

Нагрев и испарение двумерной электронно-дырочной жидкости под действием тепловых импульсов

Д. Ф. Аминев¹⁾, А. Ю. Клоков⁺, В. С. Кривобок⁺, С. Н. Николаев⁺, А. В. Новиков*, А. И. Шарков⁺,
Н. Н. Сибельдин⁺

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

* Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 14 декабря 2016 г.

Исследовано динамическое поведение спектров низкотемпературной ($T = 5$ К) фотолюминесценции гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ ($x = 0.045$) при распространении неравновесных фононов (тепловых импульсов) в структуре. Обнаружено быстрое испарение электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в квантовой яме (КЯ) структуры при нагреве жидкости фононами теплового импульса. Установлено, что возрастание плотности экситонного газа в КЯ связано с испарением ЭДЖ и увеличением скорости захвата экситонов в КЯ. Показано, что взаимодействие с фононами теплового импульса приводит к диссоциации экситонно-примесных комплексов в кремниевых слоях, сопровождающейся увеличением концентрации и времени жизни экситонов.

DOI: 10.7868/S0370274X17030079

Неравновесные фононы, рождающиеся в процессах релаксации и рекомбинации неравновесных носителей заряда или созданные с помощью внешнего источника, могут оказывать существенное, а иногда и определяющее влияние на свойства электронно-дырочной системы, образующейся в полупроводниковом материале или структуре при оптической или электрической накачке. Так, в объемном германии эффекты, связанные с неравновесными акустическими фононами – “фононным ветром” [1, 2] – играют ключевую роль в формировании облака капель электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) и определяют его размеры, пространственную структуру и динамику, приводят к ограничению размеров капель, влияют на кинетику конденсации экситонов и пр. (см. обзоры [3–8] и ссылки в них). Такие эффекты детально изучены в германии, где они проявляются наиболее ярко.

По-видимому, неравновесные акустические фононы должны оказывать заметное влияние и на свойства низкоразмерных экситонных систем. Сравнительно недавно ЭДЖ была обнаружена в квантовых ямах (КЯ) гетероструктур первого (Si/SiO_2) [9–11] и второго (Si/SiGe с малым содержанием германия) [12–17] рода²⁾. Было установлено, что в структурах обоих типов с достаточно узкими КЯ образуется ква-

зидмерная ЭДЖ [10, 11, 13–17], причем в гетероструктурах Si/SiGe возможно образование как пространственно прямой, так и дипольной ЭДЖ с пространственно разделенными электронами и дырками [17]. Следует отметить, что система экситонный газ–ЭДЖ весьма чувствительна к изменению условий наблюдения: небольшие вариации температуры и уровня возбуждения, а также внешние воздействия приводят к нарушению фазового равновесия и изменению соотношения между объемами жидкой и газовой фаз. Используя внешние возмущения динамического характера, можно получить информацию о кинетике восстановления фазового равновесия.

В настоящей работе для динамического воздействия на квазидмерную систему экситонный газ–ЭДЖ в SiGe -КЯ гетероструктурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ ($x = 0.045$) использованы тепловые импульсы – импульсы неравновесных баллистических акустических фононов. Ранее тепловые импульсы успешно применяли для зондирования системы экситонный газ–ЭДЖ и исследования динамики капель ЭДЖ в объемном германии [3–8]. Техника тепловых импульсов использовалась и для исследования электрон-фононного взаимодействия в низкоразмерных структурах. Так, например, были исследованы поглощение [19] и излучение [20] неравновесных фононов двумерным электронным газом в кремниевых МОП-структурах, разогрев тепловыми импульсами двумерных электронного [21] и экситонного [22] газов

¹⁾ e-mail: amdenis@yandex.ru

²⁾ Краткий обзор этих работ дан в [18].

в КЯ гетероструктур GaAs/AlGaAs. Следует отметить, что при поглощении и испускании фононов двумерными носителями заряда не требуется выполнения закона сохранения квазиимпульса в направлении, перпендикулярном двумерному слою. При этом в гетероструктурах, состоящих из слоев с близкими акустическими свойствами, фононы практически трехмерны. Теоретическое рассмотрение электрон-фононного взаимодействия в двумерных электронных системах проведено в работах [19, 20, 23].

Основной результат экспериментов, описанных ниже – обнаружение быстрого испарения двумерной ЭДЖ в КЯ вследствие нагрева жидкости неравновесными фононами теплового импульса. Длительность этого процесса составляла несколько десятков наносекунд. Примерно такое же время занимал обратный процесс конденсации экситонов, приводящий к ликвидации избытка экситонов, появившихся в КЯ при испарении жидкости. Однако основной вклад в увеличение экситонной плотности связан с возрастанием скорости захвата экситонов в КЯ в результате увеличения их концентрации в кремниевых слоях структуры, которое обусловлено диссоциацией экситонно-примесных комплексов (ЭПК – экситоны, связанные на примесных атомах бора) при распространении теплового импульса через фотовозбужденную часть структуры. Ранее диссоциация ЭПК при взаимодействии с фононами теплового импульса наблюдалась в монокристаллах кремния [24].

Воздействие тепловых импульсов на неравновесную электронно-дырочную систему в гетероструктуре Si/SiGe исследовали посредством измерения спектрально-кинетических зависимостей фотолуминесценции (ФЛ) структуры, выращенной методом молекулярной пучковой эпитаксии на подложке Si(100) с высоким удельным сопротивлением $5 \text{ кОм} \cdot \text{см}$. На подложку толщиной 0.66 мм сначала наращивали буферный слой Si толщиной 100 нм, затем слой $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 4.5\%$) толщиной 5 нм и, наконец, покровной слой Si толщиной 100 нм. На тыльную сторону подложки была термически напылена алюминиевая пленка толщиной 200 нм, использовавшаяся для генерации тепловых импульсов.

Спектры ФЛ анализировали решеточным монохроматором с линейной дисперсией 3.2 нм/мм и регистрировали с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) с InP/InGaAsP фотокатодом (H10330A фирмы Hamamatsu). Сигнал с ФЭУ, работавшего в режиме счета фотонов, суммировал цифровой осциллограф LeCroy WR62xi. Данная система обладает высокой чувствительностью, так как позволяет ре-

гистрировать сигнал ФЛ с временным разрешением 2 нс без потери фотоотсчетов.

Для возбуждения ФЛ использовали полупроводниковый лазер (длина волны излучения $\lambda = 660 \text{ нм}$), работавший в непрерывном режиме. Луч лазера фокусировался на покровный слой образца в пятно размерами $1.5 \times 1.5 \text{ мм}$. Тепловые импульсы генерировались при нагреве алюминиевой пленки импульсами излучения 3-й гармоники твердотельного лазера ($\lambda = 355 \text{ нм}$, длительность импульса 5 нс, энергия в импульсе 5 мкДж, частота повторения 2.5 кГц), сфокусированного на пленку в пятно площадью 1 мм^2 . Часть излучения импульсного лазера отводилась на фотодиод (PD на рис. 1, где показана блок-схема экспериментальной установки), использо-

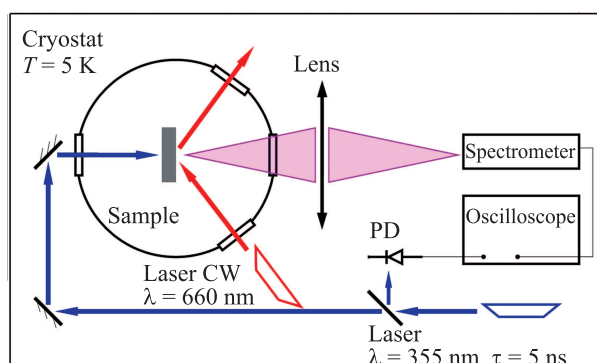


Рис. 1. (Цветной онлайн) Блок-схема экспериментальной установки

вавшийся для синхронного “запуска” осциллографа. Пятна, в которые фокусировались лазерные пучки, располагались на образце напротив друг друга. Образец размерами $15 \times 20 \text{ мм}^2$ находился в оптическом криостате в потоке гелиевого пара. Основные эксперименты проводили при температуре образца $T = 5 \text{ K}$.

Зонная диаграмма исследованной структуры показана схематически на вставке рис. 2. Структуры Si/Si_{1-x}Ge_x при малом содержании германия являются гетероструктурами II рода с невысоким потенциальным барьером для электронов и достаточно глубокой КЯ для дырок в напряженном SiGe-слое (см. обзор [18] и ссылки в нем). В таких структурах электроны, рождающиеся при фотовозбуждении, в основном, в подложке и слоях Si, могут проникать в слой SiGe, чему дополнительно способствует электрическое поле неравновесных дырок, накапливающихся в КЯ. В результате в слое твердого раствора могут образовываться пространственно прямые двумерные экситоны и ЭДЖ [13–18]. Следует отметить, что благодаря накоплению экситонов в SiGe-

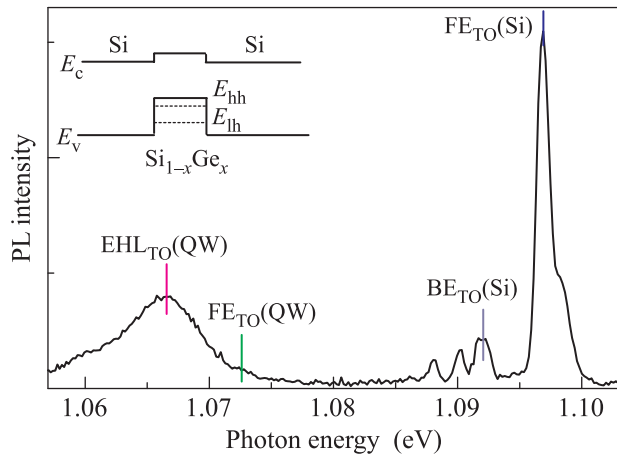


Рис. 2. (Цветной онлайн) Фрагмент стационарного спектра ФЛ-структуры в области ТО-фононных повторений. Отмечены положения ТО-компонент спектра излучения: линий свободных $FE_{TO}(Si)$ и связанных $BE_{TO}(Si)$ экситонов в объемном кремнии, ЭДЖ $EHL_{TO}(QW)$ и свободных экситонов $FE_{TO}(QW)$ в квантовой яме. На вставке показана зонная диаграмма структуры

слое при заданной температуре пороговая для образования ЭДЖ в КЯ плотность возбуждения существенно ниже, чем для формирования ЭДЖ в кремниевых слоях структуры [12].

Фрагмент спектра ФЛ-структуры в области ТО-фононных повторений линий ее излучения показан на рис. 2. Этот спектр измерен при стационарном возбуждении структуры излучением полупроводникового лазера. Причем плотность мощности возбуждающего излучения (200 мВт/см^2) была подобрана так, чтобы уверенно наблюдалась люминесценция ЭДЖ в КЯ, а объемная ЭДЖ в слоях кремния не образовывалась (в спектре на рис. 2 отсутствует линия объемной ЭДЖ при $h\nu \approx 1.08 \text{ эВ}$). На приведенном спектре ФЛ отмечены спектральные положения максимумов ТО-компонент спектра излучения: линий квазидвумерных ЭДЖ и свободных экситонов в КЯ (соответственно, $EHL_{TO}(QW)$ и $FE_{TO}(QW)$), линий объемных свободных ($FE_{TO}(Si)$) и связанных на примесных атомах В ($BE_{TO}(Si)$) экситонов в подложке и кремниевых слоях структуры. Динамика изменения интенсивностей излучения в результате взаимодействия с тепловым импульсом исследовалась в эксперименте при энергиях, отмеченных вертикальными отрезками на рис. 2. Как видно из спектра, изображенного на рис. 2, линия излучения экситонов в КЯ недостаточно хорошо разрешена. Ее спектральное положение, отмеченное на высокоэнергетическом крыле линии люминесценции ЭДЖ, указано в соот-

ветствии с данными, полученными при более высоких температурах, когда эта линия отчетливо видна.

Динамика вызванных тепловым импульсом изменений интенсивностей линий ФЛ, отмеченных на рис. 2, показана на рис. 3. Вначале рассмотрим, что

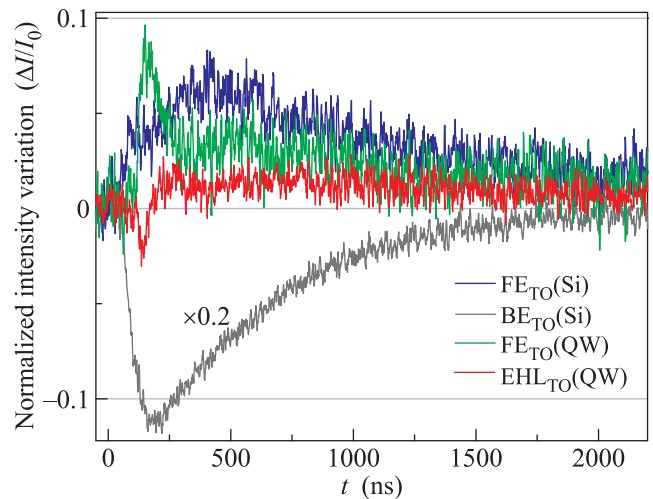


Рис. 3. (Цветной онлайн) Кинетические зависимости относительных изменений интенсивностей линий ФЛ структуры, вызванных тепловым импульсом (I_0 – интенсивности линий до возмущения, $I(t)$ – регистрируемая интенсивность ФЛ, $\Delta I = I(t) - I_0$). Время отсчитано от момента попадания лазерного импульса в Al пленку ($t = 0$)

происходит вне КЯ, т.е. в подложке и барьерных слоях кремния, при распространении теплового импульса в структуре. Примерно через $t \approx 50 \text{ нс}$ после генерации теплового импульса в момент времени $t = 0$ начинает уменьшаться интенсивность излучения связанных экситонов (линия $BE_{TO}(Si)$ на рис. 2). За это время импульс продольных акустических фононов, распространяющийся в направлении оси роста структуры $\langle 100 \rangle$ со скоростью $s_L = 8.43 \times 10^5 \text{ см/с}$, проходит расстояние, равное $\approx 420 \text{ мкм}$ и достигает фотовозбужденной области образца, размеры которой порядка $(D\tau)^{1/2} \sim 100 \text{ мкм}$ (здесь $D \approx 100 \text{ см}^2/\text{с}$ – коэффициент диффузии, $\tau \sim 1 \text{ мкс}$ – время жизни экситонов в кремнии). Интенсивность люминесценции связанных экситонов достигает своего минимального значения при $t \approx 200 \text{ нс}$ (заметим, что за это время продольные фононы теплового импульса трижды, а поперечные фононы дважды проходят через структуру вследствие отражения от ее поверхностей), а затем возрастает, возвращаясь к своему невозмущенному значению; постоянная вре-

мени этого процесса составляет ≈ 550 нс³). Тушение люминесценции связанных экситонов объясняется диссоциацией экситонно-примесных комплексов (ЭПК) в результате взаимодействия с неравновесными фононами теплового импульса. Энергия фононов в максимуме их спектрального распределения превышает энергию связи экситона на атоме бора ($E_{BE} \approx 3.8$ мэВ) в течение всего времени распространения теплового импульса в структуре (см. далее).

Уменьшение интенсивности излучения связанных экситонов сопровождается возрастанием интенсивности люминесценции свободных экситонов в кремнии (линия $(FE_{TO}(Si))$ на рис. 2), которое происходит вследствие увеличения экситонной плотности при диссоциации ЭПК. Интенсивность излучения свободных экситонов достигает максимума при $t \approx 450$ нс, т.е. значительно позже, чем интенсивность люминесценции связанных экситонов проходит через минимум (см. рис. 3). Таким образом, экситонная плотность продолжает увеличиваться несмотря на рост концентрации ЭПК на этом промежутке времени. По-видимому, это увеличение экситонной плотности связано с возрастанием эффективного времени жизни экситонов благодаря присутствию в образце неравновесных фононов, способных вызывать диссоциацию ЭПК [24]. Время жизни экситонов определяется скоростью захвата экситонов атомами примеси, если, как обычно считается, скорость безызлучательной оже-рекомбинации связанных экситонов существенно превышает скорость захвата (см., например, [3]). При диссоциации ЭПК под действием неравновесных фононов часть уже захваченных экситонов высвобождается, и, таким образом, время жизни экситонов эффективно возрастает в $(1 + \alpha\tau_c N_{ph})$ раз, где αN_{ph} – вероятность диссоциации ЭПК при взаимодействии с фононами соответствующих частот, N_{ph} – фононная плотность и τ_c – время жизни связанных экситонов. Поскольку для генерации свободных экситонов в структуре используется стационарное фотовозбуждение, увеличение времени жизни экситонов приводит к возрастанию их плотности. В дальнейшем интенсивность люминесценции свободных экситонов в кремнии убывает, возвращаясь к своему стационарному значению; постоянная времени этого процесса около 0.9 мкс³).

Перейдем к обсуждению процессов, протекающих в системе экситонный газ–ЭДЖ в КЯ в результате взаимодействия с тепловым импульсом. На рис. 4

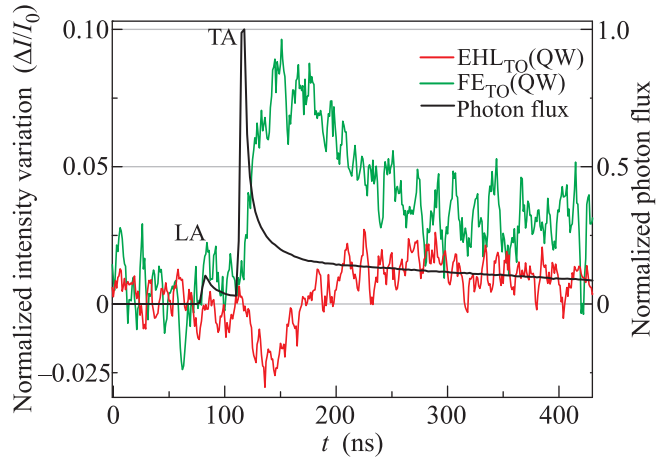


Рис. 4. (Цветной онлайн) Начальные участки кинетических зависимостей изменений интенсивностей линий ФЛ свободных экситонов ($FE_{TO}(QW)$) и ЭДЖ ($EHL_{TO}(QW)$) в КЯ, возникающих в результате воздействия теплового импульса (шкала слева). Сплошная черная линия – плотность потока энергии неравновесных фононов в КЯ (расчет, шкала справа); LA и TA – импульсы соответственно продольных и поперечных акустических фононов

сплошной черной линией изображена нормированная временная зависимость плотности потока энергии неравновесных фононов в КЯ, полученная в результате моделирования процессов генерации и распространения фононов методом Монте-Карло. При расчетах учитывались акустическое рассогласование между генератором фононов и подложкой, а также деградация фононного спектра при распространении теплового импульса вследствие спонтанного распада высокочастотных фононов и упругое рассеяние фононов на изотопических примесях⁴). Как видно на рис. 4, импульс продольных акустических (LA) фононов достигает КЯ за время $t = 77.8$ нс, а импульс поперечных (TA) фононов – за $t = 111$ нс (TA-фононы, распространяющиеся в Si вдоль осей $\langle 100 \rangle$, вырождены, т.е. их скорость $v_T = 5.84 \cdot 10^5$ см/с не зависит от направления вектора поляризации). Расчеты показали, что частота как продольных, так и поперечных фононов при прохождении LA, TA максимумов теплового импульса через КЯ составляет ≈ 1.1 ТГц (энергия этих фононов равна ≈ 4.6 мэВ). Заметим, что на заднем фронте импульса TA-фононов имеется длинный “хвост”, обогащенный высокочастотными фононами. Протяженность этого хвоста (несколь-

³Приведенное значение постоянной времени получено посредством экспоненциальной аппроксимации этого участка кинетической зависимости.

⁴Детальное описание моделирования приведено в работах [25, 26]. Продемонстрировано хорошее согласие рассчитанного фононного потока с экспериментальными данными.

ко сотен нс) порядка времени задержки между максимумом интенсивности люминесценции свободных экситонов и минимумом интенсивности излучения ЭПЖ в кремнии (см. рис. 3). По-видимому, именно фононы хвоста ответственны за увеличение времени жизни экситонов, обсуждавшееся выше.

На рис. 4 также показаны в укрупненном масштабе начальные участки кинетических зависимостей относительных изменений интенсивностей линий ФЛ свободных экситонов ($FE_{TO}(QW)$) и ЭДЖ ($ENL_{TO}(QW)$) в КЯ, вызванных воздействием теплового импульса. При прохождении импульса поперечных фононов через КЯ резко (за время $\Delta t \approx 30$ нс) уменьшается, а затем быстро восстанавливается интенсивность излучения ЭДЖ. Несколько медленнее возрастает и спадает интенсивность ФЛ экситонов. Резкое уменьшение интенсивности люминесценции ЭДЖ связано с быстрым испарением жидкости вследствие ее нагрева неравновесными фононами. Из экспериментальных данных можно было бы оценить увеличение температуры ΔT каплей ЭДЖ в результате поглощения фононов теплового импульса, если были бы известны размеры каплей. Хотя размеры каплей неизвестны, наметим путь для такой оценки.

Скорость испарения капли радиуса R при температуре T в двумерном случае определяется формулой $S_{ev} = 2\pi R v_T n_{0T}$, где $v_T = (k_B T / 2\pi m)^{1/2}$ – тепловая скорость экситонов, m – их эффективная масса и n_{0T} – термодинамически равновесная плотность насыщенного экситонного пара над плоской поверхностью жидкости, которая описывается выражением⁵⁾

$$n_{0T} = \frac{g m k_B T}{2\pi \hbar^2} e^{-\frac{\varphi}{k_B T}}.$$

Здесь g – фактор вырождения, φ – работа выхода экситонов из ЭДЖ.

Полагая изменение температуры жидкости при нагреве фононами незначительным ($\Delta T \ll T$), для увеличения скорости испарения при этом нагреве получим $\Delta S_{ev} \approx 2\pi R v_T (dn_{0T}/dT) \Delta T = 2\pi R v_T n_{0T} [(T + \varphi)/T^2] \Delta T$. За время Δt капля теряет $\Delta N = \Delta S_{ev} \cdot \Delta t$ пар частиц. Отношение $\Delta N/N = \Delta I/I_0$, где $N = \pi n_0 R^2$ – первоначальное число пар частиц в капле радиуса R , n_0 – плотность ЭДЖ и $\Delta I/I_0$ – относительное уменьшение интенсивности излучения ЭДЖ при поглощении фононов теплового импульса. Объ-

единяя выписанные соотношения, для относительного перегрева капли получим выражение

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{n_0}{2v_T n_{0T} \Delta t} \frac{T}{T + \varphi} R \frac{\Delta I}{I_0},$$

из которого видно, что перегрев, требуемый для получения определенного сигнала, пропорционален радиусу каплей. Подставляя численные значения входящих сюда величин ($n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $v_T = 3.9 \times 10^5 \text{ см/с}$, $n_{0T} = 1.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $\varphi = 2 \text{ мэВ}$, $T = 5 \text{ К}$, $\Delta t = 30 \text{ нс}$ и $\Delta I/I_0 = 0.022$; два последних значения взяты из экспериментальных данных, приведенных на рис. 4)⁶⁾, найдем, что $R (\text{см}) \approx 0.06 \Delta T/T$. Значит, при перегреве $\Delta T = 0.5 \text{ К}$ наблюдаемый сигнал отвечает каплям радиусом 60 мкм. По-видимому, капли имеют гораздо меньшие размеры, и для их испарения требуется значительно меньший перегрев.

Оценим теперь частоты фононов, эффективно поглощаемых ЭДЖ. Выражение для вероятности поглощения фононов (формула (2) в [23]) имеет максимум при $q_{\perp} \approx 0.6(2\pi/d)$, где q_{\perp} – компонента волнового вектора фононов, перпендикулярная КЯ, и d – ширина ямы. В нашем случае $d = 5 \text{ нм}$ и, соответственно, $q_{\perp} \approx 7.7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Волновой вектор такой величины имеют продольные фононы с частотой $\approx 1 \text{ ТГц}$ и поперечные фононы с частотой $\approx 0.7 \text{ ТГц}$. Как было сказано выше, такие частоты находятся вблизи максимума спектрального распределения в тепловом импульсе, проходящем через КЯ. Тем не менее, обнаруженный эффект нагрева ЭДЖ не велик, причем испарение ЭДЖ происходит при поглощении поперечных фононов, а сигнал, отвечающий продольным фононам, неразличим на уровне шума, хотя вероятность поглощения для продольных фононов должна быть заметно больше, чем для поперечных. Возможно, это связано с тем, что плотность потока энергии поперечных фононов значительно выше, чем продольных.

Вернемся к рис. 4 и рассмотрим более внимательно поведение интенсивностей ФЛ экситонов и ЭДЖ в КЯ. Как было отмечено ранее, интенсивность ФЛ экситонов нарастает медленнее, чем спадает интенсивность излучения ЭДЖ. После прохождения через максимум она лишь незначительно уменьшается к моменту времени $t \approx 180 \text{ нс}$, когда интенсивность излучения ЭДЖ возвращается к стационарному значению. Далее интенсивность ФЛ экситонов продолжает уменьшаться практически с постоянной скоростью до $t \approx 250 \text{ нс}$, а интенсивность излучения ЭДЖ

⁵⁾Для трехмерного случая соответствующие формулы содержатся в обзорах [3–8].

⁶⁾При вычислении v_T и n_{0T} использованы следующие численные значения входящих в соответствующие формулы величин: $g = 16$ и $m = 0.8 m_0$ (m_0 – масса свободного электрона).

при этом возрастает. Затем интенсивности ФЛ экситонов и ЭДЖ медленно уменьшаются, приближаясь к своим стационарным значениям (см. рис. 3). Такое поведение интенсивностей ФЛ экситонов и ЭДЖ показывает, что лишь малая часть экситонов, появившихся в КЯ после прохождения теплового импульса, обязана своим происхождением испарению ЭДЖ. Появление основной доли избытка экситонов связано, по-видимому, с увеличением скорости захвата экситонов в КЯ вследствие увеличения концентрации экситонов в кремниевых слоях. Об этом, в частности, свидетельствует небольшой провал на кривой нарастания интенсивности ФЛ экситонов в кремнии, практически совпадающий по времени с импульсом экситонного излучения КЯ.

Таким образом, в результате исследований взаимодействия неравновесных фононов теплового импульса с электронно-дырочной системой фотовозбужденной гетероструктуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ ($x = 0.045$) обнаружено испарение ЭДЖ в КЯ вследствие нагрева ЭДЖ при поглощении ею поперечных фононов теплового импульса. Установлено, что испарение жидкости сопровождается увеличением плотности экситонного газа в КЯ. Однако основной вклад в увеличение экситонной плотности в КЯ связан с возрастанием скорости захвата экситонов в результате увеличения их концентрации в кремниевых слоях структуры, которое обусловлено диссоциацией ЭПК под действием фононов теплового импульса.

Мы благодарны В.В. Капаеву за обсуждение. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 14-12-01425).

1. В.С. Багаев, Л.В. Келдыш, Н.Н. Сибельдин, В.А. Цветков, *ЖЭТФ* **70**, 702 (1976).
2. Л.В. Келдыш, *Письма в ЖЭТФ* **23**, 100 (1976).
3. J. C. Hensel, T. G. Phillips, and G. A. Thomas, *Sol. State Phys.* **32**, 88 (1977) [Т. Райс, Дж. Хенсел, Т. Филиппс, Г. Томас, *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках*, Мир, М. (1980), с. 101].
4. L. V. Keldysh, *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin, North-Holland, Amsterdam (1983), v. 6 [*Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша, Наука, М. (1988), с. 7].
5. V. S. Bagaev, T. I. Galkina, and N. N. Sibeldin, *Modern Problems in Condensed Matter Sci* **6**, 267 (1983).
6. С. Г. Тиходеев, *УФН* **145**, 3 (1985).
7. L. V. Keldysh and N. N. Sibeldin, *Modern Problems in Condensed Matter Sciences* **16**, 455 (1986).
8. N. N. Sibeldin, *Intern. Ser. Monographs on Physics*, **139**, 227 (2008).
9. М. Тајима and S. Ibuka, *J. Appl. Phys.* **84**, 2224 (1998).
10. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery, F. Fournel, and N. Magnea, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236802 (2004).
11. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery, F. Fournel, and N. Magnea, *Phys. Rev. B* **72**, 205324 (2005).
12. Т. М. Бурбаев, Е. А. Бобрик, В. А. Курбатов, М. М. Рзаев, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Ф. Шэффлер, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 410 (2007).
13. Т. М. Бурбаев, М. Н. Гордеев, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. М. Рзаев, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, В. А. Цветков, Д. В. Шепель, *Письма в ЖЭТФ* **92**, 341 (2010).
14. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, A. V. Novikov, E. E. Onishchenko, and M. L. Skorikov, *Phys. Rev. B* **82**, 115313 (2010).
15. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Е. Е. Онищенко, М. Л. Скориков, А. В. Новиков, Д. Н. Лобанов, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 63 (2011).
16. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Е. Е. Онищенко, А. А. Пручкина, Д. Ф. Аминев, М. Л. Скориков, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, *ЖЭТФ* **144**, 1045 (2013).
17. Т. М. Бурбаев, Д. С. Козырев, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 926 (2013).
18. Н. Н. Сибельдин, *ЖЭТФ* **149**, 678 (2016).
19. J. C. Hensel, R. C. Dynes, and D. C. Tsui, *J. Phys. (Paris) Colloq.* **42**, C6-308 (1981); J. C. Hensel, B. I. Halperin, and R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2302 (1983).
20. M. Rothenfusser, L. Köster, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **34**, 5518 (1986).
21. А. В. Акимов, А. А. Каплянский, В. И. Козуб, П. С. Копьев, Б. Я. Мельцер, *ФТТ* **29**, 1843 (1987).
22. Е. С. Москаленко, А. В. Акимов, А. Л. Жмодиков, А. А. Каплянский, Т. Ченг, О. Хьюз, Л. Дж. Чаллис, *ФТТ* **36**, 3140 (1994).
23. В. Карпус, *ФТП* **20**, 12 (1986).
24. A. V. Akimov, A. A. Kaplyanskii, and E. S. Moskalenko, *J. Luminescence* **45**, 135 (1990).
25. М. М. Бонч-Осмоловский, Т. И. Галкина, А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, Д. В. Казаковцев, *ФТТ* **38**, 1051 (1996).
26. А. И. Шарков, А. Ю. Клоков, Т. И. Галкина, *ФТТ* **43**, 346 (2001).