

Излучательная рекомбинация и туннелирование носителей заряда в гетероструктурах SiGe/Si с двойными квантовыми ямами

© А.Н. Яблонский⁺, Р.Х. Жукавин⁺, Н.А. Бекин⁺, А.В. Новиков⁺⁺, Д.В. Юрасов⁺, М.В. Шалеев⁺

⁺ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
607680 Нижний Новгород, Россия

^{*} Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: yablonsk@ipmras.ru

(Получена 27 апреля 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

В эпитаксиальных структурах SiGe/Si(001) с двумя неэквивалентными SiGe квантовыми ямами, разделенными тонким Si-барьером, исследованы спектральные и временные характеристики межзонной фотолюминесценции, соответствующей излучательной рекомбинации экситонов в квантовых ямах. Для серии структур с двумя SiGe-квантовыми ямами различной толщины определены зависимости характерного времени туннелирования носителей заряда (дырок) из узкой квантовой ямы, характеризующейся большей энергией рекомбинации экситона, в широкую квантовую яму от толщины Si-барьера. Показано, что время туннелирования дырок между слоями Si_{0.85}Ge_{0.15} толщиной 3 и 9 нм монотонно спадает от ~ 500 нс до < 5 нс при уменьшении толщины Si-барьера от 16 до 8 нм. При промежуточных толщинах Si-барьера обнаружено нарастание сигнала фотолюминесценции широкой квантовой ямы с характерным временем, совпадающим по порядку величины с временем спада люминесценции узкой квантовой ямы, что подтверждает наблюдение эффекта туннелирования дырок из узкой квантовой ямы в широкую. Обнаружена существенная зависимость времени туннелирования дырок от содержания Ge в слоях SiGe при фиксированной толщине Si-барьера между квантовыми ямами, что связывается с увеличением эффективной высоты Si-барьера.

1. Введение

Одним из направлений развития кремниевой оптоэлектроники является использование внутризонных оптических переходов для создания квантово-каскадных лазеров [1–5]. Такого рода лазеры, использующие межподзонные оптические переходы, созданы на основе соединений A^{III}B^V [6], однако каскадный лазер на основе кремний-германиевых гетероструктур пока не реализован. В квантово-каскадных гетероструктурах GeSi/Si *p*-типа наблюдалась лишь электролюминесценция [1,2], а для кремний-германиевых гетероструктур *n*-типа имеются пока только теоретические предложения [3–5]. В качестве одного из вариантов создания таких квантово-каскадных лазеров было предложено использование селективно-легированных структур с туннельно-связанными квантовыми ямами (КЯ), использующими оптические переходы между состояниями мелких примесных центров и двумерных подзон размерного квантования в КЯ [7]. Базовым элементом такого лазера служит система из двух неэквивалентных туннельно-связанных КЯ. Одним из эффективных способов изучения процессов туннелирования носителей заряда в такой системе, в частности определение характерных времен туннелирования, может служить исследование методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с наносекундным временным разрешением спектральных и временных характеристик межзонной ФЛ, обусловленной излучательной рекомбинацией носителей заряда, локализованных в КЯ [8]. В качестве первого этапа исследований в данной работе была рассмотрена серия нелегированных гетероструктур SiGe/Si(001) с двумя неэквивалентными

SiGe КЯ с различной толщиной Si-барьера между КЯ, а также различным составом твердого раствора SiGe в КЯ.

2. Эксперимент

Исследуемые структуры SiGe/Si(001) были выращены методом МПЭ из твердотельных источников с использованием установок эпитаксиального роста Balzers UMS-500 и Riber SIVA-21 на подложках Si(001) при температуре роста 700°C. Выращенные структуры содержали буферный Si-слой (100 нм), один или два слоя SiGe с содержанием Ge от 13 до 20% и толщиной от 3 до 9 нм, представляющие собой квантовые ямы для дырок, а также покровный Si-слой (100 нм). В структурах с двумя КЯ между слоями SiGe располагался слой Si толщиной от 5 до 20 нм.

Измерение спектров ФЛ с высоким спектральным разрешением (~ 0.1 нм) осуществлялось в условиях непрерывной оптической накачки с использованием Фурье-спектрометра Bomem DA3 и Ge-фотоприемника (Edinburgh Instruments). Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением лазеров Nd:YAG (532 нм) или HeCd (325 нм). Измерение спектрокинетических зависимостей ФЛ с наносекундным временным разрешением осуществлялось с помощью решеточного монохроматора Acton 2300, ФЭУ Hamamatsu H10330A (спектральный диапазон 0.9–1.7 мкм) и цифрового осциллографа LeCroy. Сигнал ФЛ возбуждался 3-й гармоникой импульсного лазера Nd:YAG (355 нм) или излучением параметрического генератора света (ОРО, Spectra-Physics), перестраиваемого в спектральном диапазоне

430–700 нм. Временное разрешение измерительной системы определялось длительностью лазерного импульса накачки и составляло ~ 5 нс. Измерения проводились при температурах от 4.2 до 15 К в заливном гелиевом криостате с системой регулировки температуры.

3. Результаты и обсуждение

Для определения энергетического положения основных уровней размерного квантования в SiGe КЯ различной ширины и состава, а также относительного вклада излучательной рекомбинации носителей заряда, локализованных в каждой КЯ, для полученных структур измерялись спектры низкотемпературной ФЛ в условиях непрерывной межзонной оптической накачки. Следует отметить, что при использовании для накачки излучения лазера Nd:YAG (532 нм) с характерной глубиной проникновения в Si около 1 мкм наряду с ФЛ SiGe КЯ в спектрах исследованных структур наблюдался ряд линий ФЛ, обусловленных излучательной рекомбинацией свободных или связанных на мелких примесях экситонов в Si-подложке [9,10], что затрудняло однозначную идентификацию линий ФЛ SiGe КЯ. Существенное снижение вклада ФЛ из Si-матрицы было достигнуто при использовании излучения накачки УФ диапазона (325 нм) вследствие локализации области генерации неравновесных носителей заряда вблизи КЯ. В этом случае излучательная рекомбинация экситонов, локализованных в SiGe КЯ, дает основной вклад в спектры ФЛ исследуемых структур.

На рис. 1 приведены низкотемпературные спектры ФЛ двух структур с одиночными SiGe КЯ толщиной 3 и 9 нм с содержанием Ge 15%. Наряду с линией рекомбинации связанных экситонов в Si-матрице, обозначенной как BE_{Si}^{TO} , в спектрах ФЛ наблюдаются линии, соответствующие излучательной рекомбинации экситонов в SiGe КЯ, среди которых наиболее интенсивными являются бесфонная линия $QW_{1,2}^{NP}$ и линия, соответствующая рекомбинации с испусканием TO_{Si-Si} фонона (обозначена как $QW_{1,2}^{TO}$). Такой вид спектра межзонной ФЛ является характерным как для SiGe КЯ [11–13], так и для объемных образцов SiGe [14].

Поскольку содержание Ge в слоях SiGe обеих структур было одинаковым (15%), разница в положении линий рекомбинации экситонов в КЯ обусловлена различной толщиной слоя SiGe и, как следствие, энергией основного уровня размерного квантования дырок в КЯ. Для изучения туннелирования носителей заряда между SiGe КЯ были рассмотрены структуры SiGe/Si с двумя слоями SiGe, толщина которых составляла 3 и 9 нм, а содержание Ge в обоих слоях — 15%. Типичная схема исследуемых структур с двумя SiGe КЯ приведена на вставке к рис. 1. Стрелками на схеме обозначены излучательные переходы в КЯ и матрице Si, а также направление туннелирования носителей заряда (дырок) из узкой КЯ в широкую. Спектры ФЛ структур с

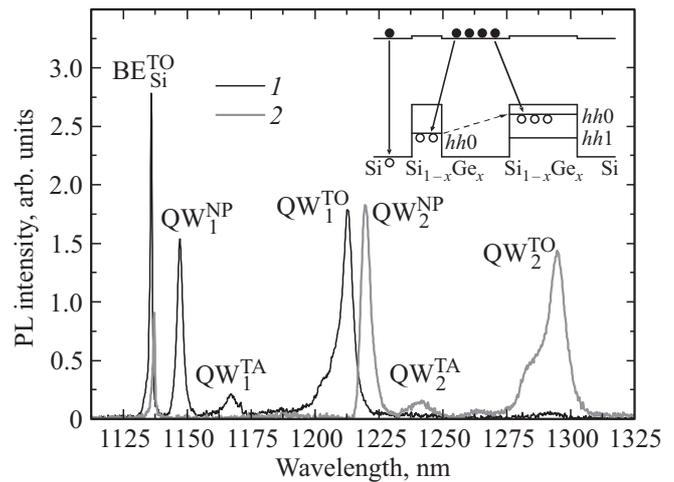


Рис. 1. Спектры ФЛ SiGe/Si структур с одиночными $Si_{0.85}Ge_{0.15}$ КЯ шириной 3 (1) и 9 нм (2) при возбуждении непрерывным излучением. $\lambda_{ex} = 325$ нм, $T = 4.2$ К. На вставке — схематичное изображение зонной диаграммы и уровней размерного квантования в структурах с двумя $Si_{1-x}Ge_x$ КЯ различной ширины, разделенных Si-барьером; сплошными стрелками обозначены излучательные переходы в КЯ и объемном Si, пунктирной стрелкой — туннелирование дырок из узкой КЯ в широкую.

двумя КЯ в условиях непрерывной оптической накачки представляли собой сумму спектров ФЛ „одноямных“ структур, приведенных на рис. 1, взятых с различным весом в зависимости от толщины Si-барьера между КЯ, а также от длины волны возбуждающего излучения, определяющей область генерации неравновесных носителей заряда.

Для определения характерных времен туннелирования носителей заряда между SiGe КЯ для серии структур с двумя КЯ $Si_{0.85}Ge_{0.15}$ толщиной 3 и 9 нм с различной толщиной Si-барьера были измерены спектрокинетические зависимости ФЛ с наносекундным временным разрешением (рис. 2). Возбуждение ФЛ осуществлялось на длине волны 355 нм с характерной глубиной проникновения в Si ~ 10 –20 нм. В результате основная часть излучения накачки поглощалась в покровном Si-слое, и возбуждение ФЛ SiGe КЯ осуществлялось в результате диффузии носителей заряда из покровного слоя Si и их захвата в КЯ. Описываемые в дальнейшем измерения проводились при температуре 15 К, достаточно высокой для подавления связывания экситонов на мелких примесных центрах в Si-матрице и обеспечения их эффективной диффузии в КЯ. С другой стороны, при данной температуре термический выброс носителей заряда из КЯ был незначительным и не оказывал большого влияния на интенсивность и время спада ФЛ экситонов в КЯ. Узкая (3 нм) КЯ во всех структурах была расположена ближе к поверхности, поэтому захват экситонов, сгенерированных в покровном Si слое, осуществлялся в первую очередь в узкую КЯ. Таким образом, возбуждение ФЛ

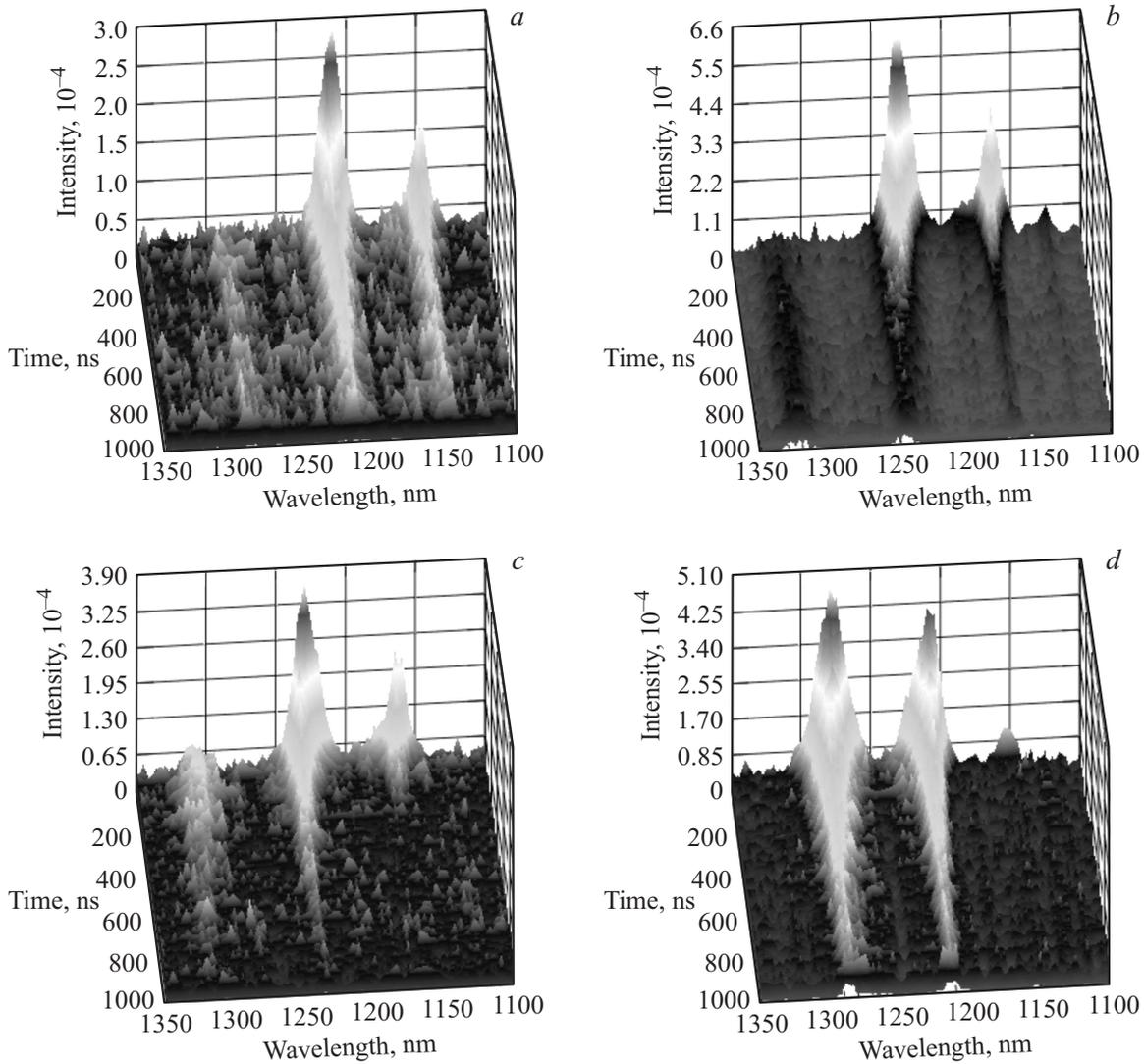


Рис. 2. Спектрокинетические зависимости ФЛ структур с двумя $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ КЯ толщиной 9 и 3 нм. Толщина Si-барьера, нм: *a* — 16, *b* — 14, *c* — 12, *d* — 10 нм. $\lambda_{\text{ex}} = 355$ нм, $T = 15$ К.

широкой (9 нм) КЯ (с большей энергией локализации дырок) происходило в основном в результате туннелирования носителей заряда из узкой КЯ в широкую. На рис. 3 приведены временные зависимости ФЛ экситонов, локализованных в узкой (1) и широкой (2) КЯ, при различной толщине Si-барьера между КЯ. Как видно из спектрокинетических зависимостей ФЛ, приведенных на рис. 2, для исследованной серии структур линии QW_1^{TO} и QW_2^{NP} , как правило, существенно перекрывались между собой, поэтому для определения времен спада ФЛ узкой и широкой КЯ анализировались временные зависимости для линий QW_1^{NP} и QW_2^{TO} .

Как видно из рис. 2, при толщине Si-барьера более 12 нм (рис. 2, *a–c*) более интенсивной являлась ФЛ экситонов в узкой КЯ (линии QW_1^{NP} (1150–1165 нм) и QW_1^{TO} (1215–1235 нм)). При толщине барьера $d_{\text{Si}} = 16$ нм, сигнал ФЛ широкой КЯ практически не наблюдался (рис. 2, *a* и 3, *a*), что свидетельствует о слабом туннели-

ровании дырок из узкой КЯ в широкую. Время спада ФЛ узкой КЯ при этом совпадало с характерными временами спада ФЛ в структурах с одиночными КЯ и определялось конкуренцией излучательных и безызлучательных процессов рекомбинации экситонов в КЯ. Незначительный сигнал ФЛ от широкой КЯ при $d_{\text{Si}} = 16$ нм (рис. 3, *a*) может быть обусловлен проникновением небольшой доли возбуждающего излучения на глубину залегания КЯ (~ 100 нм), либо захватом в широкую КЯ некоторого количества неравновесных носителей заряда, сгенерированных в покровном Si-слое и не захваченных в узкую КЯ. При уменьшении толщины Si-барьера от 16 до 8 нм наблюдалось монотонное уменьшение времени спада ФЛ узкой КЯ от ~ 500 нс до ~ 5 нс (рис. 4). Кроме того, при толщине Si-барьера от 12 до 14 нм спад сигнала ФЛ узкой КЯ сопровождался возникновением и нарастанием сигнала ФЛ широкой КЯ, при этом время нарастания ФЛ широкой КЯ совпадало по порядку величины с

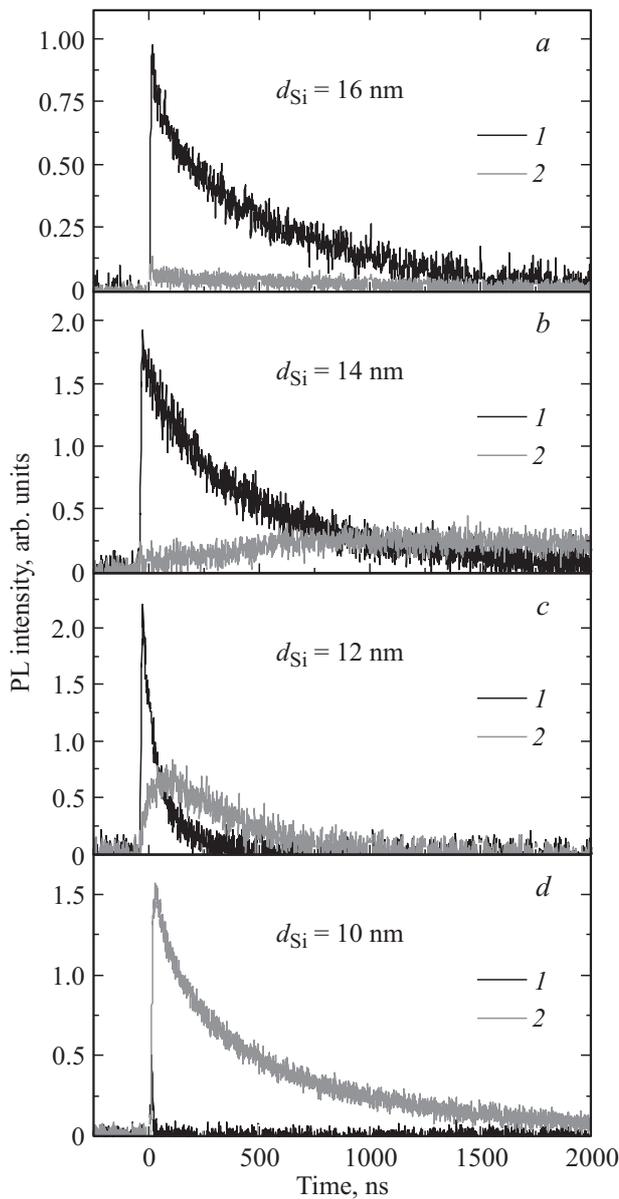


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности ФЛ узкой (1) и широкой (2) КЯ $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ при различной толщине Si-барьера d_{Si} между КЯ. $\lambda_{\text{ex}} = 355 \text{ nm}$, $T = 15 \text{ K}$.

временем спада ФЛ узкой КЯ (рис. 3, *b–c*). Аналогичный эффект медленного нарастания сигнала ФЛ наблюдался нами при исследовании временных зависимостей ФЛ самоформирующихся Ge(Si)-островков при возбуждении структур SiGe/Si(001) излучением накачки с большой глубиной проникновения в Si-подложку [15]. В этом случае возникновение медленного нарастания ФЛ островков было связано с продолжительной диффузией неравновесных носителей заряда из глубины Si-подложки к слою островков, что подтверждалось исчезновением эффекта при уменьшении длины волны возбуждающего излучения или при переходе к структурам, выращенным на подложках „кремний-на-изоляторе“, в

которых Ge(Si)-островки были отделены от Si-подложки слоем SiO_2 . В настоящей работе наблюдение медленного нарастания ФЛ широкой КЯ не может быть связано с диффузией носителей заряда в КЯ, так как при заданных параметрах исследуемых структур и условиях измерения ФЛ (длина волны возбуждения — 355 нм) генерация неравновесных носителей заряда осуществлялась только в относительно тонком покровном Si-слое. Таким образом, наличие нарастающего участка в кинетике ФЛ широкой КЯ подтверждает наблюдение эффекта туннелирования дырок из узкой КЯ в широкую. При толщине Si-барьера менее 10 нм преобладающей становилась ФЛ широкой КЯ (линии QW_2^{NP} (1215–1235 нм) и QW_2^{TO} (1285–1310 нм), рис. 2, *d*). При этом время спада ФЛ узкой КЯ составляло $< 5 \text{ ns}$, т. е. становилось короче импульса возбуждающего излучения. Полученная зависимость характерного времени туннелирования от толщины Si-барьера для системы с двумя КЯ $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ толщиной 3 и 9 нм приведена на вставке к рис. 4.

Было обнаружено также, что увеличение содержания Ge в слоях SiGe приводит к существенному возрастанию времени туннелирования носителей заряда между КЯ при фиксированной толщине Si-барьера между ними. Так, в структуре с содержанием Ge 20% и толщиной Si-барьера 10 нм характерное время туннелирования составило $\sim 250 \text{ ns}$, т. е. в 20–40 раз больше, чем для такой же толщины Si-барьера при содержании Ge 15% (см. вставку к рис. 4). Данный результат, по-видимому, связан с увеличением глубины залегания основного уровня размерного квантования дырок в КЯ, т. е. с возрастанием эффективной высоты Si-барьера между КЯ.

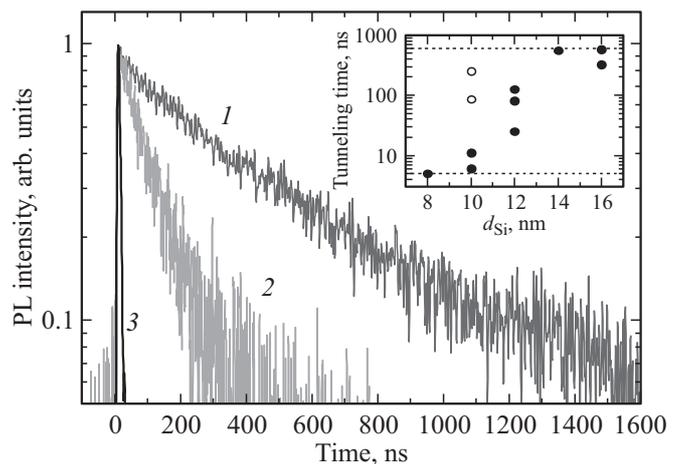


Рис. 4. Нормированные временные зависимости интенсивности ФЛ узкой КЯ $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ при $d_{\text{Si}}, \text{ nm}$: 1 — 16, 2 — 12, 3 — 10. $\lambda_{\text{ex}} = 355 \text{ nm}$, $T = 15 \text{ K}$. На вставке — зависимость характерного времени туннелирования носителей заряда от толщины Si-барьера в структурах с двумя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ КЯ толщиной 3 и 9 нм при $x = 0.15$ (●) и $x = 0.2$ (○). Пунктирными линиями обозначены границы диапазона измерения времен туннелирования, определяемые временным разрешением системы регистрации ФЛ ($\sim 5 \text{ ns}$) и характерным временем спада ФЛ КЯ в отсутствие туннелирования ($\sim 600 \text{ ns}$).

4. Заключение

Таким образом, в эпитаксиальных SiGe/Si(001)-структурах с двумя неэквивалентными SiGe-квантовыми ямами, разделенными тонким Si-барьером, исследованы спектральные и временные характеристики межзонной ФЛ, соответствующей излучательной рекомбинации экситонов в КЯ. Для серии структур с двумя SiGe КЯ различной толщины определены зависимости характерного времени туннелирования носителей заряда (дырок) из узкой КЯ, характеризуемой большей энергией рекомбинации экситона, в широкую КЯ от толщины Si-барьера. Показано, что время туннелирования дырок между слоями Si_{0.85}Ge_{0.15} толщиной 3 и 9 нм монотонно спадает от ~ 500 нс до < 5 нс при уменьшении толщины Si-барьера от 16 до 8 нм. При промежуточных толщинах Si-барьера обнаружено нарастание сигнала ФЛ широкой КЯ с характерным временем, совпадающим по порядку величины с временем спада ФЛ узкой КЯ, что подтверждает наблюдение эффекта туннелирования дырок из узкой КЯ в широкую. Обнаружена существенная зависимость времени туннелирования дырок от содержания Ge в слоях SiGe при фиксированной толщине Si-барьера между КЯ, что связывается с увеличением эффективной высоты Si-барьера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 14-02-01157, 15-02-05272) с помощью оборудования ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ при ИФМ РАН.

Список литературы

- [1] G. Dehlinger, L. Diehl, U. Gennser, H. Sigg, J. Faist, K. Ensslin, D. Grutzmacher, E. Muller. *Science*, **290**, 2277 (2000).
- [2] S.A. Lynch, R. Bates, D.J. Paul, D.J. Norris, A.G. Cullis, Z. Ikonik, R.W. Kelsall, P. Harrison, D.D. Arnone, C.R. Pidgeon. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1543 (2002).
- [3] K. Driscoll, R. Paiella. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 191 110 (2006).
- [4] A. Valavanis, L. Lever, C.A. Evans, Z. Ikonik, R.W. Kelsall. *Phys. Rev. B*, **78**, 035 420 (2008).
- [5] G. Sun, H.H. Cheng, J. Menendez, J.B. Khurgin, R.A. Soref. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 251 105 (2007).
- [6] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho. *Rep. Progr. Phys.* **64**, 1533 (2001).
- [7] Н.А. Бекин, В.Н. Шастин. *ФТП*, **42**, 622 (2008).
- [8] L.C. Lenchyshyn, M.L.W. Thewalt, J.C. Sturm, X. Xiao. *Phys. Rev. B*, **47**, 16 659 (1993).
- [9] P.J. Dean, J.R. Haynes, W.F. Flood. *Phys. Rev.*, **161**, 711 (1967).
- [10] G. Davies. *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, **176**, 83 (1989).
- [11] J.C. Sturm, H. Manoharan, L.C. Lenchyshyn, M.L.W. Thewalt, N.L. Rowell, J.-P. Noel, D.C. Houghton. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1362 (1991).
- [12] V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev, A.V. Novikov, E.E. Onishchenko, M.L. Skorikov. *Phys. Rev. B*, **82**, 115 313 (2010).
- [13] V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev, A.V. Novikov, E.E. Onishchenko, A.A. Pruchkina. *J. Appl. Phys.*, **117**, 185 705 (2015).
- [14] J. Weber, M.I. Alonso. *Phys. Rev. B*, **40**, 5683 (1989).
- [15] А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов. *ФТП*, **47**, 1509 (2013).

Редактор Г.А. Оганесян

Radiative recombination and tunneling of charge carriers in heterostructures SiGe/Si with double quantum wells

A.N. Yablonsky⁺, R.Kh. Zhukavin⁺, N.A. Bekin⁺, A.V. Novikov⁺, D.V. Yurasov⁺, M.V. Shaleev⁺

⁺ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 607680 Nizhny Novgorod, Russia

^{*} Lobachevsky State University of Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract In epitaxial SiGe/Si(001) structures with two non-equivalent SiGe quantum wells separated with a thin Si barrier, spectral and temporal properties of the interband photoluminescence, corresponding to the radiative recombination of excitons in the quantum wells, have been studied. For a series of structures with two SiGe quantum wells of different thickness, the tunneling time of charge carriers (holes) from the narrower quantum well, characterized by higher energy of exciton recombination, to the wide quantum well, has been measured as a function of the Si barrier thickness. It is shown that the time of hole tunneling between 3 and 9 nm thick Si_{0.85}Ge_{0.15} layers decreases monotonically from ~ 500 ns to less than 5 ns with decreasing of Si barrier thickness from 16 to 8 nm. At intermediate values of the Si barrier thickness a relatively slow rise of the photoluminescence signal from the wide quantum well with characteristic time similar to the decay time of the narrow quantum well luminescence has been revealed, which confirms the observation of the hole tunneling from the narrow quantum well to the wide one. A substantial dependence of the hole tunneling time on Ge content in the SiGe layers has been observed at a fixed thickness of the Si barrier between the quantum wells, which is associated with an increase in the effective height of the Si barrier.