

Тонкая спектроскопия динамики излучения гетеролазеров в присутствии ультразвуковой деформации

© Л.А. Кулакова

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

E-mail: L.Kulakova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 8 апреля 2008 г.)

Получены экспериментальные данные динамики (в реальном масштабе времени) спектра излучения InGaAsP/InmP гетеролазеров, в том числе в присутствии переменной деформации. Рассчитана модель тонкого динамического анализа спектра. Проведено сравнительное исследование методов тонкого анализа спектра излучения гетеролазеров и показаны преимущества динамического метода для исследования ультразвукового воздействия на спектр излучения лазерных гетероструктур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-16205 и 07-02-00557), Президиума РАН и Программы НШ-2628.2008.2.

PACS: 42.55.Px, 42.60.Fc, 42.62.Fi, 73.50.Rb, 78.20.Nr

1. Введение

Перестраиваемые по частоте диодные лазеры являются, как известно, основой большинства оптических интерферометрических систем измерения и связи, а также спектрометров сверхвысокого разрешения. Поэтому огромный интерес проявляется экспериментаторами и теоретиками к исследованию физических процессов, влияющих на спектральные характеристики оптического излучения таких лазеров. Для тепловой [1,2] и токовой [3–5] перестроек частоты лазерного диода характерны малая скорость, изменение уровня излучения и недостаточная воспроизводимость частоты и интенсивности излучения в процессе перестройки. Важным обстоятельством для целей тонкой спектроскопии является возможность непрерывной перестройки оптической частоты, чего лишен достаточно эффективный метод штарковской перестройки [6]. Поэтому исключительно актуален поиск новых подходов к управлению спектральными характеристиками лазерного излучения. Одним из таких подходов может быть использование акустоэлектронного и акустооптического взаимодействий в лазерных гетероструктурах. Нами впервые были начаты [7–10] и проводятся по настоящее время исследования воздействия ультразвуковой деформации на спектральные характеристики генерируемого излучения гетеролазеров. В настоящей работе остановимся на главных моментах полученных ранее результатов и представим новые данные, посвященные поиску оптимальной методики тонкой спектроскопии изменения излучения гетеролазеров, обусловленного ультразвуковой деформацией. В частности, изложены результаты детального изучения динамического метода тонкого анализа спектра на базе измерений в реальном масштабе времени спектральных характеристик с помощью эталона Фабри–Перо (ЭФП).

2. Методика эксперимента

Для проведения исследования нами была разработана и реализована методика эффективного возбуждения переменной деформации в лазерных гетероструктурах путем введения объемных и поверхностных акустических волн (ПАВ) в диапазоне частот $F = 2–16$ МГц. Регистрация генерируемого излучения проводилась нами с использованием трех конфигураций: 1) прямого детектирования; 2) регистрации после ЭФП (динамический дисперсионный диапазон 18.25 \AA); 3) посредством анализа спектрального распределения интенсивности излучения с использованием монохроматора МДР23, модифицированного для приема импульсных сигналов. Электрический сигнал с фотодиода (время нарастания импульса не более 5 ns) направлялся на широкополосный (полоса 400 МГц) усилитель, затем визуализировался на осциллографе (полоса 200 МГц). В качестве объекта исследований нами использовались лазерные гетероструктуры InGaAsP/InP, работающие при комнатных температурах в импульсном режиме с длительностью до $3 \mu\text{s}$ на длине волны излучения $\lambda_0 = 1.48 \mu\text{m}$. Детальное описание эксперимента и свойств гетероструктур приведено в [7–10].

3. Результаты и их обсуждение

При детектировании генерации оптического излучения после ЭФП в режиме некоторой расстройки от максимума пропускания наблюдалась почти 100% амплитудная модуляция импульса излучения с частотой, равной частоте вводимой ультразвуковой волны. Поскольку пропускание ЭФП зависит от частоты излучения, полученный результат понятен, если предположить, что деформация различного знака приводит к соответствующему по знаку сдвигу частоты света $\pm \Delta\nu$. Таким образом, наблюдаемый эффект демонстрирует

частотную модуляцию излучения полупроводникового лазера.

Напомним, что эффект модуляции частоты в лазерной гетероструктуре может осуществляться в основном посредством двух известных нам механизмов [10].

1) Акустооптическое взаимодействие обуславливает изменение во времени диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$, а следовательно, и коэффициента преломления Δn , что приводит к соответствующему изменению $\Delta\lambda_R$ резонансных длин волн оптического резонатора гетероструктуры.

2) Акустоэлектронное взаимодействие обеспечивает изменение электронных зонных параметров активной области, что может вызывать соответствующее изменение во времени как квантовой эффективности лазерной структуры, так и частоты ν_m (длина волны λ_m^0) максимального усиления.

Знание роли и относительного вклада этих механизмов имеет не только фундаментальное, но и важное практическое значение. Последнее обстоятельство диктует нам поиск структур, в которые будут вносить эффективный вклад оба механизма взаимодействия, причем необходимо, чтобы результаты воздействия на электронные и оптические свойства приводили к сложению эффектов. В таком случае возможно наиболее эффективное и плавное управление частотой генерируемого излучения.

Для выявления роли указанных механизмов нами были проведены измерения интенсивности излучения вблизи порога с использованием режима прямого детектирования быстро нарастающих процессов, которые выявили амплитудную модуляцию генерируемого излучения с периодом, равным периоду звуковой волны. Величина амплитудно-модулированной компоненты составляла около 10% от уровня излучения в припороговой области. С возрастанием рабочего тока эта компонента (как и следовало ожидать) становится незначительной по сравнению с уровнем генерации (10^{-1} – $10^{-2}\%$). Обнаруженная нами компонента амплитудной модуляции является принципиальным свидетельством модуляции квантовой эффективности вследствие воздействия переменной деформации на электронную систему активной области гетеролазера. Однако этот эффект оказывается необходимым, но недостаточным для утверждения о преимуществе акустоэлектронного взаимодействия перед акустооптическим.

С целью разделения акустооптического и акустоэлектронного взаимодействий нами был проведен анализ обусловленного ПАВ изменения спектра излучения посредством монохроматора МДР23, модифицированного нами для регистрации импульсных сигналов. Исследование спектрального распределения лазерного излучения представляет собой (вследствие относительно медленных фотодетекторов) статический вариант спектрального анализа в отличие от динамического анализа спектра, осуществляемого высокоскоростными фотоприемниками в реальном масштабе времени посредством ЭФП.

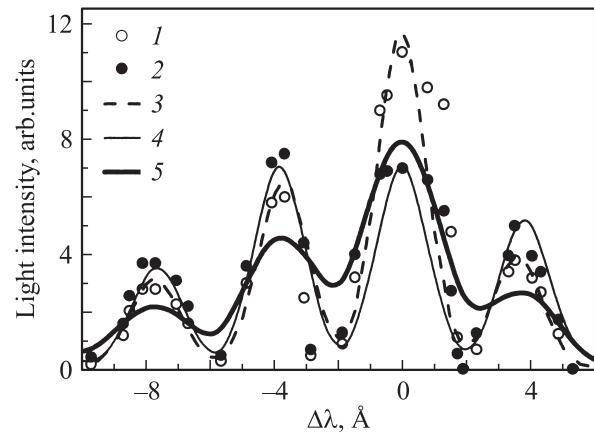


Рис. 1. Расчет влияния звука на спектральное распределение при акустооптическом и акустоэлектронном взаимодействиях. 1, 2 — экспериментальные данные без звука и в его присутствии соответственно; 3–5 — результаты расчета согласно (1)–(4); равновесное распределение (3); расчет его изменения под влиянием ПАВ с амплитудой модуляции положения линии усиления $L_e = 4.5 \text{ \AA}$ (4) и положений линии резонатора $L_R = 1 \text{ \AA}$ и линии усиления $L_e = 1.2 \text{ \AA}$ (5).

Напомним, что на выходе спектрометра регистрируется усредненная во времени картина спектра, т. е. одна или несколько линий (в зависимости от режима генерации: одночастотного или многочастотного). Ширина линий определяется добротностью (чаще аппаратной шириной), значение резонансных частот (длин волн) и расстояние между ними — длиной оптического резонатора и его коэффициентом преломления, интенсивность линий и их количество — шириной линии усиления активного слоя и положением ее на оси частот. Введение звука в случае преобладающего акустооптического взаимодействия должно приводить к колебанию линий излучения вокруг равновесного положения со скоростью изменения ультразвуковой деформации. При усреднении спектра во времени такой процесс ведет к видимому уменьшению интенсивности линии в центре и ее уширению. Аналогичный эффект может проявиться и в случае акустоэлектронного взаимодействия, однако все эти особенности должны относиться уже к линии усиления. В последнем случае следует ожидать перераспределения интенсивности линий излучения: интенсивность основной равновесной линии должна уменьшаться, а боковые линии — возрастать.

На рис. 1 (кривая 1) представлены экспериментальные данные спектрального распределения интенсивности излучения исследуемой гетероструктуры, где в качестве переменной использовано отклонение $\Delta\lambda$ длины волны излучения от длины волны λ_m^0 максимальной регистрируемой интенсивности: $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_m^0$, $\lambda_m^0 = 1.48 \text{ \mu m}$. Введение звука (рис. 1, кривая 2) приводит к перераспределению интенсивности излучения между линиями, в то время как заметного уширения линий не наблюдается.

Количественные оценки были проведены в рамках следующей предложенной нами модели. Для описания линий лазерного $I_R(\Delta\lambda, t)$ оптического резонатора нами использовано гауссово распределение, и асимметрия линии лазерного усиления учтена двойным гауссовым распределением $I_e(\Delta\lambda, t)$. В результате спектральное распределение $I(\Delta\lambda, t)$, в том числе и в присутствии звуковой волны, может быть представлено как произведение этих двух функций

$$I(\Delta\lambda, t) = I_e I_R, \quad (1)$$

$$I_R(\Delta\lambda, t) = \sum_q \exp\left(-\frac{2(\Delta\lambda - q\Delta\lambda_R + L_R \sin \Omega t)^2}{w_R^2}\right), \quad (2)$$

$$I_e(\Delta\lambda, t) = I_0 + A_1 \exp\left(-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{m1} + L_e \sin \Omega t)^2}{w_1^2}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{m2} + L_e \sin \Omega t)^2}{w_2^2}\right), \quad (3)$$

где $\Delta\lambda_R$ — расстояние между линиями оптического резонатора, w_R — их ширина, I_0 — постоянный фоновый уровень, $\Delta\lambda_{m1,2} = \lambda_{m1,2} - \lambda_m^0$, $\lambda_{m1,2}$ — длины волны максимумов, а w_1, w_2 — ширины соответствующих распределений, L_R, L_e — амплитуды модуляции резонансных длин волн и длины волны максимального усиления соответственно, их можно представить через амплитуду частотной модуляции [10]: $F_e = L_e c / (\lambda_m^0)^2$, $F_R = L_R c / (\lambda_m^0)^2$, c — скорость света. Подгонка экспериментальных данных равновесного спектрального распределения интенсивности излучения в отсутствие звука ($L_R = L_e = 0$) согласно (1) представлена кривой 3 на рис. 1. При подгонке использованы следующие значения параметров: $I_0 = 0.1$, $A_1 = 11.5$, $w_1 = 5.44 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{m1} = -0.3 \text{ \AA}$, $A_2 = 2.8$, $w_2 = 6.2 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{m2} = -7.4 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_R = 3.9 \text{ \AA}$, $w_R = 1.6 \text{ \AA}$. При этом учтены четыре линии лазерного резонатора ($q = -2 \div 1$), достаточные для описания эксперимента.

Для получения данных об изменении усредненного спектра под влиянием упругой волны достаточно усреднить выражение (1) по периоду ультразвуковой волны

$$I(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I(\lambda, \Omega t) d(\Omega t). \quad (4)$$

Наилучшее совпадение экспериментальных данных и результатов численного расчета интегрирования согласно (4) наблюдается для $L_e = 4.5 \text{ \AA}$ и $L_R \ll L_e$ (рис. 1, кривая 4). Отсюда следует, что преобладающим является акустоэлектронное взаимодействие, при этом перестройка длины волны света возможна в интервале $L_e = \pm 4.5 \text{ \AA}$.

Полученные результаты показали целесообразность расширения исследований с целью поиска возможностей увеличения эффективности взаимодействия, в особенности акустооптического, определяющего плавное изменение частоты излучения. Для решения поставленных

задач необходимо привлечение новых типов наноразмерных лазерных гетероструктур на основе более эффективных акустооптических материалов, излучающих в среднем ИК-диапазоне. Диагностика таких структур в рамках поставленных задач требует развития универсальной и достаточно мобильной методики тонкого спектрального анализа лазерного излучения.

Так называемый статический метод, использовавшийся нами ранее для детального экспериментального и теоретического анализа спектра, является весьма трудоемким из-за громоздкости как тонкой юстировки монохроматоров, так и перестройки по диапазонам частот. Помимо этого он имеет ограничения, связанные с апертурной шириной линии. Альтернативой ему, по нашему мнению, может стать динамический метод тонкого спектрального анализа посредством эталона Фабри–Перо. Благодаря высокой добротности (например, ЭФП с металлизированными зеркалами и воздушным зазором) и использованию высокоскоростных приемных устройств возможен не только тонкий анализ (с разрешением в десятки доли ангстрема), но и регистрация в реальном масштабе времени динамики спектра излучения в различных условиях, в частности в присутствии переменной деформации.

Напомним, что ЭФП имеет максимумы пропускания, если выполняются условия интерференции. Для монохроматического коллимированного луча и ЭФП с воздушным промежутком резонансные значения λ^k длин волн света для различных порядков k определяются соотношением

$$\frac{2L_0}{\lambda^k} = k, \quad (5)$$

где L_0 — длина резонатора. С другой стороны, различные порядки интерференции n могут реализоваться, как известно, при фиксированной длине волны λ^k и изменении оптического пути $L = L_0 / \cos \theta_i$ при соответствующих углах падения света θ_{in} (линии равного наклона). При малых отклонениях от нормального падения ($\theta_i \ll 1$) соотношение (5) можно переписать, учитывая только первый малый член в разложении $L = L_0 / \cos \theta_i = L_0 + \Delta L$, следующим образом:

$$2L_0(1 + 1/2\theta_{in}^2)/\lambda^k = k + n. \quad (6)$$

С помощью (6) легко показать, что

$$\theta_{in} = \pm \sqrt{n\lambda^k/L_0}, \quad (7)$$

откуда можно получить значения углового дисперсионного диапазона $\pm\theta_{n+1} \mp \theta_n$. С другой стороны, следует отметить, что при изменении угла падения изменяется эффективная длина резонатора, а следовательно, и резонансная длина волны. Это обстоятельство позволяет проводить тонкий анализ спектра коллимированного луча, измеряя изменение интенсивности прошедшего света в зависимости от угла поворота ЭФП в рамках одного углового дисперсионного диапазона. Из (5) и (6) следует, что

$$\Delta\lambda^k = \lambda^k \theta_i^2 / 2. \quad (8)$$

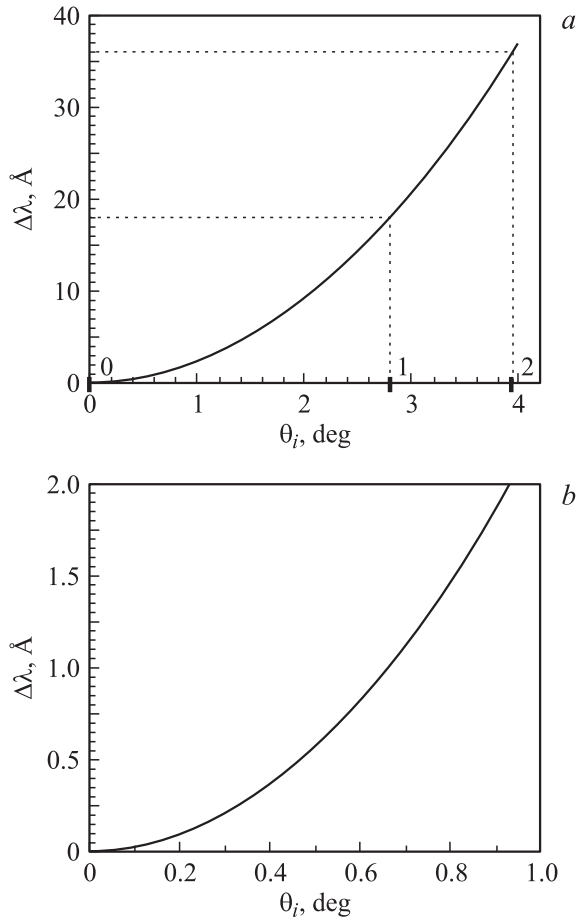


Рис. 2. Зависимость изменения резонансной длины волны от угла поворота ЭФП. *a* — метки на оси абсцисс (0, 1, 2) указывают положения угловых интерференционных порядков; *b* — область малых отклонений от нормального падения.

Из графика зависимости $\Delta\lambda^k(\theta_i)$, представленной на рис. 2, *b*, можно видеть, что посредством изменения угла падения в непосредственной близости от нормального падения можно осуществлять тонкий анализ спектра излучения с точностью до десятых долей ангстрема. Совершенно очевидно, что анализ возможен в рамках углового дисперсионного динамического диапазона, определяемого (согласно (7)) угловым расстоянием между различными порядками n ($n = 0, 1, 2, 3 \dots$), характерными для длины волны максимальной интенсивности излучения. Реально можно использовать половину этого диапазона, поскольку на второй половине вносит вклад соседний интерференционный порядок. Учитывая, что расстояние между линиями исследуемого лазерного резонатора около 4 \AA (рис. 1), можем уверенно исследовать динамику изменения основной и двух ближайших линий генерации. При этом изменение угла падения вокруг нулевого порядка позволяет анализировать поведение боковых линий только с возрастанием длины волны: $\lambda = \lambda_m^0 + q\Delta\lambda_R$. Достаточно очевидно, что обе линии относительно центральной, т.е. $\lambda = \lambda_m^0 \pm q\Delta\lambda_R$, можно регистрировать в любом порядке выше нулевого.

Поэтому мы использовали настройку ЭФП, дающую первый порядок (без нулевого: для реализации большего разрешения), аналогичную кривой 2 на рис. 3.

Из экспериментальных дисперсионных кривых (рис. 3), полученных нами с использованием излучения гетеролазера ($\lambda_m^0 = 1.48 \mu\text{m}$), можно видеть, что (как и следует ожидать при оптимальной юстировке) картина симметрична относительно нормального падения света. Отсюда же видно, что при не слишком больших превышениях рабочего тока I_{op} над пороговым током I_{th} ($I_{op} < 1.6I_{th}$) наблюдается лишь одна линия генерации, определяющая соответствующие порядки интерференции. При возрастании рабочего тока ($I_{op} \approx 1.7I_{th}$) появляются две боковые линии различной интенсивности в соответствии с формой линии усиления. Картина такого спектра в приведенных координатах

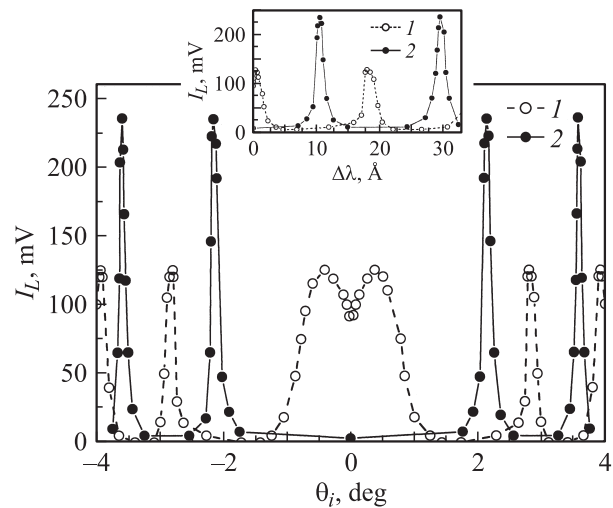


Рис. 3. Дисперсионные кривые ЭФП ($L_0 = 0.6 \text{ mm}$, $\lambda_0 = 1.48 \mu\text{m}$), полученные для излучения InGaAsP/InP-гетеролазера при различных степенях превышения порога: 1 — $I_{op} \approx 1.4I_{th}$, 2 — $I_{op} \approx 1.6I_{th}$. На вставке по оси абсцисс отложены $\Delta\lambda$, рассчитанные согласно (8).

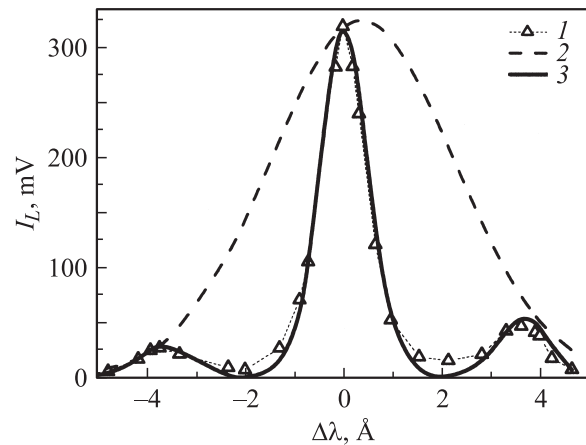


Рис. 4. Спектральное распределение излучения гетеролазера, полученное с помощью ЭФП. 1 — эксперимент, 2, 3 — расчет линии усиления и генерируемого спектра.

($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_m^0$) представлена на рис. 4 (кривая 1). Анализ спектра проводился нами именно в этом режиме.

Дальнейшее увеличение рабочего тока приводит к соответствующему расширению линии усиления. Как показывают наши наблюдения с помощью ЭФП, уровень боковых линий возрастает, и интенсивность всех линий становится нестабильной. При введении звука происходят квазизахват и стабилизация уровня сигнала после ЭФП с периодичностью звуковой волны.

Из рис. 4 (кривая 1) видно, что измеряемая ширина линии имеет величину около 1 \AA . Поскольку эта величина определяется как аппаратной шириной, так и шириной линии лазера, можно сделать вывод, как о высокой добротности ЭФП, так и об относительно узкой линии излучения исследуемого лазера.

Для описания спектра используем гауссово приближение в соответствии с выражениями (1)–(3). Наиболее точное совпадение с равновесными данными ($L_e = L_R = 0$) дает распределение (рис. 4, кривая 3) со следующими параметрами:

$$I_0 = 1 \text{ mV}, \quad A_1 = 325 \text{ mV}, \quad \Delta\lambda_{m1} = 0.35 \text{ \AA},$$

$$w_1 = 3.73 \text{ \AA}, \quad A_2 = 0, \quad w_R = 1 \text{ \AA}, \quad q = -1, 0, 1. \quad (9)$$

Проанализируем экспериментальные данные о влиянии переменной деформации, обусловленной ПАВ, на спектр этого излучения. Рассмотрим изменение во времени регистрируемой интенсивности излучения при различных углах поворота (представленных в изменениях длины волны пропускания) ЭФП.

1) $\Delta\lambda = 0$. В отсутствие внешних возмущений сигнал прошедшего света (как и следует ожидать, рис. 4) максимален (рис. 5, а, кривая 1). Введение ПАВ приводит к изменению во времени сигнала с двукратной периодичностью относительно звуковой волны (рис. 5, а, кривая 2). Такая картина представляется естественной, если учесть, что (как указывалось выше) акустоэлектронное и акустооптическое взаимодействия должны приводить к модуляции во времени положения линии усиления и линий лазерного оптического резонатора.

2) Поворот ЭФП ($\Delta\lambda \neq 0$) приводит к изменению периодичности и амплитуды сигнала. При $\Delta\lambda \approx 1 \text{ \AA}$ (рис. 5, с, кривая 2) наблюдается максимальная глубина модуляции сигнала с периодичностью звуковой волны и максимальным значением интенсивности, близким к уровню сигнала в положении ЭФП ($\Delta\lambda = 0$) с максимальной прозрачностью в отсутствие деформационного воздействия. Некоторое различие осциллограммы для $\Delta\lambda \approx -1 \text{ \AA}$ (рис. 5, е, кривая 2) объясняется соответствующей асимметрией линии усиления (рис. 4) относительно центральной линии генерации.

3) При дальнейшем повороте ЭФП ($|\Delta\lambda| > 1 \text{ \AA}$) наиболее информативными являются позиции относительно боковых линий: а) между центральной и боковыми ($|\Delta\lambda| \approx 2.5 \text{ \AA}$); б) в максимумах ($|\Delta\lambda| \approx 3.9 \text{ \AA}$) боковых; в) за их максимумами ($|\Delta\lambda| \approx 5 \text{ \AA}$). Изменение интенсивности сигнала под влиянием переменной деформации в случаях а) и в) (рис. 6, а, е) определяется

главным образом модуляцией во времени положения боковой линии. При этом существенным параметром, определяющим уровень сигнала, является амплитуда L_e , модуляции положения линии усиления. При настройке на максимум боковой линии (рис. 6, с) асимметрия сигнала определяется в основном различием амплитуд модуляции положения линий резонатора L_R и линии усиления L_e .

Наблюдаемые изменения во времени интенсивности излучения после ЭФП хорошо согласуются с расчетом изменения прозрачности ЭФП, обусловленного соответствующим изменением спектра излучения под влиянием ультразвуковой деформации. Результаты расчета интенсивности излучения согласно (1)–(3) с параметрами (9) и при $L_e = 1.2 \text{ \AA}$, $L_R = 1 \text{ \AA}$ (кривые 1), равновесные зависимости (кривые 2) для различных $\Delta\lambda$ представлены на рис. 5, б, д, ф; 6, б, д, ф. Все эти расчеты проведены для синфазных колебаний линии усиления и линий лазерного резонатора. Для сравнения со случаем противофазных акустоэлектронного и акустооптического воздействий нами проведен соответствующий расчет в предположении противоположных знаков L_e и L_R . Как видно из рис. 5, г (кривая 3), результаты такого расчета противоречат экспериментальным данным.

Следует отметить, что некоторое (малосущественное) различие (заметное, в особенности, при $\Delta\lambda = 0$) является следствием того, что расчет проведен в предположении бесконечно узкой структуры, т. е. когда величина деформации в каждый данный момент времени одинакова по сечению лазерного резонатора. На самом деле это не так, поскольку мы имеем дело с бегущей звуковой волной и конечной (хотя и существенно меньше длины звуковой волны) шириной лазерного резонатора. Поэтому в эксперименте получаем некий усредненный по сечению результат воздействия бегущей синусоидальной деформации. Степень отклонения экспериментальной ситуации от принятого приближения определяется градиентом деформации, т. е. соотношением ширины резонатора и длины звуковой волны.

Итак, мы получили следующие результаты динамического анализа спектра.

1) Ширина линий оптического резонатора имеет величину около 1 \AA .

2) При не слишком большой степени превышения порога ($I_{\text{op}} < 1.6I_{\text{th}}$) наблюдается лишь одна линия генерации.

3) При возрастании рабочего тока ($I_{\text{op}} \approx 1.7I_{\text{th}}$) появляются две боковые линии различной интенсивности в соответствии с формой линии усиления. Введение звука приводит к колебаниям положения как линии усиления, так и линий резонатора с периодичностью звуковой волны. Наблюдаемая картина хорошо согласуется с расчетом в рамках предложенной модели при соизмеримых амплитудах колебаний положения линий резонатора ($L_R = 1 \text{ \AA}$) и линии усиления ($L_e = 1.2 \text{ \AA}$). При этом установлено, что акустоэлектронное и акустооптическое

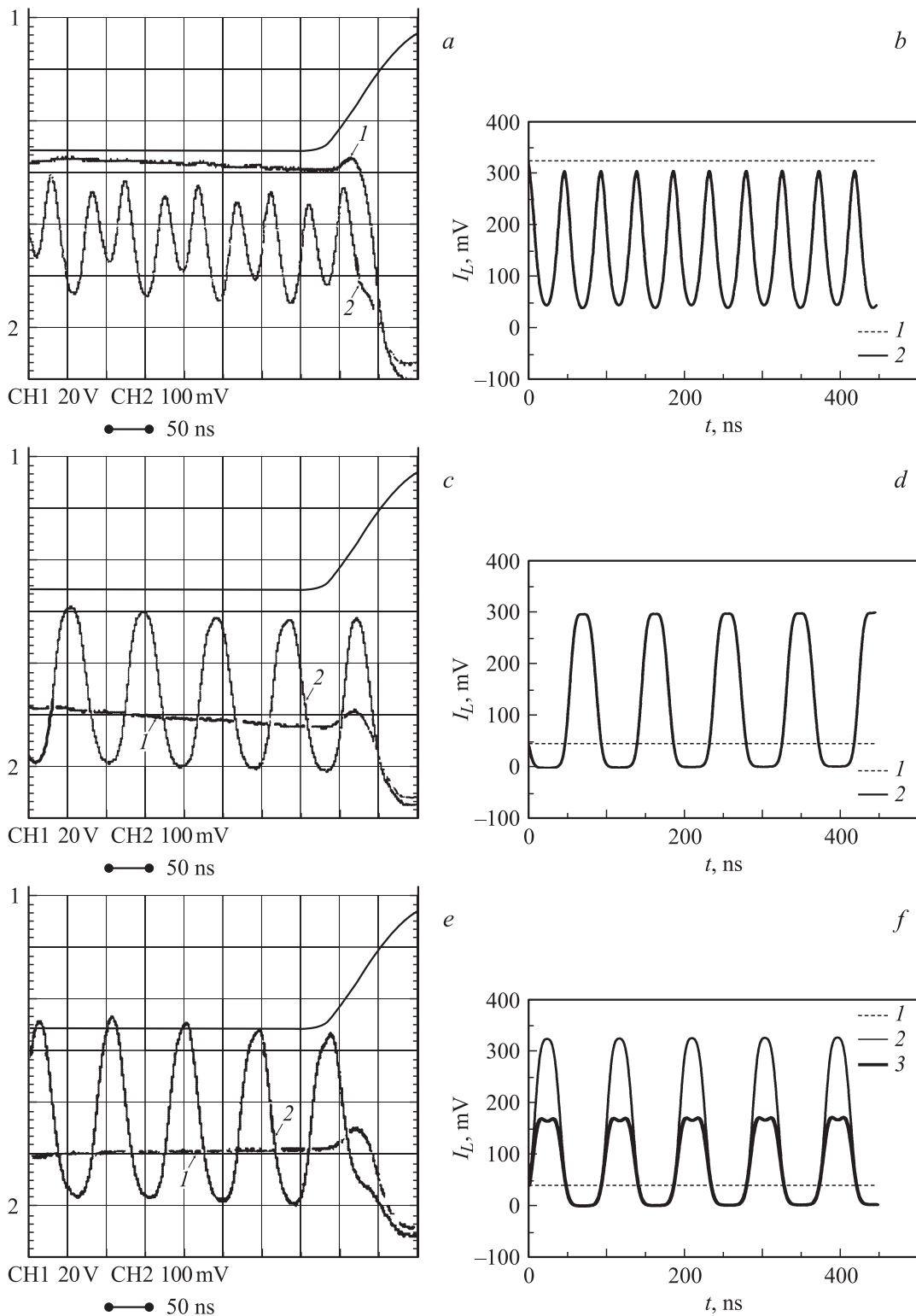


Рис. 5. Динамика спектрального положения центральной линии при $\Delta\lambda = 0$ (*a, b*), 1 (*c, d*) и -1 \AA (*e, f*). *a, c, e* — осциллограммы, верхний луч (первый канал — 20 V/div) — импульс рабочего тока, $I_{op} \approx 1.7I_{th}$; нижний луч (второй канал — 100 mV/div) — импульс лазерного излучения: *1* — звук отсутствует, *2* — в присутствии звука ($f = 10.75 \text{ MHz}$); *b, d, f* — расчетные зависимости интенсивности излучения от времени согласно (1)–(3) с параметрами (9) в отсутствие звука (кривые *1*) и в присутствии звука (кривые *2*) при $L_e = 1.2 \text{ \AA}$, $I_R = 1 \text{ \AA}$. Кривая *3* на части *f* — расчет для противофазного воздействия: $L_e = 1.2 \text{ \AA}$, $L_R = -1 \text{ \AA}$.

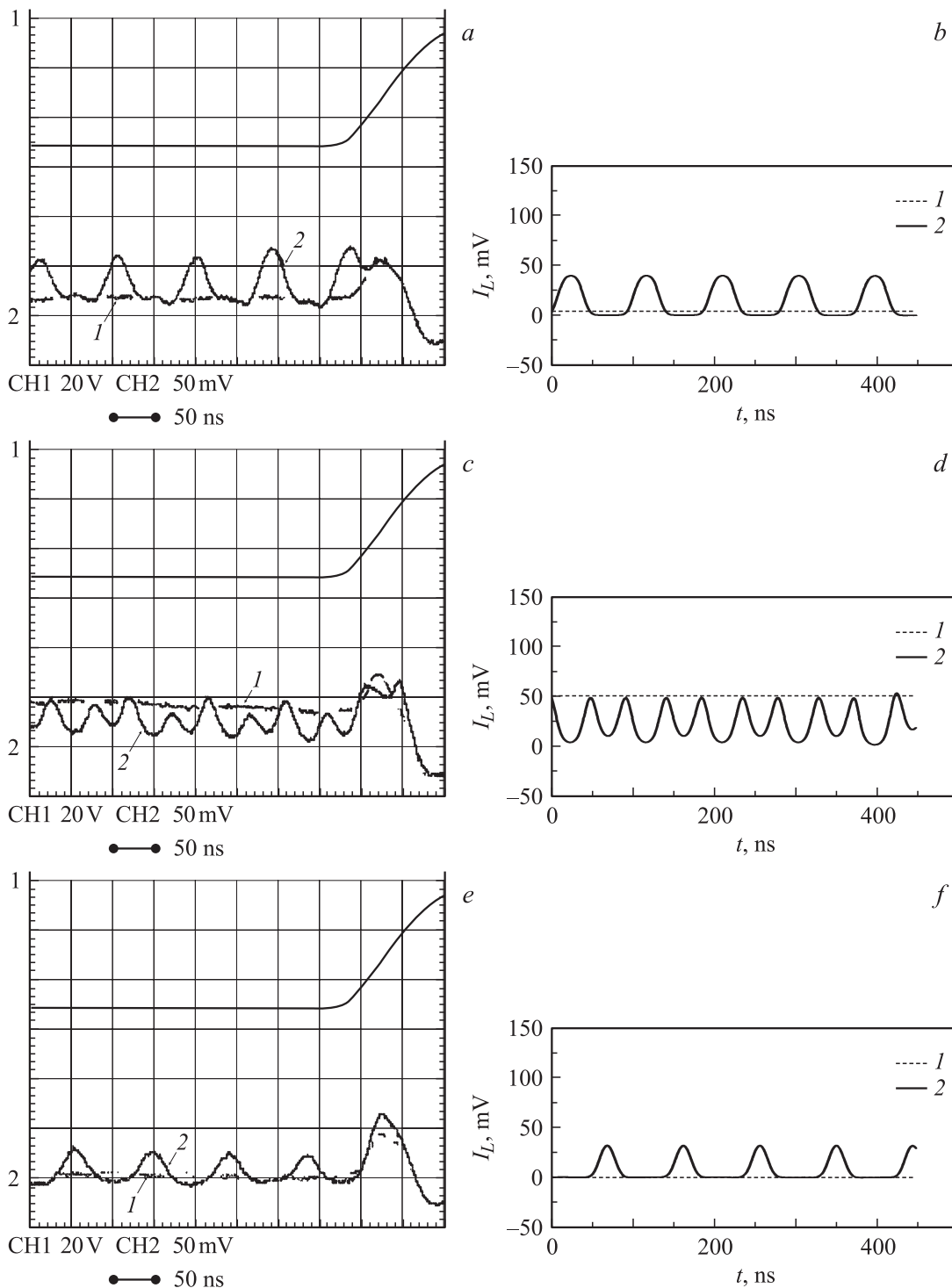


Рис. 6. Динамика спектрального положения боковой линии при $\Delta\lambda = 2.5$ (*a, b*), 3.8 (*c, d*) и 5.2 \AA (*e, f*). *a, c, e* — осциллограммы (первый канал — 20 V/div , второй канал — 50 mV/div), *b, d, f* — расчет. Условия те же, что для рис. 5 в синфазном случае.

воздействия в исследуемых структурах синфазны. Из оценок (по значению L_R) следует, что амплитуда F_R частотной модуляции имеет величину около 13.5 GHz . Это означает возможность быстрой и непрерывной перестройки частоты излучения в диапазоне 27 GHz за период ультразвуковой волны.

4) При дальнейшем возрастании рабочего тока ($I_{\text{op}} > 1.7I_{\text{th}}$) обнаруживается неустойчивость спектра излучения. Введение звука приводит к стабилизации неустойчивых мод и возрастанию их интенсивности с периодичностью звуковой волны. Последнее обстоятельство указывает на то, что для корректного анализа

процессов реальной перестройки спектра необходимо использовать режим стабильного спектра, реализацию которого можно контролировать лишь посредством динамического метода.

Таким образом, результаты динамического спектрального анализа не только продемонстрировали основные его возможности и преимущества, но и поставили ряд вопросов, связанных с противоречиями, вытекающими из сравнения с результатами статического анализа. Напомним, что главным результатом статического анализа [10] является вывод об определяющем вкладе акустоэлектронного и пренебрежимо малом вкладе акустооптического взаимодействия в спектральную перестройку излучения лазера в присутствии переменной деформации. Однако динамический анализ показал наличие измеримого вклада акустооптического взаимодействия. Еще одним (не менее важным) моментом является расхождение количественных оценок деформационного смещения линии усиления. Причинами этих нестыковок могут быть выявленные нами принципиальные ограничения статического метода, которые приводят к соответствующим ошибкам в случае тонкого анализа спектра.

1) Аппаратная ширина линии не позволяет регистрировать изменения спектра менее этой ширины. Поэтому обнаруженные динамическим методом колебания положения линий резонатора, амплитуда которых имеет величину около аппаратной ширины, оказались не наблюдаемыми статическим методом.

2) Неустойчивость генерации различных линий излучения лазера (в случае неоднородного режима генерации), обнаруженная динамическим методом, должна приводить к ошибкам спектрального распределения интенсивности, являющимся результатом методики усреднения. Это обстоятельство и привело к ошибочным значениям (полученным статическим методом) спектрального перераспределения интенсивности в присутствии деформации. На самом деле введение переменной деформации приводит к захвату нестабильных мод и их стабилизации, что выглядит как рост боковых линий при статическом анализе спектра.

Все эти соображения указывают на то, что тонкую динамику спектра излучения наиболее корректно проводить предложенным нами динамическим методом.

4. Заключение

Таким образом, в работе получены следующие результаты.

Разработана схема измерений с целью реализации наиболее полного анализа возможных механизмов взаимодействия, обусловленного ультразвуковой деформацией в лазерных гетероструктурах.

Получены всесторонние экспериментальные данные динамического (в реальном масштабе времени) анализа спектра (с помощью ЭФП и высокоскоростных фотодетекторов) излучения InGaAsP/InP-гетеролазеров. При введении ультразвуковой волны в режиме стабильной

лазерной генерации обнаружена модуляция положения линий генерации с амплитудой около 1 \AA . В режиме нестабильности лазерных мод введение звука приводит к стабилизации уровня мод с периодичностью ультразвуковой деформации.

Рассчитана модель тонкого динамического анализа спектра и приведена обработка экспериментальных данных. При этом обнаружен заметный вклад акустооптического взаимодействия (по эффективности близкий к акустоэлектронному), приводящего к модуляции во времени положений линий оптического резонатора. Показано, что оба эти механизма в исследованных структурах работают синфазно. Иначе говоря, продемонстрирована возможность управляемой быстрой и плавной периодической перестройки спектра исследуемых гетеролазеров в диапазоне около 30 GHz за период ультразвуковой волны с сохранением неизменной интенсивности излучения.

Проведено сравнительное исследование методов тонкого анализа спектра излучения гетеролазеров: статического и динамического. Показаны преимущества динамического метода при исследовании динамики тонкого спектра излучения лазерных гетероструктур.

Список литературы

- [1] L.A. Kulakova, V.A. Matveev, V.T. Melekh. *J. Non-Cryst. Solids* **266–269**, 969 (2000).
- [2] M. Lakner, G. Totsching, F. Winter, M. Ortsiefer, M.-C. Amann, R. Shau, J. Roskopf. *Meas. Sci. Technol.* **14**, 101 (2003).
- [3] H. Hillmer, A. Grabmaier, S. Hansmann. *IEEE J. Selected Topics Quant. Electr.* **1**, 356 (1995).
- [4] Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, В.Б. Халфин, Н.В. Шувалова, Ю.В. Ильин, И.С. Тарасов. *Письма в ЖТФ* **23**, 6, 10 (1997).
- [5] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, К.Д. Моисеев, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. *ФТП* **35**, 375 (2001).
- [6] S. Suchalkin, M.V. Kisin, S. Luryi, G. Belenky, F.J. Towner, J.D. Bruno, R.L. Tober. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **19**, 360 (2007).
- [7] Л.А. Кулакова, И.С. Тарасов. *Письма в ЖЭТФ* **78**, 2, 77 (2003).
- [8] Л.А. Кулакова. *ФТТ* **47**, 2228 (2005).
- [9] L.A. Kulakova, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov, E.Z. Yakhkind. *Ultrasonics* **44**, e1535 (2006).
- [10] Л.А. Кулакова, Н.А. Пихтин, С.И. Слипченко, И.С. Тарасов. *ЖЭТФ* **131**, 790 (2007).