

Спектральные возмущения в полупроводниковом лазере.

II. Нелинейное взаимодействие мод

П.Г.Елисеев

Рассмотрено спектральное возмущение в полупроводниковой активной среде в окрестности частоты сильной волны электромагнитного поля. Нелинейное взаимодействие волн через динамическую решетку интерференции, или нелинейное рассеяние на волнах населенности, приводит к сдвигам резонансных частот, что проявляется, в частности, в изменении спектра биений мод в лазере. Спектральный профиль этого возмущения зависит от фактора α амплитудно-фазовой связи: при большом α профиль становится симметричным по расстройке относительно частоты сильной моды. Рассчитано также изменение группового показателя, соответствующее «замедлению» света.

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

1. Введение

Интенсивные электромагнитные волны в нелинейной среде могут обмениваться энергией за счет взаимодействия в динамическими неоднородностями («решетками») среды, наведенными интерференцией волн. Этот механизм был обнаружен и теоретически интерпретирован применительно к асимметричному взаимодействию спектральных мод в полупроводниковом лазере [1–3]. Он является частным случаем более общего механизма рассеяния на волнах или колебаниях населенности [4]. Сюда же относится эффект автостабилизации мод [5, 6]. Эти процессы играют важную роль в полупроводниковых лазерах, где концентрация носителей N изменяется в широких пределах и оказывает влияние на показатель преломления n (дифференциальный показатель преломления dn/dN составляет по порядку величины примерно 10^{-20} см³). Соответствующая нелинейность известна как «гигантская»; в работе [7] были рассмотрены связанные с ней явления в полупроводниковых лазерах.

Измерения частот биений мод в лазерах дают возможность заметить сравнительно малые изменения собственных частот резонатора. Согласно недавним результатам [8, 9], в спектре биений продольных мод наблюдается расщепление и заметное смещение линий, зависящее от оптической мощности. При длине резонатора 5 мм относительное изменение частоты биений составило 0.4 ГГц [8]. Возможное объяснение этого состоит в том, что подвижные линии биений порождаются парой мод, подвергнутых возмущению вследствие нелинейного взаимодействия.

Спектральное расщепление такого типа ранее наблюдалось экспериментально в [10–12] в спектрах радиочастотных шумов полупроводникового лазера с внешним резонатором. Анализ, осуществленный в работах [3, 11–

13], показал, что нелинейное взаимодействие мод вызывает спектральные возмущения комплексного показателя преломления в окрестностях сильной моды, которые включают в себя затягивание оптических частот соседних мод и, следовательно, приводят к смещению разностных частот. Теоретический расчет спектров биений трех мод полупроводникового лазера [12] был сопоставлен с экспериментом, проведенным с использованием лазера с внешним резонатором.

Рассмотренная здесь модель нелинейного взаимодействия мод в полупроводниковом лазере позволяет рассчитать возмущение показателя преломления на частотах соседних мод в рамках приближения двух мод, одна из которых является сильной, а другая – слабой. В таком приближении рассмотрено спектральное смещение слабых мод, находящихся с обеих сторон от сильной моды. Показано, как спектр возмущения зависит от фактора амплитудно-фазовой связи α . Этот подход дает качественное объяснение расщеплению, найденному в спектрах биений мод лазеров на основе InGaAs-квантовых ям [8, 9].

2. Нелинейное взаимодействие мод в полупроводниковых лазерах

2.1. Общие замечания

В работе [1] было обнаружено спектрально-асимметричное взаимное влияние спектральных мод в полупроводниковом лазере (в специальном внешнем двухмодовом резонаторе). Эта нелинейная неортогональность мод теоретически рассмотрена в [2, 3], где было показано, что электромагнитные волны в нелинейной среде взаимодействуют с динамической решеткой, образующейся вследствие биений мод, и в результате этого обмениваются энергией. Такое взаимодействие зависит от оптической мощности, расстройки мод и от фактора амплитудно-фазовой связи $\alpha = (d\text{Re}\epsilon/dN)/(d\text{Im}\epsilon/dN)$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость. Фактор α известен также как фактор уширения линии (параметр введен в работе [2]). Если $\alpha = 0$, то влияние взаимодействия сводится к подавлению мод в окрестности сильной моды с симмет-

П.Г.Елисеев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; адрес в настоящее время: Center for High Technology Materials, University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA; e-mail: eliseev@chtm.unm.edu

ричным спектральным профилем. Если $\alpha > 0$, то профиль становится асимметричным, и в лазерных условиях появляется дополнительное усиление со стороны более низких частот и подавление со стороны высоких частот. Этот эффект может рассматриваться как разновидность вынужденного рассеяния на колебаниях населенности [4]. Такое взаимодействие является одной из причин нелинейного усиления и сопутствующих ему динамических эффектов. Оно учитывается в коэффициенте нелинейного усиления, характеризующем самовоздействие сильного поля. Кроме того, усиление на отстроенной частоте является причиной спектральной неустойчивости, многомодовости и дополнительных шумов, связанных с «перескоками генерации» на соседние моды. В определенных условиях последние ведут к срыву одномодовой генерации.

В работе [14] эксперименты, проведенные с лазерами на основе InGaAsP/InP, подтвердили асимметричное взаимодействие мод, которое описывается в рамках модели [2]. Однако оказалось, что характеристическое время, определяющее частотный масштаб эффекта взаимодействия мод, находится в диапазоне времени внутризонной релаксации (0.3 пс), а не рекомбинационного времени. В экспериментах с AlGaAs-лазерами [15] подтвержден этот результат и заново выведена формула для спектрального профиля, идентичная формуле из работы [2], а также затронут вопрос о вкладе релаксации, более быстрой, чем межзонная рекомбинация. В детальных теоретических исследованиях, проведенных в работе [16], учтены два источника нелинейности, приводящей к взаимодействию мод: колебания населенности (с характерным временем затухания ~ 1 нс) и колебания распределения носителей по энергии (с характерным временем, примерно равным времени внутризонной релаксации (0.1–1 пс)). При этом спектральные профили различаются по частотному масштабу, а не по форме, и величины вкладов в нелинейное усиление при большой интенсивности имеют один порядок.

В настоящей работе представлен анализ взаимодействия мод с точки зрения его возможного влияния на смещение частот взаимодействующих мод, что проявляется в аномальном расщеплении спектра биений мод и может влиять на работу лазера в качестве гироскопического датчика, при гетеродинном приеме, а также в режиме синхронизации мод.

2.2. Теоретическая модель

Рассмотрим интерференцию волн, представленных выражением

$$E_j(t, x) = E_{j0} \exp[i(-2\pi\nu_j t + k_j x)], \quad (1)$$

где ν_j и k_j – оптические частоты и волновые числа. Волны распространяются в положительном направлении оси x , и в этой записи положительному значению $\text{Im}\varepsilon$ соответствует поглощение света. В паре волн (1) одна (E_0, ν_0) считается сильной, другая (E_1, ν_1) – слабой, т.е. $E_0 \gg E_1$. Никакой другой смысл в понятие сильная мода здесь не вкладывается. Интерференционное поле описывается полной интенсивностью

$$|E(t, r)|^2 = |E_0 \exp[i(-2\pi\nu_0 t + k_0 r)] + E_1 \exp[i(-2\pi\nu_1 t + k_1 r)]|^2 = |E_0|^2 + |E_1|^2$$

$$+ 2\text{Re}\{E_0 E_1 \exp[i(\Omega t - \Delta k r)]\}, \quad (2)$$

где $\Omega = 2\pi(\nu_0 - \nu_1)$ – расстройка; $\Delta k = k_0 - k_1$. Перекрестные члены описывают осциллирующую с частотой биений Ω неоднородность интенсивности, величина которой пропорциональна произведению $E_0 E_1$. Поскольку полная интенсивность определяет локальную скорость вынужденной рекомбинации, в активной среде образуется неоднородное поле концентрации носителей $\delta N(r, t)$. Это поле в общем случае рассчитывается с учетом рекомбинации и диффузии согласно уравнению [2, 3]

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{ed} D_{\text{dif}} \nabla^2 N + \frac{N}{\tau} + B(N - N_0) |E(r, t)|^2, \quad (3)$$

где J – плотность тока накачки; d – толщина активного слоя; D_{dif} – коэффициент амбиполярной диффузии; τ – время жизни носителей; B – коэффициент вынужденной рекомбинации; N_0 – концентрация носителей на пороге инверсии; $E(r, t)$ – напряженность поля, содержащего интерференционные волны. Упрощенное решение этого уравнения (в пренебрежении диффузией и при линеаризации усиления по концентрации) было дано ранее в [3]:

$$\delta N(r, t) = \frac{B(N - N_0) E_0 E_1 \exp(i\Omega t - i\Delta k r)}{i\Omega + (1/\tau) + B E_0^2}. \quad (4)$$

Формула (4) описывает динамическую решетку концентрации носителей, возникающую в результате биений волн. Она осциллирует с разностной частотой, и ее величина пропорциональна перекрестному произведению $E_0 E_1$. Скорость релаксации, входящая в знаменатель, влияет на осцилляции населенности таким образом, что в пределе очень быстрой релаксации этот эффект должен исчезнуть.

2.3. Динамическая решетка диэлектрической проницаемости

Поле вариации диэлектрической проницаемости описывается в линеаризованной форме уравнением

$$\delta\varepsilon(r, t) = \frac{d\varepsilon}{dN} \delta N(r, t). \quad (5)$$

Реальная часть дает решетку показателя преломления, мнимая часть – решетку усиления – поглощения. Волна E_0 распространяющаяся по динамической решетке, характеризуется электрической индукцией

$$\delta D(r, t) = \delta\varepsilon(r, t) E_0 \exp[i(-2\pi\nu_0 t + k_0 r)]. \quad (6)$$

Оказывается, что эта индукция содержит компоненту на частоте слабой волны, что означает обмен энергией между волнами. Величина δD пропорциональна произведению $E_0^2 E_1$. Следовательно, компонента на частоте слабой волны пропорциональна E_0^2 , т.е. интенсивности сильной волны. Приращение диэлектрической проницаемости на частоте ν_1

$$\delta\varepsilon = -|E_0|^2 B(N - N_0) \frac{d\varepsilon''}{dN} \frac{\alpha + i}{\gamma + 2\pi i f}, \quad (7)$$

где γ – полная вероятность рекомбинации; $f = \nu_0 - \nu_1$ – межмодовая частота. Выделяя реальную часть, мы получаем для показателя преломления

$$\delta n = \frac{\text{Re}(\delta \varepsilon)}{2n} = -|E_0|^2 B(N - N_0) \times \frac{d\varepsilon''}{dN} \frac{\alpha + 2\pi f/\gamma}{2n\gamma[1 + (2\pi f/\gamma)^2]} \quad (8)$$

Это выражение показывает, что добавка к показателю преломления пропорциональна интенсивности сильной волны, а ее спектральная зависимость (от f) включает вероятность рекомбинации и фактор α . Таким образом, этот эффект прямо связан с мощностью излучения.

В качестве численного примера возьмем следующие значения: $\gamma = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $f = 8 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, $dg/dN = (8.8 \pm 0.3) \times 10^{-16} \text{ см}^2$, $d\varepsilon''/dN = -(\lambda n/2\pi)dg/dN = -5.6 \times 10^{-21} \text{ см}^3$, $\alpha = 2.7$ [13], $N - N_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $(B|E_0|^2)^{-1} = 0.2 \text{ нс}$ – парциальное время вынужденной рекомбинации, обусловленной сильной модой. При этих параметрах нелинейная добавка к показателю преломления составляет $\sim 1.2 \times 10^{-4}$. При ее положительном значении частота резонанса (слабой моды) уменьшается, т. е. происходит «отталкивание» с низкочастотной стороны и «притяжение» с высокочастотной. Низкочастотная соседняя мода получает некоторое дополнительное усиление со стороны сильной моды, и ее биение с сильной модой порождает наблюдаемую подвижную линию, сдвигающуюся в сторону увеличения частоты биений.

3. Нелинейное смещение резонансов

Расчитанное возмущение диэлектрической проницаемости распространяется на спектральное расстояние от сильной моды, определяемое полной скоростью процессов релаксации населенности соответствующих уровней в зонах полупроводника. Для режима генерации с высокой оптической мощностью скорость рекомбинационного перезаполнения уровней составляет примерно $10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$, что сравнимо с межмодовой частотой в длинном полупроводниковом резонаторе. Та компонента релаксации, которая связана с внутризонными процессами, может проявиться во влиянии сильной моды на больших спектральных расстояниях. Что касается процессов, которые характеризуются слабой спектральной зависимостью, например частотный чирпинг в нестационарном лазерном режиме, то они охватывают в равной степени много мод и не приводят к изменению межмодовых частот.

Если расстройка частот взаимодействующих мод уменьшается, то вышеприведенное рассмотрение остается адекватным, пока волны различимы, т. е. до расстояния, сравнимого с индивидуальной спектральной шириной этих мод. Что касается самовоздействия сильной моды, то в рамках рассмотренного нелинейного механизма оно оказывается малым по следующим причинам. Во-первых, добавка к диэлектрической проницаемости на частоте сильной моды имеет осцилляторный характер, т. е. при усреднении по большому интервалу вообще сводится к нулю. При усреднении по конечным интервалам (по длине резонатора и времени регистрации сигнала) эта добавка существенно меньше той, которая возникает при воздействии сильной моды на слабую. Во-вторых, действие слабой моды E_1 на сильную пропорционально $|E_0 E_1|$, т. е. оно определено меньше, чем действие сильной моды на слабую, пропорциональное $|E_0|^2$. Таким образом, в рамках рассматриваемой модели самовоздействие дает пренебрежимо малое значение. Ос-

таются другие механизмы самовоздействия, вклад которых принято описывать коэффициентом нелинейности n_2 :

$$n(I) = n(0) + n_2 I, \quad (9)$$

где I – интенсивность сильной волны. В полупроводниках вблизи резонансов поглощения величина n_2 может быть очень большой (так называемая гигантская нелинейность). Основной вклад дают свободные носители, следовательно, происходит тот же процесс, который мы учитывали в расчете взаимодействия мод. Однако действие процессов, описываемых формулой (9), неселективно, т. е. относится к большому набору мод и не изменяет межмодовые частоты. В усилителе процессы, описываемые формулой (9), дают сильный нелинейный сдвиг фаз, что используется для модуляции. В лазере стационарный эффект существенно подавлен вследствие фиксации концентрации носителей выше пороговой. Что касается нестационарных режимов, то формула (9) относится к уже упоминавшемуся частотному чирпингу.

Аналитический расчет, проведенный выше, не дает окончательного значения ожидаемого сдвига частот, поскольку стационарное значение затягивания частоты должно быть найдено путем решения самосогласованной задачи. Другими словами, должно быть определено установившееся значение осциллирующей части концентрации и диэлектрической проницаемости с учетом эффектов насыщения. Это довольно трудная нелинейная задача. Поскольку окончательная добавка сравнительно мала, мы ограничимся здесь оценкой эффекта по порядку величины. Согласно рис. 1, с увеличением фактора α кривая нелинейной рефракции симметризуется. Это приводит к тому, что частоты слабых мод, находящихся в окрестности сильной моды и симметричных относительно нее, смещаются в одинаковом направлении (см. рис. 2). При этом одна из них (более высокочастотная) приближается к ν_0 , а другая – удаляется. Таким образом, разностные частоты изменяются в противоположных направлениях, как это наблюдалось на опыте [7, 8] по аномальному расщеплению в спектре биений мод. При этом нелинейное усиление/подавление также соответствует опыту: линия биений с высокочастотной соседней модой ослабляется за счет нелинейного подавления, а линия низкочастотной соседней моды, напротив, усиливается (по-

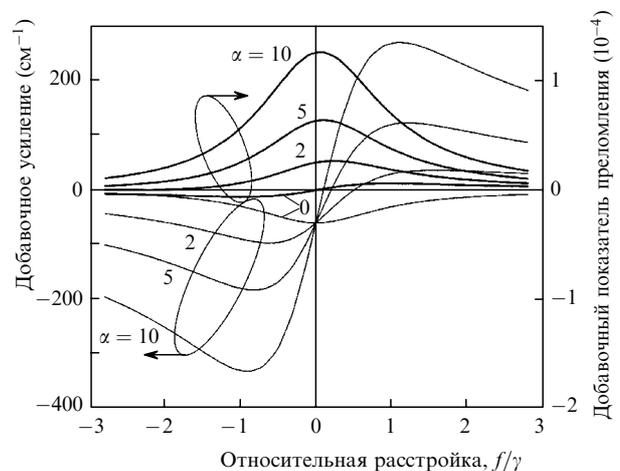


Рис. 1. Расчетные профили усиления и рефракции как функции относительной отстройки от частоты сильной моды при различных значениях фактора амплитудно-фазовой связи α .

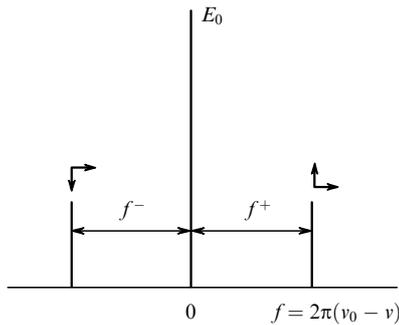


Рис.2. Схема, иллюстрирующая направления изменений амплитуд и частот соседних слабых мод вследствие нелинейного взаимодействия.

казано стрелками на рис.2). В опыте линия, соответствующая приближающейся моде, на 10–15 дБ слабее линии моды, удаляющейся от сильной моды.

4. Групповой показатель преломления

Изменения показателя преломления в узком спектральном диапазоне, даже небольшие по абсолютной величине, могут заметно повлиять на групповую скорость из-за большой дисперсии $dn/d\nu$. В связи с явлением замедления света, т. е. ситуацией, при которой групповая скорость v_g много меньше скорости света c , представляет интерес оценить, насколько этому может способствовать описанное выше взаимодействие мод. Формально рассчитанный групповой показатель $n^* = c/v_g$ показан на рис.3. Видно, что n^* имеет пик, отстроенный от частоты сильной моды в сторону более низких частот. Таким образом, некоторое замедление происходит в лазерной или усилительной среде при сравнительно простых условиях – в режиме генерации полупроводникового лазера. В пике $n^* \approx 28$, однако ввиду узости пика такое «замедление фотонов» возможно на практически монохроматической волне. При прохождении сигнала, несущего «полезную» информацию и, следовательно, обладающего большей полосой частот, может происходить его сильное искажение, в частности расплывание и развал волновых пакетов из-за наличия спектральных компонент, выходящих за пределы пика. Поэтому здесь нет достаточных условий для конструирования устройства оптической задержки или других устройств, в которых используется замедленный свет. Наряду с этим существует интервал частот, в котором групповой показатель преломления заметно уменьшен (быстрый свет), что, в принципе, может использоваться для увеличения чувствительности лазерных датчиков, например гироскопов.

5. Заключение

Нелинейное взаимодействие мод в полупроводниковом лазере сопровождается локальными по частоте возмущениями оптического спектра, ведущими к смещениям собственных частот оптического резонатора. В отличие от неселективного частотного чирпинга эти возмущения характеризуются сравнительно узким спектральным интервалом, сравнимым с межмодовыми частотами в длинных полупроводниковых диодах. Следовательно, они приводят к изменению взаимного положения со-

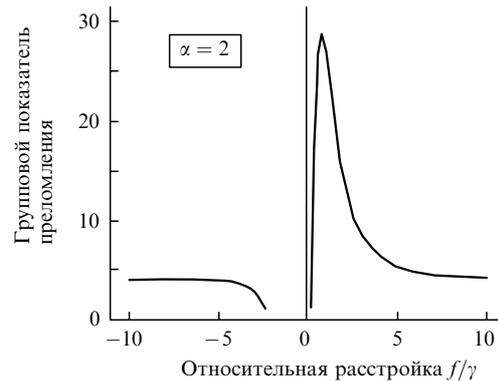


Рис.3. Расчетный профиль группового показателя преломления в окрестностях сильной моды с максимумом, соответствующим «замедлению света» под действием нелинейного взаимодействия мод через колебания населенности.

седних резонансов. Именно этими возмущениями можно объяснить аномальные смещения в спектре модовых биений в полупроводниковых лазерах, зависящие от оптической мощности. Спектральная симметрия профиля возмущения рефракции определяется фактором α амплитудно-фазовой связи, и при увеличении α профиль становится более симметричным. Получено качественное согласие теоретической модели с аномальными расщеплением в спектре биений, а также со знаками смещения и со смещением по порядку величины. Локальные возмущения рефракции сопровождаются существенными изменениями группового показателя преломления в окрестности сильной моды.

Автор благодарит М.Осинского за полезные обсуждения. Работа частично поддержана Федеральной программой РФ «Ведущие научные школы».

1. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н. *Квантовая электроника*, **1** (10), 2286 (1974).
2. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11** (7), 510 (1975).
3. Bogatov A.P., Eliseev P.G. *Rev. Sol. State Sci.*, **1** (1), 15 (1987).
4. Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **10** (4), 826 (1983); *Sov. J. Quantum Electron.*, **13** (4), 540 (1983).
5. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Труды ФИАН*, **166**, 52 (1986).
6. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Kobiljanov O.A., Madgazin V.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (6), 1064 (1987).
7. Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Труды ФИАН*, **166**, 15 (1986).
8. Liu C., Cao H., Eliseev P.G., Osinski M. *Electron. Lett.* (in press).
9. Елисеев П.Г., Лиу Ч., Као Х., Осинский М. *Квантовая электроника*, **35** (9), 787 (2005).
10. Журавлев А.Б., Пак Г.Т., Портной Е.Л., Стельмах Н.М. *Письма в ЖТФ*, **11** (12), 1362 (1985).
11. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Кобилджанов О.А., Мадгазин В.Р., Охотников О.Г., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **13** (12), 2414 (1986).
12. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Кобилджанов О.А., Рахвальский М.П. *Препринт ФИАН № 112*, (М., 1989).
13. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33** (11), 941 (2003).
14. Ishikawa H., Yano M., Takusagawa M. *Appl. Phys. Lett.*, **40** (7), 553 (1982).
15. Ogasawara N., Ito R. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27** (4), 607 (1988); **27** (4), 615 (1988).
16. Yamada M. *J. Appl. Phys.*, **66** (1), 81 (1989).
17. Ukhonov A.A., Stintz A., Eliseev P.G., Malloy K. J. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (7), 1058 (2004).