

Энергетические характеристики примеси бора в гетероструктурах Si/Si_{1-x}Ge_x при селективном легировании в центре и на краю квантовых ям

В.В. Вайнберг, Ю.Н. Гуденко, В.Н. Порошин

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина
E-mail: Vainberg@iop.kiev.ua

В.Н. Тулупенко

Донбасская государственная машиностроительная академия
ул. Шкадинова, 72, г. Краматорск, 84303, Украина

H.H. Cheng, Z.P. Yang, V. Mashanov, and K.Y. Wang

Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei 106, Taiwan, R.O.C

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2007 г., после переработки 30 мая 2007 г.

Экспериментально показано, что при смещении акцепторной примеси в квантовых ямах гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x от центра к их краю энергия связи основного состояния примеси уменьшается, а радиус локализации носителей увеличивается.

Експериментально показано, що при зміщенні акцепторної домішки в квантових ямах гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x від центру до їхнього краю енергія зв'язку основного стану домішки зменшується, а радіус локалізації носіїв збільшується.

PACS: 71.55.-i Примесные и дефектные уровни;
78.67.De Квантовые ямы.

Ключевые слова: гетероструктура, квантовая яма, примесные состояния, энергия связи, радиус локализации.

Введение

Интерес к исследованиям свойств мелких акцепторных примесей в гетероструктурах Si/Si_{1-x}Ge_x с квантовыми ямами (КЯ) [1–3] связан с возможностью создания источников и приемников электромагнитного излучения дальнего инфракрасного (ДИК) спектрального диапазона на основе оптических переходов носителей между примесными уровнями или переходов с примесей в состояния КЯ. Генерация ДИК-излучения, связанная с инверсией электронной заселенности примесных состояний, наблюдалась в таких структурах с селективным легированием примесью бора в КЯ при возбуждении сильным латеральным электрическим полем [4–6].

Энергетический спектр примесей в КЯ гетероструктур, как правило, сложный и содержит уровни, связанные с разными подзонами размерного кванто-

вания в КЯ. Энергия примесных состояний существенно зависит от ширины ямы и положения примеси в ней [1,7,8]. Причиной этого является пространственное ограничение волновой функции носителей возле примеси потенциалом КЯ, вследствие чего увеличивается степень локализации носителей на примесном центре и, следовательно, увеличивается энергия кулоновского взаимодействия носителей с примесью. Энергия связи примесных состояний максимальна, когда примесь находится в центре КЯ, и уменьшается при смещении примеси к ее краю, как показано теоретически в [7,8]. Для акцепторных примесей имеется и другой фактор, уменьшающий энергию связи, — изменение эффективной массы дырок. Это изменение обусловлено встроенной деформацией, связанной с различием параметров кристаллической решетки слоев структуры, и эффектом размерного квантования, которые приводят к расщеплению подзон легких и тя-

желых дырок и изменению их формы. Таким образом, изменяя параметры гетероструктуры, можно варьировать энергию примесных уровней и, следовательно, изменять спектральную чувствительность приемников и спектр генерации источников ДИК-излучения.

Изменение энергии локализованных состояний акцепторной примеси, находящейся в центре КЯ, при увеличении ширины ямы наблюдалось по спектрам оптического поглощения в дальнем ИК-диапазоне в гетероструктурах GaAs/AlAs:Be [9]. В настоящей работе приведены результаты исследований зависимости энергии связи и радиуса локализации примесных состояний атомов бора в гетероструктурах Si/SiGe от их положения в яме. Эти характеристики определялись из экспериментальных температурных зависимостей латерального сопротивления структур, обусловленных «вымораживанием» носителей из КЯ на энергетические уровни примеси, и электрополевых зависимостей прыжковой проводимости.

Образцы и экспериментальная методика

Исследованные гетероструктуры (рис. 1) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высокоомных ($\rho > 1 \text{ кОм/см}$) подложках *n*-Si (100). Десять слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (квантовые ямы), разделенных Si-барьерами толщиной 10 нм, располагались между буферным и защитным слоями Si. Концентрация Ge в КЯ составляла 12 ат.%. Ширина ям в разных образцах составляла 15 или 20 нм (табл. 1). При такой концентрации германия глубина КЯ равна $\sim 100 \text{ мэВ}$ [10]. Энергетический спектр свободных дырок, полученный из решения уравнения Шредингера для таких КЯ, состоит из шести подзон размерного квантования, относящихся к тяжелым и легким дыркам.

Таблица 1. Характеристики образцов

№ образца	Ширина КЯ, нм	Положение примеси в КЯ	ϵ , мэВ	T_0 , К
609	15	Центр	18	15000
611	15	Край	12,4	1970
642	20	Центр	12,5	3720
643	20	Край	7,6	405

Примечание: ϵ — энергия активации проводимости; параметр $T_0 = \beta / (q_F a^2)$, где q_F — двумерная плотность состояний на уровне Ферми, a — радиус локализации примесного состояния, $\beta = 13,8$.

Легированные бором δ -слои находились в центре КЯ или вблизи ее края. Концентрация бора в них составляла $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Буферный и защитный слои также были δ -легированы бором с концентрациями $1,3 \cdot 10^{12}$ и $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. На поверхности

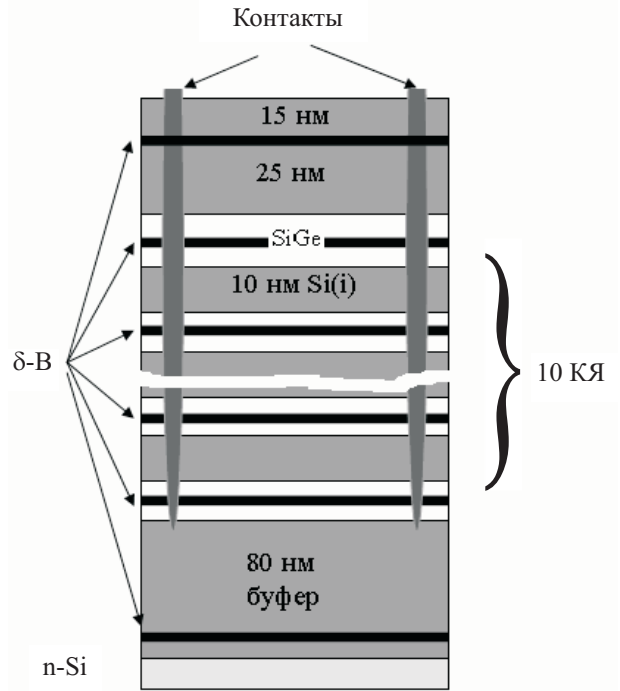


Рис. 1. Вид гетероструктуры Si/Si_{1-x}Ge_x с селективным легированием в центре КЯ.

защитного слоя располагались полосковые омические контакты из золота или алюминия. Расстояние между ними составляло 2–6 мм.

Температурная зависимость сопротивления измерялась при постоянном электрическом латеральном поле, напряженность которого была не более 10 В/см. Для измерений вольт-амперных характеристик в области прыжковой проводимости использовалось импульсное электрическое поле с длительностью импульса не более 1,5 мкс и напряженностью до 1,5 кВ/см.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены измеренные зависимости латерального сопротивления от обратной температуры для образцов с разным положением примесного слоя в квантовых ямах и двумя значениями ширины КЯ. Как видно на вставке на рис. 2, в интервале температур от 300 до $\sim 30 \text{ К}$ эти зависимости подчиняются экспоненциальному закону $R(T) \sim \exp(\epsilon / kT)$. Энергия активации проводимости ϵ , определенная из этих зависимостей для структур с шириной квантовых ям 15 нм, равна 18 и 12,4 мэВ при положении примеси в центре и на краю КЯ соответственно. Для образцов с шириной ям 20 нм она составляет для этих случаев соответственно 12,5 и 7,6 мэВ (табл. 1). Эти энергии активации приблизительно в 2,5 раза меньше ожидаемой энергии основного состояния бора ϵ_0 . Например, для примеси в центре КЯ шириной 20 нм и $x = 0,12$ рассчитанная величина ϵ_0 составляет приблизительно

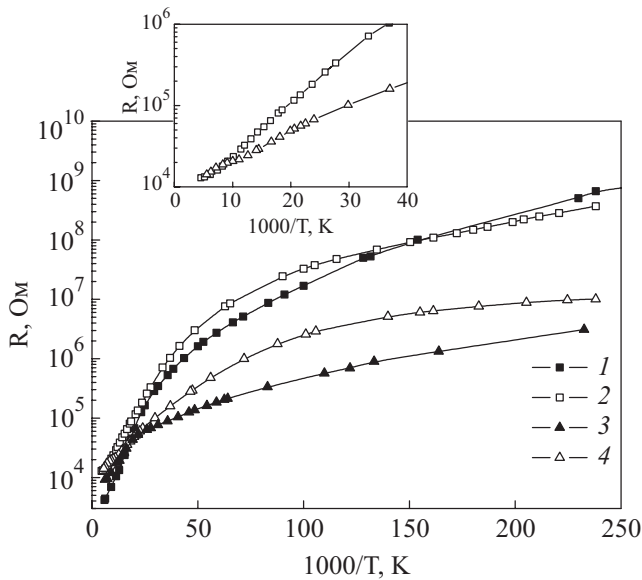


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления образцов с селективным легированием в центре КЯ (кривые 1 и 2: образцы № 609 и 642) и у края КЯ (кривые 3 и 4: образцы № 611 и 643) в слабых электрических полях. На вставке выделен участок, связанный с вымораживанием носителей из КЯ на примеси для образцов 642 и 643.

32 мэВ относительно нижнего уровня размерного квантования в КЯ [10].

Латеральная проводимость с энергией активации, близкой к полученной нами (12 мэВ при $x = 0,1$ и 18 мэВ при $x = 0,15$), наблюдалась при $T > 20$ К в гетероструктурах Si/Si_{1-x}Ge_x с одиночной КЯ шириной 20 нм, легированной в центр примесью бора [2,3,10]. Считалось, что проводимость происходит по валентной зоне. Наблюдаемая энергия активации проводимости близка к рассчитанной энергии расщепления основного состояния акцептора, которое возникает вследствие внутренних напряжений в КЯ. Поэтому температурная зависимость проводимости была объяснена термической активацией дырок из основного примесного уровня на верхний отщепленный уровень с последующим их переходом в квантовую яму путем туннелирования. В этих гетероструктурах туннелирование оказывается возможным вследствие изменения потенциала КЯ внутренним поперечным электрическим полем, которое возникает в результате захвата свободных носителей заряда на состояния вблизи поверхности структуры (интерфейса защитного слоя Si и его окисла).

Проведенные нами расчеты изгиба валентной зоны, связанного с образованием поверхностного заряда, для исследованных структур показали, что он существен на расстояниях от поверхности меньших ~ 70 нм и приводит к заметному изменению потенциала только одной-двух (из десяти) КЯ. Поэтому наблюдаемая энергия активации, на наш взгляд, не может

быть связана с деформационным расщеплением основного акцепторного уровня. Мы предполагаем, что ее малая величина может быть объяснена, если считать, что проводимость в этом интервале температур происходит не только по валентной, но и по примесной зоне, которая образована перекрытием волновых функций примесных состояний с энергией близкой к ϵ . Что касается пространственного положения примеси в КЯ, то полученные нами данные об энергии активации проводимости, на наш взгляд, убедительно свидетельствуют об уменьшении энергии примесных состояний бора при смещении примеси от центра КЯ к ее краю.

Ниже 30 К вплоть до температур ~ 2 К на зависимости $R(T)$ наблюдается еще один, более слабый, экспоненциальный участок, на котором экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию в координатах $\lg R - T^{-1/3}$. Такое поведение характерно для двумерной прыжковой примесной проводимости с переменной длиной прыжка (VRH). Прыжковая проводимость происходит по основным примесным состояниям и определяется как перекрытием волновых функций носителей на разных примесных центрах, так и флуктуацией их потенциальной энергии. Переход носителей между центрами происходит с участием фононов, причем в режиме VRH оптимальная длина прыжка зависит от температуры и значительно превышает среднее расстояние между примесями. При этом энергия активации степенным образом убывает при понижении температуры, а температурная зависимость сопротивления в слабом электрическом поле имеет следующий вид (закон Мотта) [11]:

$$R \propto \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^n, \quad n < 1. \quad (1)$$

В двумерном случае $n = 1/3$, $T_0 = \beta / (q_F a^2)$; q_F — двумерная плотность состояний на уровне Ферми, a — радиус локализации примесного состояния, $\beta = 13,8$.

Значения параметра T_0 , определенные для всех исследованных структур, приведены в табл. 1. Энергии активации прыжковой проводимости, полученные из этих параметров при $T \sim 30$ К, находятся в интервале от 2 до 7 мэВ. Они могут служить грубой оценкой разброса потенциала (ширины примесной зоны) основного примесного уровня. Из значений T_0 можно оценить также величину радиуса примесных состояний a , используя полевою зависимость прыжковой проводимости в области умеренно сильных электрических полей

$$\frac{kT}{ea} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/3} < E < \frac{kT}{ea}.$$

В таких полях наряду с появлением нелинейной зависимости тока от напряженности поля E изменяется

также температурная зависимость проводимости, и результирующая зависимость плотности тока от E и T описывается выражением [12]

$$j(E) \sim E \exp \{C(eEa / kT)(T_0 / T)^{1/3}\}, \quad (2)$$

где C — постоянная порядка единицы.

На рис. 3 показаны зависимости $j(E)$ для гетероструктур с шириной КЯ 15 нм и разным положением примеси в ямах, измеренные в температурном диапазоне VRH проводимости. Как и ожидалось, в случае умеренно сильных полей, они хорошо описываются нелинейным выражением (2). Это проиллюстрировано на вставке к рис. 3, где для одного из образцов показано, что кривые в данном диапазоне полей хорошо ложатся на прямую линию в координатах $\lg(j/E) - E$. При этом зависимости, рассчитанные с найденными значениями параметра T_0 , хорошо совпадают с экспериментальными для всех температур, если радиус основного состояния бора a с точностью до константы C принять равным 14,4 и 45 Å для примесей, находящихся в центре КЯ и вблизи ее края соответственно. Совпадение значений a при трех температурах для каждого из образцов и линейный ход кривых $R(T)$ в координатах $\lg R - T^{-1/3}$ свидетельствуют о применимости рассмотренной модели. Полученное при этом увеличение радиуса a при смещении примеси к краю КЯ указывает на то, что энергия основного состояния примеси в обоих случаях разная: она становится меньшей при смещении примеси к краю КЯ. Однако точно оценить величину этих энергий не представляется возможным, поскольку нам неизвестно соотношение между радиусом и энергией примесного состояния в

случае нахождения его вблизи гетерограницы, когда волновая функция носителя на примесном центре имеет сильно асимметричный вид.

Авторы выражают благодарность проф. О.Г. Сарбею за полезную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке совместного проекта УНТЦ и НАН Украины №3922, программы фундаментальных исследований НАН Украины «Наноструктурные системы, наноматериалы, нанотехнологии» (проект № 10/07-Н).

1. D.J. Paul, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, R75 (2004).
2. I.V. Altuchov, M.S. Kagan, V.P. Sinis, S.G. Thomas, K.L. Wang, A. Blom, and M.O. Odnoblyudov, *Thin Solid Films* **380**, 218 (2000).
3. M.S. Kagan, I.V. Altuchov, K.A. Korolev, D.V. Orlov, V.P. Sinis, K. Shmalz, S.G. Thomas, K.L. Wang, and I.N. Yassievich, *Phys. Status Solidi* **B210**, 667 (1998).
4. I.V. Altuchov, E.G. Chirkova, V.P. Sinis, M.S. Kagan, Yu.P. Gousev, S.G. Thomas, K.L. Wang, M.A. Odnoblyudov, and I.N. Yassievich, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3809 (2001).
5. M.S. Kagan and I.N. Yassievich, *Physica* **E13**, 916 (2002).
6. A. Blom, M.A. Odnoblyudov, H.H. Cheng, I.N. Yassievich, and K.A. Ghao, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 713 (2001).
7. G. Bastard, *Phys. Rev.* **B24**, 4714 (1981).
8. В.Я. Алешкин, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов, *ФТП* **34**, 582 (2000).
9. Е.Е. Орлова, P. Harrison, W.M. Zheng, and M.P. Halsall, *ФТП* **39**, 67 (2005).
10. Q.X. Zhao and M. Willander, *J. Appl. Phys.* **86**, 5624 (1999).
11. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
12. Б.И. Шкловский, *ФТП* **6**, 2335 (1972).

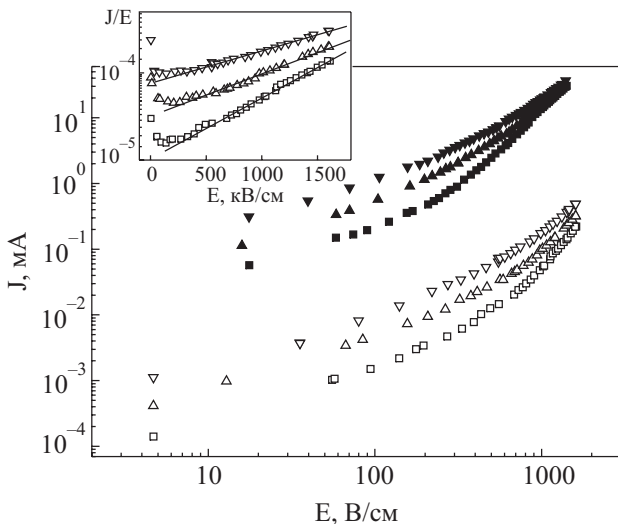


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики в области прыжковой проводимости образцов №609 (□, △, ▽) и 611 (■, ▲, ▼) с легированием в центре и у края КЯ соответственно при различных температурах T , К: 10 (□), 15 (△), 20 (▽), 12 (■), 20 (▲), 27 (▼). На вставке ВАХ образца №609 перестроены в координатах $\lg J/E = f(E)$.

Energy characteristics of the boron impurity in the Si/Si_{1-x}Ge_x heterostructures with on-center and on-edge selective doping of quantum wells

V.V. Vainberg, Yu.N. Gudenko, V.N. Poroshin, V.N. Tulupenko, H.H. Cheng, Z.P. Yang, V. Mashanov, and K.Y. Wang

It is shown experimentally that with shifting an acceptor impurity in quantum wells of the Si/Si_{1-x}Ge_x heterostructures from the on-center to on-edge position its ground state binding energy decreases and localization radius of charge carriers increases.

PACS: **71.55.-i** Impurity and defect levels;
78.67.De Quantum wells.

Keywords: heterostructure, quantum well, impurity state, binding energy, localization radius.