

06.3;07;08

## Градиентное управление направлением излучения InGaAsP/InP гетеролазеров

© Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, В.Б. Волошинов

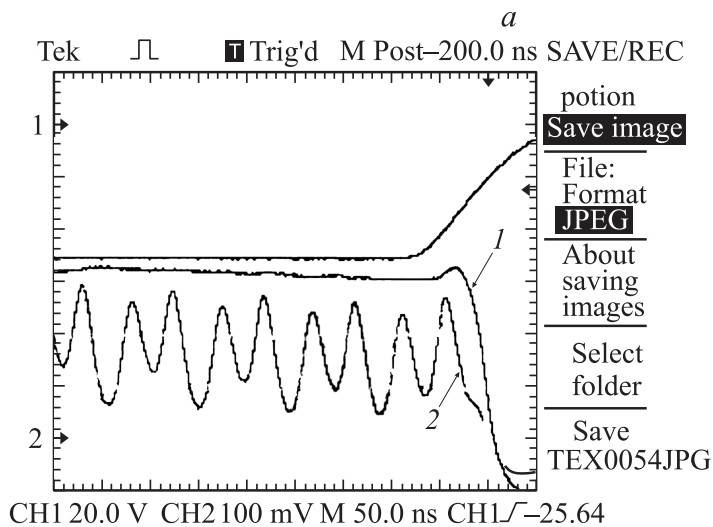
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
E-mail: L. Kulakova@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2010 г.

Выявлен новый акустооптический эффект в лазерных гетероструктурах — модуляция направления излучения переменной деформацией, обусловленной введенной извне ультразвуковой волной. Эффект обладает важной особенностью — диапазон перестройки направления излучения возрастает с ростом частоты звуковой волны.

Перестраиваемые источники инфракрасного излучения являются важным элементом лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения и оптических систем связи. При этом системы контроля быстропротекающих процессов так же, как и оптические системы связи, нуждаются в разработке методов быстрой перестройки как частот, так и направления оптического излучения. В работе [1] нами были обнаружены, а затем более подробно исследованы [2–4] эффекты влияния ультразвуковой деформации на процесс генерации гетеролазера, обеспечивающие быструю и точную перестройку длины волны излучения.

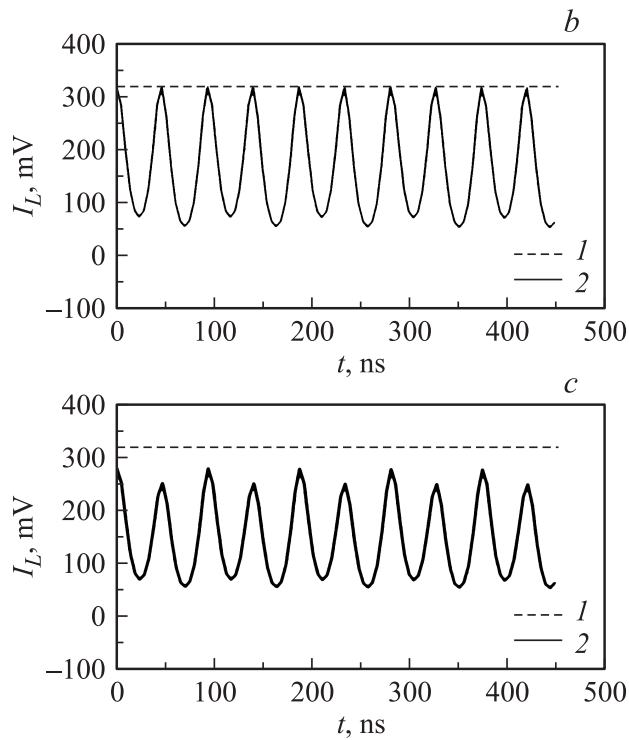
В данной работе представлены результаты исследования нового эффекта акустооптического воздействия ультразвуковой деформации на направление излучения InGaAsP/InP лазерных гетероструктур, работающих при комнатной температуре в импульсном режиме, длина волны  $\lambda_m^0 = 1.48 \mu\text{m}$ . Эффект является следствием градиента деформации, неизбежно возникающего при прохождении ультразвуковой волны поперек лазерного резонатора. Возбуждение переменной деформации в лазерных гетероструктурах обеспечивалось путем введения поверхностных звуковых волн (ПАВ) с частотой  $F = 10 \text{ MHz}$ . Детальное описание свойств гетероструктур и экспериментальной установки приведено в [1,2]. Для тонкого анализа спектра нами использовались динамические методики. Первая из них основана на зависимости резонансной длины



**Рис. 1.** *a* — осциллограмма: верхний луч — импульс рабочего тока; нижний луч — интенсивность излучения лазера, регистрируемого после ЭФП (в положении максимальной прозрачности,  $\Delta\lambda = 0$ ): *1* — без звука, *2* — в присутствии ПАВ,  $F = 10$  МГц; *b, c* — результаты расчета согласно (7) при  $L_e = 1.2 \text{ \AA}$ ,  $L_R = 1 \text{ \AA}$ : *b* — без отклонения,  $\Theta_{def}^0 = 0$ , *c* — с учетом отклонения,  $\Theta_{def}^0 = 0.211 \text{ deg}$ . Данные *a-c* представлены в одинаковом масштабе.

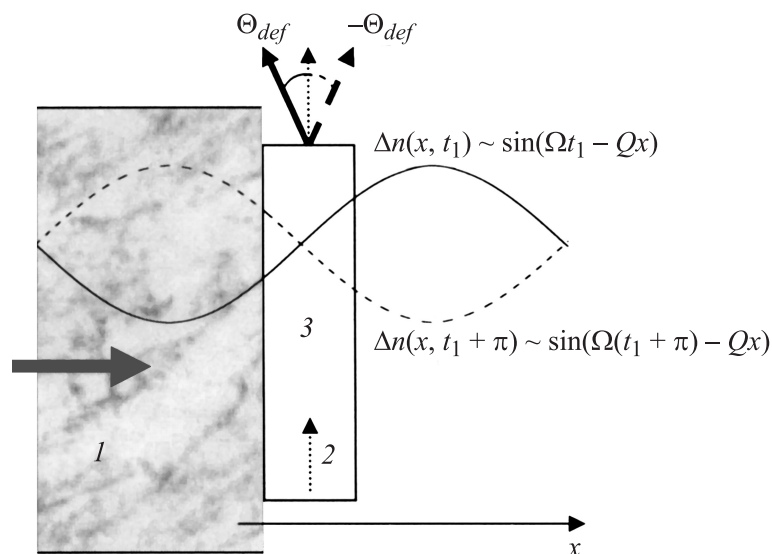
волны эталона Фабри–Перо (ЭФП) от угла падения оптического излучения [3,4]. Второй метод основан на использовании акустооптического фильтра высокого разрешения [5].

Ранее полученные данные об изменении интенсивности излучения после ЭФП в присутствии ПАВ были объяснены модуляцией частоты генерируемого излучения. Эффект является следствием модуляции спектрального положения линии усиления из-за акустоэлектронного и линий лазерного резонатора из-за акустооптического взаимодействий. Модель воздействия ультразвуковой деформации на спектр генерируемого излучения была разработана в приближении бесконечно узкого лазерного резонатора по сравнению с длиной звуковой волны —  $a \ll \Lambda_S$ . Это приближение вполне соответствует условиям наших



**Рис. 1** (продолжение).

экспериментов:  $a = 6 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda_s = 350 \mu\text{m}$ . Некоторое отличие формы сигнала (рис. 1, *a*, кривая 2) после ЭФП (в положении его максимального пропускания при отсутствии звука) от результатов расчета (рис. 1, *b*, кривая 2), как мы полагали, является следствием принятого приближения, когда величина деформации в каждый момент времени считается одинаковой 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 существует некий переменный по сечению результат воздействия бегущей синусоидальной деформации. Степень отклонения экспериментальной ситуации



**Рис. 2.** Распределение коэффициента преломления в лазерном резонаторе в присутствии ультразвуковой волны: 1 — звуковая волна, 2 — оптическое излучение, 3 — лазерный резонатор.

от принятого приближения определяется градиентом деформации, т. е. соотношением ширины резонатора и длины звуковой волны. Однако последние проведенные нами точные оценки влияния этого эффекта на форму сигнала (рис. 1, а, кривая 2) показали, что соответствующее отклонение сигнала от его равновесного значения в моменты ( $\Omega t = k\pi$ ), когда деформация принимает нулевое значение, имеет малую величину, не превышающую 0.2%.

С другой стороны, следует отметить, что акустооптическое взаимодействие должно приводить не только к изменению коэффициента преломления  $\Delta n$ , одинакового вдоль всей длины резонатора и обуславливающего изменение резонансной частоты резонатора, но и к его градиенту, вызванному бегущей звуковой волной поперек резонатора (рис. 2). Поэтому можно ожидать, что в соответствии с изменением градиента будет изменяться во времени и направление

излучения в резонаторе. Несложно показать, что угол отклонения вне резонатора  $\Theta_{def}$  определяется длиной резонатора —  $l$  и градиентом  $\Delta n$ :  $\Theta_{def} = l \frac{d\Delta n}{dx}$ . Используя известное соотношение фотоупругости  $\Delta n = -1/2 n^3 p S^0 \sin(\Omega t - Qx)$ , где  $p$  — фотоупругая постоянная,  $S$  — ультразвуковая деформация,  $Q = 2\pi F$ , получаем

$$\Theta_{def} = \Theta_{def}^0 \cos(\Omega t - Qx), \quad \Theta_{def}^0 = -\frac{lQn}{\lambda_R} L_R, \quad (1)$$

где  $L_R = -1/2 \lambda_R n^2 p^2 S^0$  — амплитуда модуляции длины волны  $\lambda_R$  резонатора. У нас, как и прежде, выполняется соотношение  $Qx \ll 1$ , поэтому (1) можно записать как

$$\Theta_{def} = \Theta_{def}^0 \cos(\Omega t). \quad (2)$$

Из (1) и (2) видно, что: 1) амплитуда модуляции  $\Theta_{def}^0$  угла отклонения не зависит от ширины резонатора; 2) максимальный угол отклонения  $\Theta_{def}$  достигается при  $\Omega t = k\pi$ , когда (как было показано ранее) изменение длины волны излучения под влиянием деформации отсутствует, т. е. эти два эффекта должны быть сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ ; 3) величина  $\Theta_{def}^0$  однозначно связана с амплитудой модуляции  $L_R$  длины волны излучения и пропорциональна частоте ультразвуковой волны. Оценка  $\Theta_{def}^0$  в условиях нашего эксперимента ( $l = 0.9$  mm,  $n = 3.4$ ,  $F = 10$  MHz, скорость звука  $V = 3.5 \cdot 10^3$  m/s) дает значение  $\Theta_{def}^0 = 0.211$  (deg/Å)  $L_R$ . Это значит, что при  $L_R = 1$  Å и  $F = 100$  MHz возможно изменение направления излучения в диапазоне 4 deg.

Проанализируем изменение интенсивности излучения  $I(\Delta\lambda, t)$  после ЭФП под влиянием ультразвука [3,4]. Чтобы учесть отклонение луча, добавим к гауссовым функциям

$$I_e(\Delta\lambda, t) = I_0 + A \exp\left(-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_m + L_e \sin \Omega t)^2}{w_e^2}\right)$$

и

$$I_R(\Delta\lambda, t) = \sum_k \exp\left(-\frac{2(\Delta\lambda - k\Delta\lambda^R + L_R \sin \Omega t)^2}{w_R^2}\right),$$

учитывающим влияние деформации на изменение положения линии усиления амплитудой  $L_e$  и положения линий резонатора, угловое гауссово

распределение  $I_{div}(\Delta\Theta, t)$ , учитывающее угловую ширину луча  $\Delta\Theta_{div}$ , асимметрию расходимости  $\Delta\Theta_m$  и модуляцию его отклонения  $\Theta_{def}$ ,

$$I_{div}(\Delta\Theta, t) = \exp\left(-\frac{2(\Delta\Theta + \Delta\Theta_m - \Theta_{def}^0 \cos \Omega t)^2}{\Delta\Theta_{div}^2}\right). \quad (3)$$

Тогда изменение интенсивности во времени при различных отклонениях от резонансной длины волны  $\Delta\lambda$  ЭФП описывается произведением этих распределений

$$I(\Delta\lambda, t) = I_e(\Delta\lambda, t)I_R(\Delta\lambda, t)I_{div}(t). \quad (4)$$

Из результатов расчета, согласно (4), с параметрами, представленными выше, и при соответствующих  $\Delta\lambda$ ,  $\Delta\Theta_m = 0.03 \text{ deg}$ ,  $\Delta\Theta_{div} = 0.7 \text{ deg}$ , следует, что модуляция отклонения лазерного излучения наиболее ярко проявляется при  $\Delta\lambda = 0$  (рис. 1, *c*). Именно из-за максимального отклонения луча в момент времени ( $\Omega t \approx k\pi$ ), когда деформационное изменение длины волны отсутствует ( $\delta\lambda = 0$ ), сигнал после ЭФП не достигает своего равновесного уровня, как этого следовало бы ожидать в отсутствие отклонения.

Таким образом, нами теоретически обоснован и экспериментально выявлен новый акустооптический эффект в лазерных гетероструктурах. Это модуляция направления генерируемого излучения ультразвуковой деформацией. При этом установлено: 1) амплитуда отклонения однозначно связана с величиной амплитуды модуляции длины волны излучения; 2) максимальное отклонение достигается в момент нулевого сдвига частоты генерации, т.е. эти два эффекта сдвинуты на  $\pi/2$ ; 3) амплитуда угла отклонения не зависит от ширины лазерного резонатора; 4) очень важным обстоятельством является прямая зависимость между амплитудой угла отклонения и частотой звуковой волны. Это особенно интересно в случае воздействия объемными волнами, для которых (благодаря отличию геометрии воздействия) реализация соотношения  $Qx \ll 1$  возможна для частот более чем в 10 раз выше, чем для ПАВ. Наблюдаемая картина хорошо согласуется с результатами расчета в рамках предложенной модели. Обнаруженный эффект открывает возможность быстрой модуляции направления генерируемого гетеролазером излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00557, № 09-02-12413-офи\_м) и НШ-2628.2008.2.

## Список литературы

- [1] Кулакова Л.А., Тарасов И.С. // Письма ЖЭТФ. 2003. Т. 78. В. 2. С. 67–71.
- [2] Кулакова Л.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.И., Тарасов И.С. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. В. 5. С. 790–797.
- [3] Кулакова Л.А. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 1. С. 73–80.
- [4] Kulakova L.A. // Appl. Optics. 2009. V. 48. P. 1128–1134.
- [5] Voloshinov V.B., Magdich L.N., Knyazev G.A. // Quant. El. 2005. V. 35. P. 1057–1063.