

УДК 621.315.592

Излучение и фотопроводимость в квантовых ямах GaAs/AlGaAs *n*-типа в терагерцовой области спектра: роль резонансных состояний

© Д.А. Фирсов[¶], В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, Г.А. Мелентьев, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, А.В. Андрианов*, А.О. Захарьин*, В.С. Михрин*, А.П. Васильев*, А.Е. Жуков⁺, Л.В. Гавриленко[×], В.И. Гавриленко[×], А.В. Антонов[×], В.Я. Алёшкин[×]

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

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

+ Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий
Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

× Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 8 апреля 2010 г. Принята к печати 8 апреля 2010 г.)

В структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs исследованы спектры эмиссии терагерцового излучения в продольном электрическом поле и спектры латеральной фотопроводимости при облучении терагерцовым излучением. Показано, что в спектрах присутствуют особенности, вызванные переходами электронов с участием резонансных состояний примеси, связанных со второй подзоной размерного квантования. Проведенные расчеты энергетического спектра примесных состояний и матричных элементов оптических переходов с учетом различных положений примеси относительно центра квантовой ямы подтверждают сделанные предположения.

Резонансные состояния мелких примесей в полупроводниках и наноструктурах могут быть использованы для создания источников и детекторов терагерцового излучения. Примером может служить генерация излучения на переходах дырок между уровнями резонансных и локализованных состояний акцепторов в Ge [1], где резонансные состояния примеси возникают из-за расщепления подзон тяжелых и легких дырок при одноосном сжатии. Резонансные состояния мелких примесей существуют также и в квантовых ямах (КЯ) [2–4]. Экспериментально переходы электронов между локализованными состояниями $1s$ и резонансными состояниями $2p_z$ доноров в КЯ проявляются в спектрах поглощения света терагерцового диапазона [5].

В данной работе представлены результаты исследования эмиссии терагерцового излучения и латеральной фотопроводимости в терагерцовой области спектра в легированных КЯ GaAs/AsGaAs, а также рассчитан энергетический спектр примесных состояний и матричные элементы оптических переходов с участием резонансных состояний для различных положений примесного центра относительно центра КЯ.

Структура для исследования эмиссии излучения содержала 200 КЯ GaAs шириной 30 нм, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 7 нм. Слои толщиной 10 нм в центре квантовых ям легировались кремнием до уровня 10^{17} см^{-3} . Структура для исследования фотопроводимости содержала 50 аналогичных КЯ

GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. В ней центр легированного слоя шириной 4 нм с концентрацией примеси $7.5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ был смещен от центра КЯ на 6 нм.

Терагерцовое излучение в продольном электрическом поле регистрировалось в направлении, перпендикулярном плоскости структуры. Методика получения спектров терагерцового излучения при приложении продольного электрического поля описана в работе [6]. Интегральная интенсивность излучения в диапазоне 60–120 мкм измерялась с помощью фотоприемника Ge(Ga) и системы фильтров. Спектры фотопроводимости были исследованы с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме *step scan*. Терагерцовое излучение от ртутной лампы проходило через фурье-спектрометр, направлялось в световод, представляющий собой полированную металлическую трубку диаметром 18 мм, и с помощью металлического конуса фокусировалось на образце. Перед образцом был установлен поляризатор из полиэтиленовой пленки с нанесенными металлическими полосами (1200 штр./мм). Образец и часть световода погружались в сосуд Дьюара с жидким гелием, что позволяло исследовать спектры фотопроводимости при температуре 4.2 К. Свет в образец вводился через торец, скошенный под углом 45° (рис. 1). Такая геометрия эксперимента позволяет проводить исследования для света *s*- и *p*-поляризации (первая содержит *x*-компоненту поля волны, вторая — *y*- и *z*-компоненты, ось *z* соответствует направлению роста структуры, направление оси *y* задается проекцией волнового вектора света на плоскость квантовой ямы).

[¶] E-mail: dmfir@rphf.spbstu.ru

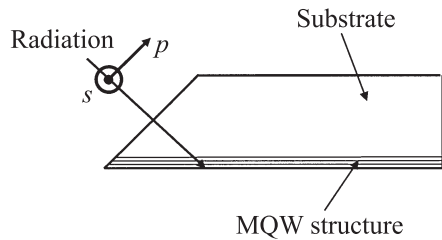


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию фотопроводимости.

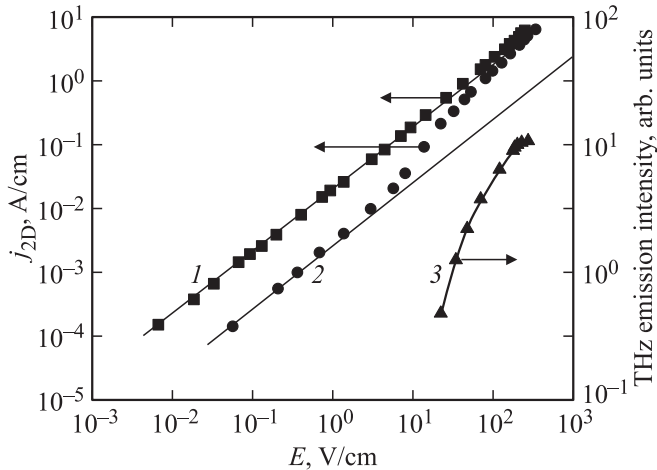


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структуры при температурах решетки 300 (1) и 4.2 К (2); интегральная интенсивность излучения (3).

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики структуры, в которой исследовалась эмиссия излучения, а также зависимость интегральной интенсивности излучения от электрического поля.

В полях более 10 В/см при $T = 4.2$ К наблюдается примесный пробой. Терагерцовое излучение наблюдалось только в условиях примесного пробоя. Спектральные зависимости интенсивности излучения для нескольких напряженностей поля представлены на рис. 3, *a*. Видно, что для напряженности поля $E = 34$ В/см в спектре излучения доминирует линия с энергией кванта 13.6 мэВ. Рассчитанный энергетический спектр КЯ, схематически показанный на рис. 3, *b*, показывает, что эта линия может быть связана с оптическими переходами горячих электронов из нижней подзоны размерного квантования на основное состояние примеси 1s. Слабые линии излучения с энергиями квантов менее 10 мэВ могут быть связаны с переходами электронов между локализованными состояниями примеси.

С увеличением напряженности электрического поля основная линия излучения уширяется и немного сдвигается в область больших энергий кванта (см. рис. 3, *a*). Дополнительно появляются пики излучения вблизи энергий кванта 11.5 и 18.8 мэВ, которые могут быть связаны с переходами электронов из резонансного со-

стояния $2p_z$ в локализованные состояния примеси $2s$ и $1s$. Как отмечалось в работе [7], такие оптические переходы электронов из резонансного состояния могут быть использованы для создания лазера терагерцового диапазона.

Спектральные зависимости фототока для структуры со смещенной относительно центра КЯ областью легирования представлены на рис. 4. Соотношение между величинами фототока для *s*- и *p*-поляризации связано с различной интенсивностью излучения соответствующих поляризацій.

В спектральной зависимости фототока при возбуждении светом *s*-поляризации присутствует широкий пик вблизи энергии фотона 9 мэВ, связанный с поглощением света на переходах из основного состояния примеси в

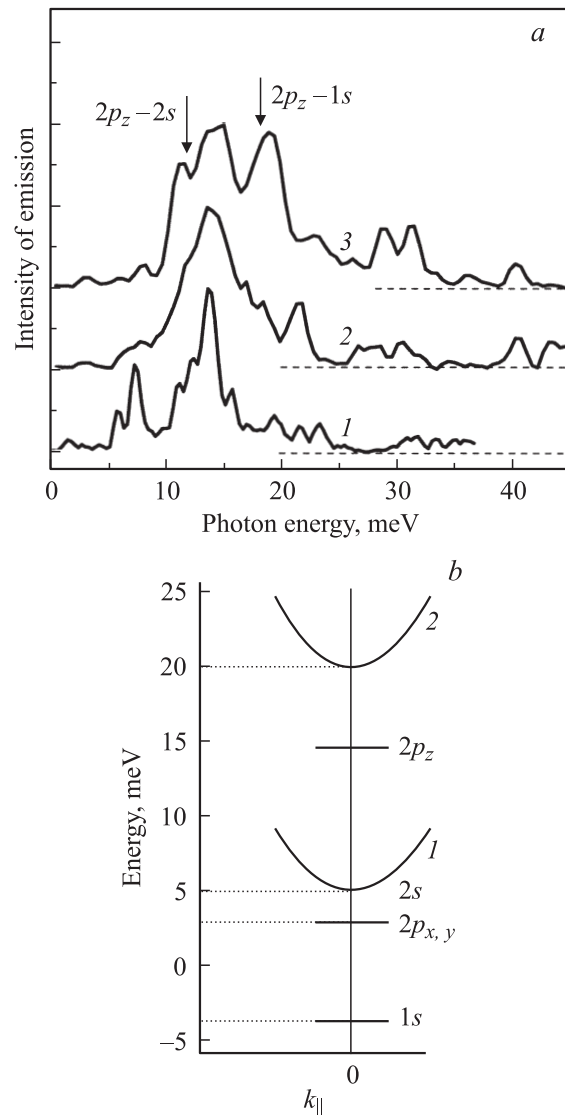


Рис. 3. *a* — спектры излучения из структур с КЯ в продольном электрическом поле 34 (1), 43 (2) и 49 В/см (3) при температуре решетки 5.5–7 К. *b* — энергетическая диаграмма электронных состояний КЯ с учетом состояний примеси. Энергия отсчитывается от дна КЯ GaAs.

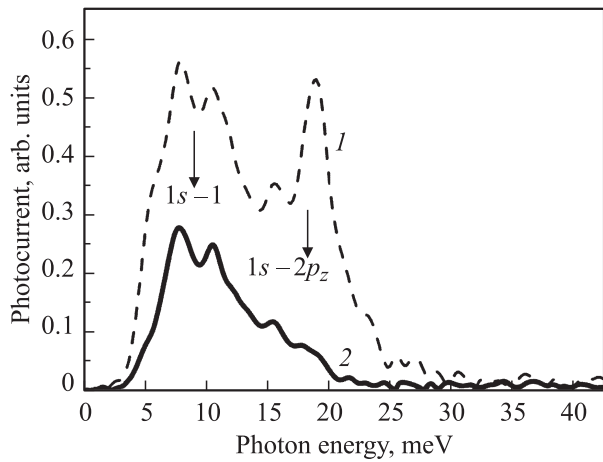


Рис. 4. Спектральные зависимости фототока при возбуждении светом *p*-поляризации (1) и *s*-поляризации (2). Стрелками указаны расчетные значения энергий соответствующих переходов электронов для КЯ с симметричным легированным слоем. Температура 4.2 К.

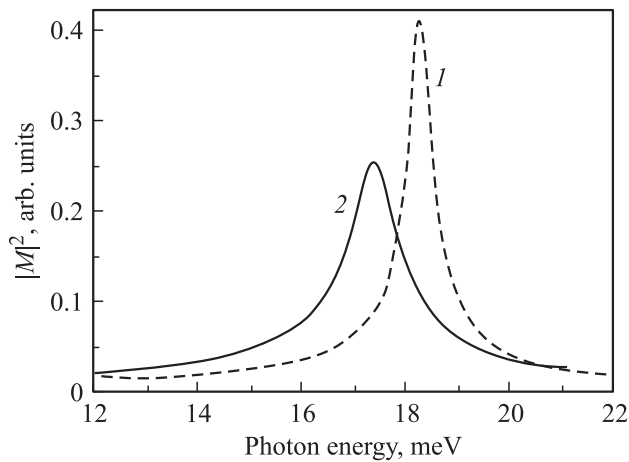


Рис. 5. Спектральные зависимости квадрата модуля матричного элемента дипольного перехода $1s-2p_z$ при поглощении света, поляризованного вдоль оси *z*. Примесь смещена относительно центра КЯ на 4 (1) и 8 нм (2). $T = 4.2$ К.

первую подзону размерного квантования ($1s-1$). Положение этого пика близко к расчетному значению энергии перехода $1s-1$ для КЯ с симметричным легированным слоем (8.8 мэВ). В спектральной зависимости фототока при возбуждении светом *p*-поляризации помимо пика $1s-1$ обнаружен пик вблизи энергии 18.8 мэВ, связанный с поглощением света, поляризованного вдоль оси роста структуры. Спектральное положение и поляризационная зависимость этого пика указывают на то, что он может быть связан с переходами $1s-2p_z$. Наличие фототока в этой спектральной области главным образом для света *p*-поляризации объясняется тем, что волновая функция резонансного состояния $2p_z$ сформирована в основном волновыми функциями второй подзоны размерного квантования. При смещении легирующей примеси от центра

КЯ нарушается симметрия КЯ и в волновой функции примесного состояния появляется малый вклад от других подзон, что может приводить к слабому поглощению света *s*-поляризации.

На рис. 5 представлены результаты расчета квадрата модуля матричного элемента дипольного перехода $1s-2p_z$ при поглощении света, поляризованного вдоль оси *z*. Расчеты выполнялись для двух различных положений δ -легированного слоя мелких доноров относительно центра одиночной КЯ GaAs/AlGaAs. Квадрат матричного элемента для примеси, находящейся точно посередине КЯ, равен 1.5, энергия перехода равна 18.5 мэВ. В этом случае резонансное состояние является локализованным и ширина линии равна нулю (при учете только „кулоновского“ взаимодействия с зонными состояниями). По данным рентгенографического анализа нашего образца ширина квантовой ямы равна 28.8 ± 0.3 нм, в связи с этим расчет выполнялся для ширины КЯ 28.8 нм. На рис. 5 приведены результаты расчетов для положений примеси, соответствующих краям легированной области в образце для исследования фотопроводимости.

Из рис. 5 видно, что для двух различных положений примеси относительно центра КЯ положение пика смещается примерно на 1 мэВ. Изменение ширины ямы в пределах 0.3 нм приводит к изменению энергии перехода $1s-2p_z$ на 0.3 мэВ. Указанные факторы наряду с возможным размытием легированного слоя в процессе роста структуры могут приводить к неоднородному уширению линии, что необходимо учитывать при сравнении экспериментальных данных с расчетами.

Таким образом, экспериментально обнаружено влияние электронных переходов, связанных с резонансными состояниями мелкой примеси в квантовой яме, на спектры эмиссии терагерцового излучения и спектры фотопроводимости. Проведенные расчеты энергетического спектра локализованных и резонансных состояний примеси подтверждают предложенные объяснения особенностей в спектрах эмиссии излучения и фотопроводимости.

Авторы признательны Ю.Н. Дроздову за проведение рентгенографического анализа структур.

Работа поддержана грантами РФФИ, Министерства образования и науки РФ, Комитета по науке и высшей школе СПб., DAAD, Федеральной целевой программой „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, а также Linkage Grant of IB of BMBF at DLR (Германия).

Список литературы

- [1] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Одноблюдов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Ясевич. ЖЭТФ, **115**, 89 (1999).
- [2] A. Blom, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, K.A. Chao. Phys. Rev. B, **68**, 165 338 (2003).
- [3] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко. ЖЭТФ, **125**, 1340 (2004).

- [4] Н.А. Бекин. ФТП, **39**, 463 (2005).
- [5] M. Helm, F.M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J.P. Harbison, L.T. Florez. Phys. Rev. B, **43**, 13 983 (1991).
- [6] А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, И.Н. Ясиевич, Н.Н. Зиновьев. Письма ЖЭТФ, **79**, 448 (2004).
- [7] М.А. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao. Phys. Rev. Lett., **83**, 644 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Terahertz emission and photoconductivity in *n*-GaAs/AlGaAs quantum wells: role of resonant impurity states

D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, G.A. Melentyev, A.N. Sofronov, L.E. Vorobjev, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in*, V.S. Mikhrin*, A.P. Vasil'ev*, A.E. Zhukov⁺, L.V. Gavrilenko[×], V.I. Gavrilenko[×], A.V. Antonov[×], V.Ya. Aleshkin[×]*

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

* Ioffe Physicotechnical Institute,
194021 Saint Petersburg, Russia

+ St. Petersburg Academic University —
Nanotechnology Research and Education Centre,
195220 St. Petersburg, Russia

× Institute for Physics of Microstructures RAS,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Spectra of terahertz emission in lateral electric field and spectra of lateral photoconductivity under terahertz illumination were studied in structures with GaAs/AlGaAs quantum wells. The spectra reveal the features related to electron transitions with participation of resonant impurity state connected with second subband of size quantization. Calculated energy spectrum of impurity states and optical matrix elements taking into account the different positions of impurity atoms relative to quantum well center confirm this assumption.