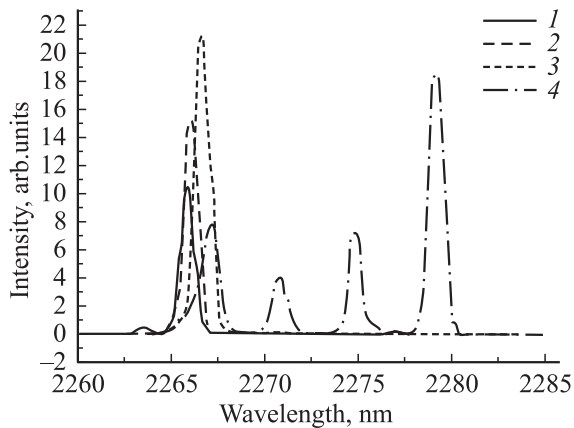


Рис. 4. Зависимость спектра излучения от тока при малом превышении тока над пороговым значением для лазера АВ38-1К в CW-режиме, $F = 512$ Гц, $T = 294$ К; I , мА: 1 — 75, 2 — 80, 3 — 90, 4 — 100.

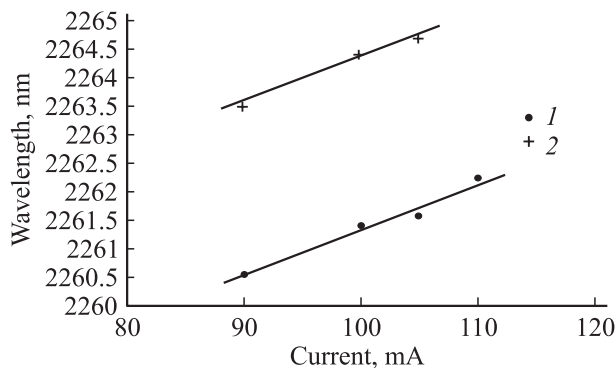


Рис. 5. Зависимость длины волны излучения от тока лазера АВ43-1Т при различных температурах, T , К: 1 — 278, 2 — 284.

пороговым значением на 30–50% как в импульсном, так и в квази-CW режиме питания обычно генерируется одна продольная мода. Например, на рис. 4 для того же лазера с пороговым током 70 мА можно видеть, что одномодовый режим сохраняется до тока 90 мА в квази-CW режиме. При этом интенсивность излучения моды увеличивается с током. Дальнейшее увеличение тока приводит к уменьшению ее интенсивности и генерации соседних длинноволновых мод, делая лазер многомодовым. Наиболее интенсивной становится самая длинноволновая мода или соседняя с ней, отстоящая на 3–5 межмодовых расстояний от моды, генерировавшейся при малых токах. При малом превышении над порогом в квази-CW режиме длина волны излучения (рис. 5) обычно увеличивается с током со скоростью $0.7 \text{ \AA}/\text{mA}$, а общее изменение может составлять 12–16 \AA . В квази-CW режиме сказывается тепловое сопротивление термоохладителя. При длительностях импульсов 1–100 мкс и скважности $Q > 20$ изменение длины волны в одномодовом режиме в 2–10 раз меньше, чем в

квази-CW режиме (рис. 6, а). После перехода лазера в многомодовый режим длина волны во всех модах либо почти не меняется, либо начинает уменьшаться с ростом тока, как это видно на рис. 6, а.

После двукратного превышения над порогом количество генерируемых мод уменьшается и снова устанавливается режим, близкий к одномодовому. Длина волны начинает увеличиваться с током. Надо отметить, что интенсивность преобладающих мод в многомодовом режиме не увеличивается с током, как это имеет место в одномодовом режиме (рис. 6, б, кривая 2). Суммарная дифференциальная эффективность в многомодовом режиме меньше, чем в одномодовом (см. рис. 6, б, кривая 1).

С повышением температуры (рис. 7) при фиксированном токе происходит как увеличение длины волны отдельных мод резонатора на 2–3 $\text{ \AA}/\text{K}$, так и добавление длинноволновых мод, приводящее к увеличению средней длины волны генерации на 12 $\text{ \AA}/\text{K}$. Интервал, в котором существует одна мода, составляет 4–12 \AA .

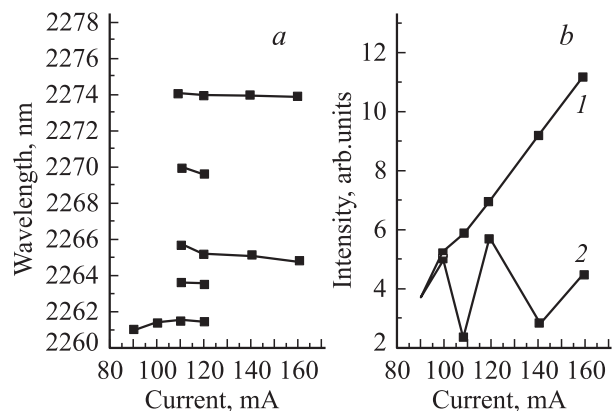


Рис. 6. а — зависимость длин волн излучения резонаторных мод от тока для лазера АВ38-1К ($\tau = 100$ мкс, скважность $Q = 20$, $T = 300$ К); б — зависимость суммарной интенсивности излучения всех мод (1) и преобладающей моды от тока (2) ($\tau = 100$ мкс, скважность $Q = 20$, $T = 300$ К).

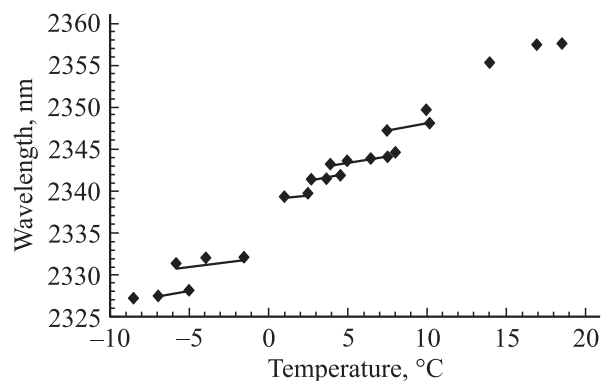


Рис. 7. Температурная зависимость длин волн резонаторных мод для лазера Всп-Т2 ($\tau = 0.6$ мкс, $F = 512$ Гц, $I = 155$ мА).

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Выбранные составы материала квантовых ям позволяют реализовать лазеры, работающие на длинах волн от 2 до 2.4 мкм. Исследованные структуры имели 3 потенциальные квантово-размерные ямы. При выбранном расстоянии между ямами волновые функции электронов и дырок от разных ям практически не перекрываются и квантовые уровни не расщепляются. В результате каждая квантовая яма выступает индивидуально и генерация большого количества продольных мод (от 5 до 10) не обусловлена неоднородностью спектра усиления из-за расщепления квантовых уровней. При слабых токах спектр лазерного излучения содержит, как правило, одну моду и она лежит в максимуме неискаженного спектра усиления, в котором суммируется усиление от всех трех ям. Увеличение длины волны генерации связано с нагревом лазера, в результате которого увеличивается коэффициент преломления. При этом легко объяснить тот факт, что большее изменение длины волны получается при скважности импульсов, равной 2, чем при больших значениях этого параметра. Далее мы рассмотрим этот вопрос более подробно.

При увеличении тока появляются моды с длинноволновой стороны, количество которых увеличивается сначала на 1, а потом и на большее число. Это увеличение количества мод можно связать с нелинейным взаимодействием соседних спектральных мод резонатора, в результате которого увеличивается усиление длинноволновых мод [5]. Самой сильной становится наиболее длинноволновая мода или соседняя с ней, так как эту сильную моду поддерживают более коротковолновые моды, а она их гасит, но окончательно погасить не может, так как сама обязана их существованию. Уменьшение длины волны излучения с током в ряде лазеров, либо сильное ослабление ее роста в многомодовом режиме можно связать с уменьшением коэффициента преломления из-за увеличения усиления для длинноволновых мод.

При больших превышениях тока над пороговым значением спектр излучения содержит меньшее количество мод. Это явление предсказано в работе [6] на примере анализа взаимодействия двух мод. В действительности в эксперименте несколько соседних мод имеют сравнимые интенсивности и ни одну из них нельзя считать слабой, как принималось в работе [6]. Новое увеличение длины волны с током при больших надпороговых значениях нуждается в специальном объяснении с учетом того, что интенсивности соседних мод сравнимы. Полученные нами экспериментальные данные можно считать свидетельствующими о значительных нелинейных оптических эффектах в квантово размерных лазерах, влияющих как на модовый состав лазера, так и на зависимость длин волн излучения от тока, о чем раньше не сообщалось.

5. Тепловое сопротивление и тепловая инерционность лазера

Для лазера, смонтированного эпитаксиальным слоем к медному держателю, теплоотвод в основном осуществляется через эпитаксиальные слои, расположенные между медным держателем и активной областью. Их толщина h составляет около 2.5 мкм. Теплоотводящая площадь равна произведению ширины w и длины L резонатора. Тепловое сопротивление в этом случае выражается формулой

$$R_{T_1} = \frac{h}{Lw\chi} \quad (1)$$

и составляет $R_{T_1} = 50$ К/Вт при $L = 0.03$ см, $w = 5$ мкм, $h = 2.5$ мкм и $\chi = 0.27$ Вт/К·см. Постоянная времени установления температуры в экспоненциальном приближении определяется формулой

$$\tau_1 = \frac{h^2 c_p \rho}{3\chi} \quad (2)$$

и составляет $\tau_1 = 0.030$ мкс при теплопроводности $\chi = 0.08$ кал/с·см·К и при теплоемкости $c_p = 0.02$ кал/г·К, удельном весе эпитаксиальных слоев $\rho = 5.65$ г/см³. При рассмотрении процессов отвода тепла, выделяющегося в активной области, мы также рассмотрели уход тепла через вышележащие эпитаксиальные слои структуры и далее через подложку к медному держателю.

При решении задачи об отводе тепла мы использовали метод конформного преобразования. Для эффективного распространения тепла через объем кристалла можно ввести эффективную высоту h^* , которая выражается формулой

$$h^* = \frac{w}{2} \left(\arcsin \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2}{\ln^2 \frac{D-w-\delta}{\delta}} - \ln^2 \frac{w+\delta}{\delta}}} \right)^{-1} \times \operatorname{arsh} \frac{\pi}{\ln \frac{w+\delta}{\delta} \sqrt{1 + \frac{\pi^2}{\ln^2 \frac{D-w-\delta}{\delta}} - \ln^2 \frac{w+\delta}{\delta}}},$$

где δ — ширина канавки, ограничивающей активную область, D — ширина всего лазера. При $\delta = w$ получаем $h^* = 5.25$ мкм. Подстановка h^* в (1) и (2) показывает, что тепловое сопротивление в этом направлении R_{T_2} в 2 раза больше, чем тепловое сопротивление в противоположном направлении (R_{T_1}), а инерционность τ_2 в 4 раза больше, чем τ_1 . Результирующее сопротивление и инерционность вычисляются по формулам

$$R_{T_\Sigma} = \frac{R_{T_1} \cdot R_{T_2}}{R_{T_1} + R_{T_2}}, \quad \tau_\Sigma = \tau_1 \frac{R_{T_2}}{R_{T_1}} + \tau_2 \frac{R_{T_1}}{R_{T_2}},$$

которые дают $R_{T_\Sigma} = 34$ К/Вт и $\tau_\Sigma = 0.06$ мкс.

Для лазерного чипа, смонтированного подложкой к медному держателю, конформное преобразование дает эффективную толщину теплопроводящего слоя h_3^* в виде

$$h_3^* = \frac{w}{2} \left(\arcsin \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4h^2}{D^2 - w^2}}} \right)^{-1} \operatorname{arsh} \frac{2h}{w \sqrt{1 + \frac{4h^2}{D^2 - w^2}}}, \quad (4)$$

что составляет $h_3^* = 9.0$ мкм при взятых параметрах.

Подстановка (4) в (1) и (2) вместо h_1 дает величину теплового сопротивления $R_{T_3} = 180$ К/Вт и инерционности $\tau_3 = 0.4$ мкс. Из приведенных вычислений следует, что монтирование лазерного чипа эпитаксиальными слоями к держателю приводит к уменьшению теплового сопротивления в 5 раз и инерционности в 7 раз по сравнению с монтированием чипа подложкой к держателю. Даже при длительности импульсов тока 0.03 мкс первая конструкция будет наполовину подходить к стационарной температуре, т.е. ее частотная характеристика будет простирается до 5 МГц в область высоких частот, что на порядок дальше, чем у второй конструкции. Однако вторая конструкция обеспечивает в 5 раз большее изменение длины волны с током, чем первая, за счет большего теплового сопротивления. Ее предпочтительно использовать в лазерах с малым рабочим током и для низких температур.

6. Сдвиг мод с температурой

Спектральное положение максимума усиления в квантово-размерных структурах $h\nu_{\max}$ соответствует разности энергии для квантово-размерных подзон электронов и дырок. Его температурное изменение $h\nu_{\max}$ в основном определяется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны узкозонных слоев $E_{g\min}$, так как другие параметры квантово-размерных слоев слабее зависят от температуры. В нашем случае $P \frac{dh\nu_{\max}}{dT} \approx \frac{dE_{g\min}}{dT} \approx -0.27 \cdot 10^{-3}$ эВ/К. Соответствующее изменение длины волны излучения $\frac{d\lambda_{\max}}{dT}$ составляет

$$\frac{d\lambda_{\max}}{dT} \approx -\frac{dE_{g\min} \cdot \lambda}{dT \cdot h\nu_{\max}}. \quad (5)$$

Экспериментальное значение, полученное из данных рис. 7, составляет $12 \text{ \AA}/\text{K}$, что близко к рассчитанному по формуле (5) значению $\frac{d\lambda}{dT}$ для этого лазера. Другие лазеры дают величину $\frac{d\lambda_{\max}}{dT}$, близкую к рассчитанному значению. Относительное изменение коэффициента преломления с температурой в 4 раза слабее, чем изменение ширины запрещенной зоны полупроводника, в котором распространяется излучение. Это должно дать изменение длины волны каждой моды $\frac{d\lambda}{dT}$ приблизительно $(2-3) \text{ \AA}/\text{K}$, что соответствует эксперименту.

7. Сдвиг мод с током

С ростом тока выше порогового значения, пока интенсивность излучения недостаточна для возникновения нелинейных эффектов, изменение длины волны с током должно определяться изменением температуры активной области. Для неискаженной записи спектров газов имеет смысл работать на частотах или длительностях импульса, достаточных для выхода на стационарное значение температуры активного слоя. Зависимость длины волны каждой моды от тока в этом случае будет определяться тепловым сопротивлением лазера R_T , расчетные значения которого для двух случаев монтирования лазерного чипа приведены выше. С учетом обратной квадратичной зависимости энергетических интервалов в полупроводниках от диэлектрической проницаемости для изменения длины волны с током получаем

$$\frac{d\lambda}{dI} = 0.25 \frac{dE_{g\max}}{dT} \frac{\lambda}{E_{g\max}} R_T \left[(1 - \eta_L) \frac{h\nu}{e} + 2IR_s + F \right], \quad (6)$$

где F — превышение напряжения на активной области лазера сверх $h\nu/e$, e — заряд электрона, R_s — часть последовательного сопротивления, возникающего в области лазерных слоев и потенциальных барьеров, η_L — дифференциальная квантовая эффективность лазера, $E_{g\max}$ — усредненная ширина запрещенной зоны волноводного слоя.

При типичных параметрах лазера, смонтированного эпитаксиальным слоем к держателю: $F = 0.1$ В, $I = 0.1$ А, $R_s = 1$ Ом, $\eta_L = 0.5$ и $h\nu = 0.6$ эВ, $\lambda = 2$ мкм, $E_{g\max} = 1$ эВ, $dE_{g\max}/dT = 0.4 \cdot 10^{-3}$ эВ/К и $R_T = 34$ К/Вт, получаем $d\lambda/dI = 40 \text{ \AA}/\text{A}$. Увеличение температуры активного слоя можно вычислить по формуле

$$\Delta T = \Delta I R_T \left[(1 - \eta_L) \frac{h\nu}{e} + 2IR_s + F \right]. \quad (7)$$

Исходя из формулы (7) увеличение температуры в процессе роста тока от 80 до 130 мА составляет $\Delta T = 1$ К.

Приведенные оценки изменения температуры активной области и длины волны излучающей моды показывают, что они не велики. Особенно это характерно для высокоэффективных лазеров. В высокоэффективных лазерах можно увеличить F . Для этого необходимо уменьшить длину резонатора L , так как это повышает величину напряжения на активной области и увеличивает тепловое сопротивление из-за уменьшения площади активной области. Пороговый ток в этом случае также увеличивается и соответственно увеличивается изменение тока в одномодовом режиме. Даже стремление η_L к 1, а R_s к 0 не мешает получить достаточно большое изменение λ с током.

Световое излучение, которое обычно поглощается в подложке, не приводит к дополнительному нагреву подложки из-за большой теплоотводящей площади.

8. Заключение

Квантово-размерные лазерные структуры GaInAsSb/GaAlAsSb позволяют создавать перестраиваемые температурой и током лазеры на длины волн от 2 до 2.4 мкм, работающие вблизи комнатной температуры. Диапазон перестройки моды составляет 4–16 Å. Максимальная частота модуляции длины волны током составляет от 0.35 до 2 МГц для разного монтажа лазерного чипа. Тепловое сопротивление находится в пределах от 40 до 250 К/Вт для разных конструкций лазера, что позволяет получать различную крутизну зависимости длины волны излучения от тока.

Основным механизмом модуляции длины волны излучения является зависимость коэффициента преломления от температуры.

При превышении тока над пороговым значением более чем на 50% наблюдаются нелинейные оптические взаимодействия мод резонатора, приводящие к многомодовому режиму генерации. Это взаимодействие, возможно, позволит в дальнейшем существенно расширить частотный диапазон модуляции длины волны излучения.

Список литературы

- [1] В.Г. Аветисов, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.И. Надеждинский, А.Н. Хуснутдинов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16** (14), 66 (1990).
- [2] А.Н. Именков, А.А. Попов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **21** (12), 59 (1995).
- [3] Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, А.А. Попов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30** (7), 1244 (1996).
- [4] D.A. Yarekha, G. Glastre, A. Perona, Y. Rouillard, F. Genty, E.M. Skouri, G. Boissier, P. Grech, A. Joullie, C. Alibert, A.N. Baranov. Electron. Lett., **36**, 537 (2000).
- [5] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).
- [6] А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, М.П. Рахвальский, К.А. Хайретдинов. Квант. электрон., **10**, 1857 (1983).

Редактор Л.В. Беляков

Temperature and current tuning of QW lasers emission wavelength of 2.0–2.4 μm spectral range

A.P. Astakhova, A.N. Baranov*, A. Viset*,
A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, N.D. Stoyanov,
A.V. Chernyaev, D.A. Yarekha*, Yu.P. Yakovlev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Universite Montpellier II, France

Abstract Emission spectra of a GaInAsSb/GaAlAsSb quantum well diode lasers have been investigated within temperature range of $-10 \div +20^\circ\text{C}$ and in current range of 50–200 mA in pulse and quasi-CW regimes. The singlemode generation has been usually observed at 30% exceeding the threshold current. The further current increase has led to addition of 3–5 longwave cavity modes, thus being an evidence in favour of the amplification coefficient rise in this spectral range because of the mode interaction. Emission wavelength in singlemode regime has increased with temperature with rate 2–3 Å per K because of laser heating by driving current and as a result of refraction index increase. The heating rate is estimated as 0.1 μsec.