

МЕЛКИЕ АКЦЕПТОРЫ В НАПРЯЖЕННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/GeSi С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*В.И.Гавриленко*¹⁾, *И.В.Ерофеева*, *А.Л.Коротков*, *З.Ф.Красильник*,
О.А.Кузнецов, *М.Д.Молдавская*, *В.В.Никоноров*, *Л.В.Парамонов*

*Институт физики микроструктур РАН
603600 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 23 декабря 1996 г.

Исследованы спектры примесной фотопроводимости в напряженных гетероструктурах с квантовыми ямами Ge/Ge_{1-x}Si_x. Установлено, что встроенная деформация в квантоворазмерных слоях Ge существенно изменяет спектр мелких акцепторов, смещая его в длинноволновую область дальнего ИК диапазона. В сильных магнитных полях обнаружены расщепление и сдвиг линий фотопроводимости с полем, что позволило провести классификацию переходов.

PACS: 73.20.Nb, 78.50.Ge

Размерное квантование в полупроводниковых гетероструктурах (ГС) приводит к значительному изменению спектров мелких примесей в квантовых ямах по сравнению с объемными полупроводниками. Наиболее исследованными в настоящее время являются мелкие донорные примеси в квантовых ямах в гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As [1,2]. В то же время примеси в напряженных ГС, таких как Ge/Ge_{1-x}Si_x, практически не изучались. Наиболее интересным здесь представляется исследование мелких акцепторов, так как деформация, возникающая вследствие рассогласования параметров решеток Ge и Ge_{1-x}Si_x, приводит к расщеплению вырожденной в точке $k = 0$ валентной зоны и радикальной перестройке закона дисперсии дырок. Данная работа представляет собой экспериментальное исследование мелких акцепторов в напряженных многослойных ГС Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами, в которых спектры примесных состояний определяются одновременно как упругой деформацией слоев, так и эффектами размерного квантования.

Гетероструктуры Ge/Ge_{1-x}Si_x ($x \approx 0.1$, d_{Ge} , $d_{GeSi} \approx 200 \text{ \AA}$, число слоев $- 80 \div 160$) были выращены газовым гидридным методом на подложках Ge(111) *n*-типа ($\rho_{300K} = 40 \div 45 \text{ Ом}\cdot\text{см}$). При таких x и толщинах слоев квантовые ямы как для дырок, так и для электронов реализуются в слоях германия [3]. Первые исследования спектров мелких примесей были выполнены в нелегированной ГС Ge/Ge_{0.88}Si_{0.12} (#306) [4], в которой при приложении к образцу небольшого (порядка 10 В/см) постоянного электрического поля в плоскости слоев ГС при $T = 4.2 \text{ K}$ наблюдалась ударная ионизация остаточных мелких акцепторов [5,6]. При этом в спектре циклотронного резонанса (ЦР) возникала линия поглощения двумерных дырок; концентрация примесей была оценена по интенсивности поглощения на ЦР как $N \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В дальнейшем исследовались как нелегированные, так и специально легированные ГС Ge/Ge_{1-x}Si_x. В последнем случае центральная часть квантовой ямы (примерно 1/7 ее ширины) легировалась бором до минимально возможной концентрации ($N \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Для исследования спектров мелких примесей использовался

¹⁾e-mail: gavr@ipm.sci-nnov.ru

наиболее чувствительный метод фототермической ионизационной спектроскопии. Для регистрации спектров фотопроводимости гетероструктур в дальнем инфракрасном диапазоне при $T = 4.2\text{ K}$ использовался фурье-спектрометр "ВОМЕМ DA3.36".

На рис.1а – с показаны спектры фотопроводимости двух нелегированных образцов #306, 406 и 379 с легированными ямами. Видно, что для всех спектров характерны линия фотопроводимости в районе 55 см^{-1} (1) и широкая полоса в интервале $20\text{--}40\text{ см}^{-1}$ (2), в то время как в объемном германии спектр фотопроводимости мелких акцепторов имеет максимум в более коротковолновой области в районе 100 см^{-1} (см., например, [7]). То обстоятельство, что спектральные особенности 1 и 2 являются общими для всех трех спектров, говорит о том, что они связаны с мелкими акцепторами A^0 , расположенными в центре ямы. В спектре нелегированного образца #306 (рис.1а) можно выделить еще особенность 3, которая примыкает к 2 с длинноволновой стороны.

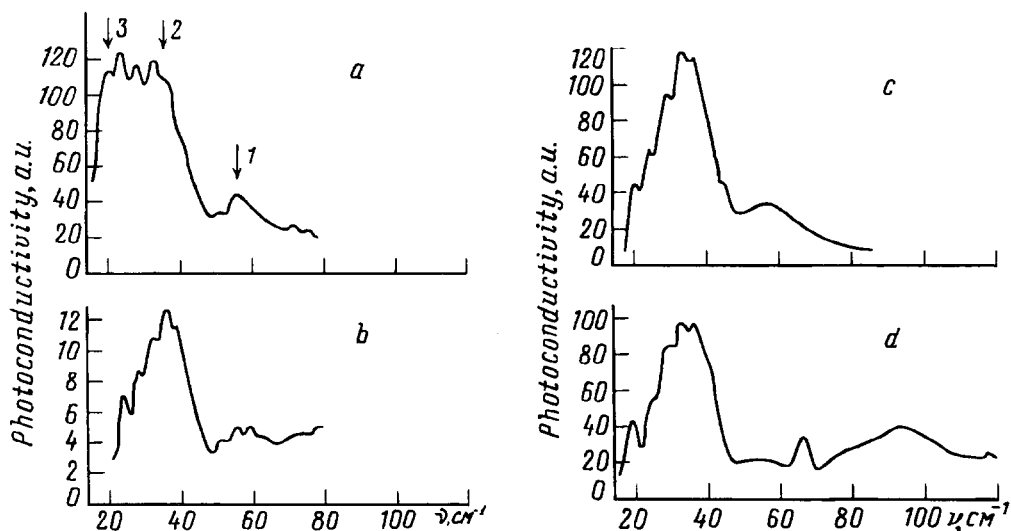


Рис.1. Спектры фотопроводимости гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{S}_x$ (d_{Ge} , $d_{\text{GeSi}} \approx 200\text{ \AA}$) при $T = 4.2\text{ K}$: а) #306, нелегированная, $x = 0.12$, число слоев – 162, $P_{\text{equiv}} = 4\text{ кбар}$; б) #379, (Ge:B), $x = 0.15$, число слоев – 81, $P_{\text{equiv}} = 1.7\text{ кбар}$; в) #406, нелегированная, $x = 0.11$, число слоев – 162, $P_{\text{equiv}} = 3.7\text{ кбар}$; д) #406 с подсветкой излучением светодиода GaAs

Для интерпретации наблюдаемых спектров фотопроводимости была использована модель примесного центра для случая анизотропной параболической зоны, которая рассматривалась ранее при исследованиях мелких доноров в германии и кремнии. В "толстых" ГС (в нашем случае характерные толщины структур составляли $2,5\text{--}5\text{ мкм}$) слои Ge испытывают двусное сжатие в плоскости гетероструктуры. Такую деформацию можно представить как результат всестороннего сжатия и одноосного растяжения вдоль оси ГС. Известно, что одноосная деформация вдоль оси [111], понижая симметрию кристаллической решетки, приводит к расщеплению краев валентных зон легких и тяжелых дырок ($\Delta_v \approx 4\text{ мэВ/кбар}$), а также снимает междолинное вырождение в зо-

не проводимости [8]. Величины эквивалентного одноосного растяжения P_{equiv} , определенные рентгено-дифракционным методом, составляют для наших образцов несколько килобар. Таким образом, в исследуемых образцах расщепление Δ_v оказывается порядка или больше энергии связи мелких акцепторов в объемном недеформированном германии ($E_b \approx 10$ мэВ). При одноосном растяжении вдоль направления [111] эффективные массы дырок вдоль (\parallel) и поперек (\perp) оси деформации вблизи дна каждой из подзон становятся существенно различными [8]:

$$m_{\parallel}^{(1)} \approx 0.49m_0, \quad m_{\perp}^{(1)} \approx 0.053m_0; \quad (1)$$

$$m_{\parallel}^{(2)} \approx 0.048m_0, \quad m_{\perp}^{(2)} \approx 0.13m_0. \quad (2)$$

Таким образом, продольная масса дырок в нижней подзоне (1) на порядок больше, чем в верхней (2), поэтому квантование спектра дырок в тонких слоях Ge приводит к еще большему расталкиванию подзон 1 и 2. Это позволяет в первом приближении не учитывать влияние вышележащей подзоны 2 и непараболичности закона дисперсии дырок в нижней подзоне 1 на спектр мелких примесей. Для анализа спектров примесной фотопроводимости ГС $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ можно воспользоваться выполненными в работе [9] расчетами зависимостей энергий основного и возбужденных состояний примесного центра в объемном полупроводнике от параметра анизотропии эффективной массы $\gamma^{1/3}$ ($\gamma = m_{\perp}/m_{\parallel}$). Учет размерного квантования не должен привести к сильному изменению спектра, поскольку из-за большой величины массы $m_{\parallel}^{(1)}$ характерный размер волновой функции вдоль оси структуры $a_{\parallel} = (4/\pi)^{2/3} \gamma^{1/3} (\hbar^2 \epsilon / e^2 m_{\parallel}^{(1)}) / 3 \approx 30 \text{ \AA}$ [10] много меньше ширины ямы. Естественно предположить, что, как и для мелких доноров в объемных полупроводниках, наиболее интенсивным в спектре фотопроводимости гетероструктур $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ должен быть переход $1s \rightarrow 2p_{\pm}$. Для мелкого акцептора A^0 в одноосно растянутом Ge $\gamma = 0.108$ (см. (1)) и вычисленная согласно [9] энергия перехода $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ составляет 36.4 см^{-1} , что хорошо совпадает со спектральным положением наиболее интенсивной особенности 2 на рис.1. Большая ширина этой спектральной полосы и ее значительная протяженность в длинноволновую область в образцах #379 и 406 (рис.1b,c) может быть объяснена зависимостью спектра от расположения примесного атома в яме: в центре ямы энергия связи максимальна и уменьшается при приближении к гетеропереходу [1,2]. Спектральная особенность 1 связана, очевидно, с переходами из основного состояния в вышележащие возбужденные состояния и в континуум. Наблюдавшаяся только в образце #306 наиболее длинноволновая спектральная особенность 3 (рис.1a) может быть связана с фотовозбуждением A^+ центров, которые образуются при захвате нейтральным акцептором в квантовой яме дополнительной дырки, "родительский" ион которой находится в барьере [11]. Однако для подтверждения этой гипотезы нужны дополнительные эксперименты с образцами, в которых были бы легированы как ямы, так и барьеры.

На рис.1d показан спектр образца #406, измеренный при непрерывной подсветке излучением светодиода из GaAs ($\lambda \approx 0.9 \text{ мкм}$). Видно, что при подсветке в спектре появляется новая структура, состоящая из узкой линии при 67 см^{-1} и широкой полосы в районе $70-110 \text{ см}^{-1}$. Новая структура связана, по-видимому, с переходами между состояниями компенсирующих доноров, которые нейтрализуются подсветкой из области фундаментального поглощения.

Наиболее вероятным мелким донором при используемой технологии является сурьма. Известно, что для сурьмы химический сдвиг мал (около 3 см^{-1}) [12] и отклонение от модели [9], вызванное центрально-ячеечным потенциалом, незначительно. Это справедливо как для объемного материала, так и для напряженных слоев Ge в гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($P_{\text{equiv}} \parallel [111]$), где на дне зоны проводимости остаются лишь три электронные долины (при одноосном растяжении вдоль оси [111] четвертая долина смещается вверх по энергии на 12 мэВ/кбар). Эффекты размерного квантования должны быть невелики по той же причине, что и для акцепторов. Наблюдаемой спектральной линии $\nu \approx 67 \text{ см}^{-1}$ (рис.1d) можно сопоставить переход $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ мелких доноров в Ge [9] ($\nu_{1s \rightarrow 2p_{\pm}} \approx 65 \text{ см}^{-1}$), а полосе $75\text{--}110 \text{ см}^{-1}$ – переход $1s \rightarrow 3p_{\pm}$ ($\nu_{1s \rightarrow 2p_{\pm}} \approx 71 \text{ см}^{-1}$) – переходы в вышележащие состояния.

Для получения дополнительной информации о природе спектральных линий были выполнены исследования фотопроводимости образца #306 в сильных магнитных полях $H \parallel [111]$. Как видно из рис.2, 3, спектральная особенность 2 расщепляется в магнитном поле на два пика. Более интенсивный пик 2^+ линейно смещается с ростом магнитного поля в коротковолновую область спектра. Положение второго пика 2^- почти не зависит от поля. Другая спектральная линия 1 (1^+) также линейно смещается с магнитным полем (соответствующий пик 1^- не наблюдался, по-видимому, из-за переналожения с более мощной линией 2^+). Как видно из рис.3, зависимости положений максимумов 1^+ и 2^+ от магнитного поля параллельны и в сильных полях имеют одинаковый наклон $e/(2\pi m_c c^2)$, где $m_c = 0.07m_0$, что совпадает с массой двумерных дырок, измеренной в опытах по ЦР [5, 6]. Такая зависимость от магнитного поля характерна для переходов $1S \rightarrow nP^+$ ($n = 2, 3, \dots$) (а поведение пика 2^- – для переходов $1S \rightarrow 2P^-$) [13], что подтверждает сделанную выше классификацию переходов.

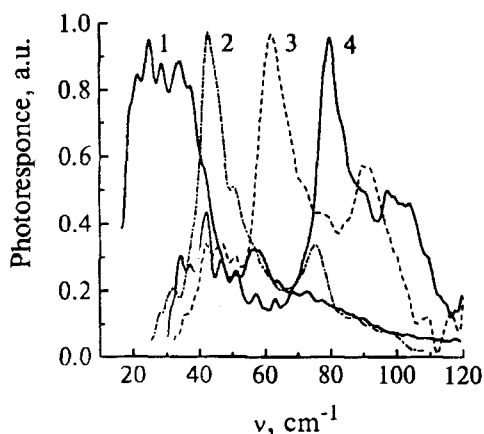


Рис.2. Спектры фотопроводимости гетероструктуры #306 в магнитных полях $H \parallel [111]$ при $T = 4.2 \text{ К}$. H , кЭ: 1 – 0, 2 – 20, 3 – 40, 4 – 50

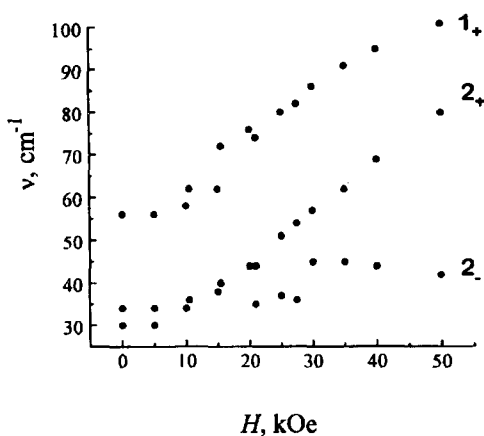


Рис.3. Зависимости положения линий 1 и 2 (рис.1) в спектре образца #306 от магнитного поля

Таким образом, в работе исследованы спектры мелких примесей в напряженных квантоворазмерных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. Эксперименты показали, что упругая деформация квантоворазмерных слоев Ge в ГС кардинальным образом изменяет спектр мелких акцепторов по сравнению с объемным монокристаллом, смещая его в длинноволновую область дальнего ИК диапазона. Возможность управления величиной деформации, толщиной квантовых ям, а также возможность селективного легирования ям и барьеров ГС с целью формирования A^0 - и A^+ -центров открывают новые перспективы создания твердотельных приемников дальнего ИК диапазона. Вольт-ваттная чувствительность одного из образцов (#306), измеренная с использованием эталонного источника излучения – абсолютно черного тела, оказалась достаточно высокой: $S \approx 10^4 \text{ В/Вт}$ ($NEP \approx 10^{-11} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$), что позволяет использовать его в качестве фотоэлектрического детектора дальнего ИК диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-05445), МНТП России "Физика твердотельных наноструктур" (проект 2-027/4), МНТП России "Физика микроволн" (проект 4.5), ГНТП "Физика квантовых и волновых процессов" (подпрограмма "Фундаментальная спектроскопия", проект 7.8). Авторы признательны Е.А.Усковой за помощь при изготовлении контактов к образцам, Ю.Н.Дроздову и Л.Д.Молдавской – за рентгенодифракционное исследование гетероструктур.

-
1. A.A.Reeder, J.-M.Mercy and B.D.McCombe, IEEE J.Quantum Electronics 24, N8 (1988).
 2. R.L.Greene and P.Lane, Phys. Rev. B 34, 8639 (1986).
 3. В.Я.Алешкин, Н.А.Бекин, ФТП 31, N2 (1997) (в печати).
 4. В.И.Гавриленко, И.В.Ерофеева, З.Ф.Красильник и др., 2-ая Российская конференция по физике полупроводников. Зеленогорск, тез.докл., т.2, 1996, с.43.
 5. V.Ya.Aleshkin, N.A.Bekin, I.V.Erofeeva et al., Lith. J. Phys. 35, 368 (1995).
 6. V.Ya.Aleshkin, N.A.Bekin, I.V.Erofeeva et al., Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of the Int.Symposium "Nanostructures: Physics and Technology-95", (1995), p.271.
 7. R.L.Jones and P.Fisher, Phys. Rev. B 2, 2016 (1970).
 8. Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М.: Наука, 1972.
 9. R.A.Foulkner, Phys.Rev. 184, 713 (1969).
 10. W.Kohn and J.M.Luttinger, Phys.Rev. 98, 915 (1955).
 11. S.Holmes, J.-P.Cheng, B.D.McCombe et.al., Phys.Rev.Lett. 69, 2571 (1992).
 12. Reuszer and P.Fisher, Phys.Rev. 135, A1125 (1964).
 13. W.S.Boyle and R.E.Howard, J.Phys.Chem.Solids 19, 181 (1961).