

Латеральная фотопроводимость структур с квантовыми точками Ge/Si

© В.Ю. Паневин[¶], А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, М.Я. Винниченко, Р.М. Балагула, А.А. Тонких^{+‡}, P. Werner⁺, B. Fuhrman^{*}, G. Schmidt[†]

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 29, Санкт-Петербург, Россия

⁺ Max Planck Institute of Microstructure Physics,
Weinberg 2, 06120 Halle(Saale), Germany

^{*} Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg,
Interdisziplinäres Zentrum für Materialwissenschaften (IZM),
Heinrich-Damerow-Str. 4 D-06120 Halle(Saale)

[†] Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Institut für Physik,
Von-Danckelmann-Platz 3, D-06120 Halle(Saale)

[‡] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Исследованы спектры продольной фотопроводимости и оптического поглощения, обусловленного внутризонными оптическими переходами дырок в квантовых точках Ge/Si, при различных температурах решетки. Обнаружены поляризационно-зависимые спектральные особенности, связанные с оптическими переходами дырок из основного состояния квантовых точек. Экспериментально наблюдается температурное гашение сигнала фотопроводимости, обусловленное обратным захватом неравновесных свободных дырок на связанные состояния квантовых точек. Полученные экспериментальные данные позволили определить высоту приповерхностного изгиба зон на гетерогранице квантовой точки.

1. Введение

В настоящее время наноструктуры на основе квантовых точек (КТ) Ge/Si занимают важное место в развитии кремниевой оптоэлектроники благодаря возможности организации оптической связи ближнего инфракрасного (ИК) диапазона между различными элементами интегральных схем, построенных в рамках существующей кремниевой технологии [1]. Важное направление кремниевой оптоэлектроники — фотоэлектрические свойства КТ Ge/Si, как при межзонном возбуждении электронно-дырочных пар светом [2,3] и влиянии КТ на свойства солнечных элементов [4], так и при внутризонном возбуждении дырок. Фотоэлектрические свойства структур с квантовыми точками Ge/Si в средней ИК области также представляют немалый интерес и в связи с возможностью создания детекторов среднего ИК излучения на основе этой системы, и с точки зрения фундаментальной физики. Ряд исследований в этом направлении уже проведен (см., например, [5–8]), однако деталям латеральной фотопроводимости в поляризованном свете среднего ИК диапазона уделено мало внимания.

В настоящей работе приведены результаты исследований спектров фотопроводимости при продольном транспорте носителей заряда вдоль слоев с квантовыми точками, сравнения спектров фотопроводимости со спектрами оптического поглощения и исследования температурной зависимости фотоответа в среднем инфракрасном диапазоне.

2. Образцы

Исследуемые структуры выращены в Институте физики микроструктур Макса Планка (Германия) на двусторонне полированных подложках Si(100) с удельным сопротивлением 2000 Ом·см методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке SIVA 45 (Riber). Структуры состояли из буферного слоя кремния толщиной 100 нм, на котором выращивалось 10 слоев квантовых точек Ge, разделенных прослойками Si толщиной 15 нм. Квантовые точки получались осаждением 7 монослоев (МС) германия со скоростью 0.14 МС/с. Завершал структуру слой Si толщиной 100 нм. Температура роста структуры составляла 600°C, при этом содержание германия в материале квантовой точки оценивается как 60–65%. Формирование КТ Ge проводилось с применением сурфактанта (Sb) с целью повышения плотности массива КТ по методу, описанному в [9]. Структура была локально легирована бором на расстоянии 5 нм до каждого слоя с Ge КТ. Плотность атомов бора в каждом δ -легированном слое была $1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что было установлено *ex situ* методом вторично-ионной масс-спектрометрии. Средняя высота и размер основания островков, определенные методом просвечивающей электронной микроскопии в геометрии поперечного сечения скола структуры, составляли 2.7 и 14 нм соответственно. Для определения плотности квантовых точек был выращен тестовый образец с одним слоем островков Ge с Sb в условиях, аналогичных условиям выращивания многослойных образцов. В этом образце островки Ge не были покрыты Si. Образец исследовался

[¶] E-mail: pvyu@rphf.spbstu.ru

методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе Dimension 5000 (Digital Instruments). Плотность островков составляла $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Из структуры были изготовлены образцы для исследований в многопроходной геометрии. В такой геометрии торцы образца, перпендикулярные плоскости слоев с квантовыми точками, шлифуются и полируются под углом 45° . Излучение падает нормально на скошенную поверхность и за счет полного внутреннего отражения многократно проходит через слои с квантовыми точками. При этом вектор поляризации излучения может лежать как в плоскости слоя с квантовыми точками (s -поляризация), так и располагаться под углом 45° к плоскости слоя (p -поляризация). В последнем случае вектор поляризации содержит равные компоненты в плоскости слоя и вдоль оси роста структуры.

Образцы были снабжены контактами в виде тонких полосок золота, расположенных на поверхности образца вдоль направления распространения излучения на расстоянии 5 мм друг от друга.

3. Экспериментальные методы

Исследования спектров латеральной фотопроводимости и равновесного оптического пропускания проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Образцы помещались в оптический криостат замкнутого цикла, который устанавливался в штатный отсек спектрометра так, чтобы скошенный торец образца находился в точке фокуса оптической схемы спектрометра и освещался нормально падающим излучением. Оптические окна криостата были выполнены из ZnSe и обеспечивали пропускание света в широкой спектральной области в среднем ИК диапазоне. Непосредственно перед входным окном устанавливался поляризатор на основе решетки, нанесенной на ZnSe.

Образец для исследования фотопроводимости через вакуумные разъемы криостата подключался к токовому усилителю SR570, который также использовался для подачи 5 В смещения на образец. Сигнал с выхода усилителя подавался на штатный АЦП спектрометра, что обеспечивало автоматизированный процесс измерения спектров фотопроводимости.

При измерении спектров пропускания излучение, вышедшее из образца, детектировалось охлаждаемым жидким азотом фотоприемником на основе КРТ (кадмий-ртуть-теллур).

Используемый криостат позволял охлаждать образцы и стабилизировать их температуру вплоть до 6 К.

4. Экспериментальные результаты

Измеренные спектры латеральной фотопроводимости структуры с квантовыми точками для излучения p - и s -поляризации пересчитывались на фотоотклик от излучения, поляризованного в плоскости структуры (x , y) и

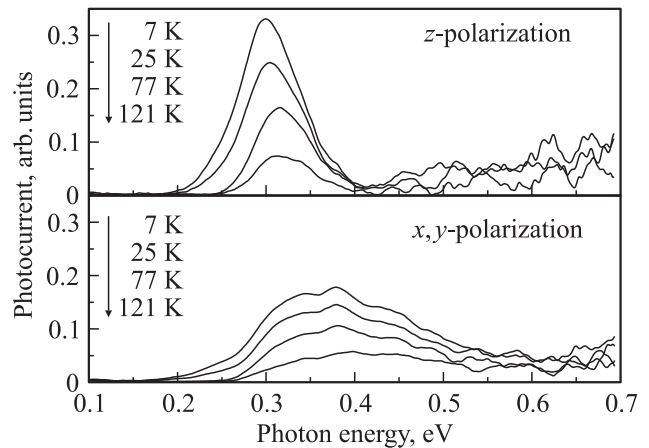


Рис. 1. Спектры латеральной фотопроводимости структуры с квантовыми точками Ge/Si для различных температур.

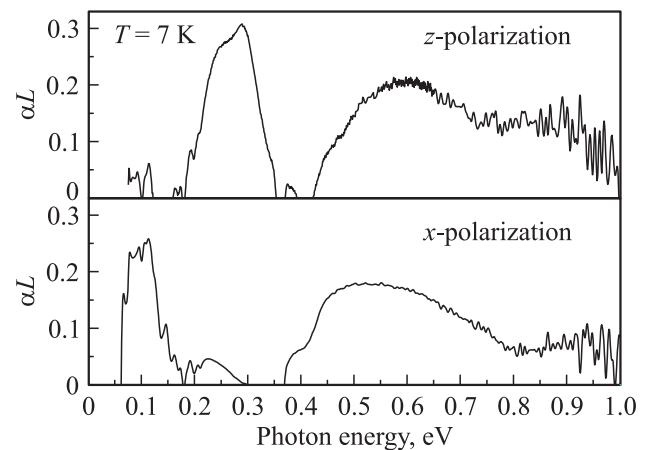


Рис. 2. Спектры оптического поглощения структуры с квантовыми точками при температуре $T = 7 \text{ K}$.

вдоль ее оси роста (z). Полученные спектры приведены на рис. 1 для четырех значений температуры. Спектр фототока при возбуждении структуры излучением z -поляризации представляет собой пик при энергии фотона порядка $\sim 0.3 \text{ эВ}$, интенсивность которого падает с ростом температуры. Фотоотклик от излучения, поляризованного в плоскости структуры, отличен от нуля в более широкой спектральной области с центром около 0.4 эВ , с аналогичной температурной зависимостью.

Сравним полученные спектры фотопроводимости со спектрами оптического поглощения, представленными на рис. 2. Ранее подобные измерения проводились при комнатной температуре [7]. В настоящей работе проведено исследование спектров оптического поглощения при различных температурах и в более широком спектральном интервале с коротковолновой стороны по сравнению с работой [7]. Измерения показали слабую температурную зависимость поглощения во всей спектральной области. При этом спектры содержат пики

поглощения поляризованного света при 300 мэВ для z -поляризации и при 100 мэВ для x -поляризации, связанные с переходами из основного состояния в сплошной спектр и в возбужденное состояние квантовой точки соответственно. Последний пик изрезан узкими линиями решеточного поглощения в кремнии. Кроме того, наблюдается широкая область поглощения начиная с 400 мэВ, отсутствие поляризации в которой может свидетельствовать о том, что она не связана с квантовыми точками, а определяется поглощением в объеме подложки.

Следует заметить, что пик поглощения при энергии фотона 100 мэВ не приводит к появлению фототока, поскольку конечным состоянием дырки является глубокое связанное состояние в квантовой точке с большой энергией ионизации. Происхождение фототока, наблюдаемого при возбуждении поляризованным в плоскости структуры излучением, на настоящий момент не ясно, поскольку имеется некоторый длинноволновый сдвиг по сравнению с наблюдаемым в той же поляризации поглощением.

Обратимся к описанию пика фотопроводимости для z -поляризации излучения. Его спектральное положение и поляризация хорошо коррелируют с пиком поглощения в z -поляризации, связанным с выбросом дырок из квантовой точки.

Дырки, выброшенные излучением из квантовой точки, могут дрейфовать под действием внешнего поля, давая вклад в фотопроводимость, или захватываться обратно в точку. Последний процесс, однако, может быть затруднен наличием потенциального барьера для дырок на гетерогранице со стороны кремния, возникающего как вследствие неоднородного пространственного распределения упругих деформаций в многослойной структуре [10], так и благодаря наличию объемного заряда, созданного ионизованными акцепторами. Это в свою очередь должно приводить к подавлению фотопроводимости с ростом температуры образца за счет обратного захвата свободных неравновесных носителей заряда в связанные состояния квантовых точек.

В общем случае температурная зависимость стационарной фотопроводимости $\Delta\sigma$ определяется зависимостями от температуры концентрации неравновесных носителей заряда Δp и их подвижности μ :

$$\Delta\sigma(T) = e\Delta p(T)\mu(T). \quad (1)$$

Учитывая, что $\Delta p \sim \alpha I\tau$, где α — коэффициент поглощения, I — интенсивность падающего излучения, τ — время жизни неравновесных носителей заряда, а также подразумевая наличие потенциального барьера ΔE для захвата неравновесных дырок в квантовые точки, для температурной зависимости стационарной неравновесной концентрации дырок можно получить экспоненциальную зависимость вида

$$\Delta p(T) \propto \tau(T) \propto \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (2)$$

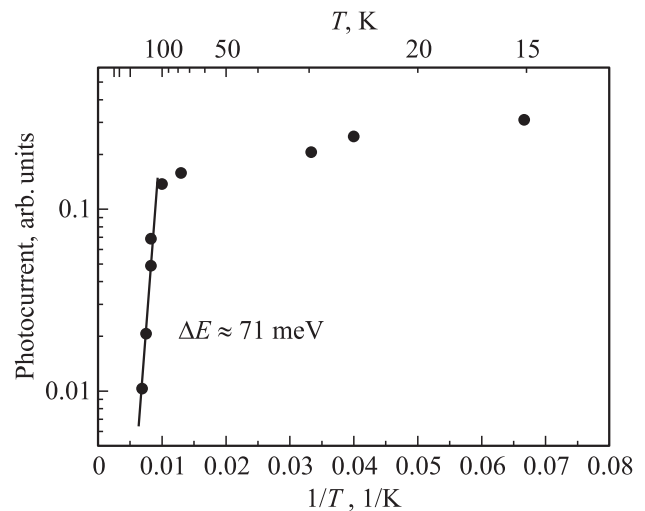


Рис. 3. Температурная зависимость фототока для z -поляризации в максимуме спектра. Характеристическая энергия высокотемпературного спада составляет 71 мэВ.

При этом учитывалась независимость коэффициента поглощения света от температуры T , наблюдаемая экспериментально (см. рис. 2).

Действительно, экспериментально наблюдаемый фототок для z -поляризации в максимуме спектра имеет существенную температурную зависимость. Она показана на рис. 3. На спадающей с ростом температуры кривой явно выделяются два участка. В координатах (логарифм фототока)–(обратная температура) высокотемпературный участок зависимости представляет собой прямую с характеристической энергией $\Delta E = 71$ мэВ. При этом вклад температурной зависимости подвижности на анализируемом участке должен быть крайне мал в силу того, что в данном достаточно узком температурном диапазоне (от 80 до 140 К) падение подвижности с ростом температуры за счет усиления рассеяния на фонах может компенсироваться ее ростом за счет подавления примесного рассеяния (см., например, [11]).

Низкотемпературный участок зависимости фототока от температуры, возможно, определяется зависимостью подвижности дырок от температуры.

Теоретические расчеты изгиба зон на гетерогранице Ge/Si, хотя и проводились в ряде работ (см., например, [10]), достаточно сложны из-за необходимости учета реального распределения упругих напряжений в структуре и многодолинной структуры зоны проводимости материалов, а также в связи с возможным вкладом объемного заряда, создаваемого δ -слоем ионизованных акцепторов. Однако для приповерхностного потенциала могут быть получены простые оценки.

Оценка энергии основного состояния квантовой точки E_{111} в простой модели „квантового ящика“ дает величину $E_{111} \approx 75$ мэВ, отсчитанную от края валентной зоны германия [12]. Эта величина получена для постоянного потенциала внутри точки в форме прямоугольного

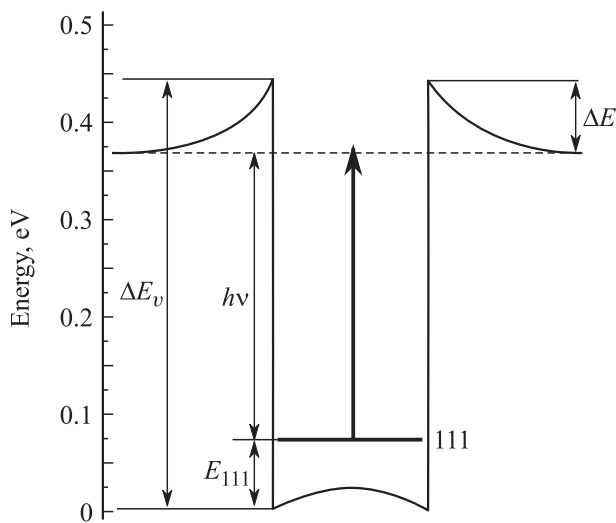


Рис. 4. Энергетическая диаграмма гетерограницы квантовой точки. Энергия E_{111} рассчитана для прямоугольной трехмерной ямы. Изгибы зон, возникающие из-за упругих напряжений в структуре и объемного заряда акцепторов, показаны схематично. Жирной стрелкой показан процесс выброса дырки из связанного состояния в сплошной спектр, наблюдаемый в спектрах фототока.

параллелепипеда с размерами, соответствующими реальным размерам квантовых точек, с учетом конечной высоты ограничивающего потенциала и разницы в эффективных массах.

Экспериментально наблюдаемая в измеренных спектрах фотопроводимости (рис. 1) и поглощения (рис. 2) энергия перехода из этого состояния в сплошной спектр составляет $h\nu \approx 300$ мэВ. Величина барьера $\Delta E = \Delta E_v - E_{111} - h\nu$ (рис. 4) соответствует экспериментально наблюдаемой в температурной зависимости латерального фототока величине 71 мэВ, если принять величину разрыва валентной зоны на гетерогранице $\Delta E_v = 446$ мэВ, которая, по данным [10], соответствует содержанию германия в материале квантовой точке 63.7%, что с хорошей степенью точности совпадает с реальным составом квантовой точки.

Полученные данные свидетельствуют о довольно сильном изгибе зон на гетерогранице, что может приводить к локализации электронов в кремнии вокруг квантовой точки.

5. Заключение

В работе исследованы спектры продольной фотопроводимости и оптического поглощения, связанного с внутризонными оптическими переходами дырок в квантовых точках Ge/Si, а также их температурная зависимость. Обнаружены поляризационно-зависимые спектральные особенности, связанные с оптическими переходами дырок из основного состояния квантовых точек. Экспериментально наблюдается температурное гашение

сигнала фотопроводимости, связанное с захватом неравновесных свободных дырок на связанные состояния квантовых точек.

Полученные экспериментальные данные позволили определить энергию связи основного состояния дырок в квантовых точках, а также высоту приповерхностного изгиба зон на гетерогранице квантовой точки.

Работа поддержана грантами РФФИ и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. А.А. Тонких выражает благодарность фонду BMBF.

Список литературы

- [1] А.В. Антонов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник и др. *Тез. докл. IX Росс. конф. по физике полупроводников „Полупроводники 2009“* (Новосибирск, 2009) с. 310.
- [2] N.P. Stepina, E.S. Koptev, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, J. Gerharz, J. Moers, D. Gruetzmacher. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 142 101 (2011).
- [3] А.Б. Талочкин, И.Б. Чистохин. *ЖЭТФ*, **140**, 583 (2011).
- [4] T. Tayagaki, N. Usami, W. Pan, Y. Hoshi, K. Ooi, Y. Kanemitsu. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 133 905 (2012).
- [5] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, N.P. Stepina, A.I. Nikiforov. *Phys. Rev. B*, **62**, 9939 (2000).
- [6] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, Y.Y. Proskuryakov. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5676 (2001).
- [7] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.А. Тонких, P. Werner. *ФТП*, **46**, 1566 (2012).
- [8] A.I. Yakimov, A.A. Bloshkin, V.A. Timofeev, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 053 507 (2012).
- [9] A. Tonkikh, N. Zakharov, V. Talalaev, P. Werner. *Phys. Status Solidi RRL*, **4**, 224 (2010).
- [10] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, A.A. Bloshkin, A.V. Nenashev, V.A. Volodin. *Phys. Rev. B*, **73**, 115 333 (2001).
- [11] F.J. Morin, J.P. Maita. *Phys. Rev.*, **96**, 28 (1954).
- [12] М.С. Аникеева, М.Я. Винниченко, Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, А.А. Тонких. *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки*, **4**, 9 (2012).

Редактор Л.В. Шаронова

Lateral photoconductivity in Ge/Si quantum dots structures

V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, M.Ya. Vinnichenko, R.M. Balagula, A.A. Tonkikh^{+‡}, P. Werner⁺, B. Fuhrman, G. Schmidt[†]*

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

⁺ Max Planck Institute of Microstructure Physics,
Weinberg 2, 06120 Halle(Saale), Germany

^{*} Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg,
Interdisziplinäres Zentrum

für Materialwissenschaften (IZM),
Heinrich-Damerow-Str. 4 D-06120 Halle(Saale)

[†] Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg,
Institut für Physik,

Von-Danckelmann-Platz 3, D-06120 Halle(Saale)

[‡] Institute for Physics of Microstructures,

Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Lateral photoconductivity, optical absorption due to intraband transitions within Ge/Si quantum dots (QDs) and their temperature dependences are studied using infrared optical spectroscopy. Optical spectra reveal polarization-dependent features related to transitions of holes from the ground state of QDs into the continuum of states. The decrease in photocurrent with the increase in temperature is experimentally observed. We attribute this effect to the capture of photo-excited carriers back to QDs. The latter effect allowed us to determine the energy of band bending at the interface of QDs.