

Коллективные резонансы и форм-фактор однородного уширения спектров излучения квантово-размерных полупроводниковых гетероструктур

© А.М. Георгиевский, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.И. Копчатов, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 3 декабря 1998 г. Принята к печати 8 декабря 1998 г.)

На базе простейших выражений теории сверхизлучения двухуровневых систем получено аналитическое выражение для форм-фактора однородного уширения спектра излучения лазерных полупроводниковых гетероструктур. Достигнуто хорошее согласие теории с экспериментальными данными для InGaAs/GaAs-лазерной гетероструктуры на квантовой яме. Дана оценка длительности импульса сверхизлучения.

1. Введение

Задача исследования механизмов однородного уширения в полупроводниках рассматривается в связи с необходимостью моделирования спектров излучения инжекционных лазеров [1]. Там же было указано на отличие формы спектра излучения от классического лоренцевского контура. В работе [2] было указано на необходимость учета когерентного взаимодействия излучения со средой на временах порядка времени потери когерентности. Однако для описания процессов, происходящих в лазерах, традиционно пренебрегают такого рода эффектами и ограничиваются некогерентным приближением.

Учет когерентного взаимодействия носителей в процессе излучения позволяет объяснить ряд явлений в физике полупроводниковых лазеров. Так, в работе [3] отмечалось формальное сходство излучательных процессов со сверхизлучением. В работе [4] теоретически показана возможность перехода полупроводникового лазера при накачке постоянным током в режим незатухающих пульсаций. Такого рода пульсации наблюдались и экспериментально. Например, проведенные ранее автокорреляционные исследования инжекционных лазеров выше порога генерации показали наличие субпикосекундных импульсов в структуре излучения при непрерывной накачке [5].

Данная работа посвящена исследованию влияния коллективного взаимодействия носителей на форм-фактор однородного уширения спектров излучения полупроводниковых лазеров ниже порога генерации. Экспериментально исследованы спектры излучения лазерных двойных гетероструктур с отдельным ограничением (РО ДГС) с квантово-размерным активным слоем. Получено хорошее согласие с теоретическими представлениями.

2. Теоретическая модель

2.1. Когерентное спонтанное излучение двухуровневой системы

Теоретическое рассмотрение мы строим на базе простейшей модели когерентного спонтанного излучения многоатомной системы [6]. При достаточно больших концентрациях диполей происходит их синхронизация в процессе излучения, что приводит к появлению когерентной компоненты излучения с интенсивностью, пропорциональной квадрату числа взаимодействующих диполей. Впервые подобные явления были теоретически описаны в работе Дике [7] и получили название "сверхизлучение Дике".

Если пренебречь неоднородным уширением в сравнении с однородным, то мы можем применить результаты, полученные для двухуровневых систем, к описанию процессов излучения в полупроводниках. Тогда с достаточной точностью зависимость интенсивности излучения от времени для возбужденной многоатомной системы может быть описано как

$$I(t) = \frac{\hbar\omega_0}{4\mu\tau_N} (N\mu + 1)^2 \text{Sech}^2 \left(\frac{t - t_0}{2\tau_N} \right),$$

$$\frac{1}{\tau_N} = (N\mu + 1) \frac{1}{\tau_1}, \quad (1)$$

$$t_0 = \tau_N \ln(N\mu),$$

где N — число излучающих диполей в коллективе; μ — фактор формы активной области; параметр $N\mu$ характеризует эффективность взаимодействия диполей; τ_N — время коллективного взаимодействия или длительность импульса сверхизлучения; t_0 — время накопления (синхронизации) диполей соответствует максимуму интенсивности [6].

Следуя работе [1], форм-фактор однородного уширения определяется кинетикой излучательного процесса и получается путем фурье-преобразования волнового пакета, соответствующего дипольному моменту электронно-дырочной пары. Очевидно, волновому пакету (выражение (1)) соответствует формула

$$E(t) \sim \Theta(t + t_0) \operatorname{Sech} \left(\frac{t}{2\tau_N} \right) \exp(i\omega_0 t). \quad (2)$$

Здесь мы считаем, что процесс излучения начался при $t = -t_0$. Тогда форм-фактор однородного уширения запишется как

$$\begin{aligned} F(\delta = \omega - \omega_0) &\sim \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt \\ &= \int_{-t_0}^{+\infty} \frac{\exp(-i\delta t)}{\operatorname{ch} \left(\frac{t}{2\tau_N} \right)} dt, \end{aligned} \quad (3)$$

где δ — частотная расстройка.

Для рабочих концентраций порядка 10^{18} см^{-3} в объеме с линейными размерами, равным длине волны излучения 1 мкм, находится порядка $2 \cdot 10^4$ носителей заряда. Эта простая оценка показывает, что количество источников в коллективе настолько велико, что можно считать время накопления (t_0) достаточно большим в сравнении с временем излучения (τ_N), тем более, что t_0 входит в показатель экспоненты (1). Таким образом мы можем расширить диапазон интегрирования, что позволяет получить форм-фактор однородного уширения в аналитическом виде:

$$\begin{aligned} F(\delta) &\sim \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i\delta t)}{\cosh \left(\frac{t}{2\tau_N} \right)} dt \\ &= 2 \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\delta t)}{\cosh \left(\frac{t}{2\tau_N} \right)} dt = 2\pi\tau_N \operatorname{sech}(\pi\delta\tau_N). \end{aligned} \quad (4)$$

Заметим, что форм-фактор однородного уширения такого вида хорошо согласуется с результатами, полученными в работе [8].

2.2. Форм-фактор однородного уширения и соответствующий спектр излучения

Окончательная форма спектра излучения определяется как свертка неоднородно уширенного спектра ($R_0(E)$) и форм-фактора однородного уширения [1]:

$$R(\hbar\omega) = \int_0^{+\infty} R_0(E) F \left(\frac{\hbar\omega - E}{\hbar} \right) dE. \quad (5)$$

Эта формула будет справедлива только для случая, когда неоднородное уширение много меньше однородного. В

противном случае область применимости выражения (5) может быть расширена только за счет введения зависимости форм-фактора от энергии. Поскольку в выражение для форм-фактора (4) уже заложена зависимость от эффективного числа взаимодействующих диполей ($N\mu$), расширение области применимости теории на случай широкого энергетического распределения носителей ($R_0(E)$) представляется достаточно простой задачей.

При рассмотрении случая, когда неоднородное уширение много меньше однородного, энергетическое распределение носителей работает как δ -функция и результат интегрирования (5) будет повторять форму функции $F(\delta)$. Такая ситуация реализуется, например, при низких температурах и не слишком высоком уровне накачки для квантового слоя. Также неоднородным уширением можно пренебречь и при рассмотрении идеальных квантовых точек в качестве активного слоя.

Таким образом, со стороны длинноволнового и коротковолнового хвоста спектра, когда $\hbar\omega$ существенно меньше или больше E_g , асимптоты функции (5) (наклон функции (5) в логарифмическом масштабе) будут определяться исключительно форм-фактором однородного уширения (4):

$$R(\hbar\omega) \sim \exp(\pm\pi\omega\tau_N), \quad (6)$$

при условии $|\hbar\omega - E_g| > \frac{\hbar}{\pi\tau_N}$.

Для того чтобы получался асимметричный спектр, надо иметь асимметричный форм-фактор в виде

$$\begin{aligned} F(\delta) &= \frac{2}{\exp(\delta t_1) + \exp(-\delta t_2)} \\ &= \exp(-\delta\Delta t) \operatorname{sech}(\delta\tau_n), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\tau_n = (t_1 + t_2)/2$, $\Delta t = (t_1 - t_2)/2$.

Существует несколько физических механизмов, приводящих к асимметрии форм-фактора однородного уширения.

При измерении спектров излучения с торца гетероструктуры существенную роль играет поглощение (переизлучение) в волноводе и эмиттерах [9]. При измерении спектров через поверхность роль переизлучения в волноводе лазерной структуры сводится к минимуму, однако наличие "хвоста" поглощения в эмиттерах и (или) подложке вблизи края поглощения дает вклад в форм-фактор в виде экспоненциального множителя (7) (правило Урбаха). Кроме того, возможно искажение низкоэнергетической части спектра за счет излучательной рекомбинации через примесные центры.

Таким образом, если в эксперименте выполняется условие, когда однородное уширение существенно больше, чем неоднородное, связанное с распределением носителей по энергии, то параметр τ_n в (7) приобретает смысл характерного времени резонансного взаимодействия носителей τ_N (длительность импульса), умноженного на π (в соответствии с (4)).

3. Экспериментальные результаты

Лазерная РО ДГС структура в системе InGaAs/GaAs была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на *n*-GaAs подложке (100), легированной кремнием. В середине слоя GaAs толщиной 200 нм, отделенного от поверхности и подложки короткопериодными сверхрешетками AlAs/GaAs, размещалась активная область. Активная область представляла собой квантовую яму — слой $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 100 Å.

Образцы исследовались при импульсном возбуждении (длительность импульса 3 мкс, частота повторения 5 кГц) при температуре 77 К, для чего образцы напайвались на теплоотвод слоями вниз и помещались в криостат. Излучение измерялось через специальное окно в верхнем контакте лазерной структуры. Особое внимание было уделено подавлению обратной связи, зеркала травились и покрывались затем черной краской с высоким показателем преломления. Этот метод, по-

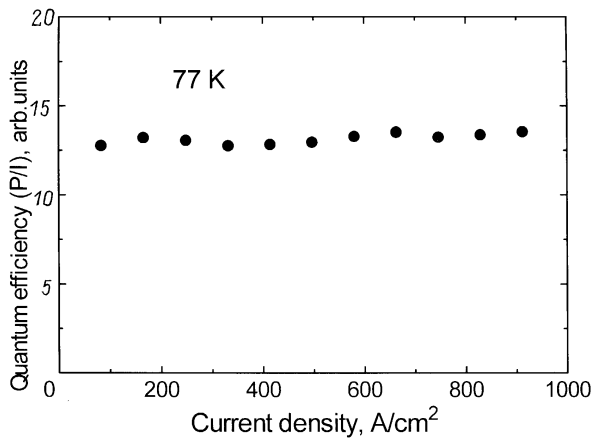


Рис. 1. Зависимость квантовой эффективности спонтанной рекомбинации от плотности тока накачки.

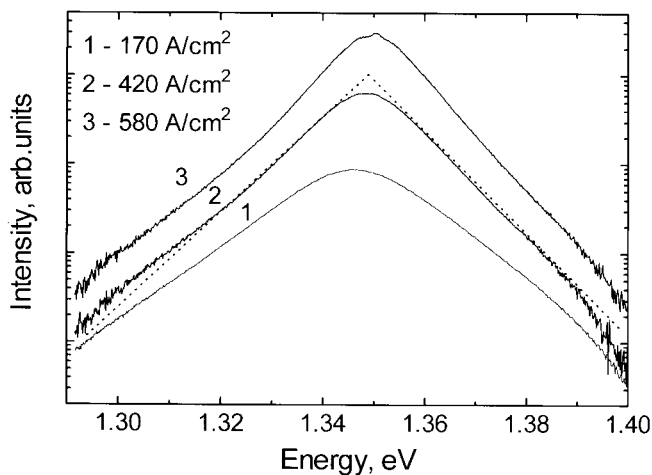


Рис. 2. Спектры спонтанного излучения лазерной гетероструктуры на квантовой яме через окно в подложке (температура 77 К).

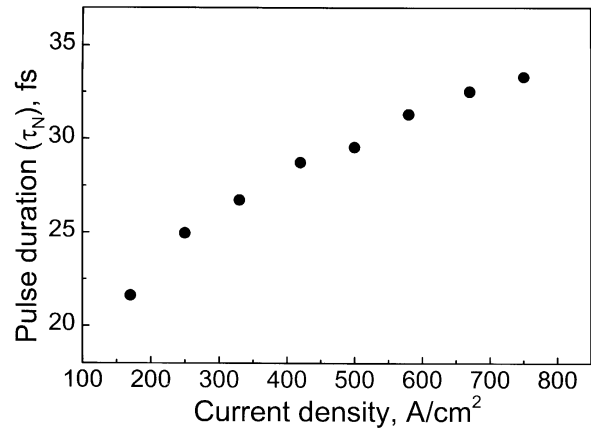


Рис. 3. Зависимость времени коллективного излучения (τ_N) от плотности тока накачки.

звляющий исключить влияние переизлучения, подробно изложен в работе [9].

Кроме исследования спектров излучения, измерялась мощность излучения, что позволило построить зависимость внешней квантовой эффективности рекомбинации от плотности тока накачки (рис. 1). Постоянное значение этой величины свидетельствует об отсутствии лазерной генерации вплоть до плотности тока накачки 900 A/cm^2 .

В наблюдаемых спектрах спонтанного излучения, построенных в полулогарифмическом масштабе (рис. 2), отчетливо видно, что оба склона можно аппроксимировать экспонентами (показаны пунктирной линией). Таким образом, реализуется случай, когда однородное уширение много больше неоднородного. Расчет экспоненциальных спадов t_1 и t_2 по формуле (7) позволил оценить время коллективного взаимодействия τ_N в зависимости от плотности тока накачки (рис. 3). При этом τ_N увеличивается с ростом тока от 20 до 35 фс.

4. Заключение

Показано, что учет когерентного взаимодействия носителей в процессе излучения может объяснить отличие однородного уширенного спектра, наблюдаемого в эксперименте, от классического лоренцевского контура. Полученное аналитическое выражение для форм-фактора однородного уширения может быть использовано для моделирования динамики и спектров излучения полупроводниковых лазеров. Измерены параметры спектров. Исследована зависимость этих спектров от плотности тока накачки при низких температурах (77 К), на основании которой сделана оценка для характерного времени коллективного взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 98-02-18212.

Список литературы

- [1] П.Г. Елисеев, И.В. Акимова. ФТП, **32**, 478 (1998).
- [2] П.Г. Елисеев *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983).
- [3] D.G. Deppe. Phys. Rev. A, **54**, 2506 (1996).
- [4] A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.V. Kocharovsky. Quant. Semiclass. Opt., **10**, L13 (1998).
- [5] S.V. Zaitsev, A.M. Georgievsky. Proc. Int. Conf. QDS'96, JJAP, part 1, **36**, 4209 (1997).
- [6] L. Allen, J.H. Eberly. *Optical resonance and two-level atoms* (Wiley, N.Y.–London–Sydney–Toronto, 1975).
- [7] R.H. Dicke. Phys. Rev., **93**, 99 (1954).
- [8] П.Г. Елисеев, И.В. Акимова. ФТП, **32**, 472 (1998).
- [9] Ж.И. Алферов, Д.З. Гарбузов, С.В. Зайцев, А.Б. Нивин, А.В. Овчинников, И.С. Тарасов. ФТП, **21**, 824 (1987).

Редактор В.В. Чалдышев

Collective resonances and the line shape function of a homogeneous broadening of radiation spectra of quantum-size semiconductor heterostructures

A.M. Georgievski, S.V. Zaitsev, N. Yu. Gordeev,
V.I. Kopchatov, L.Ya. Karachinski, I.I. Novikov,
P.S. Kop'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia