

Спектральные возмущения в полупроводниковом лазере.

I. Аномальное расщепление в спектре биений мод

П.Г.Елисеев, Ч.Лиу, Х.Као, М.Осинский

Экспериментально изучены спектры биений в полупроводниковом лазере и их зависимости от тока и температуры. В лазерах на основе InGaAs-квантовых ям наблюдается аномальное расщепление линии разностной частоты f в спектре биений на три компоненты: f^0 , f^+ и f^- . Расщепление увеличивается с превышением порога. Компонента f^0 наименее подвижна и уменьшается по частоте с ростом температуры. Компонента f^+ сдвигается в сторону высоких частот, тогда как слабая компонента f^- – в сторону низких. Разность $f^+ - f^0$ достигает 400 МГц, что составляет ~5% от величины f^0 в диоде с длиной резонатора 5 мм. В лазерах на квантовых точках аномальное расщепление не наблюдается.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, нелинейное взаимодействие мод, спектр биений мод.

1. Введение

Частота биений мод в лазерах является чувствительным параметром, связанным со свойствами активной среды и с нелинейными процессами, проходящими в ней в присутствии сильного электромагнитного поля. Разностные частоты в радиодиапазоне измеряются с достаточно высокой точностью, что позволяет зарегистрировать затягивание частот гораздо легче, чем с помощью измерений в оптическом диапазоне. Биения волн лежат в основе гетеродинного приема и генерации ультракоротких импульсов методом синхронизации мод. В гироскопических датчиках биения между встречными волнами позволяют осуществлять измерения скорости поворота с навигационной точностью. В полупроводниковых лазерах эта методика применяется не так часто, поскольку в рядовых (коротких) лазерных диодах разностные частоты f находятся в терагерцовом диапазоне. Один из способов получения электромагнитных волн в таком диапазоне и состоит в использовании биений мод полупроводникового лазера.

В полупроводниковом лазере с внешним резонатором частота биений может находиться в радиодиапазоне [1], что позволяет определять ширины мод и изучать сопутствующие явления, такие как самосинхронизация мод. Нелинейное взаимодействие между модами [2] приводит к автостабилизации мод [3, 4], затягиванию частот и спектральному расщеплению [5]. Недавно были получены данные об аномальном расщеплении в спектре биений монолитного кольцевого полупроводникового лазера [6]. Такие явления могут влиять на применения лазеров в системах, чувствительных к разностным частотам. Например, для гироскопических применений необ-

ходимо исключить затягивание частот встречных мод, иначе появятся искажения величины сигнала, возникающего из-за эффекта Саньяка.

В данной работе приведены результаты изучения спектра биений в длинных лазерных диодах (длина резонатора $L = 5$ мм) с частотой $f \sim 8$ ГГц, поэтому основная частота и ее гармоники ($2f$ и $3f$) могут измеряться микроволновым спектроанализатором. Аномальное расщепление наблюдается здесь в резонаторах Фабри–Перо. Получены некоторые дополнительные данные, касающиеся симметричной компоненты расщепления. Затягивание мод на основе теории их нелинейного взаимодействия в полупроводниковом лазере анализируется в работе [7].

2. Эксперимент

Исследовались лазерные диоды на основе InGaAs-квантовых ям (КЯ) и InAs/InGaAs-квантовых точек (КТ). Лазерные гетероструктуры раздельного ограничения с двойной InGaAs/GaAs/AlGaAs-КЯ ($\lambda = 1016$ нм) были выращены МОС-гидридным методом на GaAs-подложке. Аналогичные структуры с КТ (шесть слоев InAs/InGaAs типа DWELL [8, 9], $\lambda \sim 1250$ нм) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследованные диоды имели гребневую полосковую геометрию (ширина полоски 3 мкм), что обеспечивало пространственно-однодиодную генерацию.

Таким образом, изучены два типа структур – квантовые ямы и квантовые точки. Сравнительные данные по оптическим характеристикам таких структур были представлены недавно в работе [9]. Длина резонатора Фабри–Перо составляла 5 мм, торцевые грани имели диэлектрическое покрытие с повышенным отражением. Диоды помещались со стороны подложки на термостабилизированный держатель. Спектры биений измерялись с помощью быстрого фотоприемника Newport 1417, микроволновых усилителей и спектроанализатора HP 7000 с разрешением лучше 100 кГц в диапазоне 1–24 ГГц. Оптические измерения проводились также на лазерах с

П.Г.Елисеев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: eliseev@chtm.unm.edu
P.G.Eliseev, C.Liu, H.Cao, M.Osinski. Center for High Technology Materials, University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA

идентичными структурами, но с различными длинами резонатора. Использовался ИК фурье-спектрометр Nicolet Magna-IR 760 с разрешением 0.0125 нм.

3. Результаты

Сравнительные результаты измерений и расчетов для лазеров двух типов даны в табл.1. На рис.1,а представлен радиочастотный обзорный спектр, полученный на КЯ-лазере, содержащий ряд линий в областях f , $2f$ и $3f$, где f – основная частота биений (между соседними продольными модами). Спектр соответствует многочастотной генерации, тогда как, согласно наблюдению пространственного распределения излучения, возбуждена только фундаментальная осевая мода. Все данные по спектрам биений будут относиться к биениям между продольными частотами ν_q (q – продольный индекс моды). Измеряемая в спектре биений величина f представляет собой разностную частоту:

$$f = \nu_q - \nu_{q+1} = c/(2n^*L), \quad (1)$$

где $n^* = n + \nu dn/d\nu$ – групповой показатель преломления. Под фазовым показателем преломления n здесь подразумевается показатель преломления моды, получаемый из постоянной распространения волны в многослойной волноводной структуре.

На спектре рис.1,б представлена структура в полосе f (видны по крайней мере три компоненты). Эти компоненты прослежены в некотором интервале токов до примерно трехкратного превышения порога.

Расщепление основной f -полосы. На рис.2 показано положение компонент полосы f около 8 ГГц в зависимости от тока. Центральная компонента, обозначенная f^0 , наиболее стабильна: она демонстрирует слабый «красный» сдвиг (т. е. в сторону понижения частоты). Линии f^+ и f^- сдвигаются более быстро и почти симметрично относительно центральной линии. Линия f^- довольно слабая, ее интенсивность на 10–15 дБ меньше, чем у линии f^+ . В интервале от порогового тока до примерно 300 мА смещение этих линий идет почти линейно с превышением порогового тока, но при большем токе эта линейность нарушается. Таким образом, в данном опыте подтверж-

Табл.1. Данные по лазерам двух типов.

Параметр	КЯ-лазер	КТ-лазер
Пороговый ток (мА)	105	50
Центральная длина волны (нм) ¹⁾	1015	1259
Ширина спектра (нм) ²⁾	1.5	3
f (ГГц) (при $L = 5$ мм)	7.69	8.53
n^*	3.8–3.9	3.513
$dn^*/d\nu$ (Гц ⁻¹)	6.1×10^{-15}	$\sim 2 \times 10^{-16}$
Межмодовое расстояние в оптическом спектре (нм)	0.027	0.046
Число мод ¹⁾	40	200–250
Минимальная ширина линии биений (МГц)	10	0.33
df^+/dI (МГц/мА)	2.95	линия отсутствует
df^0/dI (МГц/мА)	-0.0555	-0.075
df^-/dI (МГц/мА)	-2.9	линия отсутствует

¹⁾При двукратном превышении порогового тока; ²⁾под шириной спектра имеется в виду формальная ширина огибающей многочастотного спектра.

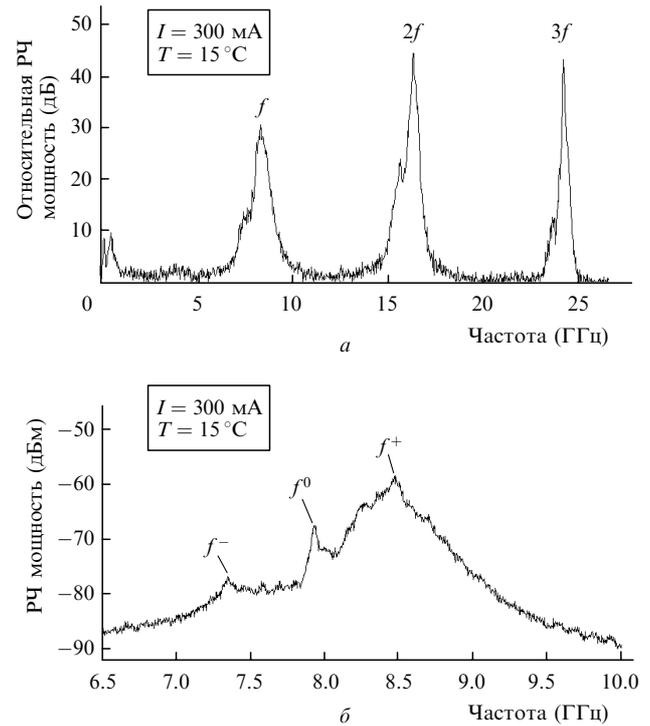


Рис.1. Спектры биений мод в КЯ-лазере – обзорный (а) и в полосе f (б) (длина резонатора 5 мм); видны три компонента расщепления.

дено появление отщепленной линии f^+ , как это наблюдалось в кольцевом лазере [6], и, кроме того, обнаружена почти симметричная линия f^- . При умеренном превышении порога линии f^+ , f^- смещаются пропорционально оптической мощности, в частности положение f^+ можно записать в следующем виде:

$$f^+ = f^0 + \delta f_1(P), \quad (2)$$

где $\delta f_1(P)$ – добавка к частоте, пропорциональная мощности излучения P . Экспериментальные результаты по наблюдаемым частотам и коэффициентам сдвига приведены в табл.1. В полосах частот биений около $2f$ и $3f$ наблюдались следующие особенности:

1. Линии типа f^0 довольно точно кратны частоте f^0 , а именно, линии $f_2^0 = 2f^0$ и $f_3^0 = 3f^0$, которые имеют соответствующий (удвоенный и утроенный) «красный» сдвиг с ростом тока и температуры.

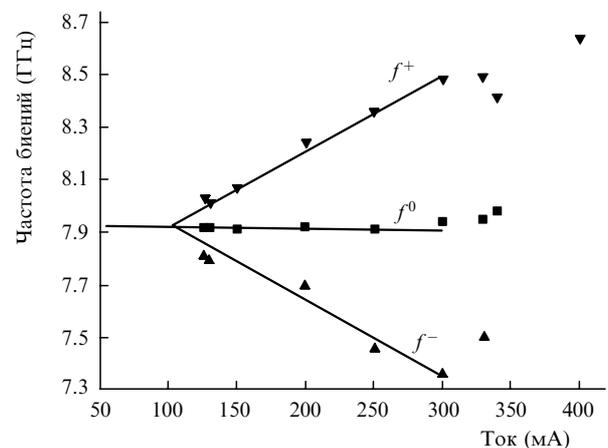


Рис.2. Положение линий биений в полосе f в зависимости от тока в КЯ-лазере ($L = 5$ мм, $T = 15^\circ\text{C}$).

2. Иногда имеет место составной характер линий f_2^0 и f_3^0 , т. е. наблюдается их тонкая структура из более узких линий (шириной порядка 200 кГц).

3. Наличие линий типа f^+ (имеющих «синий» сдвиг), частоты которых не кратны f^+ . Частоты этих линий, обозначенные f_2^+ и f_3^+ , таковы:

$$f_2^+ = 2f^0 + \delta f_2(P), \quad f_3^+ = 3f^0 + \delta f_3(P), \quad (3)$$

где $\delta f_2(P)$ и $\delta f_3(P)$ – положительные добавки, зависящие от оптической мощности P . По величине эти добавки несколько меньше, чем $\delta f_1(P)$.

В лазерах на основе КТ в области длин волн 1.25 мкм аналогичное расщепление не обнаружено. В оптическом спектре выше порога наблюдается очень большое число (100–300) продольных мод, и в спектре биений видна линия f^0 , демонстрирующая слабый «красный» сдвиг. Следует отметить, что хотя в линию f^0 дают вклад многочисленные пары мод, ее ширина гораздо меньше, чем в лазере на квантовых ямах. В качестве примера на рис.3 показана форма линии биений в КТ-лазере, подогнанная под лоренцев контур. Полная ширина линии составляет ~ 330 кГц.

4. Обсуждение

Различие КЯ- и КТ- структур. Поведение лазеров на структурах этих двух типов существенно различно (см. табл.1). Частота биений соседних продольных мод заметно больше в КТ-лазере, что соответствует меньшему групповому показателю преломления. Рабочая длина волны в КТ-лазере отстоит дальше по спектру от края поглощения материалов, образующих волновод. Это приводит к некоторому уменьшению и эффективного показателя преломления, и его дисперсии. Уменьшенное значение дисперсии приводит к тому, что неэквидистантность продольных мод, равная

$$\frac{df}{dq} = -\frac{f^2}{n^*} \frac{dn^*}{dv} = -\frac{f^2}{n^*} \left(2 \frac{dn}{dv} + v \frac{d^2n}{dv^2} \right), \quad (4)$$

много меньше в КТ-лазере. Поэтому при суммировании сигнала биений от многочисленных пар мод ширина суммарной линии f^0 в несколько раз меньше в КТ-лазере, хотя общее число пар мод в нем больше.

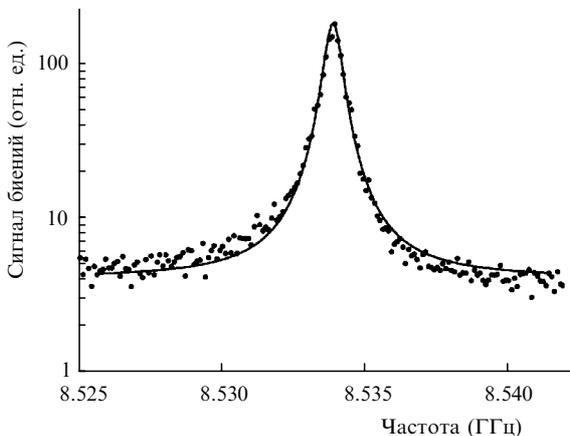


Рис.3. Спектр биений в КТ-лазере и лоренцев контур с шириной 330 кГц ($L = 5$ мм, $T = 15^\circ\text{C}$, $I = 150$ мА).

В КЯ-лазере наблюдается расщепление полосы биений на три компоненты, тогда как в КТ-лазере такого расщепления нет. Расщепление нарастает с увеличением тока приблизительно пропорционально росту мощности излучения.

Температурный эффект. Рассмотрим ожидаемый эффект, связанный с температурной зависимостью и дисперсией показателя преломления. Поскольку на фиксированной частоте показатель преломления n (а также n^*) с ростом температуры увеличивается, оптическая частота и межмодовое расстояние в этом случае уменьшаются (если центральная оптическая частота остается фиксированной).

Однако, с другой стороны, имеются дисперсия показателя преломления и температурное смещение рабочей точки. Данные оптических измерений дисперсии n^* в структурах обоих типов приведены в табл.1. В КЯ-лазере

$$\frac{dn^*}{dv} = 2 \frac{dn}{dv} + v \frac{d^2n}{dv^2} \approx 6.1 \times 10^{-15} \text{ Гц}^{-1}, \quad (5)$$

что соответствует увеличению межмодового расстояния при уменьшении частоты оптических колебаний. Определение dn^*/dv в КТ-лазере из оптических измерений затруднено, во-первых, малой неэквидистантностью мод и, во-вторых, тем обстоятельством, что возмущения, обусловленные связью с модами подложки (см. [10]), сравнимы с эффектом дисперсии. Поэтому погрешность здесь довольно большая, порядка 20%. Дифференциальная форма температурного изменения частоты биений f имеет вид

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dT} = -\alpha_T - \frac{1}{n^*} \frac{dn^*}{dT}, \quad (6)$$

где

$$\frac{dn^*}{dT} = \frac{\partial n^*}{\partial T} + \frac{dn^*}{dv} \frac{dv}{dT} + \frac{dn^*}{dN} \frac{dN}{dT} + \frac{dn^*}{dP} \frac{dP}{dT}; \quad (7)$$

α_T – коэффициент теплового расширения (КТР); N – концентрация носителей. Учтено, что при температурных измерениях происходят неявные изменения параметров N и P , которые могут влиять на n^* . Значения dn^*/dT , полученные опытным путем, приведены в табл.2.

Смещение центральной частоты лазерного спектра в длинноволновую сторону из-за температурной зависимости ширины запрещенной зоны приводит к некоторому уменьшению n^* и «синему» сдвигу частоты биений. В общем случае результат будет соответствовать конкуренции «красного» сдвига вследствие температурной

Табл.2. Температурные эффекты.

Параметр	КЯ	КТ
dn^*/dv (Гц ⁻¹)	6.1×10^{-15}	$\sim 2 \times 10^{-15}$
dv/dT (ГГц/К) (по ширине запрещенной зоны)	-104.2	-70.6
Ожидаемый дисперсионный сдвиг df/dT (МГц/К)	5	1.2
df^0/dT (МГц/К) (экспериментальное значение)	-2.5	-6.5
dn^*/dT (К ⁻¹) (экспериментальное значение)	1.18×10^{-3}	2.66×10^{-3}
α_T (К ⁻¹) (КТР, GaAs-подложка)	5.7×10^{-6}	5.7×10^{-6}

зависимости n^* (на фиксированной частоте) и «синего» сдвига из-за дисперсии и смещения оптических частот. Заметим, что «синий» сдвиг частоты повторения при синхронизации мод в полупроводниковом лазере наблюдался в [11] и был объяснен влиянием дисперсии. Эта частота соответствует межмодовым биениям той группы продольных мод, которые находятся в состоянии фазовой синхронизации.

Заметим, что некоторая взаимная компенсация температурных эффектов, влияющих на f , отражает тот факт, что с изменением температуры спектральная рабочая точка лазера имеет тенденцию сохранять свое положение на дисперсионной кривой $n(\nu)$, которая также смещается с температурой. Однако это правило не является строгим из-за неидентичного смещения осцилляторов, определяющих $n(\nu)$, а также вследствие влияния носителей на n .

О причине расщепления. Сравнивая поведение расщепленных компонент, мы видим, что наиболее стабильная линия f^0 имеет «красный», а не «синий» сдвиг и по температурным измерениям, и по зависимости от тока (который, очевидно, вызывает некоторый разогрев активной области). Мы объясняем это тем, что линия f^0 является результатом суммирования биений большого числа пар мод, поскольку в оптическом спектре имеются десятки слабых продольных мод. Таким образом, положение пика f^0 определяется усреднением по большому ансамблю. Поскольку это относится только к слабым модам, влияние оптической мощности имеет второстепенное значение. Температурный эффект обуславливает наличие у компонент разного знака, и окончательный знак соответствует слабому «красному» смещению. Величина dn^*/dT , полученная из этих температурных измерений (см. табл.2), соответствует комбинированному эффекту. Тот факт, что f^0 в зависимости от тока также имеет «красный» сдвиг, свидетельствует о преобладании температурного, а не дисперсионного эффекта. Составной характер линии подтверждается тем, что ее гармоники более высокого порядка ($2f^0$) и ($3f^0$) иногда обнаруживают «тонкую структуру», т.е. распадаются на несколько близких компонент (расстояние между ними составляет около 200 кГц).

Смещение f^+ с током имеет противоположный знак и, по-видимому, едва ли может объясняться дисперсионным эффектом. Во-первых, наблюдаемая скорость сдвига больше той, которую можно ожидать из вышеприведенного расчета, и, во-вторых, видно, что линия f^+ экстраполируется к пересечению с линией f^0 как раз в точке, соответствующей порогу генерации. Это наводит на мысль, что «синий» сдвиг линии f^+ связан с оптической мощностью, а не с температурой.

Линия f^- имеет «красный» сдвиг, гораздо более быстрый, чем сдвиг линии f^0 ; очевидно, он также связан с оптической мощностью а не с температурой. Мы предполагаем, что каждая линия (f^+ и f^-) порождена одной парой мод, одна из которых имеет большую интенсивность («сильная» мода), следовательно, эти пары составлены из сильной моды и ее слабых соседей с обеих сторон. Известно, что нелинейное взаимодействие мод, впервые

рассмотренное в [2], имеет спектральную асимметрию, т.е. происходит подавление высокочастотной соседней моды и усиление низкочастотной моды. Поскольку линия f^+ на 10–15 дБ сильнее линии f^- , можно предположить, что пара мод, порождающих линию f^+ , находится с низкочастотной стороны от сильной моды. Таким образом, по-видимому, затягивание частот соседних мод происходит в результате того, что низкочастотная слабая мода отталкивается от сильной моды, а еще более слабая высокочастотная мода притягивается к сильной моде. Что касается КТ-лазера, то отсутствие линий типа f^+ и f^- может быть связано с тем, что в нем нет достаточно выделяющихся «сильных» мод и общее число мод велико. Для этих лазеров характерны малая дисперсия показателей преломления и низкий фактор амплитудно-фазовой связи [8, 9, 12].

5. Заключение

Изучение биений мод в лазерах с КЯ и КТ с одномодовой поперечной структурой поля показало, что их поведение различно. Для КЯ-лазеров характерно расщепление спектра биений на компоненты, расстояние между которыми увеличивается с ростом оптической мощности. Расщепленные линии, по-видимому, порождены разными наборами мод: линия f^0 (слабый «красный» сдвиг) соответствует большому числу пар мод малой интенсивности, тогда как линия f^+ – паре мод, одна из которых является достаточно сильной по сравнению с другой. В этой паре имеется смещение частот, зависящее от оптической мощности. Расщепление $f^+ - f^0$ не превышает 600 МГц. По спектру биений расщепление составляет 5% – 8%. Определены основные параметры затягивания частот. Теоретический анализ осуществлен в статье [7].

Работа поддержана НАСА (грант NAG5-10372). Авторы благодарят д-ра Г.М.Пик и проф. К.Маллоя за помощь в работе. П.Г.Е благодарит за поддержку Федеральную программу РФ «Ведущие научные школы».

1. Бахерт Х., Богатов А.П., Гуров Ю.В., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **8** (9), 1957 (1981).
2. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н. *Квантовая электроника*, **1** (10), 2286 (1974).
3. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10** (9), 1851 (1983).
4. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Труды ФИАН*, **166**, 52 (1986).
5. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Kobiljanov O.A., Madgazin V.R. *IEEE J. Quant. Electron.*, **23** (6), 1064 (1987).
6. Liu C., Cao H., Eliseev P.G., Osinski M. *Electron. Lett.* (in press).
7. Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **35** (9), 791 (2005).
8. Liu G.T., Stintz A., Li H., Malloy K.J., Lester L.F., *Electron. Lett.*, **35**, 1163 (1999).
9. Ukhonov A.A., Stintz A., Eliseev P.G., Malloy K.J. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (7), 1058 (2004).
10. Eliseev P.G., Drakin A.E. *Laser Phys.*, **4** (3), 485 (1994).
11. Sato K. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **9** (5), 1288 (2003).
12. Eliseev P.G., Li H., Liu G.T., Stintz A., Newell T.C., Lester L.F., Malloy K.J. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **7** (2), 135 (2001).