

# Перестраиваемый инжекционный лазер с генерацией ортогонально поляризованных мод излучения

А.Б.Фадюшин\*, В.Л.Величанский\*, М.Д.Лукин\*\*, Н.В.Сенков\*, М.О.Скалли\*\*\*, М.Фляйшхауэр\*\*\*\*

*Описана новая схема внешнего резонатора инжекционного лазера, позволяющая получить генерацию двух спектрально близких ( $\Delta\lambda < 10^{-3}$  нм) ортогонально поляризованных мод, перестраивать их длины волн в пределах линии усиления и плавно изменять частотный интервал между ними.*

**Ключевые слова:** диодный лазер, внешний резонатор, двухмодовый режим генерации, ортогональная поляризация.

## 1. Введение

Для эффективного использования лазеров в спектроскопии необходим жёсткий контроль модового состава их излучения. В частности, спектроскопия высокого разрешения предполагает одномодовый [1], реже – двухмодовый [2] режим генерации. Высокое временное разрешение [3] или высокая чувствительность регистрации внутрирезонаторного поглощения [4], напротив, обеспечиваются в режиме одновременной генерации большого числа мод.

В случае полупроводниковых инжекционных лазеров (ИЛ) подробно изучены и надёжно работают одно- и многомодовые лазеры, последние – в режиме синхронизации мод. Стационарная непрерывная двухмодовая генерация в ИЛ практически не исследована, особенно для малых межмодовых интервалов (менее 10 ГГц). Между тем, двухчастотный режим имеет много применений. Так, в газовых лазерах и лазерах на красителях он позволяет сочетать высокое спектральное разрешение с высокой чувствительностью гетеродинного приёма. Бихроматическое излучение необходимо при охлаждении и захвате в ловушки атомов щелочных металлов [5] и при создании стандартов частоты СВЧ диапазона с использованием эффекта когерентного пленения населённости [6].

Получение в полупроводниковых лазерах с внешним резонатором одновременной генерации двух или трёх продольных мод с одинаковыми поляризациями осложняется их сильной конкуренцией. Последняя обусловлена как локальной однородностью спектральной линии, так и её мелкомасштабной пространственной однородностью из-за сглаживающего влияния диффузии электронов. Этот механизм работает на расстояниях порядка

длины диффузии, которая лишь немного превышает длину волны  $\lambda$ . При ширине активного волновода ИЛ (5–10) $\lambda$  и более с ростом интенсивности пространственная однородность нарушается, что приводит к неконтролируемой генерации многих поперечных и продольных мод. В газовых лазерах, лазерах на красителях и центрах окраски устойчивость стационарного двухмодового режима связана с пространственной неоднородностью активной среды за счёт выгорания инверсии в пучностях поля генерируемого излучения (быстрая диффузия активных центров отсутствует).

Работа ИЛ в режиме свободной генерации многих продольных мод одинаковой поляризации описана в [7], где жёсткая конкуренция мод приводила к значительному возрастанию шумов излучения по сравнению с шумами в одночастотном режиме. Разные моды при этом занимали неполностью перекрывающиеся области активной среды, что уменьшало конкуренцию и корреляцию шумов излучения разных мод. Отметим, что классическая работа по аномальному взаимодействию мод [8] была выполнена с целым рядом отличий от нашего случая: использовался импульсный режим накачки, генерация происходила на одной поляризации и в двух группах мод составного резонатора. Расстояние между этими группами определялось двумя независимыми дифракционными решетками и составляло не менее 100 ГГц. Двухмодовые полупроводниковые лазеры с межмодовым интервалом порядка 0.1–10 ГГц в литературе не описаны; исключение составляет работа [9], в которой исследовался лазер с резонатором, содержащим две четвертьволновые пластинки (рис.1,а). Такие резонаторы впервые применялись в газовых лазерах [10].

Генерация на модах со взаимно ортогональными поляризациями привлекательна тем, что она может сильно ослабить взаимодействие и конкуренцию мод из-за межмодовых биений, приводящих к аномальному взаимодействию, генерации новых частот и к росту шумов [7]. Следует отметить, что «стационарная» конкуренция, связанная с общей для обеих мод инверсией, питающей их, сохраняется независимо от поляризации мод и может влиять на устойчивость режима.

Целью настоящей работы явилось создание перестраиваемого инжекционного лазера, одновременно генерирующего две моды со взаимно ортогональными поля-

\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; www.lebedev.ru

\*\*Department of Physics, Harvard University, 17 Oxford st., Cambridge, MA, 0138

\*\*\*Texas A&M University, Physics Department Physics Department, TAMU, College Station, TX 77843-4242, USA; www.physics.tamu.edu

\*\*\*\*Fachbereich Physik, Univ. Kaiserslautern, Erwin-Schrodinger Str, D-67663 Kaiserslautern, Germany; e-mail: mfeisch@physik.uni-kl.de

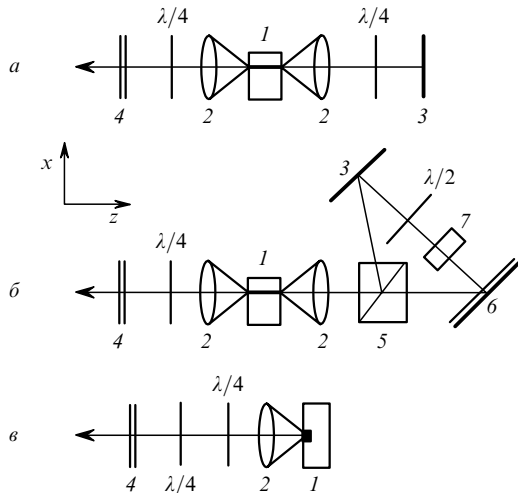


Рис.1. Исходная схема двухмодового лазера [6] (а), схема, предложенная в настоящей работе (б), и схема резонатора, предлагаемого для излучающего с поверхности двухмодового лазера (в): 1 – просветлённый в местах выхода излучения инжекционный лазер; 2 – микрообъектив с апертурой 0.65 и фокусным расстоянием 6.2 мм; 3 – зеркало ( $R = 100\%$ ); 4 – полупрозрачное зеркало ( $R = 60\%$ ); 5 – призма Глана; 6 – дифракционная решётка (1800 штр./м); 7 – эталон Фабри – Перо;  $\lambda/4$  – четвертьволновая пластинка;  $\lambda/2$  – полуволновая пластинка.

ризациями, и исследование его шумовых характеристик. Предложена новая схема резонатора, позволяющая изменять как частотный интервал между двумя близкорасположенными одновременно генерируемыми модами, так и их длины волн в пределах линии усиления (рис.1,б).

### 2. Модель предложенного резонатора

Рассмотрим простейшую модель поляризационных свойств резонатора, в которой активная среда и волновод изотропны по поляризации излучения, динамические процессы в активной среде и устойчивость режимов генерации не рассматриваются, фазовые набегги при распространении двух мод вне оптических элементов полагаются одинаковыми и фазово-анизотропные оптические элементы (пластинки  $\lambda/2$  и  $\lambda/4$ ) считаются идеальными.

Введём, как показано на рис.1, следующую систему координат: ось  $y$  направлена перпендикулярно плоскости чертежа, ось полуволновой пластинки повернута относительно оси  $x$  на угол  $45^\circ$ , а четвертьволновой – на угол  $45^\circ + \alpha$  соответственно. Таким образом, оси пластинок, если смотреть вдоль оптической оси, оказываются повернутыми относительно друг друга в плоскости, перпендикулярной оптической оси на угол  $\alpha$ . Матрица Джонса для полного обхода резонатора, начиная от выходного зеркала, имеет следующий вид:

$$\Gamma \begin{bmatrix} \cos 2\alpha(1 + i \sin 2\alpha) & i \sin^2 2\alpha \\ i \sin^2 2\alpha & \cos 2\alpha(1 + i \sin 2\alpha) \end{bmatrix},$$

где  $\Gamma$  – эффективный (с учётом потерь) коэффициент усиления излучения за обход резонатора. Собственные векторы  $\Psi_{1,2}$  и собственные значения  $\lambda_{1,2}$  этой матрицы суть

$$\Psi_1 \propto \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad \lambda_1 = \Gamma(\cos 2\alpha - i \sin 2\alpha),$$

$$\Psi_2 \propto \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \Gamma(\cos 2\alpha + i \sin 2\alpha).$$

Когда оси четвертьволновой и полуволновой пластинок параллельны, т.е. угол  $\alpha = 0$ , в резонаторе могут возбуждаться моды любой поляризации. При повороте одной из пластинок вокруг оптической оси каждая из продольных собственных мод резонатора расщепляется на две ортогонально поляризованные моды, при этом их поляризации являются круговыми в активной среде между пластинками и линейными – между пластинками и зеркалами. Индексы 1 и 2 относятся к волнам, которые для малых углов ( $\alpha < 0.1$  рад) линейно поляризованы вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно.

При больших углах  $\alpha$  поляризации мод, оставаясь линейными и взаимно ортогональными, поворачиваются на угол  $\alpha$  относительно координатных осей. Потери для обеих мод одинаковы и обратно пропорциональны  $\cos \alpha$ . Резонансные частоты излучения  $\omega_n$  для продольной моды порядка  $n$  определяются следующими зависимостями:

$$\omega_n^{(1)} = \frac{2n\pi c}{L} + \frac{2\alpha c}{L}, \quad \omega_n^{(2)} = \frac{2n\pi c}{L} - \frac{2\alpha c}{L},$$

где  $L$  – оптический путь, проходимый излучением за один обход резонатора;  $n$  – целое число. Разности частот двух взаимно ортогональных мод одного и того же порядка ( $n$ ) и ближайших соседних порядков ( $n$  и  $n + 1$ ) определяются формулами

$$\Delta\omega_{n,n} = \frac{2\alpha}{\pi} \Delta\omega_0, \quad \Delta\omega_{n,n+1} = \left(1 \pm \frac{2\alpha}{\pi}\right) \Delta\omega_0,$$

где  $\Delta\omega_0 = 2\pi c/L$  – область свободной дисперсии резонатора.

Возвращаясь к реальному планарному волноводу ИЛ, обладающему сильной поляризационной анизотропией, заметим, что распространение циркулярно поляризованных волн должно сопровождаться сильным возмущением их поляризаций. В общем случае эффективные показатели преломления для волн ортогональных поляризаций (в плоскости  $p - n$ -перехода и перпендикулярно ей) различны и циркулярная волна вообще не является модой волновода.

Существенно, однако, что мода самовоспроизводится после двойного прохода через активную среду, при этом между прямым и обратным проходами её поляризация изменяется на ортогональную. Таким образом, возмущения, вносимые поляризационной анизотропией активной среды на прямом проходе, компенсируются на обратном. Однако при неравенстве эффективных коэффициентов отражения, приводящем к неравенству интенсивностей встречных волн в активной области лазера, такая компенсация может быть неполной из-за возникающих нелинейных эффектов.

### 3. Эксперимент

Описанная в [9] схема позволяет регулировать разность частот генерируемых мод, но не их положение внутри линии усиления лазера. Для его регулировки нами в резонатор была включена дифракционная решётка. Эффективности дифракции излучения для ортогональных поляризаций в общем случае заметно разли-

чаются, хотя для некоторой длины волны при определённом положении решётки они могут быть равными [11]. Эффективности дифракции на применённой нами решетке (1800 штр./мм) для волн с  $\lambda = 850$  нм, поляризованных параллельно и перпендикулярно штрихам, сильно различались и составляли 7 и 75 % соответственно. Для выравнивания этих эффективностей для любых длин волн одна из четвертьволновых пластинок и соответствующее ей зеркало (рис.1,*а*) были заменены петлёй, включающей призму Глана, полуволновую пластинку, дифракционную решётку и зеркало (рис.1,*б*). Такая конструкция даёт одинаковую эффективность дифракции для любой поляризации входящего в петлю излучения.

Призма Глана делит излучение на два пучка со взаимно ортогональными поляризациями. Пучок, обходящий петлю против часовой стрелки, при падении на решётку имеет поляризацию, соответствующую максимальной эффективности дифракции. Поляризация пучка, обходящего петлю по часовой стрелке, перед решёткой поворачивается на  $90^\circ$  полуволновой пластинкой. В результате оба пучка падают на решётку с одной поляризацией и имеют одинаково высокую эффективность дифракции.

Для перестройки генерируемых мод внутри линии усиления дифракционная решётка, как обычно, поворачивается вокруг оси, параллельной её штрихам.

При такой конструкции резонатора генерируемые моды пространственно совпадают во всём резонаторе (если пренебрегать эффектом расширения пучка излучения по одной координате при его дифракции на решётке), что должно приводить к высокой степени корреляции технических шумов резонатора между генерируемыми модами. Для повышения устойчивости двухмодового режима генерации в резонатор помещался эталон Фабри–Перо со следующими характеристиками: толщина  $d = 13$  мм, показатель преломления 1.45, коэффициенты отражения на обеих поверхностях  $R = 65\%$ . Излучение выводилось из резонатора через полупрозрачное зеркало.

Юстировка резонатора лазера в случае, когда обе грани активного элемента просветлены, сложнее настройки лазера с односторонней обратной связью. Существенно, что оптической обратной связи только в одном (любом) из плеч резонатора было недостаточно для генерации даже при оптимальной линейной поляризации. В спонтанном режиме осложнялась и настройка петли с дифракционной решеткой, поэтому сначала перед этой петлей устанавливалось вспомогательное зеркало с коэффициентом отражения 0.6–0.8, что позволяло быстро получить генерацию. Затем по пучку когерентного излучения юстировалась петля с решёткой, и вспомогательное зеркало убиралось. Для получения устойчивых двух- и трёхмодового режимов генерации эталон, внесённый в петлю, слегка наклонялся в вертикальной плоскости.

Грубый анализ спектра излучения проводился при помощи монохроматора. Число мод контролировалось конфокальным сканирующим интерферометром с областью свободной дисперсии 1.5 ГГц и разрешением 15 МГц, а их поляризация определялась анализатором, установленным перед сканирующим интерферометром.

Спектр биений регистрировался фотодиодом с полосою до 1.5 ГГц. Для наблюдения сигнала биений перед этим фотодиодом ставилась призма Глана, ориентиро-

ванная под углом  $45^\circ$  по отношению к осям координат. В отсутствие призмы Глана биения также наблюдались, но имели в 2–3 раза меньшую амплитуду. Для увеличения влияния внешних элементов резонатора требуется подавление резонансных свойств лазерного диода. Использовались два варианта подавления – просветление обеих граней и такое же просветление при наклоне полоскового контакта относительно склосотых граней под углом  $12^\circ$ . Излучатели подобного типа не являются стандартной продукцией, поэтому выбор структуры активного волновода был ограничен. В частности, была испытана только одна квантоворазмерная структура, использованная в нескольких образцах с двусторонним просветлением. В этой структуре полное эффективное усиление для ТМ-моды было существенно ниже, чем для ТЕ-моды, и генерация в схеме, показанной на рис.1,*б*, не наблюдалась.

Приведенные ниже результаты относятся к лазерам с объемной активной областью, генерирующим в стандартных резонаторах ТЕ-моды. Инжекционный лазер, просветлённый с двух сторон (коэффициент отражения  $R < 1\%$ ) и работающий на длине волны 850 нм, устанавливался на теплоотводе, который позволял использовать микрообъективы с большой апертурой ( $NA = 0.65$ ) для вывода излучения из обеих граней активной области.

В ходе эксперимента с лазером, грани которого перпендикулярны оптической оси, наблюдались три режима генерации:

- одномодовая генерация (при  $\alpha = 0$ );
- двухмодовая генерация; две моды с одинаковыми продольными индексами на выходе из резонатора имеют почти ортогональные по отношению друг к другу линейные поляризации;
- трёхмодовая генерация; две продольные моды с одним индексом имеют взаимно ортогональные линейные поляризации, продольный индекс третьей моды отличается на единицу, а ее поляризация совпадает с поляризацией одной из первых двух мод.

Во всех трех случаях длины волн генерируемых полей в первом приближении определялись положением дифракционной решётки, а расщепление мод во втором и третьем случаях – ориентацией оси четвертьволновой пластинки.

В двухмодовом режиме (рис.2) были получены следующие результаты. При вращении четвертьволновой пластинки частота межмодовых биений изменялась практически линейно с коэффициентом 3.6 МГц/град (рис.3). Изменялась и амплитуда сигнала межмодовых

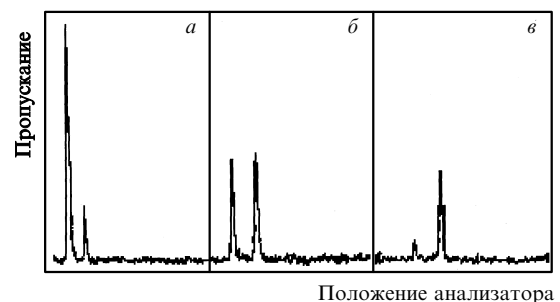


Рис.2. Пропускание конфокального интерферометра при различных положениях расположенного перед ним анализатора (*а* – максимально подавлена одна мода, ось пропускания анализатора расположена под углом  $7^\circ$  к оси  $x$  (рис.1); *б* – пропускаются обе моды; *в* – максимально подавлена другая мода).

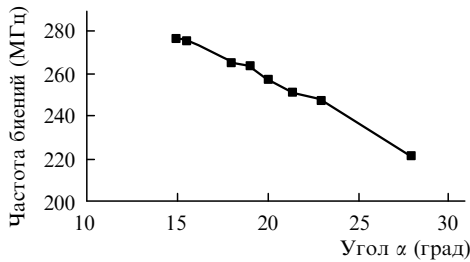


Рис.3. Частота биений мод в двухмодовом режиме в зависимости от угла  $\alpha$  между осью четвертьволновой пластинки и осью  $x$  (рис.1); плоскость  $p - n$ -перехода в активной среде лазера параллельна оси  $x$ .

биений (рис.4). При этом на выходе из резонатора генерируемые моды сохраняли степень взаимной ортогональности. Максимальное соотношение интенсивностей мод при вращении четвертьволновой пластинки составляло 7–10. Степень ортогональности проверялась при помощи поляризующей призмы, которая помещалась в выходной пучок и вращалась вокруг его оси. При токе накачки лазера 84 мА суммарная мощность излучения обеих мод составляла 1.7 мВт (мощности мод были равны 1.48 и 0.22 мВт). С поворотом пластинки  $\lambda/4$  суммарная интенсивность практически не изменялась.

Экстраполяция зависимости  $f(\alpha)$  (рис.3) показывает, что при  $\alpha = 0$  частота биений должна составлять  $\sim 340$  МГц. В то же время для идеальных фазово-анизотропных элементов она должна быть равна межмодовому расстоянию резонатора (около 300 МГц). Причиной расхождения может быть неидеальность четвертьволновой пластины [12].

При изменении напряжения на пьезокерамике, управляющей длиной резонатора, оптические частоты изменялись с коэффициентом 3.9 МГц/В, а частота биений мод различных поляризаций – с коэффициентом 0.1 МГц/В. С изменением тока накачки частоты мод изменялись со скоростью 20 МГц/мА, а частота биений – со скоростью 0.5 МГц/мА. Таким образом, изменения разностной частоты из-за флуктуаций оптических длин активного волновода и внешней части составного резонатора должны быть в 40 раз меньше соответствующих изменений самих частот. Минимальная достигнутая ширина спектра биений между ортогональными модами, измеренная при помощи анализатора спектра, составила 150 кГц (рис.5).

Наблюдался также трёхмодовый режим генерации, когда происходило расщепление на ортогональные компоненты двух соседних продольных мод резонатора (рис.6). При этом должны иметь место биения генерируемых мод на четырёх частотах. Одна из частот ( $f_1$ ) не зависит от угла поворота четвертьволновой пластинки и равна расстоянию между соседними продольными модами резонатора ( $\Delta\omega_0$ ). Три других частоты при вращении пластинки в интервале углов  $\alpha$  от нуля до  $\pi/2$  изменяются линейно по  $\alpha$  в следующих пределах:  $f_2$  – от нуля до  $\Delta\omega_0$ ,  $f_3$  – от  $\Delta\omega_0$  до нуля,  $f_4$  – от  $\Delta\omega_0$  до  $2\Delta\omega_0$ . В эксперименте наблюдалась генерация на двух компонентах одной продольной моды и на ближайшей к ним компоненте другой продольной моды. Полученные зависимости частот межмодовых биений ( $f_1, f_2$  и  $f_3$ ) от угла поворота четвертьволновой пластинки укладываются в данную схему. Одна из расщеплённых компонент не генерировалась – предположительно из-за больших потерь на её длине волны по сравнению с генерировавшимися компонентами.

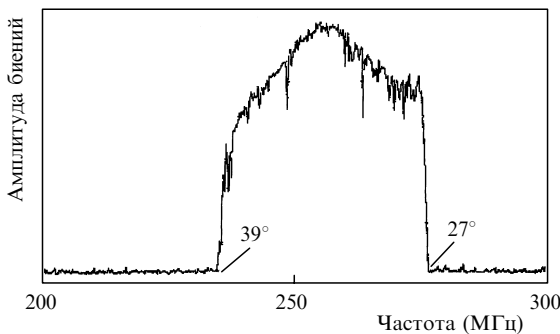


Рис.4. Зависимость амплитуды биений в двухмодовом режиме от угла между осью четвертьволновой пластинки и осью  $x$  (рис.1).

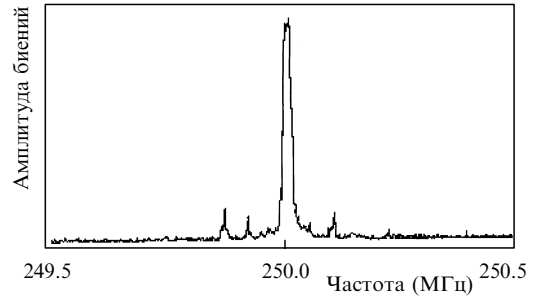


Рис.5. Спектр биений между генерируемыми модами в двухмодовом режиме.

В трёхмодовом режиме генерации коэффициенты перестройки были приблизительно теми же, что и в двухмодовом режиме, но достигнутая ширина спектра биений между модами соседних порядков составила 20 кГц. Этот режим генерации сохранялся в течение нескольких часов без дополнительной юстировки резонатора, причём спектр биений не уширялся (рис.7). С поворотом четвертьволновой пластинки частоты биений  $f_2$  и  $f_3$  изменялись линейно по углу поворота (рис.8).

В экспериментах с лазерами второго типа (просветленные грани и наклонный полосковый контакт) получить двух- и трёхмодовый режимы генерации было значительно проще, т. к. уменьшалась чувствительность к разъюстировке резонатора, а устойчивый двухмодовый режим наблюдался и без внесения эталона в петлю резонатора. При этом двухмодовый режим генерации имел разностную частоту ортогональных мод более 1 ГГц, что превышало межмодовое расстояние использованного резонатора.

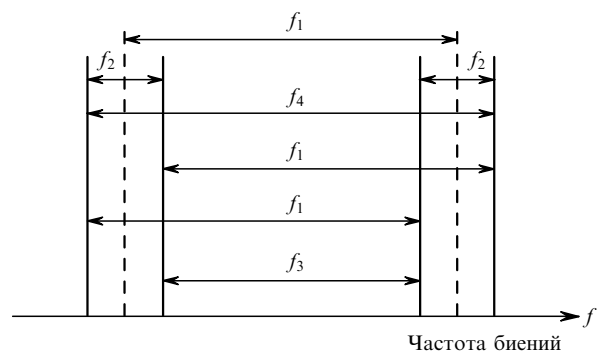


Рис.6. Образование биений в четырёхмодовом режиме генерации.

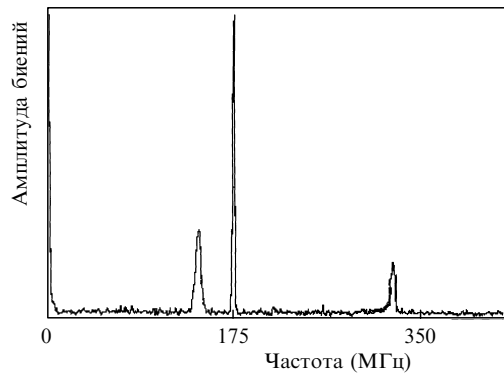


Рис. 7. Спектр биений между генерируемыми модами в трёхмодовом режиме. Видны биения между модами одной поляризации и их биения с модой ортогональной по отношению к ним поляризации.

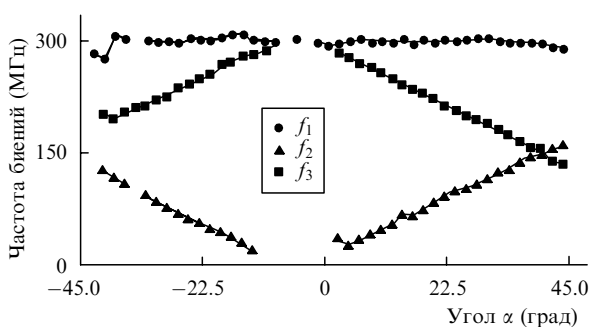


Рис. 8. Зависимость частот биений полей генерируемых мод от угла между осью четвертьволновой пластинки и осью  $g$  в трёхмодовом режиме.

#### 4. Обсуждение результатов

Мы не обнаружили существенного (до единиц кГц) сужения спектра межмодовых биений за счёт высокой корреляции технических шумов в обеих генерируемых модах излучения. Минимальная зарегистрированная ширина спектра биений составляла около 20 кГц. Возможным источником некоррелированных флуктуаций может быть наличие продольных компонент поля в активной среде из-за их поперечного ограничения в волноводе. Одинаково направленные компоненты уменьшают степень ортогональности и приводят к динамической конкуренции мод. Данный эффект может быть уменьшен при надлежащем выборе поперечных размеров волновода лазера, т. е. при увеличении хотя бы одного из них. В настоящее время нами получен двухмодовый режим генерации при использовании в качестве активной среды излучающего с поверхности ИЛ. Конструкция внешнего резонатора в этом случае аналогична описанной в [6], с тем отличием, что две четвертьволновые пластинки находятся по одну сторону от активной среды (см. рис. 1, в).

Таким образом, реализована схема двухмодового полупроводникового лазера с грубой (поворотом дифракционной решётки) перестройкой длины волны генерируемого излучения более чем на 10 нм. Частотный интервал между модами со взаимно ортогональными поляризациями плавно регулируется в диапазоне, составляющем около 20 % от области свободной дисперсии резонатора. Интересно сопоставить характеристики сигнала биений двух независимых лазеров с внешним резонатором и рассмотренного в этой работе сигнала биений двух мод одного лазера. Для последнего в низкочастотной области наблюдается высокая корреляция частотных флуктуаций, тогда как для частот выше 1 кГц она практически отсутствует, и ширины спектров биений мало отличаются от наблюдаемых при использовании двух лазеров.

Следует отметить, что указанное выше соотношение изменений частоты биений и частоты каждой из мод при изменении длины резонатора ( $\sim 40$ ) сильно отличается от значения, получаемого из простых теоретических соображений ( $L/\lambda \approx 10^5$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения). Причины такого расхождения, а также источники некоррелированных флуктуаций нуждаются в дальнейшем изучении.

Отметим, что предполагаемое применение двухмодового лазера требует расстояний между генерируемыми модами порядка нескольких гигагерц, что может быть осуществлено с помощью внутррезонаторного эталона с соответствующим межмодовым интервалом. В этой области степень корреляции может оказаться выше из-за ослабления динамической конкуренции.

Авторы благодарят А.П.Богатова, И.П.Коновалова и Н.Б.Абрахама за обсуждение результатов, В.В.Васильева, А.В.Яровицкого и О.А.Разина за помощь при проведении экспериментов, М.Ш.Кобякову и С.Д.Якубовича за предоставленные активные элементы. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 00-15-96789) и CRDF RP1-234.

1. Демтрёдер В. *Лазерная спектроскопия* (М.: Наука, 1985).
2. Басов Н.Г., Губин М.А. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1084 (1984).
3. Inho Kim, Lan K.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1081 (1993).
4. Garnache A., Kachanov A.A., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 826 (1999); Baev V.M., Eschner Y., et al. *Appl. Phys. B*, **55**, 463 (1992).
5. Adams C.S., Riis E. *Prog. Quantum Electron.*, **21**, № 1, 1 (1997).
6. Kitching Y., Hollberg L., et al. *Optics Lett.*, **26**, 19, 1507 (2001); Lukin M.D., Fleischhauer M., Velichansky V.L. *Opt. Lett.*, **23**, 295 (1998).
7. Бахерт Х. Дж., Богатов А.П. и др. *Квантовая электроника*, **8**, 1957 (1981).
8. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 510 (1975).
9. Wakana S., Shirasaki M., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1547 (1987).
10. Губин М.А., Козин Г.И., Проценко Е.Д. *Оптика и спектроскопия*, **36**, 567 (1974).
11. Масалов С.А., Яковлев Э.А. *Оптика и спектроскопия*, **43**, 1129 (1977).
12. Козин Г.И. и др. *Квантовая электроника*, **7**, 2405 (1980).