

# Механизм воздействия электрического поля поверхностной акустической волны на кинетику низкотемпературной фотолюминесценции сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs

© Д.В. Гуляев<sup>¶</sup>, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 6 июля 2006 г. Принята к печати 28 июля 2006 г.)

Проведено экспериментальное исследование кинетики низкотемпературной фотолюминесценции сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs под действием электрического поля поверхностной акустической волны. Обнаружено, что приложение электрического поля приводит к ускорению кинетики фотолюминесценции свободных и локализованных экситонов и фононных повторений, не зависящему от длительности импульса прикладываемого электрического поля. Анализ экспериментальных зависимостей показал, что ускорение кинетики фотолюминесценции связано с транспортом экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации, инициированным взаимодействием экситонов с горячими свободными носителями заряда, выброшенными с локализованных состояний.

PACS: 61.82.Fk, 68.65.Cd, 73.50.Gr

## 1. Введение

В последнее время эффекты, связанные с влиянием поверхностных акустических волн (ПАВ) на оптические и транспортные свойства полупроводниковых структур, привлекают достаточно большое внимание [1–16]. Взаимодействие между ПАВ и заряженными носителями заряда обуславливается взаимодействием носителей как с деформационным полем, так и с пьезоэлектрическим потенциалом, сопутствующим ПАВ при распространении в пьезоэлектрической среде и имеющим те же пространственные и временные характеристики, что и волна. В квантовых ямах деформационное поле ПАВ приводит к динамическому взаимодействию между состояниями валентной зоны, что проявляется в изменении интенсивности и поляризации линий фотолюминесценции, а также приводит к антипересечению уровней тяжелых и легких дырок при больших акустических полях [7–15]. Однако в пьезоэлектрических полупроводниках, таких как GaAs, при частоте ПАВ менее  $10^{12}$  Гц доминируют эффекты, вызываемые взаимодействием носителей заряда с пьезоэлектрическим полем [17]. Так, в работах [1,3–6] показано, что пьезоэлектрическое поле сильно взаимодействует с носителями заряда, эффективно ионизируя экситоны с последующим захватом свободных электронов и дырок в максимумы и минимумы поля ПАВ.

До настоящего момента времени влияние электрического поля ПАВ на оптические и транспортные свойства главным образом изучалось только в прямозонных полупроводниковых системах, таких как объемный GaAs и квантовые ямы I рода на его основе, с излучательным временем жизни носителей заряда много меньше периода волны. В то же время влияние ПАВ на

свойства непрямозонных полупроводников с временем жизни носителей, равным или большим периода волны, исследованы гораздо слабее [2]. Исследование вызванных ПАВ эффектов в таких системах позволит изучить влияние ПАВ не только на стационарные, но также на динамические рекомбинационные процессы.

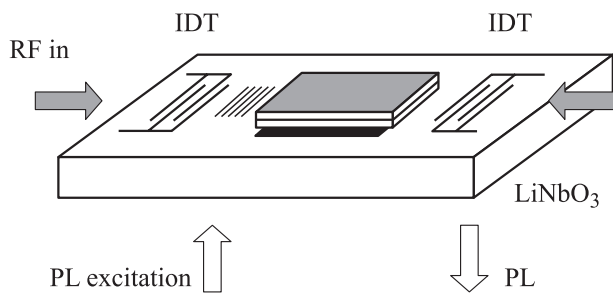
В данной работе было выполнено экспериментальное исследование кинетики низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs под действием продольного электрического поля ПАВ.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Структуры со сверхрешетками второго рода GaAs/AlAs выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs кристаллографической ориентации (100) при температуре  $520^\circ\text{C}$ . Исследуемые структуры содержали буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм и сверхрешетку (СР) из 40 пар слоев GaAs и AlAs с толщинами 7 и 9 монослоев соответственно. В  $\delta$ -легированных структурах легированный слой формировался методом прерывания роста (остановки подачи потока галлия при сохранении давления мышьяка). Слои GaAs легировались бериллием, который является акцептором, слои AlAs легировались кремнием, являющимся преимущественно донорной примесью. Концентрации доноров ( $N_D$ ) и акцепторов ( $N_A$ ) при росте задавались одинаковыми и изменялись от образца к образцу в пределах от  $2 \cdot 10^{11}$  до  $7.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Дельта-слои примесей располагались на расстоянии 2 монослоя от прямой гетерограницы (слой AlAs на слое GaAs).

Для приложения к исследуемому образцу электрического поля была использована бесконтактная методика, основанная на генерации переменного электрического поля поверхностной акустической волной, распростра-

<sup>¶</sup> E-mail: gulyaev@thermo.isp.nsc.ru  
Fax: (383) 3332721



**Рис. 1.** Схема приложения электрического поля к исследуемому образцу. IDT — встречно-штыревой преобразователь, RF — переменное напряжение, подаваемое на преобразователь, PL — люминесцентное излучение.

няющейся в пьезоэлектрическом кристалле, в качестве которого применялся  $\text{LiNbO}_3$  (рис. 1) [18]. Исследуемый образец располагался вблизи поверхности кристалла ниобата лития на расстоянии менее длины волны ПАВ и находился, таким образом, под действием электрического поля ПАВ. Использование такой бесконтактной методики позволяло варьировать электрическое поле в широких пределах (до  $12 \text{ кВ/см}$ ) без создания макроскопических токов в исследуемой структуре, что выгодно отличает этот способ воздействия от традиционного контактного метода и обеспечивает возможность исследования различных образцов в идентичных условиях. Максимум ПАВ располагался на частоте вблизи  $71 \text{ МГц}$ , что соответствует длине волны  $\sim 40 \text{ мкм}$ . Время пробега ПАВ от встречно-штыревого преобразователя до области фотогенерации составляло  $3 \text{ мкс}$ , что позволяло нам определить на кривых затухания момент начала воздействия электрического поля на генерированные носители заряда. Следует отметить, что измерения проводились с использованием режима стоячей ПАВ в точке фотогенерации.

Прямоугольные импульсы ПАВ длительностью  $2\text{--}70 \text{ мкс}$  подавались с задержкой от  $0$  до  $30 \text{ мкс}$  относительно возбуждающего лазерного импульса. Определение напряженности электрического поля в образце проводилось расчетом из величины амплитуды нормальной компоненты смещений ПАВ, которая находилась по данным измерения эффективности дифракции лазерного пучка на поверхности кристалла ниобата лития. Электрическое поле, генерируемое в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , имело как продольную, так и поперечную компоненты; при этом, однако, поперечная компонента электрического поля слабее продольной в  $\epsilon$  раз, где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

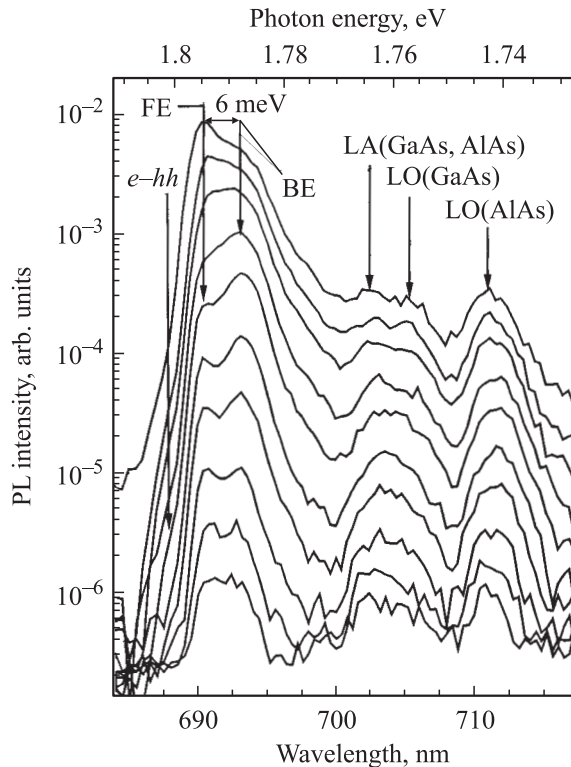
Для возбуждения ФЛ использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения  $660 \text{ нм}$  и максимальной плотностью мощности  $20 \text{ Вт/см}^2$ , работающий в импульсном режиме. Диаметр лазерного пучка на образце оставлял  $300 \text{ мкм}$ . Излучение регистрировалось сквозь кристалл ниобата лития, прозрачный на используемых длинах волн, спектрометром на основе

двойного дифракционного монохроматора, оснащенным охлаждаемым фотоэлектронным умножителем с фотокатодом типа S-1, работающим в режиме счета фотонов с разрешением по времени. Измерения проводились в парах гелия в диапазоне температур от  $5$  до  $30 \text{ К}$ . Точность поддержания температуры была не хуже  $0.2 \text{ К}$ .

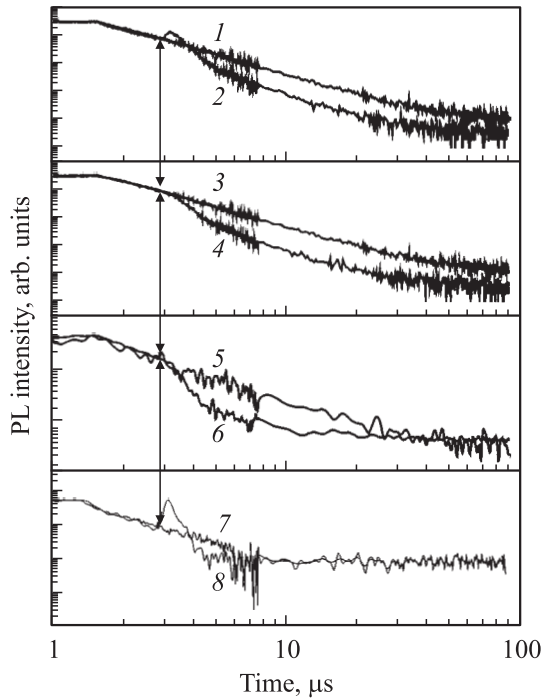
### 3. Результаты эксперимента

На рис. 2 представлены спектры нестационарной ФЛ нелегированной сверхрешетки второго рода  $\text{GaAs/AlAs}$ , измеренные при температуре  $T = 5 \text{ К}$ . Как видно из рисунка, в спектре ФЛ нелегированного образца доминируют бесфононные линии свободных (FE) и локализованных (BE)  $X_Z$ -экситонов, состоящих из электрона в  $X_Z$ -долине зоны проводимости слоя  $\text{AlAs}$  и дырки в  $\Gamma$ -долине валентной зоны  $\text{GaAs}$ .

Наблюдаются также фононные повторения линий  $X_Z$ -экситонов. Фононные повторения отстоят от линий  $X_Z$ -экситонов на  $27 \text{ мэВ}$ , что соответствует энергии LA-фононов в  $\text{GaAs}$  и  $\text{AlAs}$ , на  $30 \text{ мэВ}$ , что соответствует энергии LO-фононов в  $\text{GaAs}$ , и  $49 \text{ мэВ}$ , что соответствует энергии LO-фононов в  $\text{AlAs}$  [19]. Помимо этого, в виде высокоэнергетического плеча наблюдается линия, обусловленная рекомбинацией свободных электронно-дырочных пар (линия  $e-hh$ ). В спектрах  $\delta$ -легированных



**Рис. 2.** Время-разрешенные спектры фотолюминесценции (PL) нелегированной сверхрешетки второго рода  $\text{GaAs/AlAs}$  для времен  $0\text{--}100 \text{ мкс}$ . Температура измерения  $5 \text{ К}$ .



**Рис. 3.** Кривые затухания фотолюминесценции (PL) свободных экситонов (1, 2), локализованных экситонов (3, 4) и фоновых повторений (5, 6), линии  $e-hh$  (7, 8) без (1, 3, 5, 7) и под действием (2, 4, 6, 8) электрического поля 12 кВ/см. Температура измерения 5 К. Стрелки показывают момент появления импульса ПАВ в точке фотогенерации.

образцов дополнительно присутствует длинноволновая линия, идентифицированная нами ранее как линия межпримесных переходов между донорами, находящимися в слоях AlAs, и акцепторами, локализованными в слоях GaAs [20].

На рис. 3 показаны кривые затухания ФЛ нелегированного образца под действием электрического поля максимальной амплитуды. В отсутствие электрического поля кривые затухания ФЛ экситонов и их фоновых повторений описываются длительным неэкспоненциальным законом [21,22]. При включении электрического поля наблюдается кратковременное возрастание интенсивности ФЛ свободных экситонов и интенсивности ФЛ линии  $e-hh$ , тогда как интенсивность ФЛ локализованных экситонов и фоновых повторений не меняется. Затем с небольшой задержкой ( $\leq 0.2$  мкс) относительно появления импульса электрического поля в точке фотогенерации наблюдается ускорение кинетики ФЛ всех типов экситонных переходов.

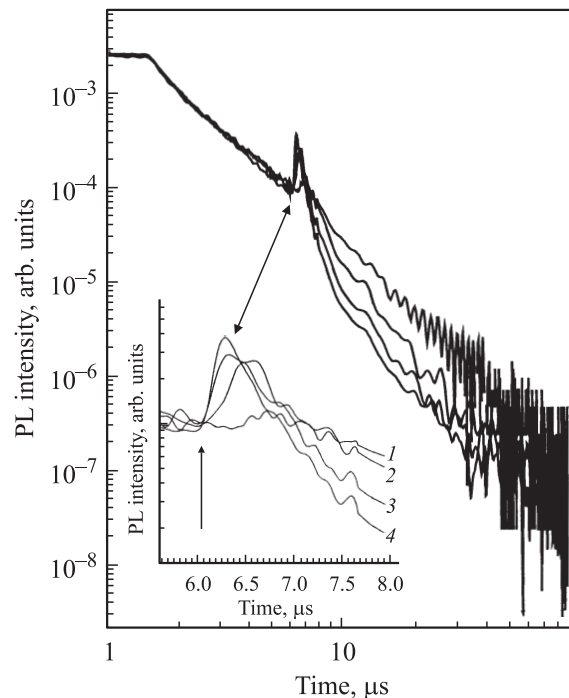
Ускорение кинетики ФЛ бесфононных экситонных переходов и фоновых повторений следует одному закону и зависит от значения прикладываемого электрического поля в диапазоне от 3 до 12 кВ/см. При приложении электрического поля меньшей напряженности, до 3 кВ/см, ускорения кинетики ФЛ не наблюдается. На рис. 4 показаны кривые затухания ФЛ свободных

экситонов при приложении электрического поля различной напряженности. Видно, что с увеличением напряженности электрического поля наблюдаемые эффекты (возгорание интенсивности и ускорение кинетики ФЛ) монотонно возрастают. Следует отметить, что с увеличением напряженности электрического поля происходит уменьшение задержки между приходом импульса ПАВ в точку фотогенерации и началом ускорения кинетики ФЛ экситонных линий.

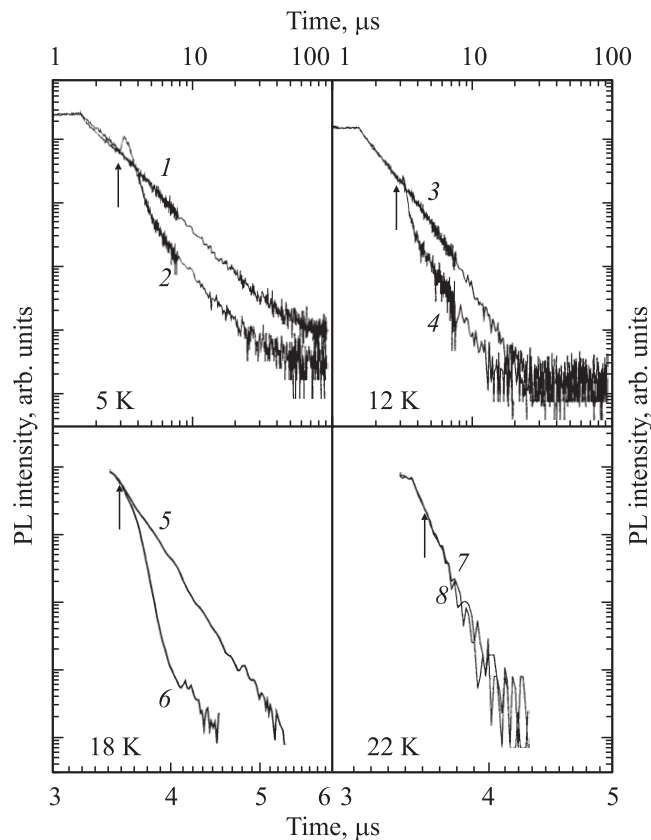
Было обнаружено, что наблюдаемые изменения в кинетике ФЛ под действием электрического поля ПАВ (продолжительность ускорения и наклон кривой затухания ФЛ) не зависят от длительности импульса электрического поля в пределах от 2 до 70 мкс. Кривые затухания ФЛ возвращаются к их обычному закону затухания еще во время действия импульса электрического поля. Кроме того, повторный импульс электрического поля ПАВ не приводит к изменениям в кинетике ФЛ экситонных переходов.

На рис. 5 представлены кривые затухания ФЛ под действием электрического поля максимальной напряженности при разных температурах. Обнаружено, что с повышением температуры образца ( $T > 20$  К) изменения в кинетике ФЛ нелегированных образцов под действием электрического поля исчезают.

Установлено, что в отличие от нелегированных структур в легированных сверхрешетках (концентрация примеси в исследуемых легированных образцах составляла  $N_{A,D} \geq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) электрическое поле ПАВ никакого



**Рис. 4.** Кинетика фотолюминесценции (PL) свободных экситонов под действием электрического поля ПАВ. Напряженность электрического поля, кВ/см: 1 — 3, 2 — 6, 3 — 9, 4 — 12. Температура измерения 5 К.



**Рис. 5.** Кинетика фотолуминесценции (PL) свободных экситонов при различных температурах без (1, 3, 5, 7) и под действием (2, 4, 6, 8) электрического поля 12 кВ/см. Задержка 3 мкс.

влияния на кинетику ФЛ не оказывает вплоть до максимальных значений прикладываемого электрического поля 12 кВ/см.

#### 4. Обсуждение

Полученные экспериментальные результаты можно разделить на две группы. Первая из них — это увеличение интенсивности ФЛ линии свободных экситонов и линии, обусловленной рекомбинацией свободных электронно-дырочных пар, при неизменности интенсивности ФЛ фоновых повторений и локализованных экситонов. Вторая группа результатов — это ускорение кинетики затухания экситонной ФЛ, происходящей с задержкой относительно появления импульса ПАВ в точке фотогенерации.

Увеличение интенсивности линий ФЛ, обусловленных рекомбинацией электронно-дырочных пар и свободных экситонов, при приложении импульса электрического поля свидетельствует о повышении концентрации свободных носителей заряда. Повышение концентрации свободных носителей заряда при приложении электрического поля может происходить либо за счет выброса носителей заряда с локализованных состояний в СР, ли-

бо в результате диссоциации локализованных экситонов. Отсутствие изменений в кривых затухания ФЛ локализованных экситонов в момент возгорания ФЛ электронно-дырочных пар и свободных экситонов (рис. 3) указывает на то, что экситоны в электрическом поле не диссоциируют. С другой стороны, повышение концентрации свободных носителей заряда в результате выброса носителей заряда с локализованных состояний при приложении электрического поля не противоречит экспериментальным данным. Поскольку продольное электрическое поле ПАВ препятствует локализации экситонов, возрастание концентрации свободных носителей заряда и экситонов не приводит к повышению интенсивности ФЛ локализованных экситонов, что и наблюдается в эксперименте.

В электрическом поле не происходит диссоциации экситонов, а значит, глубина залегания локализованных состояний, обуславливающих первоначальный всплеск интенсивности ФЛ в кривых затухания ФЛ экситонных линий, не превышает энергии связи экситонов, составляющей 12–15 мэВ [19]. Мы полагаем, что в роли этих локализованных состояний могут выступать уровни широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц. Средняя энергия локализации носителей заряда на уровнях квантовых ям составляет  $\sim 6$  мэВ (см. рис. 2), что сравнимо с расчетным значением энергии ( $E$ ), приобретаемой носителями заряда в электрическом поле. Максимальная приобретенная кинетическая энергия носителей заряда, оцененная по формуле  $E = FR_L$ , где  $R_L$  — латеральный размер шероховатости гетерограниц, 180–260 Å [23], а  $F$  — напряженность электрического поля ПАВ, равная 3 кВ/см, составляет 5.4–7.8 мэВ, что достаточно для выброса носителей заряда с уровней шероховатостей.

Это предположение подтверждается имеющимися экспериментальными данными, указывающими на исчезновение изменений в кривых затухания ФЛ под действием электрического поля при опустошении широких квантовых ям. Во-первых, повышение температуры до 20 К (тепловая энергия  $kT = 2$  мэВ) и, следовательно, уменьшение количества носителей заряда, локализованных в квантовых ямах, приводят к исчезновению первоначального всплеска интенсивности линий ФЛ  $e-hh$  и свободных экситонов при приложении импульса ПАВ (рис. 5). Во-вторых, захват носителей заряда, локализованных в квантовых ямах, на примесные уровни в легированных структурах также приводит к полной невосприимчивости кривых затухания ФЛ к влиянию электрического поля. Более того, последний факт прямо указывает на то, что в электрическом поле ПАВ напряженностью до 12 кВ/см делокализация носителей заряда с примесных центров не происходит.

Можно заключить, таким образом, что увеличение интенсивности ФЛ линии свободных экситонов и линии  $e-hh$  при приложении электрического поля обусловлено увеличением концентрации свободных носителей заряда вследствие делокализации носителей заряда

с уровней широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц.

Перейдем теперь к обсуждению ускорения кинетики ФЛ СР в электрическом поле ПАВ. Этот эффект может быть вызван либо ионизацией экситонов, либо увеличением вероятности их рекомбинации.

В любом случае следует отметить, что ускорение кинетики ФЛ СР в электрическом поле вызвано взаимодействием экситонов со свободными носителями заряда, ускоренными в продольном электрическом поле. В отсутствие свободных носителей заряда, которые, как мы показали, могут выбрасываться электрическим полем с уровней широких квантовых ям, ускорения кинетики ФЛ не происходит. Действительно, кривые затухания ФЛ экситонных линий невосприимчивы к электрическому полю при повышении температуры до 20 К, легировании структур или при применении повторного импульса электрического поля. В таких экспериментальных условиях, во-первых, полностью опустошены широкие квантовые ямы, а во-вторых, незначительна концентрация свободных носителей заряда, что следует из отсутствия в спектрах ФЛ линии  $e-hh$ .

Можно было бы ожидать, что ускорение кинетики ФЛ вызвано ударной ионизацией экситонов горячими носителями заряда, являющейся основным механизмом ионизации экситонов в электрическом поле [24–26]. Однако возврат кривых затухания ФЛ СР к своему обычному закону затухания еще во время действия импульса электрического поля непосредственно указывает на то, что концентрация свободных носителей заряда за время ускорения кинетики ФЛ существенно уменьшается, тогда как ударная ионизация экситонов, напротив, должна сопровождаться повышением концентрации свободных носителей заряда, при котором возврат кривых затухания ФЛ к обычному поведению наблюдаться не должен.

С другой стороны, ускорение кинетики ФЛ не может быть вызвано и увеличением излучательной рекомбинации непрямых экситонов при соударении экситонов и свободных носителей заряда. Из-за непрямозонности сверхрешеток электрону для рекомбинации экситона необходимо рассеять большой квазиимпульс  $\sim \pi\hbar/a$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $a$  — постоянная решетки. Рассеяние этого квазиимпульса происходит вблизи областей с резким изменением потенциала. Ввиду того что квазиимпульс  $X_Z$ -экситонов направлен поперек гетерограниц, их излучательная рекомбинация возможна даже вблизи плоских границ раздела [21]. Вместе с тем из-за закона сохранения импульса соударение  $X_Z$ -экситонов со свободными носителями заряда, ускоренными в электрическом поле, направленном вдоль гетерограниц, не способно вызвать релаксацию квазиимпульса и, следовательно, излучательную рекомбинацию экситона.

В то же время известно, что на оптические свойства таких сверхрешеток существенное влияние оказывает, а во многих случаях их определяет, безызлучательная рекомбинация [27,28]. Считается, что в СР II рода безызлучательная рекомбинация экситонов происходит

в процессе диффузии между локализованными состояниями, во время которой экситоны захватываются и рекомбинируют на хаотически расположенных центрах безызлучательной рекомбинации [28]. Наблюдаемое ускорение кинетики ФЛ при приложении электрического поля находит свое объяснение в рамках схожей модели, если предположить, что обмен импульсами между подсистемами экситонов и свободных носителей заряда приводит к увлечению экситонов. Тогда в процессе этого увлечения экситоны могут быть захвачены на центры безызлучательной рекомбинации и прорекомбинировать на них, что и приведет к ускорению кинетики ФЛ.

В соответствии с этим предположением в относительно слабом электрическом поле в отсутствие свободных носителей заряда миграция экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации обусловлена только их диффузией. При этом кинетика ФЛ экситонных линий следует своему обычному закону затухания. По мере увеличения напряженности электрического поля и сопутствующего ему возрастания концентрации свободных носителей заряда, выброшенных из квантовых ям, эффект увлечения горячими носителями в электрическом поле начинает доминировать в процессе миграции экситонов. Увеличение миграции экситонов, в свою очередь, приводит к увеличению их захвата на хаотически расположенные центры безызлучательной рекомбинации и, следовательно, к ускорению кинетики ФЛ сверхрешеток с ростом напряженности электрического поля (рис. 4). Тем самым задержка между появлением импульса электрического поля в точке фотогенерации и ускорением кинетики ФЛ экситонных переходов, а также ее уменьшение с ростом напряженности электрического поля (см. вставку на рис. 4) объясняются минимальным временем, за которое экситон мигрирует до ближайшего центра безызлучательной рекомбинации. Как только концентрация свободных носителей заряда уменьшается, например в результате рекомбинации, миграция экситонов опять определяется только их диффузией. Это обстоятельство объясняет наблюдаемый нами возврат кривых затухания ФЛ СР к своему обычному закону затухания еще во время действия импульса электрического поля.

## 5. Заключение

Таким образом, экспериментально изучена кинетика ФЛ сверхрешеток II рода GaAs/AlAs под действием электрического поля, генерируемого поверхностными акустическими волнами. Обнаружен интересный эффект: ускорение кинетики ФЛ экситонных переходов под действием электрического поля. Показано, что ускорение кинетики ФЛ является результатом увеличения вероятности рекомбинации непрямого экситона. Мы заключаем, что причиной этого увеличения является транспорт экситонов к рекомбинационным центрам, вызванный эффектом увлечения экситонов „горячими“ носителями заряда, выброшенными из широких квантовых ям.

Авторы благодарны А.И. Торопову за предоставленные образцы и выражают признательность А.М. Гилинскому за обсуждение.

Работа поддержана программой „Физика низкоразмерных структур“ МНТП.

## Список литературы

- [1] K.S. Zhuravlev, D.V. Petrov, Yu.B. Bolkhovityanov, N.S. Rudaja. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3389 (1997).
- [2] D.V. Gulyaev, A.M. Gilinsky, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.V. Tsarev, K.S. Zhuravlev. *Physica B*, **340–342**, 1086 (2003).
- [3] C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Böhm, G. Weimann. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4099 (1997).
- [4] C. Rocke, A.O. Govorov, A. Wixforth, G. Böhm, G. Weimann. *Phys. Rev. B*, **57**, R6850 (1998).
- [5] M. Rotter, C. Rocke, G. Böhm, A. Lorke, A. Wixforth, W. Ruile, L. Korte. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2097 (1997).
- [6] Y. Takagaki, E. Wiebicke, H.J. Zhu, R. Hey, M. Ramsteiner, K.H. Ploog. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 161 (2002).
- [7] T. Sogawa, P.V. Santos, S.K. Zhang, S. Eshlaghi, A.D. Wieck, K.H. Ploog. *Phys. Rev. B*, **63**, 121 307 (2001).
- [8] P.V. Santos, M. Ramsteiner, F. Jungnickel. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2099 (1998).
- [9] P.V. Santos. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 4002 (1999).
- [10] P.V. Santos, F. Alsina, J.A.H. Stotz, R. Hey, S. Eshlaghi, A.D. Wieck. *Phys. Rev. B*, **69**, 155 318 (2004).
- [11] A. García-Cristóbal, A. Cantarero, F. Alsina, P.V. Santos. *Phys. Rev. B*, **69**, 205 301 (2004).
- [12] F. Alsina, P.V. Santos, H.-P. Schönherr, W. Seidel, K.H. Ploog, R. Nötzel. *Phys. Rev. B*, **66**, 165 330 (2002).
- [13] F. Alsina, P.V. Santos, H.-P. Schönherr, R. Nötzel, K.H. Ploog. *Phys. Rev. B*, **67**, 161 305R (2003).
- [14] G. von Plessen, T. Meier, M. Koch, J. Feldmann, P. Thomas, S.W. Koch, E.O. Göbel, K.W. Goossen, J.M. Kuo, R.F. Kopf. *Phys. Rev. B*, **53**, 13 688 (1996).
- [15] F. Alsina, P.V. Santos, R. Hey. *Phys. Rev. B*, **65**, 193 301 (2002).
- [16] F. Alsina, P.V. Santos, R. Hey, A. García-Cristóbal, A. Cantarero. *Phys. Rev. B*, **64**, 041 304R (2001).
- [17] H. McFee. In: *Physical Acoustics*, ed. by W. Mason (Academic, N.Y. 1966) v. 4A, p. 1.
- [18] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов. *ФТП*, **31**, 451 (1997).
- [19] Masaaki Nakayama. *J. Luminesc.*, **87–89**, 15 (2000).
- [20] K.S. Zhuravlev, D.A. Petrakov, A.M. Gilinsky, T.S. Shamirzaev, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semyagin, M.A. Putyato. *Superlat. Microstruct.*, **28**, 105 (2000).
- [21] W.T. Masselink, Y.-C. Chang, H. Morkos, D.C. Reynolds, C.W. Litton, K.K. Bajaj, P.W. Yu. *Sol. St. Electron.*, **29**, 205 (1986).
- [22] L.S. Braginsky, M.Yu. Zaharov, A.M. Gilinsky, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, K.S. Zhuravlev. *Phys. Rev. B*, **63**, 195 305 (2001).
- [23] A.K. Sulaimanov, L.S. Braginsky, A.M. Gilinsky, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, K.S. Zhuravlev. *Appl. Surf. Sci.*, **216**, 625 (2003).
- [24] W. Bludau, E. Wagner. *Phys. Rev. B*, **13**, 5410 (1976).

- [25] J. Kundrotas, G. Valušis, A. Čėsna, A. Kundrotaitė, A. Dargys, A. Sužiedėlis, J. Gradauskas, S. Ašmontas, K. Köhler. *Phys. Rev. B*, **62**, 15871 (2000).
- [26] H. Weman, G.M. Treacy, H.P. Hjalmarson, K.K. Law, J.L. Merz, A.C. Gossard. *Phys. Rev. B*, **45**, 6263 (2001).
- [27] G.D. Gilliland, A. Antonelli, D.J. Wolford, K.K. Bajaj, J. Klem, J.A. Bradley. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3717 (1993).
- [28] I.N. Krivorotov, T. Chang, G.D. Gilliland, L.P. Fu, K.K. Bajaj, D.J. Wolford. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 687 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

## Mechanism of the influence of the surface acoustic wave electric field on the photoluminescence kinetics of type II GaAs/AlAs superlattices

*D.V. Gulyaev, K.S. Zhuravlev*

Institute of Semiconductor Physics,  
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** We have experimentally studied the low-temperature photoluminescence kinetics in type II GaAs/AlAs superlattices under the influence of a surface acoustic wave (SAW). We have found that the SAW electric field leads to the acceleration of the photoluminescence decay of the excitonic lines though it does not depend on the electric field pulse duration. We have concluded that the photoluminescence decay acceleration is caused by the transport of excitons to nonradiative recombination centers. It has been shown that this exciton transport is due to the impacts of excitons with the free hot carriers ejected from localized states by the SAW.