

НЕЛИНЕЙНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ДИНАМИЧЕСКОЕ УШИРЕНИЕ ЭКСИТОННЫХ ЛИНИЙ GaAs/AlGaAs-СТРУКТУР ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

© И.Н.Абрамова, И.Я.Герловин, Ю.К.Долгих, С.А.Елисеев,
В.В.Овсянкин, Ю.П.Ефимов,* И.В.Игнатъев,*
В.В.Петров,* С.В.Шабанов*

Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова,
199034 Санкт-Петербург, Россия

* Научно-исследовательский институт физики,
198904 Петродворец, Россия

(Поступила в Редакцию 20 июля 1995 г.)

При температуре 15 К исследована зависимость спектров экситонной люминесценции слоев GaAs, выращенных методом молекулярной пучковой эпитаксии, от плотности возбуждающего излучения (He-Ne-лазер). Исследованы сверхлинейный рост интенсивности и существенное уширение линий свободных и связанных экситонов при изменении мощности возбуждения от 0.01 до 3 мВт. На основании анализа концентрационных изменений ширины экситонных линий сделан вывод о том, что основным механизмом уширения является сокращение времени фазовой релаксации экситонов за счет рассеяния на фотовозбужденных носителях.

При низких температурах и малых плотностях оптического возбуждения неоднородное уширение линии экситонной люминесценции высококачественного эпитаксиального GaAs составляет величину порядка 1 meV. Увеличение плотности возбуждения может сопровождаться ростом вероятности процессов, дополнительно уширяющих контур экситонной линии. Эффект увеличения ширины экситонных линий GaAs при сильном импульсном возбуждении наблюдался в работах [1,2] и был интерпретирован как следствие рассеяния экситонов на свободных носителях. Эти выводы получили качественное подтверждение в экспериментах по четырехволновому смешиванию [3], где было зарегистрировано сокращение времени фазовой релаксации свободных экситонов в толстых слоях GaAs при увеличении плотности возбуждения. В работе [4] был зафиксирован факт зависимости формы контура экситонной линии от плотности непрерывного оптического возбуждения. Деформация контура имела сложный характер и не сводилась к простому уширению линии. Авторами [4] этот результат был интерпретирован как проявление поляритонного механизма излучения свободного экситона.

В настоящей работе приводятся результаты систематического исследования влияния плотности непрерывного оптического возбуждения на форму и интенсивность линий экситонной люминесценции GaAs/AlGaAs-гетероструктур. Анализ полученных данных позволил заключить, что уширение экситонных линий при непрерывном возбуждении имеет динамическую природу и основным механизмом уширения является взаимодействие со свободными носителями.

Эксперименты проводились на четырех образцах, выращенных на установках молекулярной пучковой эпитаксии «Катунь» и ЭП 1302. Каждый образец содержал эпитаксиальный слой GaAs толщиной 500 nm, заключенный между слоями твердого раствора AlGaAs (содержание Al порядка 30%) толщиной 50 nm. Образцы помещались в вакуумную полость гелиевого криостата; минимальная температура образцов составляла 15 K. Возбуждение люминесценции осуществлялось излучением He-Ne-лазера, фокусируемым в круглое пятно диаметром 0.03 mm. Максимальная мощность возбуждающего излучения составляла 3 mW. Калиброванное ослабление возбуждения производилось с помощью нейтральных светофильтров. Энергия возбуждающего кванта (1.96 eV) была меньше ширины запрещенной зоны материала барьера, что позволяло избежать наблюдавшихся в [5,6] побочных эффектов, связанных с перезарядкой дефектных центров в барьерном слое.

При плотностях возбуждения, меньших $5 \cdot 10^{-2} \text{ W/cm}^2$, линии люминесценции свободных экситонов всех исследованных образцов имели элементарную форму без признаков поляритонного расщепления, отмеченных в [4]. Ширина линии варьировалась для разных образцов между 0.5 и 1.0 meV. Повышение плотности возбуждения сопровождалось отчетливым уширением линий без заметного изменения их положения (рис. 1). Величина уширения при максимальном возбуждении составляла 4–6 meV.

Для выяснения влияния нагрева образцов возбуждающим излучением на результаты измерений исследовались температурные изменения формы и положения экситонных линий при слабом возбуждении. Было установлено, что увеличение температуры, требуемое для получения уширения (более 40 K), сопровождается значительным (порядка 1.5 meV) сдвигом линий в низкочастотную область (рис. 1). Отсутствие такого сдвига в спектрах, зарегистрированных при низких температурах и повышенных плотностях возбуждения, позволяет утверждать, что в последнем случае уширение линий имеет нетермическую природу.

Дополнительная информация о природе уширения была получена из анализа спектра люминесценции одного из образцов (№ 31), в котором помимо линии свободного экситона наблюдалась также линия с энергией 1.513 eV, приписываемая экситону, связанному на донорной примеси ($D^0 X$). Как показали результаты измерений, повышение плотности возбуждения сопровождается уширением линии 1.513 eV, причем величина уширения близка к уширению линии свободного экситона (рис. 1). Поскольку поляритонные представления неприменимы к описанию связанного экситона, наблюдаемое уширение не может быть объяснено в рамках предложенной в [4] модели. Расхождение с результатами работы [4] может быть обусловлено тем, что в указанной ра-

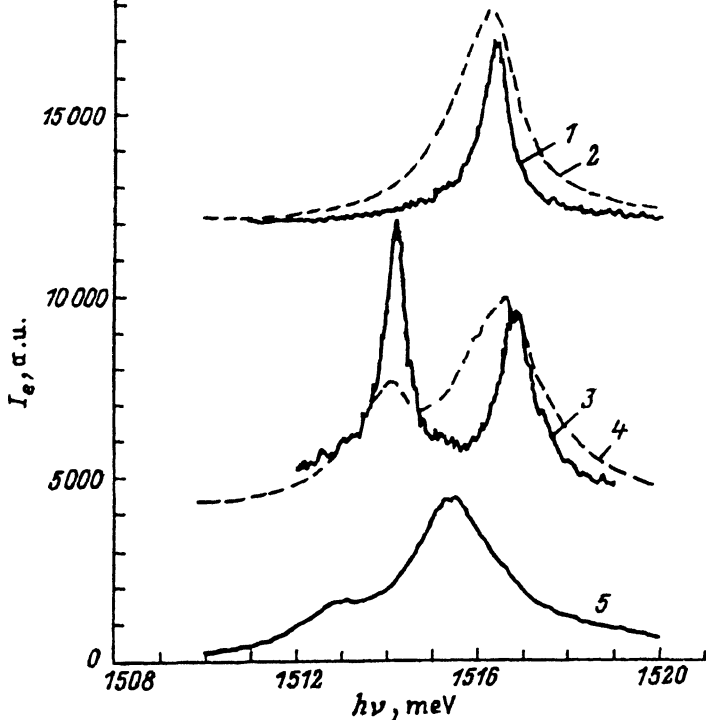


Рис. 1. Спектры экситонной люминесценции при низких плотностях возбуждения (E_p).

1 — образец № 76, $T=15$ К, $E_p = 4 \cdot 10^{-4} E_p^0$, 2 — образец № 76, $T=15$ К, $E_p = 0.15 E_p^0$,
 3 — образец № 31, $T=15$ К, $E_p = 6 \cdot 10^{-3} E_p^0$, 4 — образец № 31, $T=15$ К, $E_p = 0.15 E_p^0$,
 5 — образец № 31, $T=40$ К, $E_p = 3 \cdot 10^{-2} E_p^0$.

боте исследования проводились на неэкранированных от поверхности слоях GaAs. Как было показано в [5], наличие случайных электрических полей, связанных с поверхностными дефектами, может приводить к значительной деформации контура экситонной линии.

Наиболее вероятной причиной наблюдавшегося в настоящей работе уширения экситонных линий следует, по-видимому, считать рассеяние на других экситонах или на созданных светом свободных носителях. В этом случае величина уширения должна быть пропорциональной концентрации рассеивающих частиц, что позволяет уточнить основной механизм рассеяния, воспользовавшись их разной концентрационной зависимостью. Как известно, при межзонном возбуждении скорость рождения экситонов пропорциональна квадрату концентрации носителей (точнее, произведению концентрации электронов на концентрацию дырок). Концентрация свободных экситонов однозначно связана с интенсивностью соответствующей линии люминесценции (1,516 eV), а для оценки концентрации носителей изучалась зависимость интенсивности линии 1.494 eV, приписываемой рекомбинации свободных электронов на акцепторных центрах, от плотности оптического возбуждения. Результаты измерений (рис. 2) показали, что во всех исследованных образцах интенсивность экситонных линий явля-

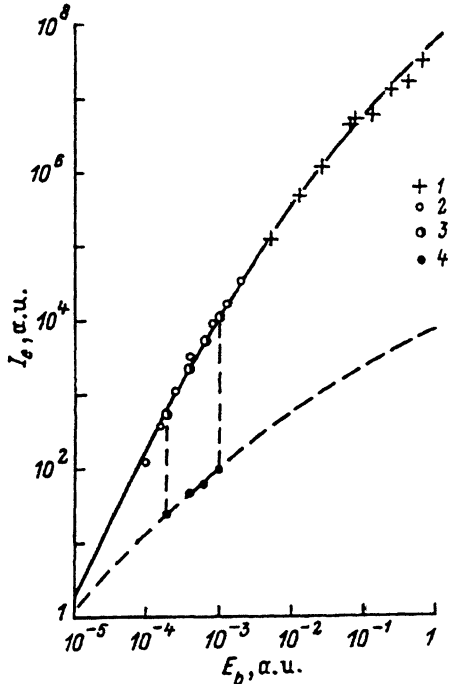


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции от плотности возбуждения при $T=15$ К.

1 — образец № 76, линия 1.516 eV, 2 — образец № 31, линия 1.516 eV, 3 — образец № 24, линия 1.516 eV, 4 — образец № 24, линия 1.494 eV. Сплошная и штриховая кривые — результат расчетов по формулам (2) для N_e и N_{ex} соответственно.

ется сверхлинейной функцией плотности возбуждения. Количественный анализ экспериментальных данных осуществлялся с использованием уравнений баланса для экситонов и фотовозбужденных носителей

$$\frac{dN_e}{dt} = -A_e N_e - B N_e^2 + gI,$$

$$\frac{dN_{ex}}{dt} = -\frac{N_{ex}}{T_{ex}} + B N_e^2. \quad (1)$$

Здесь N_e — концентрация носителей, N_{ex} — концентрация экситонов, B — сечение электронно-дырочной рекомбинации с образованием экситона, A_e — вероятность захвата носителя ловушкой, T_{ex} — время жизни экситона, I — плотность возбуждения, g — коэффициент поглощения на частоте возбуждающего света. В уравнениях учтены квадратичная по концентрации носителей скорость электронно-дырочной рекомбинации с образованием экситонов и линейная по концентрации скорость гибели носителей на дефектах. При непрерывном возбуждении после установления равновесия производные по времени равны нулю, и решение системы имеет вид

$$N_e = \left[\sqrt{1 + \frac{2BgI}{A_e^2}} - 1 \right] \frac{A_e}{2B},$$

$$N_{\text{ex}} = BT_{\text{ex}}N_e^2.$$

(2)

Согласно (2), интенсивность экситонной люминесценции (пропорциональная N_{ex}) должна квадратично зависеть от плотности возбуждения в области малых плотностей ($2BgI/A_e^2 \ll 1$) и линейно в области больших. Для люминесценции, обусловленной рекомбинацией носителей на дефектах, скорость которой пропорциональна N_e должны наблюдаться соответственно линейная и корневая зависимости от плотности возбуждения.

Результаты расчетов по формулам (2), построенные в двойном логарифмическом масштабе, представлены на рис. 2 сплошными кривыми. Экспериментальные данные, полученные для всех исследованных образцов, удается хорошо совместить с расчетными кривыми путем сдвига в вертикальном и горизонтальном направлениях (сдвиг обусловлен прежде всего различием вероятностей рекомбинации носителей на дефектах A_e и времен релаксации экситонов T_{ex} для разных образцов). Это означает, что выражения (2) правильно описывают функциональное поведение интенсивности экситонной люминесценции. Более того, как видно из рис. 2, полученные на одном образце (№ 24) экспериментальные данные, относящиеся как к экситонной линии, так и к полосе рекомбинации свободных электронов, совмещаются с расчетными кривыми без относительного горизонтального сдвига в полном соответствии с выражениями (2). Хорошее согласие между экспериментом и расчетом позволяет определить концентрационную зависимость уширения экситонных линий по результатам измерений и установить тем самым основной механизм рассеяния.

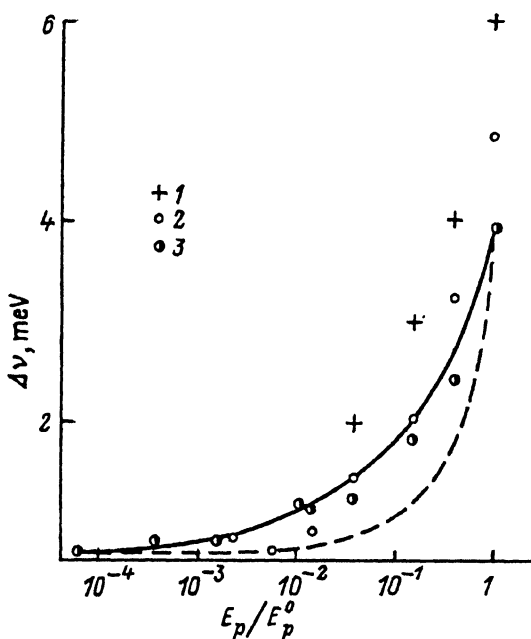


Рис. 3. Зависимость полуширины экситонных линий от плотности возбуждения. 1 — образец № 24, 2 — образец № 31, 3 — образец № 76. Сплошная кривая — расчет для рассеяния на свободных носителях, штриховая — для рассеяния на экситонах.

На рис. 3 продемонстрированы результаты измерений ширины линии свободного экситона как функции плотности возбуждения для трех различных образцов. Кроме того, на этом рисунке приведены результаты расчетов для образца № 76, выполненных для случаев линейного по N_e (сплошная кривая) и линейного по N_{ex} (штриховая кривая) уширения линий. Расчетные кривые нормированы по точке, отвечающей максимальной плотности возбуждения. Как видно из рис. 3 величина уширения с хорошей точностью пропорциональна концентрации свободных носителей (N_e). Аналогичные выводы могут быть сделаны и для других исследованных образцов.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно заключить, что основным механизмом уширения экситонных линий в GaAs при увеличении плотности стационарного оптического возбуждения является рассеяние на свободных носителях. Величина уширения при максимальном возбуждении соответствует времени релаксации порядка 10 ps, что значительно меньше излучательного времени жизни экситона в GaAs (около 1 ns). В то же время эта величина близка к времени дефазировки свободного экситона, полученному в [3] в режиме импульсного возбуждения для концентрации свободных носителей 10^{15} cm^{-3} . Оценка концентрации свободных носителей в условиях непрерывного возбуждения затруднена из-за отсутствия априорного знания величин релаксационных параметров A_e и B в (2). Грубая оценка может быть проведена, если игнорировать неэкспоненциальный характер рекомбинационной кинетики носителей и воспользоваться приближенным выражением

$$N_e \sim gIT_e, \quad (3)$$

где T_e — измеряемое на опыте время релаксации носителей (зависящее, вообще говоря, от их концентрации). Согласно приведенным в [3] экспериментальным данным, величина T_e имеет порядок 10^{-11} s при концентрации носителей 10^{15} cm^{-3} . Подстановка этого значения в (3) дает для максимальной плотности возбуждения, использованной в настоящей работе, величину $N_e \sim 0.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Хорошее согласие этого значения с данными работы [3] позволяет утверждать, что основным механизмом уширения экситонных линий в условиях непрерывного возбуждения является сокращение времени фазовой релаксации экситонов за счет рассеяния на фотовозбужденных носителях.

Список литературы

- [1] Shah J., Leheny R.F., Wiegmann W. Phys. Rev. **B16**, 1577 (1977).
- [2] Fehrenbach G.W., Schäfer W., Treunsch J., Uibrich R.G. Phys. Rev. Lett. **49**, 1281 (1982).
- [3] Schultheis L., Kuhl J., Honold A., Tu C.W. Phys. Rev. Lett. **57**, 1635 (1986).
- [4] Жилев Ю.В., Маркарян Г.П., Россин В.В., Россина Т.В., Травников В.В. ФТТ, **28**, 9, 2688 (1986).
- [5] Srinivas V., Chen Y.I., Wood C.E.C. Solid State Commun. **89**, 611 (1994).
- [6] Wolford D.J., Gilliland G.D., Kuech T.F., Bradley J.A., Hjalmarson H.P. In: The Physics of Semiconductors / Ed. P.Jiang and H.Z.Zheng. World Scientific Publishing Co. Singapore (1992). P. 241.