

Внутризонное поглощение и излучение света в квантовых ямах и квантовых точках

© Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин,
S. Hanna*, A. Seilmeier*, Kh. Moumanis**, F. Julien**, A.E. Жуков***, В.М. Устинов***

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Physikalisches Institut, Universität Bayreuth,

95440 Bayreuth, Germany

** Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud,

91405 Orsay, France

*** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,

194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: LVor@rphf.spbstu.ru

Спектроскопия высокого временного разрешения в средней инфракрасной области спектра при пикосекундном межзонном возбуждении использована для исследования электронных переходов между подзонами размерного квантования в ступенчатых квантовых ямах. Выделены вклады межподзонного и внутриподзонного поглощения света благодаря разной временной зависимости коэффициента поглощения для этих случаев. В ступенчатых квантовых ямах исследованы спонтанная межзонная люминесценция и суперлюминесценция при различных уровнях возбуждения. В структурах с квантовыми точками исследованы спектры внутризонного поглощения для структур *n*- и *p*-типов, а также спектры фотоиндуцированного внутризонного поглощения и эмиссии излучения в нелегированных структурах для поляризованного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS, Российского фонда фундаментальных исследований, Минпромнауки РФ и Минобразования РФ.

В полупроводниковых наноструктурах с квантовыми точками (КТ) и ступенчатыми квантовыми ямами (КЯ) возможно появление инверсии населенности между уровнями или подзонами размерного квантования при инжекции электронов и дырок. Предложена схема лазера среднего ИК диапазона, основанного на внутризонных переходах электронов в трехуровневых ступенчатых КЯ или КТ [1]. Метастабильный уровень, необходимый для возникновения инверсии населенности, формируется в КЯ, благодаря специально выбранному профилю потенциала, обеспечивающему слабое перекрытие волновых функций взаимодействующих уровней и ослабление рассеяния на оптических фононах, а в КТ — благодаря эффекту фононного узкого горла. Для создания подобного лазера необходимы исследования энергетического спектра носителей заряда, времен жизни и механизмов релаксации электронов в КТ и КЯ.

В настоящей работе приводятся результаты исследования различных оптических явлений при оптическом межзонном возбуждении неравновесных *e*-*h*-пар в ступенчатых КЯ InGaAs/AlGaAs и КТ InAs/GaAs: межзонной фотолюминесценции (ФЛ) при высоких уровнях возбуждения, в том числе с временным разрешением в пикосекундном диапазоне, суперлюминесценции, внутризонного поглощения и внутризонной спонтанной эмиссии излучения среднего ИК диапазона.

1. Внутризонное поглощение света в КЯ: исследования с высоким временным разрешением

Исследовались структуры с 35 слоями нелегированных квантовых ям GaAs/Al_xGa_{1-x}As, разделенных барьерами толщиной 20 nm. Профиль потенциала одиночной КЯ приведен на вставке к рис. 1, *a*. Неравновесные электроны возбуждались в структуре с помощью мощного лазера накачки на Nd:YLF ($\lambda = 523.5$ nm, $\Delta t = 4$ ps). Синхронизированные с накачкой импульсы зондирующего излучения среднего ИК диапазона ($\lambda = 4 \dots 18 \mu\text{m}$) формировались с помощью нелинейного элемента. Исследования проводились при $T = 300$ K.

На рис. 1 приведены результаты измерений изменения внутризонного поглощения для различных частот зондирующего излучения и различных временных сдвигов зондирующего импульса относительно импульса накачки. Наблюдаемое светоиндуцированное поглощение содержит вклады как от межподзонных переходов, так и от внутриподзонного поглощения на свободных электронах. Положение полосы поглощения, наблюдаемой при $\hbar\omega = 99$ meV, близко к расчетному значению 111.6 meV для переходов *e*₂-*e*₃. Несоответствие может быть связано с отклонением параметров структуры от расчетных и с влиянием на энергетический спектр многочастичных эффектов, которые не учитывались в расчетах.

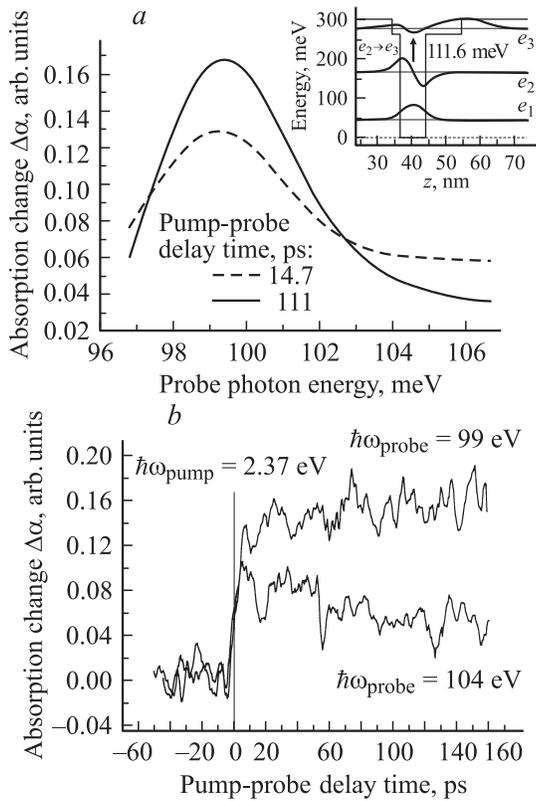


Рис. 1. Спектры изменения поглощения в КЯ для разных задержек (*a*) и динамика изменения поглощения для различных частот зондирующего излучения (*b*). На вставке — схема переходов.

Уровень накачки соответствовал поверхностной плотности неравновесных электронов более чем $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ в расчете на 1 КЯ. При столь высоком уровне возбуждения происходит заполнение не только основной подзоны e_1 , но и возбужденных состояний e_2 и e_3 , что позволяет наблюдать межподзонное поглощение при переходах e_2-e_3 .

Обнаруженная разная временная зависимость межподзонного поглощения в центре полосы ($\hbar\omega_{\text{probe}} = 99 \text{ meV}$) и вне ее ($\hbar\omega_{\text{probe}} = 104 \text{ meV}$). Поглощение в центре полосы увеличивается со временем после окончания импульса накачки, поглощение вне полосы, наоборот, уменьшается. Эти эффекты могут быть объяснены сильным нагревом электронного газа во время действия импульса накачки. Высокий уровень накачки и большая энергия кванта излучения накачки приводят к сильному разогреву электронного газа и появлению неравновесных ЛО-фононов, замедляющих процессы остывания электронов. Оценки дают величину $T_e \sim 5000 \text{ K}$ для электронной температуры сразу после окончания импульса накачки. При этом электроны распределены между верхними подзонами. Остывание электронного газа приводит к уменьшению концентрации электронов в подзоне e_3 и к увеличению электронной концентрации в подзоне e_2 , что и приводит к росту коэффициента поглощения при переходах e_2-e_3 .

Внутриподзонное поглощение на свободных электронах вне полосы переходов e_2-e_3 обусловлено рассеянием на равновесных и неравновесных ЛО-фононах. После окончания импульса накачки оно довольно велико, затем уменьшение температуры электронов и уменьшение числа неравновесных фононов приводят к уменьшению поглощения.

Анализ полученных данных дает возможность найти время остывания электронов, определяемое временем жизни неравновесных ЛО-фононов при больших временах задержки и временем испускания фонона при малых временах.

2. Фотолюминесценция в КЯ при мощном пикосекундном возбуждении

Исследованы структуры с тремя периодами ступенчатых КЯ. Ширина узкой КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ составляла 6 nm , ширина широкой КЯ $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ — 21.2 nm , слои с КЯ были разделены барьерами $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ по 20 nm . Данные слои располагались в центре волновода, сформированного слоями AlGaAs с переменным составом и встроенного в i -слой $p-i-n$ -структуры. Образцы оптически возбуждались второй гармоникой импульсного лазера на Nd:YLF ($\lambda = 523.5 \text{ nm}$, энергия импульса $4.5 \mu\text{J}$, $\Delta t = 3.2 \text{ ps}$).

Высокий уровень возбуждения ФЛ пикосекундными лазерными импульсами позволил обеспечить заметную населенность высоколежащих подзон размерного квантования. Наблюдению межзонных переходов электронов с верхних уровней способствовал также эффект сверхлюминесценции.

Результаты исследования поверхностной ФЛ представлены на рис. 2. При определенных условиях в спектре четко выражены пики, которые могут быть связаны со сверхлюминесценцией. Это явление может наблюдаться при высоком уровне возбуждения за счет усиления стимулированного излучения в волноводе, даже в отсутствие резонатора [2]. При этом для усиления излучения требуется достаточная длина пробега световой волны, из-за этого при уменьшении размеров области возбуждения сверхлюминесценция исчезает, и наблюдаются только широкие полосы спонтанной ФЛ. Спектральные положения линий ФЛ удовлетворительно согласуются с расчетом энергий межзонных переходов в КЯ и барьерах.

При высоких уровнях возбуждения в процессе энергетической релаксации горячих электронов число неравновесных ЛО-фононов возрастает до такой величины, что скорость релаксации энергии электронов падает на один-два порядка. С другой стороны, в данных условиях время жизни неравновесных электронно-дырочных пар по отношению к межзонной рекомбинации невелико (порядка 100 ps). Время релаксации энергии электронов и время жизни становятся близкими по величине, в

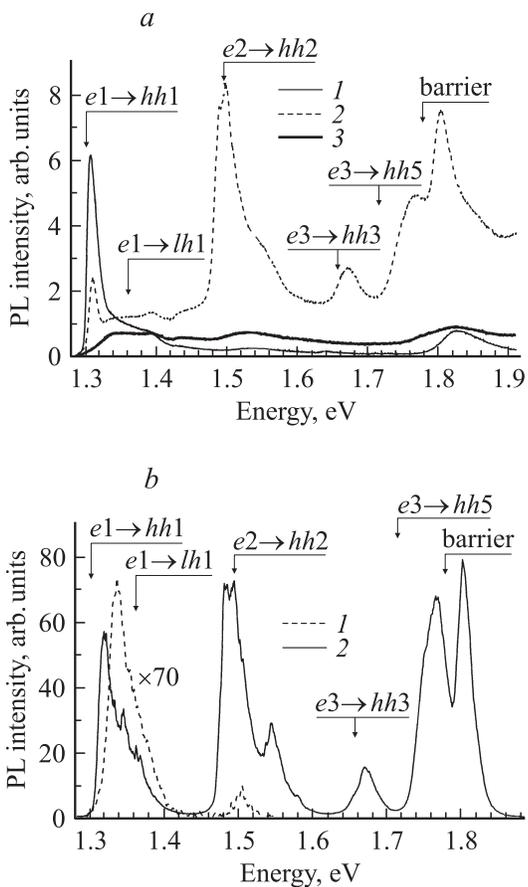


Рис. 2. Спектры поверхностной ФЛ (a). Расстояние между линзой (фокусное расстояние 100 mm) и поверхностью образца, mm: 1 — 125, 2 — 105, 3 — 100. Стрелки указывают расчетные значения энергий межзонных переходов. Спектры ФЛ с торца структуры (b). Энергия импульсов накачки, μJ : 1 — 0.062, 2 — 4.5. Область возбуждения $0.075 \times 3 \text{ mm}$. Стрелки указывают расчетные значения энергий межзонных переходов.

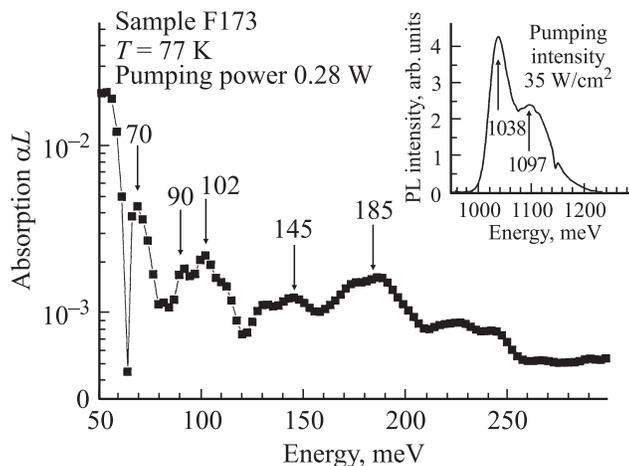


Рис. 3. Спектры фотоиндуцированного поглощения в нелегированных КТ. На вставке — спектр ФЛ.

результате амплитуды пиков, связанных с высоколежащими возбужденными состояниями, и основного пика оказываются сравнимыми. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ от интенсивности накачки I сублинейна при $I > 10^9 \text{ W/cm}^2$, когда роль Оже-процессов в межзонной рекомбинации становится существенной.

Наблюдение ФЛ с торца структуры в направлении распространения волноводной моды приводит к увеличению измеряемого сигнала на два порядка. Это позволяет исследовать сверхлюминесценцию более детально. Измеренные спектры ФЛ в неполяризованном свете приведены на рис. 3. При достаточно высоких уровнях накачки ярко выраженные линии сверхлюминесценции наблюдаются одновременно для всех спектральных областей, соответствующих межзонным переходам.

3. Внутризонное поглощение и эмиссия света в квантовых точках

Исследовались легированные и нелегированные структуры с 15 слоями КТ InAs, покрытых слоями $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$, в матрице GaAs. Поверхностная плот-

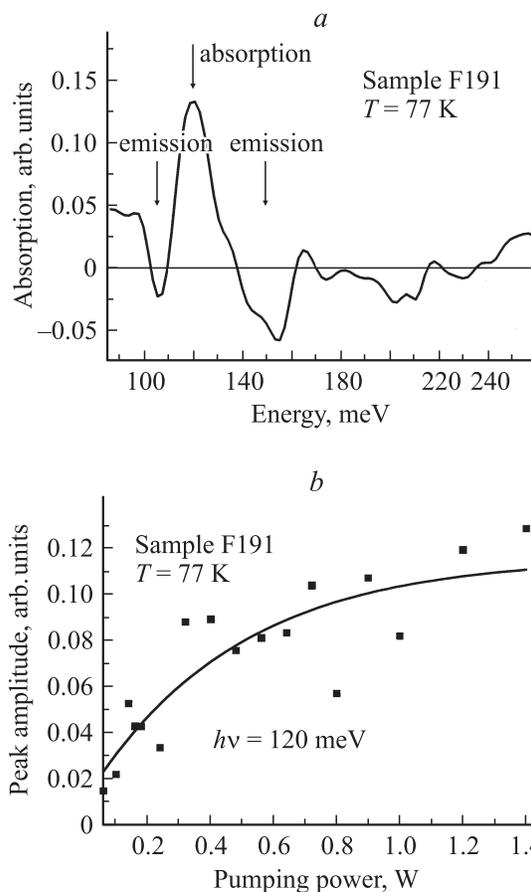


Рис. 4. Спектр поглощения фонового излучения, связанный с межуровневыми переходами электронов в нелегированных КТ (a); зависимость поглощения в пике от интенсивности накачки (b).

ность точек в одном слое составляла $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Нелегированная структура предназначена для дальнейших исследований в условиях генерации стимулированного межзонного излучения, поэтому в ней КТ были помещены в волновод, образованный слоями AlGaAs переменного состава. Образцы для исследования поглощения света изготавливались в многопроходной геометрии. Неравновесные носители заряда создавались при межзонной оптической накачке излучением Ar лазера.

На рис. 3 приведен спектр фотоиндуцированного внутризонного поглощения света в нелегированном образце. Особенности в спектре хорошо коррелируют с рассчитанными положениями энергий межуровневых внутризонных оптических переходов и величин соответствующих матричных элементов.

Фоновое излучение среднего ИК диапазона, проходящее через образец, модулируется при межзонной подсветке, благодаря изменению коэффициентов поглощения и отражения света, связанных как с неравновесными свободными носителями заряда, так и с носителями заряда, захваченными в КТ. Вычитая из полученных спектров часть, связанную со свободными электронами, можно определить вклад межуровневых переходов электронов в КТ в фотоиндуцированное поглощение (рис. 4, *a*). Отрицательные пики на рис. 4, *a* могут быть связаны с вкладом спонтанного излучения при межуровневых переходах, а положительный — с поглощением, которое насыщается при высоких уровнях накачки (рис. 4, *b*).

При исследовании внутризонного поглощения света в легированных образцах без межзонной подсветки наблюдалось поглощение света *p*-поляризации для электронов и света *s*- и *p*-поляризации для дырок. Интенсивности поглощения для электронов и дырок были близки. Последний результат плохо согласуется с теоретическим расчетом, дающим меньшую вероятность для дырочных переходов. Отметим, что дырочное поглощение отсутствует в спектрах фотоиндуцированного поглощения. Это может быть связано с низкой концентрацией дырок при фотовозбуждении нелегированного образца.

Список литературы

- [1] A. Kastalsky, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.L. Zerova, E. Towe. IEEE Journal of Quantum Electronics **37**, 10, 1356 (2001).
- [2] В.Я. Алешкин, С.А. Ахлестина, Б.Н. Звонков, Н.Б. Звонков, Е.Р. Линькова, И.Г. Малкина, Ю.Н. Сафьянов, Д.Г. Ревин. ФТП **29**, 4, 590 (1995).