

Электронно-дырочная жидкость в напряженных SiGe-слоях кремниевых гетероструктур

Т. М. Бурбаев¹, Е. А. Бобрик, В. А. Курбатов, М. М. Рзаев, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Ф. Шэффлер*²)

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

*Institut für Halbleiter- und Festkörperphysik, J. Kepler Universität Linz, A-4040 Linz, Austria

Поступила в редакцию 28 февраля 2007 г.

Обнаружена электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) в тонких напряженных SiGe-слоях гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si. Определены плотность и энергия связи ЭДЖ, которые из-за наличия внутренних напряжений в SiGe-слое существенно меньше, чем у ЭДЖ в объемном монокристалле твердого раствора такого же состава. Из экспериментальных данных оценена критическая температура перехода экситонный газ – ЭДЖ. При температурах, превышающих критическую, и высоких уровнях возбуждения имеет место переход Мотта: экситонный газ – электронно-дырочная плазма.

PACS: 73.20.Mf, 78.67.—n

Введение. Конденсация экситонов в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ), предсказанная Келдышем в 1968 г. [1], основные особенности этого фазового перехода и свойства жидкой фазы достаточно хорошо изучены теоретически и экспериментально в объемных полупроводниках (см. обзоры [2–4]), и прежде всего, в германии и кремнии – классических материалах для исследования ЭДЖ, в которых по ряду причин многообразие ее свойств проявляется наиболее полно. По-видимому, наноструктуры на основе этих материалов являются наиболее перспективными для наблюдения и всестороннего исследования конденсации экситонов в низкоразмерных системах. Недавно ЭДЖ была обнаружена в тонких кремниевых слоях [5] и квантовых ямах [6, 7] гетероструктур Si/SiO₂, полученных по технологии “кремний на изоляторе”.

В настоящей работе ЭДЖ обнаружена в тонких напряженных Si_{1-x}Ge_x-слоях наногетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Благодаря наличию внутренних напряжений, плотность и энергия связи частиц жидкости (работа выхода экситонов из ЭДЖ) в слое, полученные из анализа спектров фотолюминесценции (ФЛ), меньше, чем в объемном монокристалле SiGe того же состава. Слой твердого раствора гетероструктуры является потенциальной ямой для дырок. Поэтому фотовозбужденные носители заряда накапливаются в нем, и при заданной температуре пороговая плотность возбуждения, требуемая для образования ЭДЖ, значительно ниже,

а пороговая температура при том же самом уровне возбуждения – заметно выше, чем в объемном материале. При температурах, близких к критической, и высоких уровнях возбуждения образуется электронно-дырочная плазма (ЭДП), плотность которой увеличивается с ростом интенсивности накачки.

Экспериментальные результаты и обсуждение. Структуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с бездислокационными напряженными слоями SiGe ($x = 0.05$) толщиной 70 нм были выращены методом МПЭ в университете И. Кеплера (г. Линц, Австрия). Толщины буферного и защитного кремниевых слоев составляли, соответственно, 100 нм и 100–200 нм. Диагностика выращенных структур проводилась методами атомно-силовой и просвечивающей электронной микроскопии, а также по спектрам низкотемпературной ФЛ. Исследования спектров ФЛ структур в области температур 2–50 К и уровней возбуждения 2–200 Вт/см² были выполнены в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (г. Москва). Для возбуждения структур использовались гелий-кадмиевый и полупроводниковый лазеры с длиной волны $\lambda = 0.44$ и 0.66 мкм, соответственно. Излучение от образцов регистрировалось с помощью охлаждаемого жидким азотом германиевого *pin*-фотодиода. Для сравнения исследовались также спектры ФЛ объемного сплава SiGe такого же состава.

На рис.1 показана трансформация спектров ФЛ структуры, измеренных при относительно низкой плотности возбуждения $I = 20$ Вт/см², при изменении температуры. При высоких температурах ($T > 10$ К) в спектре излучения SiGe-слоя видны бес-

¹) e-mail: burbaev@mail1.lebedev.ru

²) F. Schaffler.

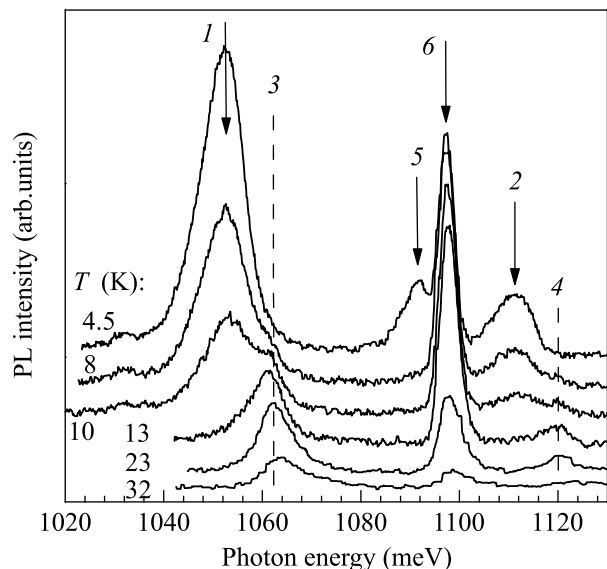


Рис.1. Спектры люминесценции структуры Si/Si_{0.95}Ge_{0.05}/Si при различных температурах. Обозначения линий: 1 и 2 (3 и 4) – соответственно ТО-фононное повторение и бесфононная линия излучения ЭДЖ (СЭ) в слое SiGe; 5 и 6 – ТО-компоненты спектра излучения соответственно связанных и свободных экситонов в слоях Si. $I = 20 \text{ Вт/см}^2$

фононная линия люминесценции свободных экситонов (СЭ) и ее фононное повторение, отстоящее на энергию поперечного оптического фона в кремнии (59 мэВ) (соответственно, линии 4 и 3 на рис.1). При понижении температуры до $T \approx 10 \text{ К}$ с низкоэнергетической стороны от этих линий пороговым образом возникают две линии излучения с энергиями $h\nu = 1111$ и 1052 мэВ (линии 2 и 1 на рис.1). Максимумы возгорающихся линий излучения отстоят на $\approx 9 \text{ мэВ}$ от максимумов соответствующих экситонных линий. Возрастание интенсивности этих линий люминесценции при понижении температуры сопровождается уменьшением интенсивности линий излучения свободных экситонов.

Возникновение длинноволновых линий излучения, наблюдающихся при низких температурах, имеет пороговый характер и по плотности возбуждения: интенсивность этих линий вблизи порога резко возрастает при увеличении уровня накачки (приблизительно на два порядка при изменении уровня возбуждения на $\approx 15\%$). Зависимость интенсивности излучения экситонов от плотности возбуждения – плавная. При высоких температурах, когда в спектре ФЛ слоя SiGe присутствуют только экситонные линии, их интегральная интенсивность линейно увеличивается с ростом уровня накачки. Таким образом,

исходя из спектрального положения длинноволновых компонент спектра ФЛ слоя SiGe и их порогового поведения при изменении интенсивности возбуждения и температуры, можно полагать, что эти линии являются бесфононной линией излучения ЭДЖ и ее ТО-фононным повторением. Следует отметить, что в спектрах, приведенных на рис.1, помимо компонент, обсуждавшихся выше, также видны ТО-фононные повторения линий излучения свободных и связанных экситонов в буферном и защитном слоях кремния с максимумами при $h\nu = 1097$ и 1092 мэВ , соответственно, тогда как линия излучения ЭДЖ в этих слоях отсутствует даже при самых низких рабочих температурах. Линия излучения ЭДЖ в кремниевых слоях с максимумом при $h\nu = 1082 \text{ мэВ}$ возникает при значительно больших интенсивностях возбуждения на длинноволновом крыле линии люминесценции связанных экситонов. Так, при плотности возбуждения $I = 200 \text{ Вт/см}^2$ пороговая температура образования ЭДЖ в Si-слоях около 8 К (см. рис.2). Значительно более низкие пороговые интенсивности

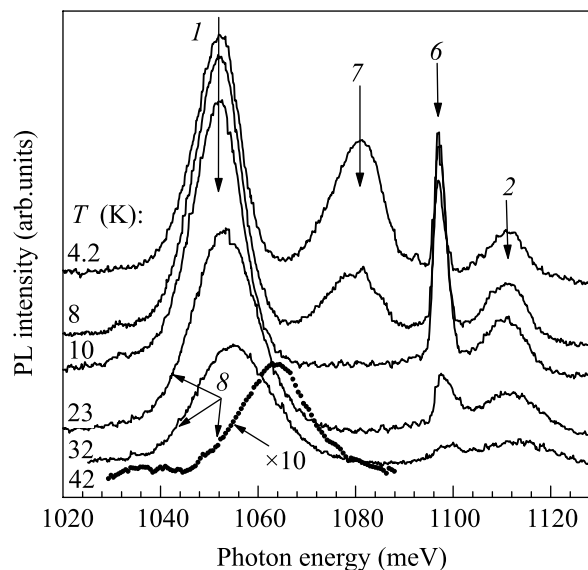


Рис.2. Спектры ФЛ при высоком уровне возбуждения. $I = 200 \text{ Вт/см}^2$. 7 – ТО-компонента спектра люминесценции ЭДЖ в слоях Si, 8 – линии излучения ЭДП в слое SiGe. Нумерация остальных линий та же, что на рис.1

возбуждения и, соответственно, более высокие пороговые температуры (при заданном уровне возбуждения) возникновения ЭДЖ во внутреннем слое твердого раствора гетероструктуры, чем в слоях кремния, связаны с накоплением фотовозбужденных носителей заряда в слое SiGe, являющемся потенциальной ямой для дырок. (При $x = 0.05$ этот слой, по-видимому,

является потенциальной ямой и для электронов [8].) Сравнение порогов образования ЭДЖ в SiGe-слое гетероструктуры и в объемных монокристаллах SiGe того же состава показало, что вследствие пространственного ограничения (локализации неравновесных носителей заряда в потенциальной яме) пороговые уровни возбуждения в SiGe-слое значительно ниже (примерно в 5 раз при $T = 6$ К), а пороговые температуры выше, чем в объемном материале. Заметим, что благодаря этому обстоятельству исследования ЭДЖ можно проводить при существенно меньших уровнях возбуждения, чем в объемных кристаллах, и, тем самым, исключить или значительно уменьшить перегрев образца излучением накачки.

Анализ формы линий люминесценции ЭДЖ (см. [2, 3] и ссылки там) позволяет рассчитать плотность n_0 и, если известно спектральное положение линий излучения свободных экситонов, определить энергию связи частиц жидкости φ . На рис.3 показан пример теоретической обработки формы

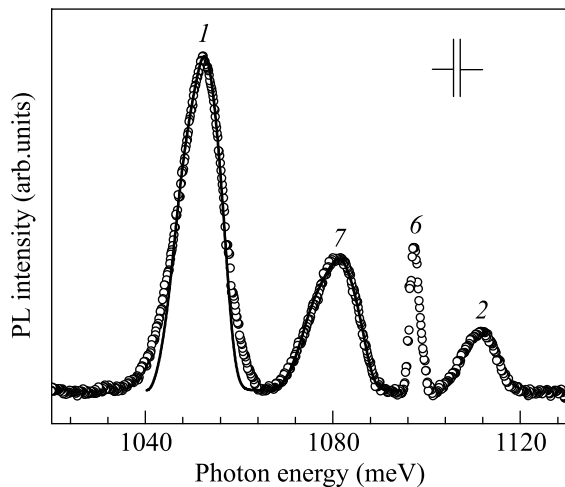


Рис.3. Теоретическая обработка (сплошная линия) формы TO-компонент спектра люминесценции ЭДЖ в SiGe ($n_0 = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и Si ($n_0 = 3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слоях. $I = 200 \text{ Вт/см}^2$, $T = 6 \text{ К}$. Нумерация спектральных линий такая же, как на рис.1 и 2

TO-компонент спектра люминесценции ЭДЖ в слоях SiGe и Si исследованной гетероструктуры (сплошная линия). Вычисления выполнены с использованием трехмерной комбинированной плотности состояний для электронов и дырок. Для ЭДЖ в слое твердого раствора были получены значения $n_0 = 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi = 3.0 \text{ мэВ}$ при $T = 6 \text{ К}$. При вычислении работы выхода φ энергетическое положение максимума линии излучения СЭ определялось из спектров, измеренных при низких уровнях возбуждения

вблизи температурного порога образования ЭДЖ ($T = 13 \text{ К}$ на рис.1). Для сравнения была проведена аналогичная обработка экспериментальных спектров излучения ЭДЖ в объемных монокристаллах SiGe такого же состава, которая дала значения $n_0 = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi = 8.3 \text{ мэВ}$. Таким образом, плотность и энергия связи частиц ЭДЖ в слое твердого раствора гетероструктуры заметно ниже, чем в объемном материале. Плотность и энергия связи ЭДЖ в буферном и защитном слоях кремния ($n_0 = 3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi = 8.6 \text{ мэВ}$) практически такие же, как в объемном кремнии. Уменьшение по сравнению с объемным материалом плотности и энергии связи ЭДЖ в слое твердого раствора гетероструктуры, по-видимому, обусловлено внутренними напряжениями в этом слое.

Как известно, при деформации объемного кремния, приводящей к снятию вырождения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, плотность и энергия связи ЭДЖ уменьшаются [2–4]. При малых x зонная структура твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ такая же, как у кремния: зона проводимости имеет шесть эквивалентных минимумов энергии, а максимум валентной зоны двукратно вырожден (конфигурация зон Si(6,2) [3]). Из-за внутренних напряжений в псевдоморфном слое $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, выращенном на ненапряженной подложке Si(001), шестикратное (без учета спина) вырождение дна зоны проводимости снято: два минимума расположены выше, а четыре, являющиеся дном зоны в напряженном SiGe-слое – ниже по энергии [8, 9]. Оценка междолинного расщепления с использованием данных этих работ для $x = 0.05$ дает $\Delta_c \approx 37 \text{ мэВ}$. Эта величина существенно превышает энергию Ферми электронов в ЭДЖ $E_F^e \approx 9 \text{ мэВ}$, полученную из обработки формы линии излучения жидкости. Таким образом, в напряженном SiGe-слое электроны заселяют только четыре нижних минимума зоны проводимости. Расщепление валентной зоны заметно меньше фермиевской энергии дырок и поэтому не учитывалось. Приведенные в предыдущем абзаце значения плотности и энергии связи ЭДЖ были получены без учета расщепления зон в напряженном слое, то есть для конфигурации зон Si(6,2). Обработка формы линии люминесценции ЭДЖ в SiGe-слое для зонной конфигурации Si(4,2) дала значения $n_0 = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi = 2.4 \text{ мэВ}$. Анализ формы линии излучения ЭДЖ в кремниевых слоях гетероструктуры проводился для зонной конфигурации Si(6,2) как для объемного Si.

Поскольку работа выхода экситонов из ЭДЖ в слое твердого раствора гетероструктуры существенно меньше, чем в объемных Si и SiGe, критичес-

кая температура T_c перехода “газ – жидкость” также должна быть заметно ниже (в объемном кремнии $T_c = 25$ К [2–4]). Расчеты плотности электронно-дырочных пар в конденсате по форме линии ФЛ показали, что при $T < 20$ К величина n_0 не зависит от уровня накачки, как и должно быть для ЭДЖ. При более высоких температурах плотность n_0 заметно увеличивалась с ростом уровня накачки, что характерно для ЭДП. Дополнительным свидетельством плазменной природы этой линии излучения при $T > 20$ К является температурная зависимость спектрального положения ее максимума: при высоких уровнях возбуждения линия сдвигается в коротковолновую сторону при повышении температуры (рис.2). Линия излучения экситонов в этих условиях в спектре не видна. Таким образом, можно заключить, что критическая температура перехода экситонный газ – ЭДЖ в SiGe-слое $T_c < 20$ К, однако для более точного ее определения необходимы дальнейшие детальные исследования. Сравнение спектров на рис.1 и 2, измеренных при температурах 23 и 32 К, показывает, что при этих температурах увеличение уровня накачки приводит к появлению с длинноволновой стороны от экситонной линии широкой полосы излучения ЭДП, возникающей вследствие перехода Мотта [10] в экситонном газе в SiGe-слое.

Заключение. Обнаружена ЭДЖ в тонких SiGe-слоях гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si. Пороговая плотность возбуждения, требуемая для образования ЭДЖ в SiGe-слое, значительно ниже, а пороговая температура – заметно выше, чем в объемном твердом растворе такого же состава, из-за накопления фотовозбужденных носителей заряда в потенциальной яме SiGe-слоя. Определены плотность и энергия связи частиц жидкости. Уменьшение энергии связи и плотности ЭДЖ по сравнению с объемным материалом связано с внутренними напряжениями в слое

твердого раствора. Оценена критическая температура перехода экситонный газ – ЭДЖ. При температурах выше критической и высоких уровнях возбуждения происходит переход Мотта: газ экситонов – электронно-дырочная плазма.

Авторы выражают признательность Л.В. Келдышу за обсуждение результатов и Н.В. Абросимову за предоставление монокристаллов Si_{1-x}Ge_x. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 07-02-01071, INTAS # 03-51-5015 и программами РАН.

1. Л. В. Келдыш, *Труды 9-ой международной конференции по физике полупроводников*, Москва, 1968, Л.: Наука, 1969, стр. 1384.
2. T. M. Rice, J. C. Hensel, T. G. Fillips, and G. A. Thomas, *Solid State Physics*. **32**, Academic Press, New York (1977).
3. *The Electron-Hole Drops in Semiconductors*, in: *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, **6**, Eds. C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, Amsterdam: North-Holland, 1983; L. V. Keldysh and N. N. Sibeldin, *Ibid*, **16**, Eds. W. Eisenmenger and A. A. Kaplyanski, 1986, p. 455.
4. С. Г. Тиходеев, *УФН*, **145**, 3 (1985).
5. M. Tajima and S. Ibuka, *J. Appl. Phys.* **84**, 2224 (1998).
6. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236802-1 (2004).
7. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery et al., *Phys. Rev. B* **72**, 205324 (2005).
8. C. G. Van de Walle and R. M. Martin, *Phys. Rev. B* **34**, 5621 (1986).
9. L. Yang, J. R. Watling, R. C. W. Wilkins et al., *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1174 (2004).
10. N. F. Mott, *Metal-Insulator Transition*, London, Taylor and Francis, 1974, p. 150.