

# Исследование временной динамики фотовозбужденных носителей заряда в сверхрешетках $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами

© Д.С. Пономарев<sup>1</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>1</sup>, А.Н. Клочков<sup>1</sup>, А.Э. Ячменев<sup>1</sup>, А.С. Бугаев<sup>1</sup>,  
Д.И. Хусаянов<sup>2</sup>, А.М. Буряков<sup>2</sup>, В.Р. Билык<sup>2</sup>, Е.Д. Мишина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,  
117105 Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский технологический университет (МИРЭА),  
119454 Москва, Россия

E-mail: [ponomarev\\_dmitr@mail.ru](mailto:ponomarev_dmitr@mail.ru)

(Получена 26 апреля 2017 г. Принята к печати 18 декабря 2017 г.)

Приведены результаты измерений временной динамики фотовозбужденных носителей заряда в сверхрешетках  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с помощью метаморфного буфера. На основе результатов численного моделирования зонных диаграмм выбрана оптимальная толщина барьерного слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (4 нм), при которой волновые функции электронов в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  существенно перекрываются с барьерами  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Это позволило получить малое время жизни фотовозбужденных носителей заряда  $\tau \sim 3.4$  пс при длине волны  $\lambda = 800$  нм и мощности накачки 50 мВт без применения легирования бериллием слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Показано, что увеличение длины волны до  $\lambda = 930$  нм (при той же мощности накачки) приводит к уменьшению времени жизни фотовозбужденных носителей заряда до  $\tau \sim 2$  пс. Это связано с увеличением сечения захвата ловушечных состояний для более низкоэнергетичных электронов и с уменьшением заполнения ловушек при меньших плотностях возбуждения.

DOI: 10.21883/FTP.2018.07.46042.8625

## 1. Введение

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  является перспективным материалом для создания фотопроводящих антенн (ФА) для генерации и детектирования терагерцевого (ТГц) излучения [1–3]. Основной его недостаток заключается в низком сопротивлении, что является причиной высокого темнового тока при использовании  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  в качестве фотопроводящего материала в ФА. Для увеличения его сопротивления применяют различные подходы: ионную имплантацию [4,5], эпитаксиальный рост в низкотемпературном режиме с легированием атомами бериллия [6], введение напряженных слоев EгAs [7] и т.д. Еще одной проблемой  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  является относительно большое время жизни  $\tau$  фотовозбужденных носителей заряда (ФНЗ). Для уменьшения  $\tau$  предпринимались различные подходы. В работе [8] исследовалось влияние температуры роста  $T_s$  слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и степени его легирования атомами бериллия  $N_a$  на величину  $\tau$  при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом. Было отмечено, что уменьшение  $T_s$  с 500 до 350°С приводит к незначительному уменьшению времени жизни, при этом  $\tau$  остается довольно большим,  $\tau \sim 25$  пс, несмотря на образование дополнительных центров рекомбинации. Значительно уменьшить  $\tau$  до значения  $\tau \sim 4$  пс удалось лишь при больших значениях  $N_a \sim 2.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Найти компромисс между сопротивлением и временем жизни ФНЗ в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  возможно с помощью использования структур на основе сверхрешеток (СР) [9,10]. В работе [11] авто-

рами была предложена СР, состоящая из последовательности самоорганизующихся слоев EгAs, разделенных фотопроводящим слоем  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Высаживание атомов эрбия в атмосфере мышьяка на поверхности  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  приводит к образованию островкового роста с высотой островков EгAs  $\sim 4$  монослоев. С одной стороны, внедрение EгAs в кристаллическую решетку  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  приводит к смещению уровня Ферми к дну зоны проводимости  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , что сопровождается увеличением концентрации свободных носителей заряда в фотопроводящем слое и соответствующим уменьшением его сопротивления. С другой стороны, легируя бериллием  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , возможно подобрать такую величину  $N_a \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , при которой уровень Ферми будет запиннигован примерно посредине запрещенной зоны  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Используя СР, состоящую из 30–70 периодов EгAs :  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , удалось получить малое время жизни ФНЗ  $\tau \sim 3.6$  пс. В работе [12] авторы дополнительно использовали „сглаживающий“ слой  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , что привело к еще большему уменьшению времени жизни до значений  $\tau \sim 2$  пс.

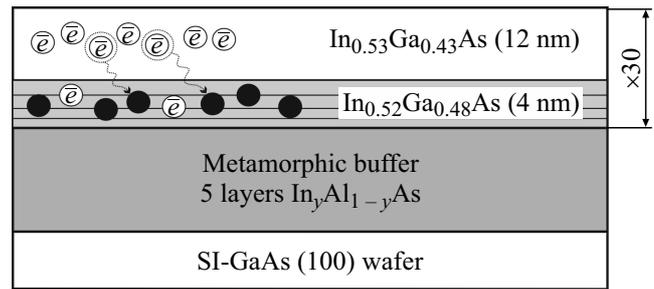
В [13] была предложена СР, в которой фотопроводящий слой  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  был помещен между барьерными слоями  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , выращенными при пониженной  $T_s$ . Низкая температура роста слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  обеспечивает большое число глубоких уровней — ловушек для носителей заряда [14,15]. При туннелировании между слоями  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  электроны захватываются

ловушками в  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , служащими центрами рекомбинации, что приводит к увеличению сопротивления фотопроводящего слоя. Стоит отметить, что процесс захвата наиболее эффективен для тонких слоев  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  толщиной  $\sim 10\text{--}15\text{ нм}$ , когда расстояние между электронами и ловушками достаточно для туннелирования. Для того чтобы большая часть оптической накачки поглотилась в фотопроводящем слое, авторы использовали СР из 100 периодов так, чтобы суммарная толщина  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  составила 1 мкм. Слой  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  был дополнительно легирован бериллием для увеличения сопротивления. За счет указанной конструкции удалось получить рекордно низкое  $\tau \sim 0.8\text{ пс}$ . Авторы работы [15] дополнительно исследовали влияние  $T_s$  и толщины слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  на временную динамику носителей заряда. Было показано, что увеличение толщины барьерного слоя приводит к уменьшению времени релаксации, однако из-за незначительного влияния  $\tau$  на эффективность генерации ТГц-излучения и уменьшения подвижности интегральная эффективность при этом уменьшалась.

В настоящей работе мы предложили структуру на основе СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , изготовленной на подложке GaAs с применением технологии метаморфного буфера для согласования периодов решетки. Преимуществом данной технологии является как использование стандартных подложек GaAs, так и возможность варьирования состава эпитаксиальных слоев в большом диапазоне [16,17]. Было обнаружено, что увеличение длины волны накачки с 800 до 930 нм привело к значительному уменьшению времени жизни ФНЗ до значений  $\tau \sim 2\text{ пс}$  при мощности накачки 50 мВт. В дальнейшем на основе изготовленной структуры планируется спроектировать ФА под оптическую накачку 1.55 мкм.

## 2. Образцы и методы исследований

Образец с СР был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber 32P с твердотельными источниками. В качестве подложки использовалась пластина полуизолирующего GaAs с разориентацией на  $2^\circ$  относительно (100). Схематическое изображение конструкции образца приведено на рис. 1. Температура роста метаморфного буфера (МБ) равнялась  $400^\circ\text{C}$ . Ступенчатый МБ толщиной 0.75 мкм состоял из последовательности пяти слоев  $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$  с переменной мольной долей индия  $y$ , варьируемой в пределах  $y = 0.10\text{--}0.53$ . Принцип использования МБ подробно описан в работах [16,18]. СР состояла из 30 периодов последовательности слоев  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Фотопроводящие слои  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  толщиной 12 нм, как и барьерные слои  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  толщиной 4 нм, выращивались при температуре  $T_s = 400^\circ\text{C}$  для образования необходимого числа ловушек носителей заряда.



**Рис. 1.** Схематическое изображение эпитаксиальных слоев в структуре с СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  со ступенчатым метаморфным буфером на подложке GaAs. Черные кружки соответствуют ловушкам для носителей заряда.

Определение времени жизни свободных неравновесных носителей заряда в изготовленном образце проводилось методом „накачка–зондирование“ (pump–probe) [19]. Оптическая накачка выполнялась импульсным излучением Ti:sapphire лазера с длиной волны  $\lambda = 800$  и  $930\text{ нм}$ , длительностью импульса 100 фс и частотой повторения 80 МГц.

## 3. Результаты исследований и их обсуждение

### 3.1. Численное моделирование СР $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$

Для расчета электронных состояний в СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  и оценки перекрытия волновых функций (ВФ) электронов с состояниями ловушек в барьерах  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  проводилось решение стационарного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы [20]. Использовались параметры полупроводников и твердых растворов из работы [21]. Величины разрыва зоны проводимости на границе между  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  в зависимости от состава  $x$  рассчитывались по линейным интерполяционным схемам, описанным в работе [22], с использованием разрывов зон для бинарных полупроводников GaAs, InAs и AlAs из работы [23].

На первом этапе моделирования был определен параметр затухания ВФ электронов  $L_b$  в барьере  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  для случая одиночной квантовой ямы (КЯ). Для этого решалась модельная квантово-механическая задача для электрона в прямоугольной КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  шириной  $L = 12\text{ нм}$ . Положение нижнего уровня энергии  $E_1$  в такой задаче определяется из уравнения

$$\frac{m_b}{m_w} \frac{k_w}{k_b} \operatorname{tg} \left( \frac{k_w L}{2} \right) = 1, \quad (1)$$

где  $m_w$  и  $m_b$  — эффективные массы электронов в яме и барьерах,  $L$  — ширина КЯ,  $k_w = \sqrt{\frac{2m_w E_1}{\hbar^2}}$ ,

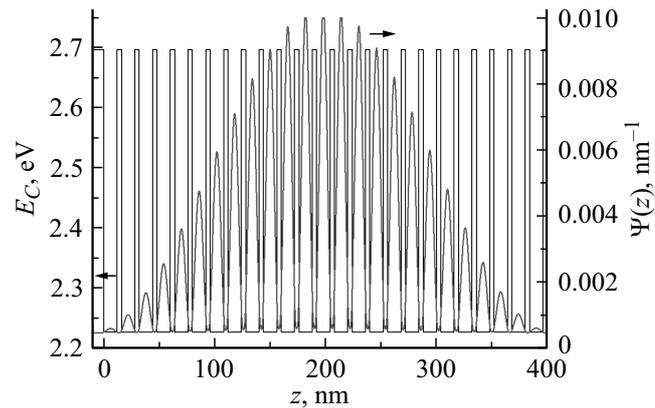
$k_b = \sqrt{\frac{2m_b(U_0 - E_1)}{\hbar^2}}$ ,  $U_0$  — глубина КЯ. Параметр  $k_b$  характеризует длину затухания ВФ электрона  $\Psi(z)$  в барьере, поскольку в этой области ВФ описывается экспоненциально затухающей функцией:

$$\Psi \sim \exp(-k_b z). \quad (2)$$

Уравнение (1) решалось численным методом поиска одномерных корней делением отрезка пополам. Затем по определенной энергии основного состояния  $E_1$  рассчитывался параметр затухания электронной ВФ в барьере  $L_b = 1/k_b$ . Таким образом, рассчитанная длина  $L_b$ , на которой амплитуда ВФ в барьере прямоугольной КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  шириной  $L = 12$  нм уменьшается в  $e$  раз, составляет 1.1 нм.

На втором этапе моделирования проводился расчет глубины проникновения ВФ электронов в барьер  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  в СР структуре. Она характеризует область, в которой электроны взаимодействуют с дефектами и ловушечными состояниями  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . В СР типа  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$  (где  $x$  и  $y$  — мольные доли индия) происходит перекрытие ВФ электронов соседних КЯ, в результате чего формируются СР состояния, делокализованные на несколько КЯ. ВФ электронов в барьерах в этом случае не описывается простой аналитической функцией, как для случая одиночной прямоугольной КЯ. Поэтому для оценки распределения электронной плотности в СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  численно решалось уравнение Шредингера. На рис. 2 приведены результаты численного моделирования зонной диаграммы и ВФ основного состояния электронов для СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  с толщиной слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  12 нм и толщиной барьера  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  4 нм. Видно, что в СР ВФ электронов делокализована на всю толщину структуры. ВФ электронов в барьерах  $\text{InAlAs}$  экспоненциально убывает в направлении от границ барьеров к центру. Расчет показал, что для СР с толстыми барьерами (12 нм) амплитуда ВФ в центре барьеров практически равна нулю. Очевидно, что толстым можно считать барьер при  $L \gg 2L_b$ . Для тонких барьеров с  $L \sim 2L_b$  (рис. 2) ВФ электронов существенно перекрывается с барьерами и нигде не обращается в нуль, за исключением границ СР.

Для количественного определения глубины проникновения ВФ электронов в барьеры использовалась следующая численная процедура. Для каждого барьера  $\text{InAlAs}$  СР с номером  $i$  определялась длина области  $L_i$ , в которой плотность вероятности найти электрон ( $\Psi^2$ ) существенно больше 0 (использовалось значение  $\Psi^2 > 10^{-7} \text{ нм}^{-1}$ ). Затем производилось усреднение  $L = \sum L_i / 30$  по всем барьерам СР. Обнаружено, что  $L$  монотонно увеличивается с ростом ширины барьеров  $\text{InAlAs}$  в СР, но при достижении толщины барьеров  $\text{InAlAs}$  4.5 нм  $L$  достигает значения 3.5 нм и перестает увеличиваться. Дальнейшее увеличение толщины слоев



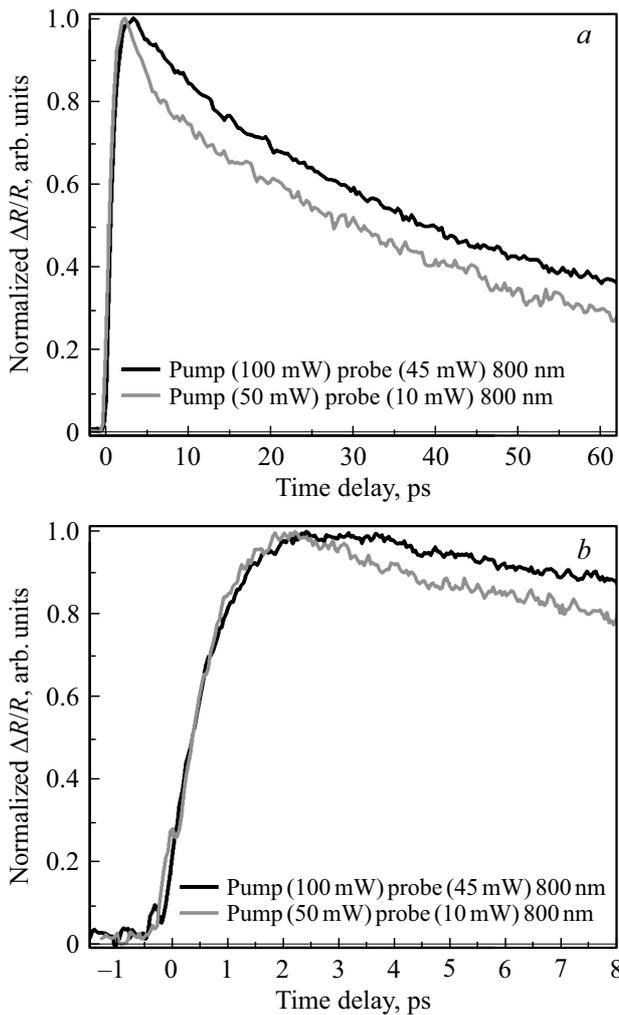
**Рис. 2.** Профиль зоны проводимости и ВФ нижнего электронного состояния в СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  с толщиной КЯ 12 нм и барьеров 4 нм.

$\text{InAlAs}$  в СР нецелесообразно, поскольку  $L$  не увеличивается и в центральной области каждого барьера  $\text{InAlAs}$  остается область, куда не проникает ВФ электронов (рис. 2) и которая не будет давать вклада в релаксацию электронов через ловушечные состояния  $\text{InAlAs}$ . Стоит отметить, что рассчитанное предельное значение  $L$  является функцией толщины КЯ и содержания индия в СР. Полученный результат хорошо согласуется с данными из других работ [15,24].

### 3.2. Исследование временной динамики фотовозбужденных носителей заряда

На рис. 3 и 4 приведена временная динамика ФНЗ для исследуемого образца в длинном ( $a$ ) и коротком диапазонах ( $b$ ) времен задержки при разной мощности и длине волны накачки. Для накачки 800 и 930 нм расчетная глубина поглощения в соответствии с законом Ламберта–Бэра составляет 0.142 и 0.166 мкм соответственно. Поскольку суммарная толщина СР составляет  $\sim 0.48$  мкм, практически все фотоны поглощаются на небольшом расстоянии внутри образца, тем самым создавая высокую плотность носителей.

Как было показано в работе [25], расстояние между  $\Gamma$ - и  $L$ -долинами в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  составляет 0.55 эВ. Вероятность междолинного рассеяния при возбуждении 800 нм (1.55 эВ) для инжекции горячих носителей (электронов) значительно увеличивается. Междолинное рассеяние уменьшает среднюю подвижность электронов из-за сильно увеличенной эффективной массы в  $L$ -долине [26]. Для исследования этого эффекта рассмотрим динамику захвата носителей и рекомбинации при помощи методики „накачка–зондирование“ при двух длинах волн накачки: 800 и 930 нм. Значения мощности луча накачки были выбраны таким образом, чтобы концентрация инжектируемых электронов для двух длин волн была одинаковой. Для получения количественного



**Рис. 3.** Зависимость относительного изменения коэффициента отражения СП  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  от времени задержки между пробным и возбуждающим импульсами с длиной волны 800 нм для длинного (а) и короткого (б) диапазонов.

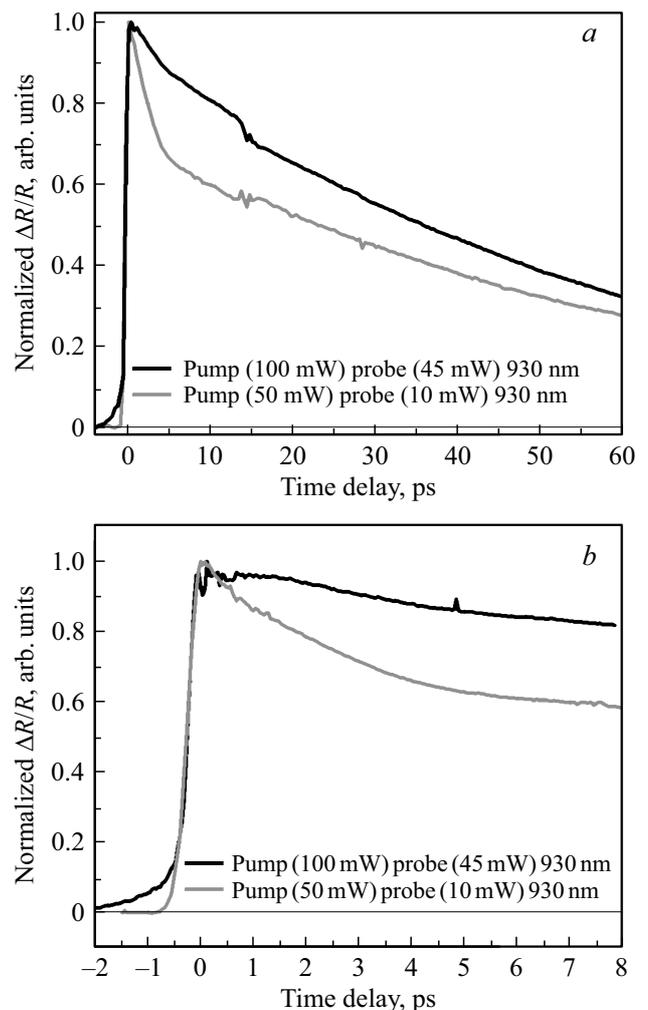
описания наблюдаемой релаксации была проведена аппроксимация экспериментальных данных на основе подхода, разработанного ранее для описания аналогичных процессов в полупроводниках [27]:

$$\frac{\Delta R}{R}(t) = \frac{A}{2} e^{\left(\frac{w^2}{4\tau_1^2} - \frac{t}{\tau_1}\right)} \left[ \text{erf}\left(\frac{t}{w} - \frac{w}{2\tau_1}\right) + 1 \right] + \frac{B}{2} e^{\left(\frac{w^2}{4\tau_2^2} - \frac{t}{\tau_2}\right)} \left[ \text{erf}\left(\frac{t}{w} - \frac{w}{2\tau_2}\right) + 1 \right], \quad (3)$$

где  $\tau_1$  — среднее время жизни основных ФНЗ,  $\tau_2$  — среднее время жизни неосновных ФНЗ,  $w$  — время возбуждения неравновесных носителей заряда,  $A$ ,  $B$  — амплитуды (параметры подгонки). Времена жизни ФНЗ для обоих образцов представлены в таблице. Для всех измерений наблюдаются два времени релаксации. Существенное увеличение времени релаксации носителей

видно при энергии возбуждения 800 нм по сравнению с возбуждением на длине волны 930 нм. Кроме того, данные измерения демонстрируют наличие дополнительного меняющегося от длины волны времени возбуждения неравновесных носителей заряда  $w$ . Поскольку длительность импульса при перестроении длины волны не меняется, параметр  $w$  в нашем случае уже не является параметром лазера. Известно, что процессы длительностью меньше 1 пс отвечают за когерентный режим. Таким образом, как было показано в работах [28,29], этот параметр показывает время возникновения неравновесных носителей заряда в структуре.

Постоянная времени  $\tau_1$  интерпретируется как постоянная времени для электрона, который из зоны проводимости попадает в ловушки, которые образуются за счет образования дефектов в слое  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Увеличение времени  $\tau_1$  при увеличении мощности накачки можно объяснить частичным заполнением ловушек при более



**Рис. 4.** Зависимость относительного изменения коэффициента отражения СП  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  от времени задержки между пробным и возбуждающим импульсами с длиной волны 930 нм для длинного (а) и короткого (б) диапазонов.

Временные константы, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 3 и 4

Мощность накачки, мВт	Длина волны, нм	Концентрация инжектируемых носителей, $\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\tau_1$ , пс	$\tau_2$ , пс	Время возбуждения, пс
100	800	1.02	37	> 100	0.8
50	800	0.51	3.4	50.8	0.8
100	930	0.59	5.6	54.9	0.2
50	930	1.18	2	64.6	0.2

высоких плотностях возбуждения. Как только состояние ловушки частично заполнено, вероятность захвата электрона в состояние пустой ловушки уменьшается. Следовательно, из-за принципа Паули для восстановления поглощения электронов, оставшихся в зоне проводимости, требуется больше времени. Как упоминалось выше, при перестроении длины волны накачки от  $\lambda = 930$  до 800 нм наблюдается увеличение  $\tau_1$  от 2–5.61 до 3.4–37 пс. Это подтверждает предположение о том, что время захвата для горячих электронов увеличивается по сравнению временем захвата электронов, близких к краю зоны проводимости. Хотя плотность носителей при возбуждении 800 нм выше, чем при 930 нм, из-за более сильного поглощения происходит сильное увеличение  $\tau_1$  для 800 нм по сравнению с 930 нм. Стоит отметить, что заполнение ловушек не является единственной причиной такого увеличения времени жизни основных ФНЗ. К примеру, в работах [30,31] высказано предположение о том, что сечение захвата ловушечных состояний уменьшается для электронов с более высокой энергией. Эти данные об увеличении времени релаксации для более высоких энергий электронов также подтверждаются результатами, полученными из измерений временной спектроскопией на подобных образцах [32].

Постоянная времени  $\tau_2$  главным образом определяется рекомбинацией электрона с дыркой в валентной зоне, заселяющего ловушечное состояние. В случае возбуждения с длиной волны 930 нм и высокой интенсивности накачки видна медленно затухающая положительная составляющая сигнала. В случае возбуждения ФНЗ накачкой 800 нм происходит дополнительное увеличение  $\tau_2$  из-за большего поглощения и, следовательно, более высоких плотностей носителей.

Таким образом, за счет оптимизации геометрии структуры, включающей выбор толщины и температуры роста барьерного слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , а также параметров лазера (длины волны и мощности накачки), возможно получить малое время жизни ФНЗ  $\tau \sim 2$  пс в СР  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  без легирования бериллием фотопроводящего слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Стоит отметить, что полученные времена жизни ФНЗ находятся на уровне лучших результатов мировых лабораторий [11,15,31].

## 4. Заключение

В работе исследовалась временная динамика фотовозбужденных носителей заряда в сверхрешетках  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с помощью метаморфного буфера. Результаты численного моделирования зонных диаграмм показали, что возможно подобрать такую толщину барьерного слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (4 нм), для которой волновые функции электронов в фотопроводящем слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  будут существенно перекрываться с барьерами. При оптической накачке 50 мВт с длиной волны 930 нм удалось получить сверхмалое время жизни носителей заряда  $\sim 2$  пс.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 16-07-00187 А, 17-32-80009 мол\_эв\_а, 16-29-14029 офи\_м, а также гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-5450.2018.2).

Эпитаксиальный рост образцов выполнен А.Э. Ячменевым и Д.С. Пономаревым при финансовой поддержке гранта РНФ 14-29-00277.

## Список литературы

- [1] Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев, П.П. Мальцев, М.М. Грехов, И.Е. Иляков, Р.А. Ахмеджанов. ФТП, **51** (4), 535 (2017).
- [2] D. Vignaud, J.F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknounc, F. Mollot. Appl. Phys. Lett., **80** (22), 4151 (2002).
- [3] Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев, А.Ю. Павлов, Д.Н. Слаповский, И.А. Глинский, Д.В. Лаврухин, О.А. Рубан, П.П. Мальцев. ФТП, **51** (9), 1267 (2017).
- [4] M. Suzuki, M. Tonouchi. Appl. Phys. Lett., **86**, 051104 (2005).
- [5] N. Chimot, J. Mangeney, P. Mounaix, M. Tondusson, K. Blary, J.F. Lampin. Appl. Phys. Lett., **89**, 083519 (2006).
- [6] B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, M. Schell. Opt. Express, **16**, 9565 (2008).
- [7] R.P. Prasankumar, A. Scopatz, D.J. Hilton, A.J. Taylor, R.D. Averitt, J.M. Zide, A.C. Gossard. Appl. Phys. Lett., **86**, 201107 (2005).

- [8] D. Vignaud, J.F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoute, F. Mollot. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (22), 4151 (2002).
- [9] R. Dietz, M. Gerhard, D. Stanze, M. Koch, B. Sartorius, M. Schell. *Opt. Express*, **19** (27), 25911 (2011).
- [10] C.W. Berry, N. Wang, M.R. Hashemi, M. Unlu, M. Jarrahi. *Nature Commun.*, **4**, 1622 (2013).
- [11] F. Ospald, D. Maryenko, K. von Klitzing, D.C. Driscoll, M.P. Hanson, H. Lu, A.C. Gossard, J.H. Smet. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 131117 (2008).
- [12] M. Sukhotin, E.R. Brown, D. Driscoll, M. Hanson, A.C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (19), 3921 (2003).
- [13] H. Roehle, R.J.B. Dietz, H.J. Hensel, J. Böttcher, H. Künzel, D. Stanze, M. Schell, B. Sartorius. *Opt. Express*, **18** (3), 2296 (2010).
- [14] R. Dietz, M. Gerhard, D. Stanze, M. Koch, B. Sartorius, M. Schell. *Opt. Express*, **19** (27), 122 (2011).
- [15] R. Dietz, B. Globisch, M. Gerhard, A. Velauthapillai, D. Stanze, H. Roehle, M. Koch, T. Göbel, M. Schell. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (6), 061103 (2013).
- [16] G.B. Galiev, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev, A.E. Yachmenev, A.S. Bugaev, P.P. Maltsev. *Nanotechnol. Rus.*, **10** (7), 593 (2015).
- [17] Д.В. Лаврухин, Р.А. Хабидуллин, Д.С. Пономарев, П.П. Мальцев. *ФТП*, **49** (9), 1254 (2015).
- [18] Д.В. Лаврухин, А.Э. Ячменев, Р.Р. Галиев, Р.А. Хабидуллин, Д.С. Пономарев, Ю.В. Федоров, П.П. Мальцев. *ФТП*, **48** (1), 73 (2014).
- [19] D. McMorrow, J.S. Melinger, A.R. Knudson, S. Buchne. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **44** (6), 2290 (1997).
- [20] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев. *ФТП*, **49** (9), 1243 (2015).
- [21] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [22] M. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).
- [23] S.-H. Wei, A. Zunger. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2011 (1998).
- [24] R. Dietz, A. Brahm, A. Velauthapillai, A. Wilms, C. Lammers, B. Globisch, M. Koch, G. Notni, A. Tünnermann, T. Göbela, M. Schell. *J. Infr. Millim. Teraher. Wav.*, **36** (1), 60 (2015).
- [25] K.Y. Cheng, A.Y. Cho, S.B. Christman, T.P. Pearsall, J.E. Rowe. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 423 (1982).
- [26] Yu.A. Goldberg, N.M. Schmidt. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur (World Scientific, London, 1999) v. 2, p. 62.
- [27] A. Kimel, F. Bentivegna, V.N. Gridnev, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev. *Phys. Rev. B*, **63**, 235201 (2001).
- [28] W.A. Hügel, M.F. Heinrich, M. Wegener, Q.T. Vu, L. Bányai, H. Haug. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3313 (1999).
- [29] P.C. Becker, H.L. Fragnito, C.H.B. Cruz, R.L. Fork, J.E. Cunningham, J.E. Henry, C.V. Shank. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1647 (1988).
- [30] R. Peibst, E.P. Rugeramigabo, K.R. Hofmann. *J. Appl. Phys.*, **112**, 124502 (2012).
- [31] R. Dietz, R.B. Wilk, H. Globisch, D. Roehle, S. Stanze, S. Ullrich, N. Schumann, M. Born, B. Koch, B. Sartorius, M. Schell. *J. Infr. Millim. Teraher. Wav.*, **34** (3), 231 (2013).
- [32] P.W. Juodawlkis, D.T. McInturff, S.E. Ralph. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4062 (1996).

Редактор Г.А. Оганесян

## Pump-probe measurements of photoexcited carriers in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ superlattices under femtosecond laser excitation

D.S. Ponomarev<sup>1</sup>, R.A. Khabibullin<sup>1</sup>, A.N. Klochkov<sup>1</sup>, A.E. Yachmenev<sup>1</sup>, A.S. Bugaev<sup>1</sup>, D.I. Khusyainov<sup>2</sup>, A.M. Buriakov<sup>2</sup>, V.R. Bilyk<sup>2</sup>, E.D. Mishina<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences, 117105 Moscow, Russia

<sup>2</sup> Moscow Technological University „MIREA“, 119454 Moscow, Russia

**Abstract** The results of the time dynamics measurements of photoexcited charge carriers in  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  superlattices grown by molecular-beam epitaxy on a GaAs substrate by means of a metamorphic buffer are presented. Based on the results of numerical simulations of the band diagrams, the optimal thickness of the barrier layer  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (4 nm) was chosen, at which the electron wave functions in  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  substantially overlap with the barriers. This made it possible to obtain a short carrier lifetime  $\tau \sim 3.4$  ps at a wavelength  $\lambda = 800$  nm and a pumping power of 50 mW without using beryllium doping in the  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  layer. It is shown that increase in the wavelength up to  $\lambda = 930$  nm (at the same pumping power) reduces the carrier lifetime to  $\tau \sim 2$  ps. This is due to an increase in the capture cross section of trap states for lower-energy electrons and a decrease in trap filling at lower excitation densities.