

Время жизни неравновесных носителей в полупроводниках с точки зрения коллективного взаимодействия в процессе излучательной рекомбинации

© С.В. Зайцев, А.М. Георгиевский

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

(Получена 25 июня 1997 г. Принята к печати 14 июля 1997 г.)

Лазерные гетероструктуры в системе InGaAsP/InP исследовались автокорреляционными методами в режиме непрерывной накачки. Было показано, что как ниже, так и выше порога лазерной генерации их излучение состоит из сверхкоротких когерентных импульсов и была измерена временная когерентность этих импульсов. Была также исследована зависимость длительности импульсов от тока накачки. Полученные результаты интерпретируются как следствие коллективных резонансов в процессе излучательной рекомбинации. Для объяснения наблюдавшихся эффектов время жизни носителей рассматривалось как комбинация времени накопления и времени коллективного излучения.

1. Введение

Обычные рабочие концентрации электронно-дырочных пар в полупроводниковых лазерах значительно выше концентраций излучающих диполей в газовых и твердотельных лазерах. Оценка плотности неравновесных носителей заряда в активном слое показывает, что расстояние между ними оказывается гораздо меньше, чем излучаемая ими длина волны. Это должно приводить к их взаимодействию в процессе излучательной рекомбинации, как в случае "сверхизлучения Дике" [1,2]. Как было показано Дике для случая двухуровневых систем, высокая концентрация диполей приводит к их резонансному взаимодействию и формированию коротких импульсов когерентного излучения. Эта теория, однако, не может быть применена к полупроводникам ввиду широкого распределения носителей по энергии. Тем не менее сходная импульсная структура излучения полупроводниковых лазеров наблюдалась ранее [3], хотя формализм подобного взаимодействия носителей в полупроводнике до сих пор не развит.

Для экспериментального исследования этого явления изучались автокорреляционные функции (АКФ) лазеров с непрерывной накачкой [4]. Уже в той работе впервые было показано возникновение сверхкоротких импульсов излучения ниже порога лазерной генерации. Недавно было доказано существование подобных импульсов выше порога и наблюдались два различных режима их эволюции в лазерном резонаторе [5].

Детальные исследования временной когерентности излучения, проводились для оценки длительности наблюдавшихся импульсов и изучения ее зависимости от тока накачки.

2. Результаты

Исследовавшийся InGaAsP/InP ($\lambda = 1.3$ мкм) инжекционный лазер разделенного ограничения был выращен методом жидкофазной эпитаксии. Волновод был 0.5 мкм

толщиной, а суммарная толщина активного слоя составляла около 500 Å [6]. Образец представлял собой лазерный диод полосковой геометрии с длиной резонатора 365 мкм и шириной волновода 20 мкм. Пороговая плотность тока (J_{th}) составляла 2750 А/см².

Измерения временной структуры излучения проводились выше порога лазерной генерации при непрерывной накачке [5]. Для эксперимента был создан высокочувствительный оптический автокоррелятор на основе эффекта двухфотонного поглощения в AlGaAs-волноводе [7]. Применявшиеся методы численной обработки и анализа АКФ описаны в [5]. Величина временной когерентности также исследовалась как функция длины линии задержки Δx и определялась как отношение

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = f(\Delta x),$$

где I_{\max} и I_{\min} — интенсивности в максимумах и минимумах соответствующей интерференционной картины. На рис. 1 представлены АКФ (сплошная линия) и временная когерентность (штриховая линия) как функция длины линии задержки для токов, равных $1.5 \cdot I_{th}$ (а), $2 \cdot I_{th}$ (б) и $3 \cdot I_{th}$ (в) соответственно. Деление оси X соответствует периоду обхода резонатора лазера ($\tau = 8.8$ пс). К сожалению, ниже порога генерации АКФ не удалось измерить из-за низкого отношения сигнал-шум. Исходя из контраста, наблюдавшаяся АКФ может быть интерпретирована как следствие наличия отдельных импульсов когерентного излучения. Соответствующие зависимости временной когерентности от длины линии задержки для токов $1.5 \cdot I_{th}$ и $2 \cdot I_{th}$ (рис. 1, а и б) показывают сходную с АКФ временную структуру. Период импульсов равен времени обхода резонатора, и это свидетельствует, что в каждый момент времени в резонаторе распространяется только один импульс. При этом исходный импульс должен зародиться у зеркала резонатора (в другом случае период должен был бы быть вдвое короче). При токе накачки в $3 \cdot I_{th}$ как в АКФ, так и зависимость временной когерентности не содержат максимумов с периодом обхода резонатора.

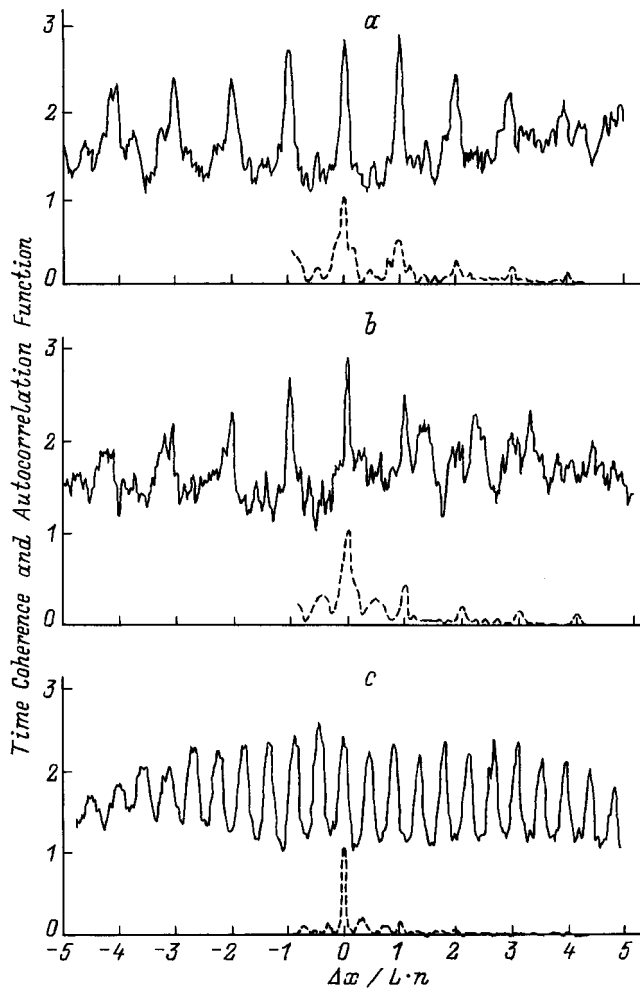


Рис. 1. Автокорреляционные функции (сплошная линия) и временная когерентность излучения (пунктирная линия) для токов накачки I_{th} : a — 1.5, b — 2, c — 3.

На рис. 2, a показана зависимость полуширины основного максимума временной когерентности от тока накачки. Аналогичная зависимость была померена для лазера, описанного в работе [4], — на рисунке она показана пунктиром (рис. 2, b). Импульсная структура излучения для образца наблюдалась ниже порога вплоть до $0.8 \cdot I_{th}$. Ниже этого тока не удавалось померить АКФ вследствие низкого отношения сигнал–шум.

3. Обсуждение

Полученные результаты являются как следствием основополагающих свойств излучательной рекомбинации при использованных уровнях накачки, так и положительной обратной связи в резонансе лазера. Как было показано в [4], короткие когерентные импульсы должны являться природой суперлюминесценции в полупроводниках. Однако их развитие и трансформация зависят от свойств волновода и резонатора Фабри–Перо [8].

Мы предлагаем использовать модель коллективного взаимодействия для объяснения полученных экспериментальных результатов. Тогда зависимость полуширины центрального максимума когерентности и АКФ от тока может рассматриваться как результат изменения числа электронно-дырочных пар в излучающем коллективе. Количество же осцилляторов в коллективе (N) может быть определено через модифицированное время жизни излучающего коллектива из N пар: $\tau_N = \tau_1 / N$ [2]. Таким образом, в этой схеме спонтанное излучательное время жизни оказывается функцией N .

Ниже порога генерации количество носителей в коллективе (как и локальная концентрация носителей) нарастает во времени постепенно со скоростью, определяемой плотностью тока накачки. Затем, в момент коллективного резонансного излучения оптического импульса, концентрация в соответствующей пространственной области и спектральном интервале быстро падает. После этого она постепенно нарастает опять вследствие продолжающегося тока накачки, термической релаксации носителей и, возможно, пространственной диффузии, и процесс повторяется. В этом случае импульсы не могут иметь четкого периода, хотя должно присутствовать некое характерное время накопления носителей. Модуляция концентрации носителей должна быть в этом случае глубокой, а пиковая концентрация высокой. Это может объяснять короткое излучательное время жизни коллектива за счет большого N .

Вблизи порога генерации наблюдается существенно другая ситуация. Оптические импульсы возвращаются в точку зарождения через время обхода резонатора, имея существенную амплитуду. Это приводит к вынужденному излучению и препятствует дальнейшему накоплению носителей. Естественно предположить, что по крайней мере в нашем случае характерное время накопления носителей ниже порога генерации намного больше периода обхода резонатора. Тогда, при том что скорость накопления носителей изменяется незначительно, сокращение времени накопления означает существенное снижение пиковой концентрации носителей в данной области и энергетическом интервале. Поэтому характерное количество носителей в коллективе (N) падает, и излучательное время жизни коллектива растет. Такие

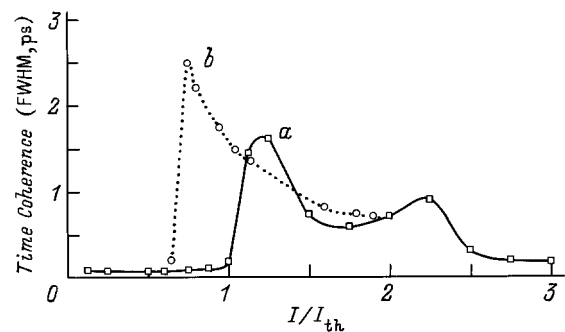


Рис. 2. Зависимости полуширины центрального максимума временной когерентности излучения лазера от тока накачки.

изменения обычно наблюдаются на пороге, однако могут наблюдаться также и ниже его (рис. 2, *b*), если амплитуда возвращающихся импульсов оказывается достаточной, чтобы сорвать процесс накопления носителей.

С дальнейшим ростом тока накачки N также должно возрастать, и излучательное время жизни должно постепенно снижаться. Наличие второго максимума, по-видимому, отражает возможность возникновения более чем одного такого импульса на протяжении времени обхода резонатора.

Предполагая, что наблюдаемые импульсы имеют симметричный временной профиль, для тока $1.8 \cdot I_{th}$ мы получим полуширину 0.4 пс. Данные, получаемые из АКФ и измерений когерентности, при равных токах в этом интервале совпадают. Кривая рис. 2, *a* показывает наличие еще более коротких импульсов при $I > 2.5I_{th}$, но центральный пик соответствующей АКФ (рис. 1, *c*) уширен. Возможно, это связано с взаимодействием импульсов, когда они сосуществуют в резонаторе лазера.

4. Заключение

Как было показано в [4,5], суперлюминесценция в полупроводниках состоит из сверхкоротких когерентных импульсов. Таким образом, полученные результаты относятся к основным свойствам излучательной рекомбинации в полупроводниках при типичных уровнях накачки.

В данной работе на основе исследования АКФ и временной когерентности было продемонстрировано образование оптических импульсов длительностью 400 фс при непрерывной накачке инжекционного лазера.

Для объяснения экспериментальных результатов была предложена модель коллективного взаимодействия носителей. Концентрация переменного количества осцилляторов в излучающем коллективе была введена, чтобы интерпретировать зависимость временной когерентности (длительности импульса) от тока накачки. Было показано, что измеренная сверхтонкая импульсная структура лазерного излучения может быть интерпретирована в рамках коллективного взаимодействия при излучательной рекомбинации.

Авторы выражают благодарность Н.А. Пихтину и И.С. Тарасову за предоставленные экспериментальные образцы инжекционных лазеров.

Список литературы

- [1] R.H. Dicke. Phys. Rev., **93**, 99 (1054).
- [2] L. Allen, J.H. Eberly. *Optical Resonance and Two-Lewel Atoms* (Wiley, N. Y.–London–Sydney–Toronto, 1975).
- [3] А.И. Гуревич, А.Б. Грудинин, А.Г. Дерягин, С.В. Зайцев, В.И. Кучинский, Д.В. Куксенков, Е.Л. Портной, И.Ю. Хрущев. Письма ЖТФ, **18**, Вып. 3. 38–41. (1992).
- [4] S.V. Zaitsev, A.M. Georgievski. *Proc. Int. Cont. SPIE on OPTDIM'95* (Kiev, 1995). **2648–50**, p. 319.

- [5] S.V. Zaitsev, A.M. Georgievski. *Proc. Ent. Conf. QDS'96*, Sapporo (Japan), November 4–7, 1996, published in JJAP, part 1, **36**, 4209 (1997).
- [6] I.S. Tarasov, L.S. Vavilova, N.I. Katsavets, A.V. Lyutetskiy, A.V. Murashova, N.A. Pikhtin, N.A. Bert, Zh.I. Alferov. *Proc. Int. Conf. Nanostructures* (St. Petersburg, 1996) p. 351.
- [7] А.М. Георгиевский, С.В. Зайцев. ПТЭ, № 1, 132 (1996).
- [8] O. Hess, T. Kugn. Phys. Rev. A, **54**, 3360 (1996).

Редактор В.В. Чалдышев

Lifetime of nonequilibrium carriers in semiconductors from the standpoint of collective interaction during radiative recombination

S.V. Zaitsev, A.M. Georgievskii

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