

НАБЛЮДЕНИЕ 2D-ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СЛОЯХ ГЕРМАНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

Н.Г.Калугин, Л.К.Орлов, О.А.Кузнецов

Институт прикладной физики РАН

603600 Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 1993 г.

Исследуется эффект фотолюминесценции в напряженных периодических гетероструктурах $\text{Ge} - \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ со слоями нанометровой толщины. Показано, что при температурах ниже 90 К наблюдаемое излучение связано с рекомбинацией двумерных экситонов в слоях германия.

Исследования экситонов и связанного с ними рекомбинационного излучения в непрямозонных полупроводниках, какими, в частности, являются германий кремний и их твердые растворы, представляют интерес в связи с проблемой фазовых переходов газа экситонов в конденсированное состояние. Совокупность явлений, обусловленных конденсацией газа экситонов в электронно-дырочную жидкость, до последнего времени изучалась в основном в объемных однородных материалах [1], где данные явления проявляются при достаточно высоком уровне оптического возбуждения и относительно низких температурах. Переход к двумерным системам повышает энергию связи электронно-дырочной пары, что позволяет изучать коллективные явления при существенно менее жестких условиях [2]. При этом открывается возможность наблюдения тонких взаимодействий, связанных как с образованием двумерной электронно-дырочной жидкости, так и 2D-экситонных молекул.

Двумерные экситоны в германии изучались в каналах на границе объемного полупроводника с электролитом. Связанные в пары электроны и дырки были при этом разнесены в реальном пространстве и образовывали двойной зарядовый слой вблизи гетерограницы полупроводник-электролит [3]. Перспективным объектом для исследования фазовых превращений 2D-экситонов германия являются также гетероэпитаксиальные структуры $\text{Ge} - \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ [4]. Данные структуры в случае малых толщин слоев германия при изменении толщины слоев твердого раствора позволяют реализовывать переход от чисто двумерных к квазидвумерным системам.

В настоящей работе мы сообщаем о первом наблюдении 2D-экситонной люминесценции в тонких (8–25 нм) слоях германия периодических гетероструктур $\text{Ge} - \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, выращенных на подложках Ge [111]. Слои Ge в гетероструктурах разделялись туннельно-непрозрачными слоями твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x < 0,15$) с толщиной $20 \div 30$ нм и образовывали потенциальные ямы как для электронов, так и для дырок. Число периодов для разных структур изменялось от 70 до 300, при этом общая толщина исследованных сверхрешеток (СР) составляла 3–15 мкм, что позволяло исключить вклад подложек в спектры фотолюминесценции (ФЛ). Более подробно структура и электрофизические свойства рассматриваемых в настоящей работе СР описаны в [5].

Исследование фотолюминесценции проводилось в температурном интервале $2 \div 300$ К на фурье-спектрометре ВОМЕМ DA3.36, оснащенном охлаждаемым InSb-детектором. Для возбуждения использовалось излучение Nd:YAG лазера



Рис.1. Спектры ФЛ сверхрешеток $\text{Ge} - \text{Ce}_{1-x}\text{Si}_x$

($\lambda = 1,06$ мкм). Форма спектральных линий люминесценции корректировалась по излучению абсолютно черного тела. Характерный вид спектров ФЛ представлен на рис.1 для образцов с параметрами $d_{\text{Ge}} = 21$ нм (a), 11 нм (b); $d_{\text{GeSi}} = 29$ нм (a), 18 нм (b), $x = 0,12$ (a), 0,14 (b); число периодов $N = 73$ (a), 200 (b); упругое воздействие подложки на СР [6] $\xi = 25\%$ (a); 28% (b). Спектры сняты при температурах $T = 5$ К (a) и 80 К (b) и интенсивности лазерного излучения $I_{\text{excit}} = 15$ Вт/см² с разрешением 0,4 мэВ.

На спектральных зависимостях при $T < 90$ К в диапазоне 550–800 мэВ присутствует несколько спектральных линий. Пик в районе 600 мэВ (2,1 мкм) обычно связывают с дислокациями. Второй пик в спектре люминесценции, положение которого меняется в зависимости от величины упругой деформации и толщины слоев германия в СР (см. рис.1 а и б), связан с рекомбинацией экситона с участием LA-фонона в Ge. В СР с толстыми (> 20 нм) слоями Ge его положение близко к расположению соответствующей линии в объемном Ge (714 мэВ при $T = 4,2$ К) (см. рис.1а). Высокочастотный пик, соответствующий в СР с толстыми слоями германия энергии 735 мэВ, сдвинутый относительно LA-экситонной реплики на энергию продольного акустического фонона, вызван связанный с рассеянием на примесях в слоях германия бесфононной рекомбинацией непрямых экситонов [7]. Концентрация фоновой примеси в слоях Ge и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ исследованных гетероструктур оценивается нами на уровне $\sim 10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³.

На рис.2 на примере спектров ФЛ СР с параметрами $d_{\text{Ge}} = 18$ нм, $d_{\text{GeSi}} = 30$ нм; $x = 0,13$; $N = 243$; $\xi = 12\%$ показано, как меняется форма LA (I, Δ) и бесфононной реплики ($2, \square$) от температуры (a) и интенсивность реплик от интенсивности лазера при $T = 5$ К (b). Характерная зависимость формы линий в спектрах от температуры и линейная зависимость амплитуд LA и бесфононной реплики от мощности лазерного излучения говорят о том,

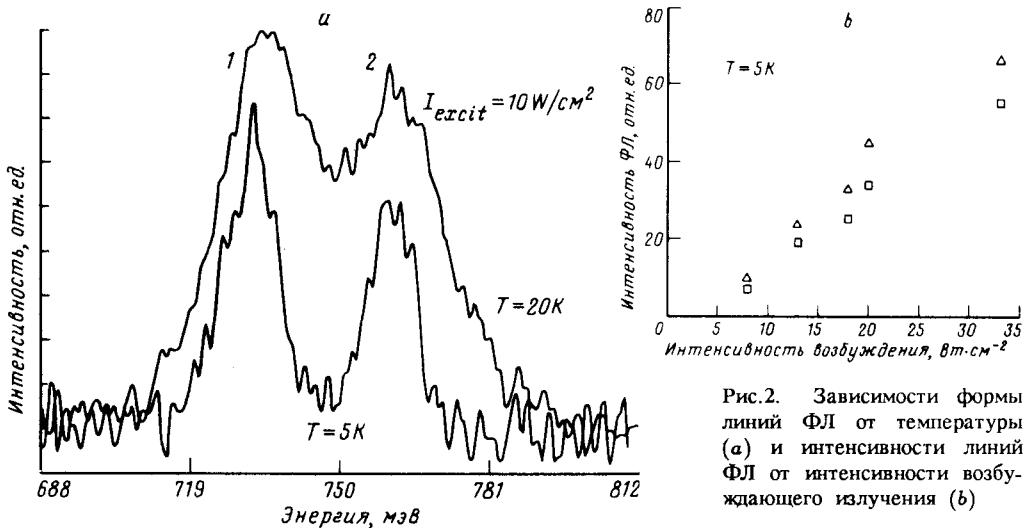


Рис.2. Зависимости формы линий ФЛ от температуры (а) и интенсивности линий ФЛ от интенсивности возбуждающего излучения (б)

что наблюдаемые нами в периодических гетероструктурах $\text{Ge} - \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ пики ФЛ соответствуют при $T \geq 5\text{ K}$ рекомбинации свободных экситонов в системе. Уширение спектральных линий с повышением температуры происходит в основном в коротковолновую область спектра, что является характерной особенностью системы свободных экситонов, связанной с зависимостью спектральной линии излучения от функции распределения экситонов по энергиям.

Мы наблюдали также *LA* и бесфононную реплику экситонов, связанных на примесях. Они имеют меньшую интенсивность по сравнению с пиками ФЛ свободных экситонов. Из-за больших ширин линий свободных экситонов (в среднем порядка 15 мэВ при $T = 5\text{ K}$ и интенсивности лазера $P = 5\text{ Вт}/\text{см}^2$ по сравнению с 3,5 мэВ для *LA* пика объемного германия, измеренного в тех же условиях), линии излучения связанных экситонов разрешаются лишь при более низких ($\leq 4,2\text{ K}$) температурах. По-видимому, уширение линий экситонов связано с некоторым разбросом толщин слоев Ge СР. Правомерность этого вывода будет понятна из соображений, которые будут приведены ниже. В спектрах люминесценции толстых ($> 1\text{ мкм}$) автоэпитаксиальных слоев Ge связанные экситоны фиксируются и при $T = 5\text{ K}$.

Нужно заметить, что в автоэпитаксиальных слоях Ge с концентрацией фоновой примеси $N \leq 10^{14}\text{ см}^{-3}$ при $T \approx 5\text{ K}$ наблюдаются только хорошо выраженные *LA*-реплики свободных и связанных экситонов, а *TA* и бесфононная экситонные реплики выражены слабо. В автолегированных до уровня $N \sim 10^{15}\text{ см}^{-3}$ слоях Ge в спектрах ФЛ появляется (при тех же температурах) сравнимая по интенсивности с *LA*-репликой бесфононная реплика. В СР $\text{Ge} - \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ уровень неконтролируемых примесных атомов в слоях Ge превышает их концентрацию в автоэпитаксиальных слоях германия. Это объясняет высокую интенсивность пиков бесфононных переходов в спектрах люминесценции сверхрешеток.

Температурные зависимости интенсивности ФЛ, в целом показывающие спад интенсивности ФЛ с ростом температуры при постоянной интенсивности возбуждающего излучения, имеют максимум при $T = 15 \div 20\text{ K}$. Рост интенсив-

ности излучения с температурой в диапазоне $4 \div 20$ К связан с высвобождением части экситонов, захваченных на примесные центры, в свободное состояние. С дальнейшим ростом температуры образца интенсивность ФЛ падает. Однако структура экситонных линий в спектрах (рис.2а), несмотря на сильное расширение, разрешается вплоть до температуры $\sim 85 \div 90$ К (назовем эту температуру T_{max}).

Значительная энергия связи экситонов в слоях германия СР $Ge - Ge_{1-x}Si_x$, позволяющая изучать их при температурах выше температуры жидкого азота (рис.1б), указывает на то, что наблюдаемые возбуждения являются двумерными. Из температурной зависимости можно оценить энергию связи экситона в СР $E_{excit} \sim k_B T_{max} \cong 8 \div 9$ мэВ (здесь k_B – постоянная Больцмана), что примерно в $2 \div 2,5$ раза превышает энергию связи экситонов в объемном германии (~ 4 мэВ). Теоретические расчеты энергии связи экситона в напряженных слоях Ge СР дают близкий к нашей оценке результат.

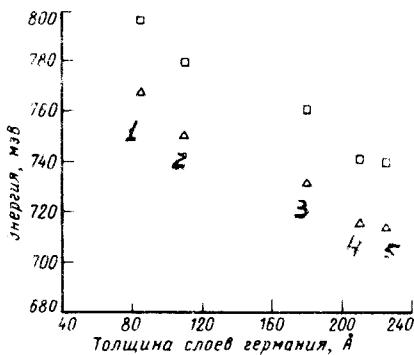


Рис.3. Положения линий ФЛ свободных экситонов для СР с разными ширинами квантовых ям Ge

На рис.3 для сверхрешеток с параметрами: $d_{Ge} = 8,5$ нм (1); 11 нм (2); 18 нм (3); 21 нм (4); 22,5 нм (5); $d_{GeSi} = 26$ нм (1); 18 нм (2); 30 нм (3); 28 нм (4); 22,5 нм (5); $x = 0,15$ (1); 0,14 (2); 0,13 (3); 0,12 (4); 0,12 (5); $N = 81$ (1); 90 (2); 243 (3); 73 (4); 81 (5); $\xi = 17\%$ (1); 28% (2); 12% (3); 25% (4); 36% (5), показано, как положения $LA(\Delta)$ и бесфононной (\square) реплик свободных экситонов в спектрах ФЛ меняются с увеличением толщины слоев d_{Ge} в СР. Видно, что с уменьшением ширины потенциальных ям в СР имеет место сильное смещение пиков ФЛ в область больших энергий. Согласно теоретическим представлениям (см., например, работу [6]), смещение краев энергетических зон в слоях Ge гетероструктуры $Ge - Ge_{1-x}Si_x$ только вследствие упругой деформации происходит в сторону уменьшения ширины запрещенной зоны. Данный эффект мы наблюдаем, в частности, в толстых гетероэпитаксиальных слоях Ge, выращенных на буфере $Ge_{1-x}Si_x$.

Изменение ширины запрещенной зоны в тонких слоях Ge гетеросистемы в сторону ее увеличения может быть связано только с проявлением эффекта размерного квантования спектра носителей заряда в слоях структуры. Ранее (см. [8,9]) было показано, что в данных гетероструктурах действительно имеет место квантование энергетического спектра дырок, которые локализуются в потенциальных ямах, образованных слоями германия с СР. Так как верхние состояния валентной зоны заполнены тяжелыми дырками с массой поперек плоскости слоя $m_h^{\perp} = 0,13m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), то для

оценки положения первого уровня размерного квантования может быть выбрана модель бесконечной прямоугольной ямы. Тогда для слоя Ge толщиной ~ 10 нм получаем, что верхний уровень размерного квантования должен испытывать сдвиг относительно края валентной зоны трехмерного германия на величину $\simeq 25$ мэВ, что существенно меньше наблюдаемого на эксперименте смещения пиков ФЛ ($\Delta E \simeq 60$ мэВ). Разницу в значениях энергий можно отнести на счет эффекта размерного квантования спектра электронов.

В слоях германия СР Ge – Ge_{1-x}Si_x, испытывающих радиальное сжатие в плоскости слоев системы, междолинное вырождение в зоне проводимости снимается, вследствие чего долина, лежащая на оси СР [111] и имеющая тяжелую эффективную массу электронов ($m_e^{\perp,(1)} = 1,58m_0$) поперек плоскости слоев, смещается за счет деформации вверх по энергии на величину $\simeq 60$ мэВ [6]. Электроны трех других долин, образующих в достаточно толстых слоях Ge дно зоны проводимости, имеют в направлении поперек слоя Ge более легкую эффективную массу ($m_e^{\perp,(3)} \simeq 0,09m_0$). Квантование спектра электронов в этих долинах обусловливает сдвиг края зоны проводимости на $\simeq 35$ мэВ, приводя к дополнительному увеличению ширины запрещенной зоны, и, как следствие, сдвигу линий в спектре ФЛ в более коротковолновую область. Согласие проведенных теоретических оценок с экспериментальными сдвигами пиков ФЛ указывает на квантование спектра электронов в слоях германия СР Ge – Ge_{1-x}Si_x.

В заключение авторы выражают признательность А.Л.Чернову за обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код гранта 93-02-14720).

-
1. Т.Райс, Дж.Хенсел, Т.Филлипс, Г.Томас, Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках, М.: Мир, 1980 (T.M.Rice et al., *The electron-hole liquid in semiconductors*, 1977, Acad. Press).
 2. В.М.Асинин, А.М.Крюков и др., Тез. докладов XII Всесоюзн. конф. по физике полупроводников, Киев, 1990, ч.І, с.58.
 3. В.М.Асинин, А.А.Рогачев и др., Труды IX Всесоюзн. симпозиума "Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников", Новосибирск, 1988, ч.І.
 4. Л.К.Орлов, О.А.Кузнецов и др., ФТП **20**, 118 (1986).
 5. Л.К.Орлов, О.А.Кузнецов и др., ЖЭТФ **98**, 1028 (1990).
 6. Л.К.Орлов, О.А.Кузнецов и др., ФТТ **32**, 1933 (1990).
 7. А.С.Алексеев, В.С.Багаев и др., ФТТ **12**, 3516 (1970).
 8. О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 351 (1991).
 9. Н.А.Городилов, О.А.Кузнецов и др., Письма в ЖЭТФ **56**, 409 (1992).