

Квантовые точки Ge/Si во внешних электрическом и магнитном полях

© А.В. Двуреченский, А.И. Якимов, А.В. Ненашев, А.Ф. Зиновьева

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: dvurech@isp.nsc.ru

Обнаружено расщепление линий оптических переходов экситонных состояний на два пика в системе Ge/Si с квантовыми точками при наложении электрического поля. При увеличении напряженности поля один из пиков смещается в область больших энергий оптических переходов (синее смещение), другой — в область меньших энергий (красное смещение). Результаты объясняются на основе представления об образовании диполей электрон-дырка двух типов, различающихся направлением дипольного момента и возникающих за счет локализации одного электрона в области вершины Ge пирамиды, а другого электрона — под основанием пирамиды.

На основе метода сильной связи определены главные значения g -фактора дырочных состояний в квантовых точках Ge/Si. Показано, что g -фактор является сильно анизотропным, анизотропия ослабевает при уменьшении размера квантовых точек. Физические основы зависимости g -фактора от размеров квантовой точки заключаются в изменении вкладов в полную волновую функцию состояний с различными проекциями угловых моментов при вариации размеров. Расчеты показывают, что с уменьшением размера квантовых точек уменьшается вклад состояний тяжелых дырок с проекцией углового момента $\pm 3/2$ и возрастает вклад состояний легких дырок и состояний спин-отщепленной зоны с проекцией углового момента $\pm 1/2$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 02-02-16020, 03-02-16526), программы „Университеты России“ (грант № УР.01.01.019) и INTAS (грант N 2001-0615).

1. Квантовые точки в электрическом поле

Наложение электрического поля на систему квантовых точек приводит к сдвигу уровней энергии оптических переходов (эффект Штарка в квантово-размерных системах, см., например, [1,2]). Большинство работ по исследованию эффекта Штарка выполнено на гетероструктурах типа 1 (InAs/GaAs). Был обнаружен красный сдвиг оптических переходов в электрическом поле. В гетероструктурах типа 2 электроны и дырки локализованы по разные стороны от гетерограницы, и при достаточно большом их пространственном разделении можно ожидать сильного проявления эффекта Штарка.

Структуры Ge/Si с квантовыми точками образуют гетеропереходы типа 2. При фотогенерации электронно-дырочной пары дырка локализуется в Ge, в то время как электрон находится в потенциальной яме, образующейся в Si вблизи вершины Ge пирамиды. Такое возбуждение называют пространственно-непрямым экситоном. При образовании биэкситона дырки по-прежнему остаются локализованными в Ge; что касается второго электрона, то для него энергетически более выгодной оказывается локализация под основанием Ge пирамиды [3]. Такая геометрическая конфигурация приводит к противоположному направлению диполей в электрическом поле, направленном вдоль оси симметрии Ge пирамиды (вдоль оси роста) (рис. 1).

Исследования межзонных оптических переходов в системе Ge/Si с квантовыми точками, помещенной в электрическое поле, были проведены методом фототочковой спектроскопии [4]. Для экспериментального наблюдения эффекта Штарка необходимо выполнение

двух условий. Размеры нанокристаллов Ge должны быть достаточно малы, чтобы обеспечить формирование дискретного спектра электронных состояний. Второе условие заключается в необходимости пространственного разделения электрона и дырки на расстояние, обеспечивающее формирование достаточно большого дипольного момента. Для выполнения этих условий был развит метод гетероэпитаксии Ge на Si с добавлением кислорода перед осаждением Ge [4]. Этот метод обеспечил возможность формирования островков Ge полусферической формы с размером основания нанокластера около 6 и высотой 3–4 nm.

Электрическое поле достигало 100 kV/cm. Для малых значений электрического поля в исследуемых структурах в области 1040 meV наблюдался пик фототока симметричной формы, связанный с непрямым экситонным переходом между основным состоянием дырки в Ge и основным состоянием электрона, локализованного в Si вблизи гетерограницы Ge/Si. Электронно-дырочная пара, образующаяся при фотовозбуждении, распадается на составляющие за счет тепловых флуктуаций (измерения при комнатной температуре) и вносит вклад в фототок. По мере того как величина электрического поля возрастает, ширина пика фототока увеличивается и, наконец, пик расщепляется на две составляющие. Появившиеся два пика смещаются по шкале энергий в противоположные стороны с ростом электрического поля: один из пиков демонстрирует красное смещение, другой — синее (рис. 2).

Полученные результаты имеют достаточно наглядное объяснение на основе концентрации двух диполей, образовавшихся на квантовых точках Ge и имеющих противоположное направление по отношению к при-

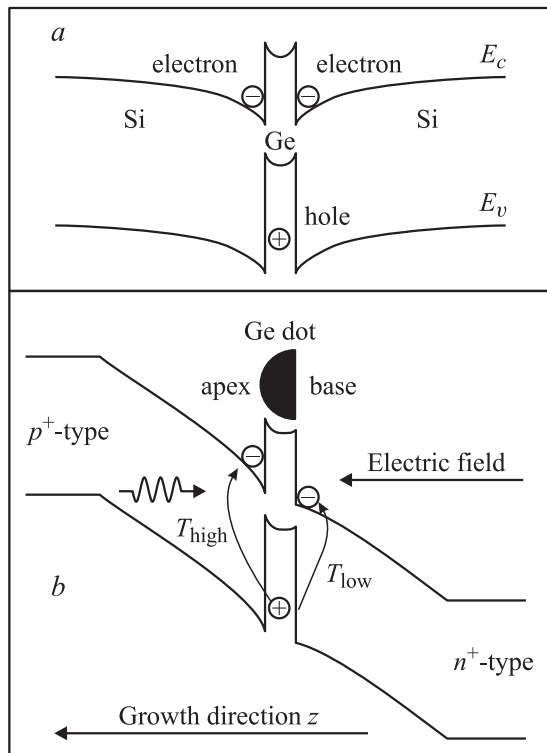


Рис. 1. *a* — зонная структура гетеросистемы типа 2 Ge/Si вдоль направления роста через центр симметрии Ge квантовой точки; *b* — схематичная зонная структура обратного смещенного $p-i-n$ диода.

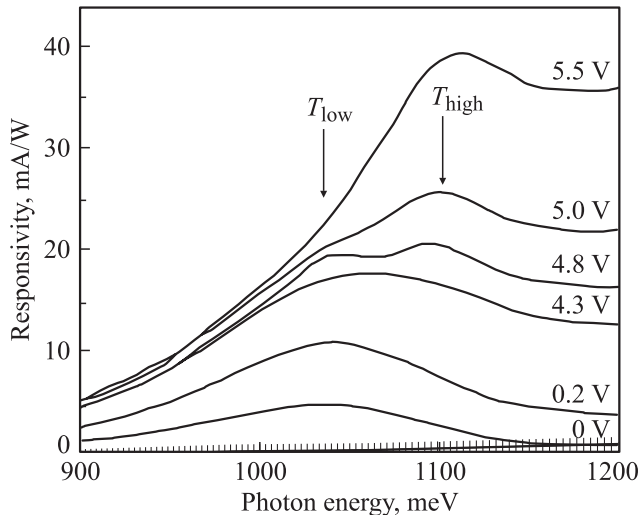


Рис. 2. Спектры фототока в зависимости от приложенного обратного смещения.

ложенному электрическому полю. Для одного из диполей внешнее поле будет способствовать увеличению перекрытия волновых функций электронов и дырки и, следовательно, росту энергии связи экситона и синему смещению в спектре фототока. В диполе противоположного направления перекрытие волновых функций будет

ослабляться, что приведет к уменьшению энергии связи и красному смещению пика фототока.

Проведенные оценки пространственных разделений электронов и дырок на основе теории возмущений и полученных экспериментально данных по зависимости пиков фототока от величины электрического поля дают значения, согласующиеся с геометрической конфигурацией квантовых точек, полученной с помощью электронно-микроскопических исследований.

2. Квантовые точки в магнитном поле

Расщепление дискретных уровней атома (или искусственного атома — квантовой точки) в магнитном поле (эффект Зеемана) определяется проекцией магнитного момента на направление поля. В свою очередь магнитный момент связан с угловым моментом фактором Ланде, фактически определяющим величину расщепления дискретных уровней. Фактор Ланде спинового расщепления свободного электрона (≈ 2) описывает взаимодействие электронных состояний $\pm 1/2$ с внешним магнитным полем. В твердых телах взаимодействие с потенциалом решетки приводит к существенному отличию g -фактора от g -фактора свободного электрона. При понижении размерности системы от трехмерного (3D) случая к двумерному (2D) и далее эффекты размерного квантования приводят к новым изменениям g -фактора носителей заряда. Так, для электронов в низкоразмерных системах квантование приводит к существенной перенормировке значения g -фактора [5] и его сильной анизотропии [6]. Фактор Ланде несет численную информацию об изменении зонной структуры полупроводника при понижении размерности, поэтому его исследованию посвящено достаточно большое количество экспериментальных и теоретических работ. Для электронных состояний существуют работы, в которых развиты теории, позволяющие рассчитать g -фактор электрона в квантовых ямах и квантовых точках [7]. Для дырочных состояний эффект Зеемана исследовался теоретически и экспериментально для структур с квантовыми ямами.

В случае квантовых точек к существенной перенормировке g -фактора дырочных состояний должно привести появление квантующего потенциала не только в направлении роста, как в случае 2D структур, но и столь же сильного квантования в латеральном направлении. Кроме того, в квантовых точках, созданных на основе напряженных гетероструктур, к значительному изменению g -фактора приводит неоднородность деформаций внутри квантовых точек. Если сравнить квантовую точку и квантовую яму, выращенные вдоль направления $\langle 100 \rangle$, то в последней будут отсутствовать деформации сдвига ϵ_{xy} , ϵ_{xz} , ϵ_{yz} (здесь \mathbf{z} — направление роста; x и y — лежат в плоскости основания пирамиды), приводящие к перемещению состояний легкой, тяжелой дырок и спин-отщепленной зоны [8]. В квантовой точке такие деформации присутствуют. Итак, в случае квантовых

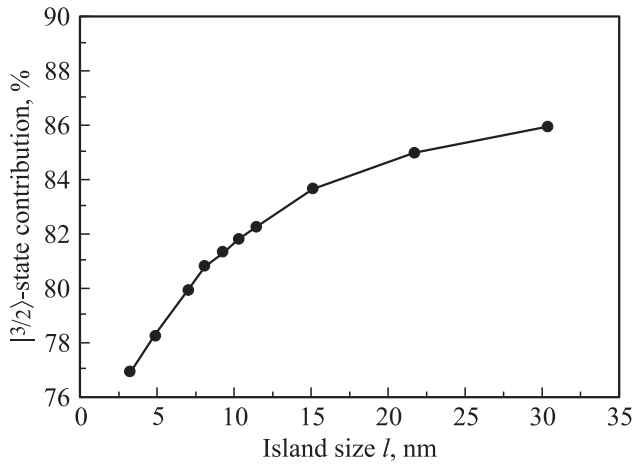


Рис. 3. Зависимость вклада состояний с $J_z = \pm 3/2$ в основное дырочное состояние от латерального размера островка германия высотой 1.5 nm.

точек квантование во всех трех направлениях и неоднородность деформаций должны приводить к значительному изменению g -фактора дырочных состояний за счет перемешивания энергетических зон.

В работе [9] в рамках подхода сильной связи предложен метод расчета g -фактора для дырочных состояний в квантовых точках. Этот метод позволяет учесть конкретный вид квантуемого потенциала (не только описываемый аналитической функцией) и вычислить g -фактор для квантовой точки любой формы и сколь угодно малого размера. Предложенный метод также может быть применен и к электронным состояниям в квантовых точках.

В условиях когда зеемановское расщепление уровней мало по сравнению с энергией размерного квантования, g -фактор зависит только от направления магнитного поля и может быть вычислен в первом порядке теории возмущений

$$|g| = 2 \sqrt{|\langle \psi | \mathbf{n} \hat{\mathbf{M}}_{QD} | \psi \rangle|^2 + |\langle \psi | \mathbf{n} \hat{\mathbf{M}}_{QD} | \psi^* \rangle|^2},$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении магнитного поля; ψ , ψ^* — волновые функции данного уровня; $\hat{\mathbf{M}}_{QD}$ — оператор магнитного момента дырки.

Проведенные расчеты в системе Ge/Si с квантовыми точками показали, что g -фактор дырки в основном состоянии является сильно анизотропной величиной, а продольная компонента g -фактора g_{zz} на порядок превосходит поперечные g_{xx} , g_{yy} . Например, для типичного Ge островка с размером основания $l = 15$ и высотой $h = 1.5$ nm значения g -фактора составили: $g_{zz} = 12.28$, $g_{xx} = 0.69$, $g_{yy} = 1.59$.

Получена зависимость g -фактора от размера Ge островка и показано, что с увеличением размеров островка анизотропия g -фактора возрастает. Такая зависимость g -фактора определяется главным образом возрастанием вклада состояния с проекцией углового

момента $J_z = \pm 3/2$ на ось симметрии Ge островка (рис. 3).

Вероятность зеемановских переходов напрямую связана с характером волновой функции. Для состояния с $J_z = \pm 3/2$ в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ индуцированные переходы между зеемановскими подуровнями с $J_z = +3/2$ и $J_z = -3/2$ запрещены правилами отбора: для разрешенных переходов должно выполняться условие $\Delta J_z = \pm 1$. Подмешивание состояния с $J_z = \pm 1/2$ облегчает переходы между зеемановскими подуровнями основного состояния в островке Ge, поэтому с уменьшением размера островков запрет на зеемановские переходы ослабевает.

При направлении постоянного магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ осциллирующее СВЧ поле \mathbf{H}_ω лежит в плоскости залегания квантовых точек и вероятность зеемановского перехода пропорциональна квадрату матричного элемента компоненты магнитного момента частицы μ в направлении СВЧ поля. В частном случае при направлении СВЧ поля \mathbf{H}_ω вдоль $[110]$ компонента магнитного момента частицы μ пропорциональна главному значению g -тензора g_{xx} , при $\mathbf{H}_\omega \parallel [\bar{1}10]$ компонента магнитного момента частицы μ пропорциональна g_{yy} . Соответственно вероятности переходов определяются квадратами этих компонент g -тензора: $g_{xx}^2(\mathbf{H}_\omega \parallel [110])$ и $g_{yy}^2(\mathbf{H}_\omega \parallel [\bar{1}10])$.

При направлении постоянного магнитного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{z}$ компонента магнитного момента μ лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости основания, и в частном случае при направлении СВЧ поля \mathbf{H}_ω вдоль $[100]$ пропорциональна главному значению g -тензора g_{zz} . Вероятность перехода в этом случае пропорциональна g_{zz}^2 . Для полученных значений g -фактора вероятности индуцированных переходов для двух направлений магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{z}$) отличаются приблизительно в 100 раз.

Список литературы

- [1] J.A. Barker, E.P. O'Reilly. Phys. Rev. B **61**, 13 840 (2000).
- [2] P.W. Fry, I.E. Itskevich, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, J.J. Finley, J.A. Barker, E.P. O'Reilly, L.R. Wilson, I.A. Larkin, P.A. Maksym, M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, J.P.R. David, A.G. Cullis, G. Hill, J.C. Clark. Phys. Rev. Lett. **84**, 733 (2000).
- [3] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров. Письма в ЖЭТФ **73**, 10, 598 (2001).
- [4] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, V.V. Ul'yanov, A.G. Milekhin, S. Schulze, D.R.T. Zahn. Phys. Rev. B **67**, 12, 1253 (2003).
- [5] M. Bayer, V.B. Timofeev, T. Gutbrod, A. Forchel, R. Steffen, J. Oshinovo. Phys. Rev. B **52**, R11 623 (1995).
- [6] В.К. Калевич, Б.П. Захарченя, О.М. Федорова. ФТТ **37**, 283 (1995).
- [7] A.A. Kiselev, E.L. Ivchenko, U. Rössler. Phys. Rev. B **58**, 16 353 (1998).
- [8] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972).
- [9] А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский, А.Ф. Зиновьева. ЖЭТФ **123**, 2, 362 (2003).