

Перестройка частоты генерации гетеролазера под влиянием ультразвуковых волн

Л. А. Кулакова¹⁾, И. С. Тарасов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2003 г.

Разработан и осуществлен новый принцип частотной перестройки излучения диодных лазеров, заключающийся в воздействии переменной деформации на активную область лазерных гетероструктур на базе InGaAsP/InP, излучающих в интервале длин волн 1.3–1.8 мкм. Разработана методика возбуждения объемных ультразвуковых волн в исследуемых структурах. Получены данные о влиянии переменного деформационного воздействия объемных ультразвуковых волн на спектральные характеристики генерируемого излучения. Из полученных данных проведены оценки величины частотной перестройки, которые дают значение $\Delta F \approx 110$ ГГц для звуковой волны с частотой $f = 6.5$ МГц и мощностью около 1 Вт.

PACS: 42.60.Fc, 78.20.Nr

Исследованию процессов, определяющих спектральные характеристики излучения гетеролазеров, посвящено значительное число работ. Наиболее интересными являются работы, направленные на исследование возможностей управления частотой излучения. Перестройка длины волны посредством изменения токов накачки в многосекционных лазерах является одним из надежных и простых способов [1]. Для создания перестраиваемых по частоте диодных лазеров в лазерных спектрометрах сверхвысокого разрешения используются тепловые эффекты [2] или изменение рабочего тока [3].

В то же время, известно, что упругая деформация, благодаря деформационному потенциалу, приводит к изменению как свойств электронной подсистемы в полупроводниках, в частности к изменению ширины запрещенной зоны [4], так и к изменению диэлектрической проницаемости [5]. Можно ожидать, что эффект изменения ширины запрещенной зоны в присутствии деформации будет проявляться в лазерных гетероструктурах, приводя к изменению условий генерации, изменяя спектральные характеристики излучения, в частности, частоту генерации. Изменение коэффициента преломления лазерного резонатора в присутствии деформации должно также влиять на спектральные характеристики излучения. В данной работе изложены первые результаты исследования деформационного воздействия объемных ультразвуковых волн на характеристики излучения в InGaAsP/InP лазерных гетероструктурах.

Экспериментальная методика. Нами исследованы InGaAsP/InP лазерные гетероструктуры раз-

дельного ограничения с двумя напряженными квантовыми ямами (рис.1). Подготовленные образцы выращивались методом газовой эпитаксии из ме-

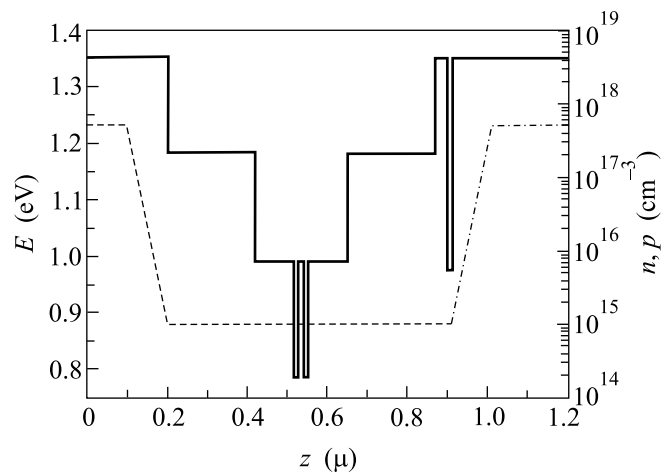


Рис.1. Схематическая зонная диаграмма InGaAsP/InP структуры раздельного ограничения (структура КР – 1168, $\lambda = 1.58$ мкм, сплошная линия), расчетные профили легирования для донорной примеси кремния (штриховая) и акцепторной примеси цинка (штрихпунктирная). z – координата роста структуры

таллоорганических соединений на подложках фосфида индия с проводимостью n -типа. Активная область и волноводные слои преднамеренно не легировались. Расчетный уровень легирования широкозонных эмиттеров и контактного слоя приведен на рис.1. На полученных лазерных гетероструктурах в изолирующем слое SiO₂ с помощью фотолитографии формировались полоски шириной 100 мкм. На торцы резонатора наносились зеркала SiO₂ с коэффициентом

¹⁾e-mail: L.Kulakova@mail.ioffe.ru

отражения $R > 0.95$ и просветляющие покрытия с $R < 0.04$. Готовые диоды монтировались на медных теплоотводах с использованием индиевого припоя.

В качестве объекта исследований нами использовались структуры, работающие при комнатных температурах в импульсном режиме с длительностью до 3 мкс на длине волны излучения 1.48 мкм. Пороговый ток имел значение ~ 35 мА, рабочие токи изменялись в интервале от порогового до трехкратного его значения. Полуширина спектра ~ 0.25 –0.4 нм. Для проведения исследований была разработана экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис.2. Для регистрации генерируемого излу-

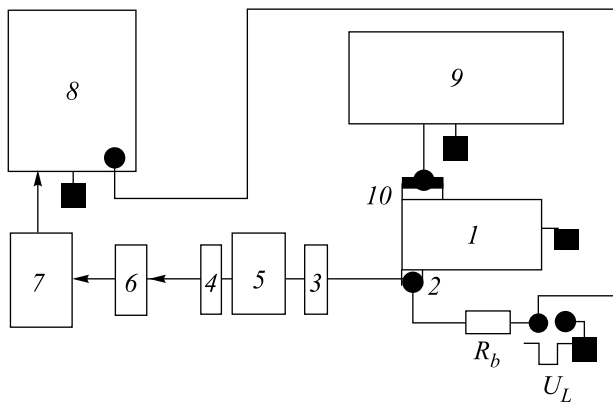


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – металлическая подложка, 2 – лазерная гетероструктура, 3,4 – фокусирующие системы, 5 – эталон Фабри-Перо, 6 – фотодиод, 7 – усилитель, 8 – осциллограф, 9 – СВЧ генератор, 10 – резонансный пьезопреобразователь

ния предварительно коллимированный пучок фокусировался и детектировался скоростными фотодиодами с различным временем τ_d нарастания фототока от 60 до 5 нс. При этом использовались две конфигурации: 1 – прямое детектирование сфокусированного излучения с помощью фотодиода; 2 – сколлимированное излучение пропускается через эталон Фабри-Перо (ЭФП), затем фокусируется и регистрируется фотодиодом в фокальной плоскости. В качестве ЭФП использовался оптический эталон с металлизированными зеркалами и воздушным зазором (0.6 мм). Расчет показывает, что динамический дисперсионный диапазон такого эталона при длине волны излучения 1.48 мкм имеет величину 18.25 \AA . Измерения в конфигурации с ЭФП позволяют анализировать изменения спектральных характеристик оптического излучения.

Электрический сигнал с фотодиода направлялся на усилитель с полосой до 5 МГц, затем визуализировался на широкополосном (100 МГц) осциллографе.

Для выделения сигнала излучения, модулированного частотой ультразвука, нами использовался более широкополосный усилитель – полоса до 400 МГц.

Для осуществления воздействия упругой деформации на режим генерации и параметры оптического излучения нами создана методика возбуждения объемных звуковых волн в лазерных гетероструктурах в интервале частот 6.5–200 МГц. Для проведения измерений реализовано возбуждение в исследуемых структурах объемных продольных ультразвуковых волн интенсивностью до 100 Вт/см^2 с помощью резонансных пластинок пьезокерамики в диапазоне 6.5–10 МГц (см. рис.2).

Результаты и их обсуждение. При исследовании зависимостей интенсивности излучения от величины рабочего тока (рис.3) получены следующие

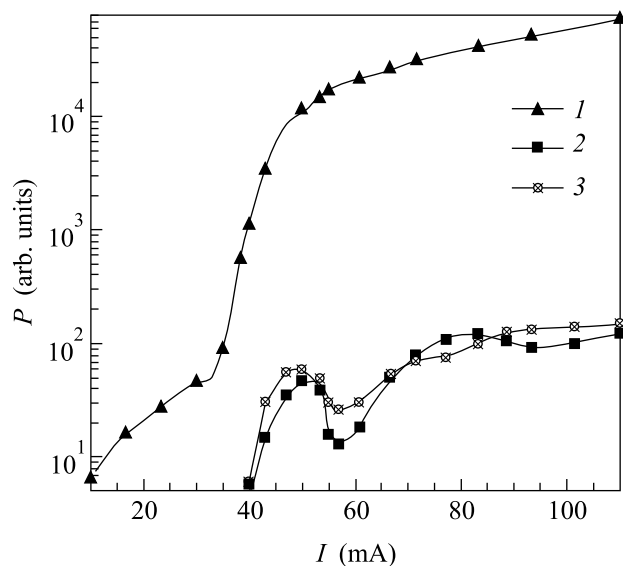


Рис.3. Зависимость уровня излучения, детектируемого фотодиодом от величины рабочего тока: 1 – прямое детектирование, 2 – дисперсионная кривая после ЭФП, 3 – сигнал после ЭФП в присутствии ультразвуковой волны ($f = 6.5 \text{ МГц}$)

результаты. Прямое детектирование генерации оптического излучения (кривая 1) продемонстрировало нормальный пороговый характер процесса с более медленным монотонным возрастанием интенсивности излучения при токах выше пороговых. Рабочие токи изменялись в диапазоне от порогового до трехкратного его увеличения. При введении ЭФП зависимость уровня сигнала (кривая 2) от величины рабочего тока принимала осциллирующий характер. Поскольку пропускание ЭФП зависит от частоты, то такая зависимость говорит о том, что с увеличением рабочего тока происходит изменение частоты гене-

рируемого излучения. Действительно, независимые измерения на спектрометре линии излучения в зависимости от рабочего тока (рис.4) показывают соответствующее смещение линии генерации. Таким образом, изменяя величину рабочего тока, мы можем

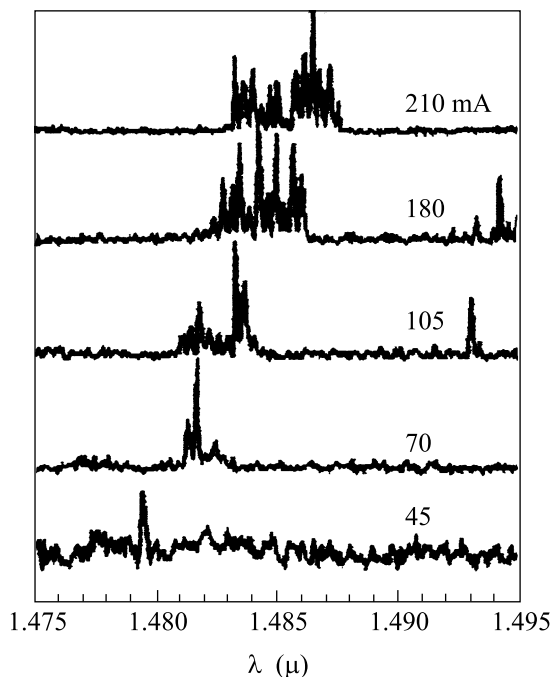


Рис.4. Спектр излучения гетеролазера при различных рабочих токах

менять положение исследуемого излучения на дисперсионной кривой пропускания ЭФП.

Исследование влияния акустической деформации проводилось нами в двух конфигурациях: 1 – использование относительно медленного ($\tau \approx 60$ нс) приемного фотодиода и относительно узкополосного (до 5 МГц) усилителя позволило увеличить динамический диапазон и провести “грубые” измерения; 2 – тонкие измерения с использованием высокоскоростного ($\tau \approx 5$ нс) приемного фотодиода и относительно широкополосного (до 400 МГц) усилителя позволили выявить частотно модулированную компоненту оптического излучения, обусловленную переменной ультразвуковой деформацией.

В конфигурации 1 при введении ультразвуковой волны в гетероструктуру мы наблюдали следующие эффекты. В случае нахождения в минимуме пропускания введение звука (кривая 3) вызывало увеличение пропускания ЭФП: сигнал на фотодиоде возрастал в 1.5–2 раза. Обратный результат, то есть уменьшение пропускания ЭФП, наблюдался, когда мы находились в максимуме пропускания дисперсионной

кривой. Оба эти эффекта носили интегральный характер, то есть добавка к сигналу была практически постоянной в рамках длительности импульса излучения ($\tau_L = 2.5–3$ мкс) и соответствующей длительности импульса звука.

Проанализируем качественно полученные результаты. Упругая волна – это по существу чередование деформаций противоположного знака. Если деформация различного знака приводит к соответствующему по знаку сдвигу частоты света $\pm \Delta F$ или направления излучения, то при значении рабочего тока, соответствующего минимуму пропускания, введение звуковой волны должно приводить к уходу от минимума, а значит к увеличению пропускания ЭФП. Соответственно, обратный эффект должен наблюдаться в случае нахождения в точке максимума дисперсионной кривой ЭФП, то есть смещение частоты излучения или направления распространения под влиянием звука должно приводить к уменьшению пропускания ЭФП, что мы и видим на опыте.

Таким образом, наблюдаемые нами эффекты могут быть следствием изменения как частоты, так и направления излучения гетеролазера. Однако нами показано, что последняя причина несущественна. Если учесть, что длина акустической волны в условиях нашего эксперимента имеет величину около 400 мкм, а апертура оптического резонатора в направлении распространения волны около 1 мкм, то легко показать, что отклонение луча из-за градиента показателя преломления не превышает $20''$, что находится за пределами чувствительности нашей экспериментальной установки. Экспериментально это подтверждается тем, что положение в фокальной плоскости линзы регистрируемого сигнала без звука и со звуком было неизменным. Что касается первой причины, то механизмы наблюдаемых изменений могут быть связаны с изменением как электронных параметров гетероструктуры, так и оптических свойств лазерного резонатора. Выяснение величины и характера соотношения этих вкладов нуждается в дальнейших как экспериментальных, так и теоретических исследованиях.

Используя полученную нами дисперсионную кривую пропускания эталона (рис.3, кривая 2) и данные о возрастании или уменьшении интенсивности лазерного излучения при введении ультразвуковой волны ($f = 6.5$ МГц, рис.3, кривая 3) мы получили оценки изменения длины волны $\Delta \lambda$ излучения под влиянием ультразвуковых объемных волн. При акустической мощности ≈ 1 Вт (интенсивность ≈ 100 Вт/см²) $\Delta \lambda / 2 \approx 3.5–4 \text{ \AA}$ за полупериод, а значит за период

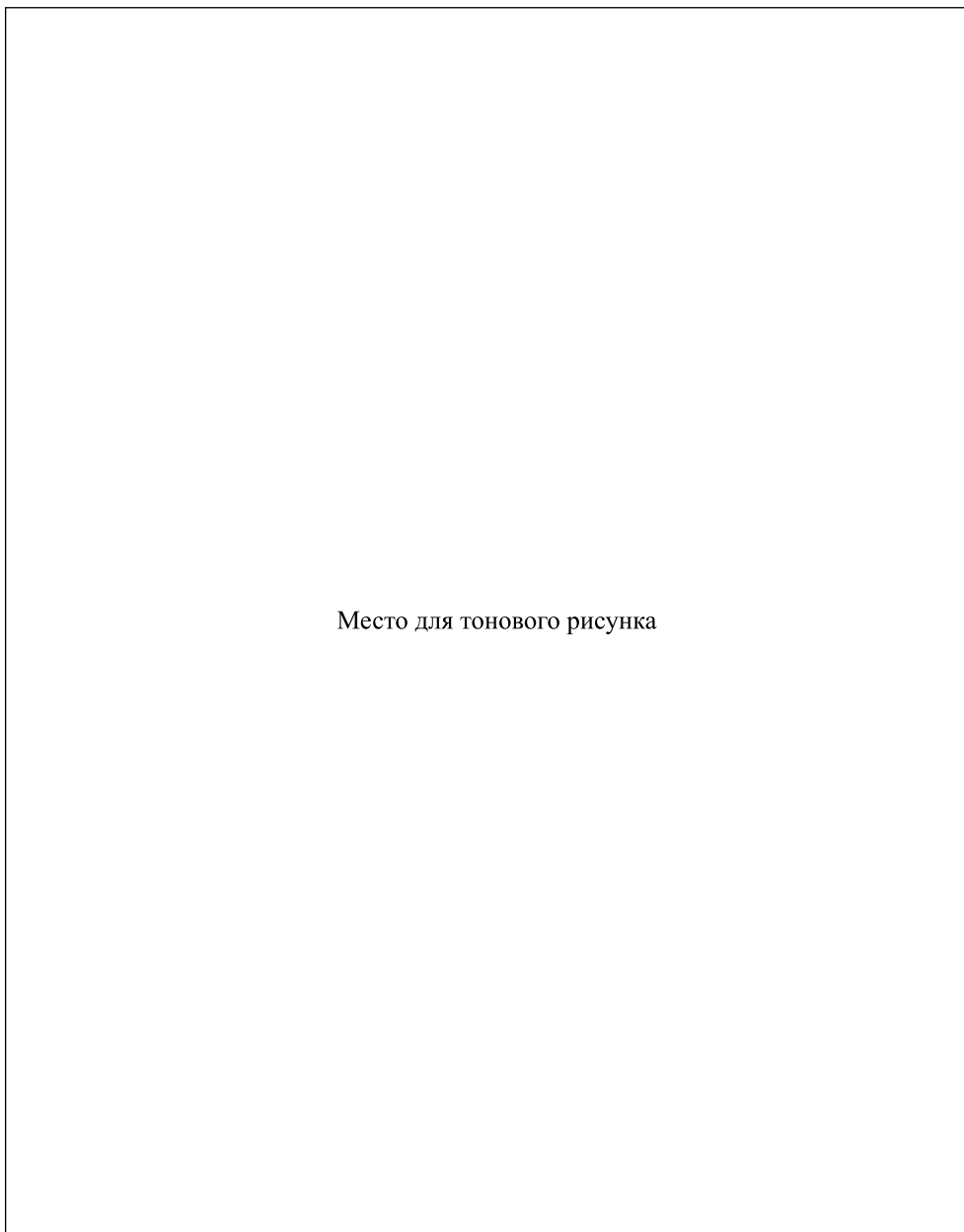


Рис.5. Осциллограммы: верхний луч – импульс рабочего тока (33 мА/дел), нижний луч – импульс лазерного излучения; (a) – звук отсутствует; (b), (c), (d), (e) – в присутствии звуковой волны; (b), (d), (e) – $f = 6.5$ МГц, (c) – $f = 8$ МГц

$\Delta\lambda \approx 7-8 \text{ \AA}$, что соответствует изменению частоты $\Delta F \approx 110$ ГГц.

Как уже упоминалось выше, наблюдаемая добавка к оптическому сигналу, обусловленная присутствием звука была практически постоянной в рамках длительности импульса излучения и длительности импульса звука, хотя следовало бы ожидать, что пропускание ЭФП должно быть промодулировано с частотой ультразвуковой волны. Главные, по нашему мнению, причины, которые могли бы объяснить

наблюдавшуюся картину – это либо неудовлетворительные частотные характеристики приемного канала, либо слишком большое по сравнению с периодом T_s звуковой волны время T_L излучательной рекомбинации лазерной гетероструктуры. Последнее объяснение не проходит, поскольку как из литературных данных, так и из наших измерений следует, что $\tau_L \ll T_s$.

С целью визуализации ожидаемой модуляции частоты генерируемого излучения под влиянием ульт-

развуковой волны нами были выполнены вышеупомянутые тонкие измерения, уменьшающие динамический диапазон измерений, но улучшающие частотные характеристики приемного канала. Результаты таких измерений представлены на соответствующих осциллограммах (рис.5). Верхняя развертка представляет импульс рабочего тока. Импульс излучения (нижняя развертка) при малой надпороговости ($I_1 \approx 1.4I_{th}$) в отсутствие звуковой волны (рис.5а) имеет форму, близкую к прямоугольной с точностью до шумовой формы вершины импульса, вызванной тепловыми флуктуациями настройки ЭФП. Введение звука, как видно из рис.5б, приводит к почти 100%-й амплитудной модуляции импульса излучения с частотой, равной частоте ультразвуковой волны. При увеличении частоты звука мы видим соответствующее этому уменьшение периода модуляции импульса излучения (см. рис.5с). Совершенно очевидно, что наблюдаемая модуляция является следствием изменения пропускания ЭФП из-за частотной модуляции пропускаемого через него излучения. Импульс звука совпадает по времени с импульсом рабочего тока. При уменьшении задержки импульса тока, приводящего к частичному перекрытию этих импульсов, мы наблюдаем соответствующую частичную модуляцию импульса излучения (рис.5д).

С ростом величины рабочего тока, как указывалось выше, ширина линии генерации возрастает (рис.3). Это обстоятельство в комплексе с тепловыми флуктуациями настройки ЭФП приводит, по нашему мнению, к тому, что с увеличением рабочего тока (рис.5е) наблюдаемая модуляция пропускания ЭФП становится менее устойчивой. Это значит, что для наблюдения картины в более широкой области рабочих токов необходимо использовать структуры с более узкой линией генерируемого излучения.

Таким образом, в работе получены следующие результаты.

Разработана и осуществлена методика исследования спектральных характеристик лазерного излуче-

ния, позволяющая регистрировать оптические процессы изменяющиеся со скоростью до 5 пс. Создана методика возбуждения в лазерных гетероструктурах объемных звуковых волн в интервале частот 6.5–200 МГц. Осуществлено возбуждение ультразвука с частотой 6.5–10 МГц в InGaAsP/InP лазерных гетероструктурах.

Получены данные о влиянии деформации объемных звуковых волн с интенсивностью до 100 Вт/см². Однозначно показано, что введение ультразвуковой волны в лазерную гетероструктуру приводит к модуляции частоты генерации с периодом, равным периоду звуковой волны. Проведенные из полученных данных оценки показывают, что в исследуемых структурах наблюдается изменение длины волны излучения величиной $\Delta\lambda \approx 7-8 \text{ \AA}$, что соответствует изменению частоты $\Delta F \approx 110 \text{ ГГц}$.

Авторы благодарны И. А. Андрееву за предоставление скоростного фотодиода ($\lambda = 1.15-2.3 \text{ мкм}$) и А. В. Лютецкому за предоставленные лазерные диоды для проведения измерений, А. М. Дьяконову за полезные методические обсуждения.

Работа поддержана программой Фундаментальные исследования в области физических наук Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

-
1. H. Hillmer, A. Grabmaier, S. Hansmann et al., IEEE J. of Selected Topics in Quant Electr. **1**, 356, (1995); Н. А. Пихтин, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий и др., Письма в ЖТФ **23**, 10 (1997).
 2. L. A. Kulakova, B. A. Matveev, and B. T. Melekh, J. of Non-Cryst. Solids **266-269**, 969 (2000).
 3. А. Н. Именков, Н. М. Колчанова, П. Кубат и др., ФТП **35**, 375 (2001).
 4. Ю. В. Илисавский, Л. А. Кулакова, ФТТ **23**, 3299 (1982).
 5. Н. С. Аверкиев, Ю. В. Илисавский, Л. А. Кулакова, ФТТ **38**, 3556 (1996).