

Транспорт и частичная локализация электронов в короткопериодических напряженных полупроводниковых сверхрешетках

© Л.Г. Герчиков[†], К. Ауленбахер*, Ю.А. Мамаев, Э. Рин*, Ю.П. Яшин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Институт ядерной физики Университета Майнца,
D-55099 Майнц, Германия

(Получена 10 мая 2011 г. Принята к печати 21 июня 2011 г.)

Экспериментально и теоретически исследован транспорт поляризованных электронов в фотокатодах на основе полупроводниковой сильно напряженной сверхрешетки. Экспериментальное исследование основано на измерениях с разрешением по времени электронной эмиссии из фотокатода после его фотовозбуждения фемтосекундным лазерным импульсом. Экспериментально определены времена отклика и спиновой релаксации. Проведены расчеты фотоотклика катодов и результаты сопоставлены с экспериментальными данными. Сделан вывод о наличии в сверхрешетке частичной локализации фотоэлектронов.

1. Введение

Коротконапряженные полупроводниковые сверхрешетки (СР) используются в настоящее время как основа для создания наиболее эффективных источников поляризованных электронов [1]. Подобные источники сочетают свойства традиционных эмиттеров поляризованных электронов на основе напряженных полупроводниковых слоев с возможностями СР по конструированию зонной структуры рабочей области фотокатода. Главной целью развития источников поляризованных электронов на основе СР в последнее десятилетие было достижение электронной поляризации более 90%. Для этой цели были разработаны несколько типов напряженных СР с максимальными значениями расщепления валентной зоны, наиболее перспективными из которых оказались СР с напряженными квантовыми ямами (КЯ) [2,3] и СР с напряженными барьерами [4]. Расщепление валентной зоны СР, т.е. расщепление между верхними минимумами легких и тяжелых дырок, возникает в результате комбинации двух эффектов: размерного квантования в СР и деформации гетерослоев СР, обусловленной различием их постоянных решетки. Цель создания оптимальной структуры СР состоит в достижении расщепления валентной зоны на менее 70–80 мэВ в сочетании с хорошими транспортными свойствами и с возможностью вырастить гетероструктуру с высоким качеством.

Однако, несмотря на значительный прогресс в увеличении поляризации фотоэлектронов, квантовая эффективность QE , разработанных фотоэмиттеров в области поляризационного максимума остается низкой. Лучшая комбинация максимальной поляризации фотоэлектронов $P = 92\%$ и квантового выхода $QE = 0.85\%$ была получена для СР $AlInGaAs/AlGaAs$ с напряженными КЯ [3]. Условия проведения современных экспериментов физики высоких энергий с использованием пучков поляризованных электронов требуют создания источников поляризованных электронов с квантовым выходом,

на порядок превышающим существующий [5]. Поэтому дальнейшее развитие фотоэмиттеров поляризованных электронов смещается в сторону создания источников с высоким QE . Одним из направлений такого развития является создание фотоэмиттеров с распределенным брэгговским рефлектором. Принципиальной причиной, ограничивающей квантовый выход, является то обстоятельство, что максимальная спиновая ориентация фотоэлектронов достигается при краевом поглощении, где коэффициент поглощения мал. С другой стороны, невозможно изготовить фотоэмиттер с напряженным рабочим слоем, толщина которого была бы сравнима с длиной краевого поглощения. Поэтому большая часть интенсивности возбуждающего света теряется в подложке. Для преодоления этой проблемы были разработаны катоды с распределенным брэгговским рефлектором между подложкой и рабочим слоем [6–8].

Другим способом увеличить QE было бы создание фотоэмиттера с максимально возможной шириной рабочей области и минимальными потерями фотоэлектронов перед их эмиссией в вакуум. Однако этот традиционный подход не дает пока положительного результата для фотокатода на основе СР. Этот факт свидетельствует о недостаточной изученности электронного транспорта в катодах с СР по сравнению с традиционными эмиттерами [9,10]. Для последних характерно монотонное увеличение QE с ростом толщины рабочего слоя вплоть до значений длины поглощения или длины диффузии. Проведенные нами измерения QE для серии фотокатодов с разным числом периодов СР показывают, что QE в области максимума поляризации у образцов с числом периодов больше 10 не превышает QE у образцов с 4 или 6 периодами. Это означает, что электронный транспорт в толстых СР подавлен, а диффузионная длина и соответственно QE сильно ограничены.

Цель данной работы заключается в исследовании транспорта электронов в СР, выяснение причин его подавления и потерь QE . Метод исследования основан на измерении токов фотоэмиссии после фотовозбуждения

[†] E-mail: lgerchikov@rambler.ru

Таблица 1. Состав рабочей области фотокатода: число периодов (N), концентрация Al (x) и In (y) в слое КЯ $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$, концентрация Al (z) в барьере $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$, толщины слоев КЯ (a) и барьеров (b)

Образец	Квантовая яма		Барьер	Толщины		Число периодов N
	$x, \%$	$y, \%$	$z, \%$	$a, \text{нм}$	$b, \text{нм}$	
SL 5-998	20	16	28	3.5	4.0	15
SL 6-905	20	15.5	36	5.1	2.3	10
SL 6-908	20	15.5	36	5.1	2.3	6
SL 7-396	20	19	40	5.4	2.1	12

катафа фемтосекундным лазерным импульсом. Этот метод был разработан в работе [9] для изучения транспорта поляризованных электронов в традиционных фотокатодах. Измерение скорости спада фототока определяет время электронного транспорта, а измерение скорости спада поляризации фотоэмиссии определяет время спиновой релаксации. Было разработано теоретическое описание электронного транспорта на основе использования нестационарного кинетического уравнения и проведены расчеты фотоотклика. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными выявило серьезные расхождения между наблюдаемыми токами фотоэмиссии и предсказанным фотооткликом катода с идеальной СР. Мы рассматриваем этот факт как свидетельство частичной локализации фотоэлектронов в СР. Подобная локализация, кардинально изменяющая характер вертикального электронного транспорта в СР, наблюдалась ранее в сильно легированных СР GaAs/AlAs [11]. В используемых нами фотокатодах также применяется высокий уровень легирования, необходимый для создания изгиба зон в узкой области объемного заряда (ООЗ) вблизи поверхности фотокатода. Помимо флуктуаций примесного потенциала, дислокации, возникающие при релаксации деформации в сильно напряженной СР, также могут рассматриваться как причина локализации электронов в СР.

Мы разработали простую кинетическую модель для описания электронного транспорта в СР при наличии частичной локализации фотоэлектронов. Она включает

в себя диффузию электронов вдоль оси СР, туннелирование из СР в ООЗ, процессы захвата электронов локализованными состояниями и их термоактивации. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями. В рамках предложенной модели мы определили время захвата электронов, долю локализованных электронов и потери QE .

2. Эксперимент

Мы исследовали фотоотклик четырех фотокатодов на основе СР AlInGaAs/AlGaAs с напряженными квантовыми ямами. Все образцы были выращены на подложке p -GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Структура фотокатода состоит из широкого буферного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.35-0.4$), легированного Ве до уровня $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, на котором выращивался рабочий слой, содержащий от 6 до 15 периодов СР $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}(a)/\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}(b)$, легированной Ве до уровня $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Состав слоев, x , y , z , толщины ям (a) и барьеров (b), а также число периодов СР приведены в табл. 1. Над рабочим слоем СР выращивался поверхностный слой GaAs, легированный Ве до уровня $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для образца 5-998), для создания узкой области ООЗ.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Для создания отрицательного электронного средства атомно-чистая поверхность GaAs активирована

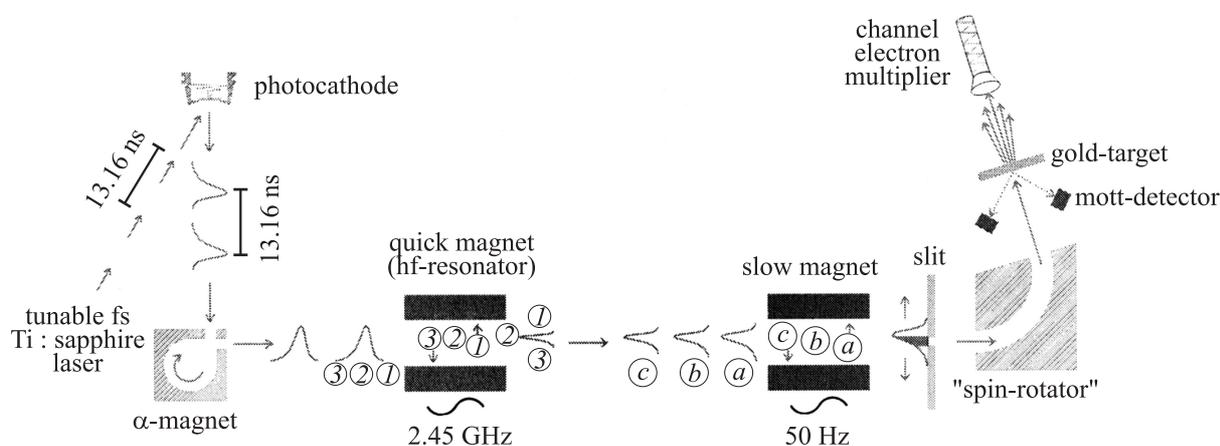


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

лась Cs и O. Все измерения проводились при комнатной температуре. Фотокатод возбуждался фемтосекундными лазерными импульсами, следующими с интервалом 13 нс. Исходная длительность 150 фс импульса титан-сапфирового лазера увеличивается до 300 фс в процессе его передачи до поверхности фотокатода. Фотоэлектроны, эмиттированные из катода после его фотовозбуждения, проходят через микроволновую камеру с частотой 2.45 ГГц, в которой продольный профиль электронного импульса преобразуется в поперечный в результате отклонения пучка электронов переменным магнитным полем. Поперечный профиль электронного пучка определяется путем измерения фототока, прошедшего через узкую щель на пути пучка. Для этого пучок электронов перемещается в поперечном направлении относительно щели во второй отклоняющей микроволновой камере с частотой 50 Гц. Поляриметр Мотта, расположенный за щелью, измеряет поляризацию фотоэмиссии с разрешением по времени.

3. Теория

Для того чтобы описать экспериментально наблюдаемый фотоотклик, мы рассчитали ток $I(t)$ фотоэлектронов из CP в ООЗ. Мы пренебрегаем временем эмиссии электронов из ООЗ в вакуум, поскольку оно меньше, чем разрешающая способность измерений, порядка 1 пс. Это утверждение подтверждается измерениями фотоотклика из фотокатодов с узкими рабочими слоями. Ток фотоэлектронов находится путем решения нестационарного кинетического уравнения:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}\hat{\rho}] + \text{St}\{\hat{\rho}\}, \quad (1)$$

где ρ — матрица электронной плотности, $\text{St}\{\rho\}$ — интеграл столкновений, H — эффективный Гамильтониан для электронов первой электронной мини-зоны $e1$, который описывает движение электронов вдоль оси CP. Минизонный спектр рассчитывается в рамках многозонной модели Кейна, учитывающей зону проводимости Γ_6 , валентную зону Γ_8 и спин-орбитально отщепленную зону Γ_7 [12]. Ширина ΔE мини-зоны $e1$ в направлении оси CP во всех исследуемых образцах лежит в интервале 32–37 мэВ. Эти значения намного меньше, чем разрывы зоны проводимости, которые в рассматриваемых образцах составляют более 200 мэВ. Поэтому движение электронов вдоль оси CP может быть рассмотрено в модели сильной связи. Это означает, что в эффективном Гамильтониане H следует учитывать только матричные элементы между соседними ямами $V \equiv H_{n,n+1} = \Delta E/4$. Эти матричные элементы определяют времена туннелирования между соседними КЯ $\tau_{QW} = \pi\hbar/2V = 2\pi\hbar/\Delta E$, составляющие для наших образцов порядка 100 фс. Полное время свободного пролета через CP с N КЯ составляет соответственно $\tau_{SL} = 2\pi\hbar N/\Delta E$.

С учетом только матричных элементов, связывающих соседние ямы, уравнение (1) для диагональных элементов, т.е. для числа электронов в каждой яме ρ_{nn} ,

записывается в виде

$$\frac{\partial \rho_{nn}}{\partial t} = -\frac{2V}{\hbar} \text{Im}\{\rho_{n,n+1}\} + \frac{2V}{\hbar} \text{Im}\{\rho_{n-1,n}\} + \text{St}\{\hat{\rho}\}_{nn}. \quad (2)$$

Первые два члена в правой части уравнения (2) описывают токи электронов из КЯ с номером n в соседние ямы с номерами $n+1$ и $n-1$ соответственно. Диагональный элемент интеграла столкновений связан с процессом фотовозбуждения электронов проводимости лазерным импульсом. Вычисление скорости генерации фотоэлектронов детально описано в работе [12]. Для последней КЯ в сверхрешетке имеется дополнительный вклад в интеграл столкновений, связанный с туннелированием электронов из CP в ООЗ. Соответствующий электронный ток может быть записан через число электронов в последней КЯ, ρ_{NN} , и время туннелирования электронов через последний барьер, τ_f :

$$I = \frac{\rho_{NN}}{\tau_f}. \quad (3)$$

Недиагональные элементы матрицы плотности и соответственно значения токов электронной диффузии между соседними ямами в уравнении (2) зависят от величины матричного элемента V и недиагональных элементов интеграла столкновений. Последние мы записываем в приближении постоянного времени релаксации

$$\text{St}\{\hat{\rho}\}_{nm'} = -\frac{\hat{\rho}_{nm'}}{\tau_p}. \quad (4)$$

В силу слабой связи между соседними КЯ время релаксации импульса τ_p определяется в основном процессами рассеяния электронов на примесях и фононах в плоскости каждой КЯ. В стационарном случае, в приближении, учитывающем только матричные элементы между соседними ямами, из уравнений (1) и (4) следует, что

$$\rho_{n,n+1} = -i \frac{V\tau_p}{\hbar} (\rho_{n+1,n+1} - \rho_{nn}). \quad (5)$$

Соответственно ток электронов из ямы n в яму $n+1$ будет равен

$$I_{n,n+1} = \frac{2V}{\hbar} \text{Im}\{\rho_{n,n+1}\} = -\frac{2V^2\tau_p}{\hbar^2} (\rho_{n+1,n+1} - \rho_{nn}). \quad (6)$$

Для численных расчетов мы полагаем $\tau_p = 75$ фс. Отметим, что время релаксации импульса оказывается порядка времени туннелирования электронов между соседними ямами, поэтому электронный транспорт в рассматриваемых образцах имеет характер диффузии вдоль оси CP.

Для вычисления τ_f мы решили отдельную квантово-механическую задачу о движении свободного электрона вдоль оси CP, нашли значения электронной плотности тока и определили в соответствии с уравнением (3) величину τ_f . Следует отметить, что найденная величина τ_f оказалась больше, чем τ_{QW} , например для образца 5-998

$\tau_f = 250$ фс. Этот факт имеет простое объяснение. Процесс туннелирования между одинаковыми КЯ имеет резонансный характер и его вероятность пропорциональна первой степени туннельной экспоненты $\exp(-\kappa b)$, где κ обозначает декремент затухания электронной волновой функции в барьере. Туннелирование через последний барьер в ООЗ есть нерезонансный процесс и его вероятность пропорциональна квадрату туннельной экспоненты $\exp(-2\kappa b)$. Таким образом, полное время движения через всю СР определяется временем самого медленного процесса, т.е. туннелированием через последний барьер.

Уравнение (3) можно рассматривать в качестве граничного условия для кинетического уравнения (1) на границе СР и ООЗ. На противоположной стороне СР, на границе с буферным слоем, электронный ток равен нулю. В случае диффузии электронов в объемном материале граничное условие записывается через скорость поверхностной рекомбинации S : $j = n/S$, где n — электронная плотность, j — плотность тока. Сравнивая это определение с уравнением (3), получаем, что в нашем случае скорость поверхностной рекомбинации на границе ООЗ равна

$$S = \frac{d}{\tau_f}, \quad (7)$$

где $d = a + b$ период СР. Скорость поверхностной рекомбинации, вычисленная в соответствии с (3), (7), для фотокатодов на основе СР оказывается меньше, чем у традиционных фотоэмиттеров на основе объемного GaAs. Так, для образцов 5-998 $S = 3 \cdot 10^6$ см/с, для 6-905 $S = 5 \cdot 10^6$ см/с, в то время как для объемного GaAs $S = 10^7$ см/с [9].

Для расчета фотоотклика катода мы численно решали нестационарное кинетическое уравнение (1), описывая интенсивность импульса лазера профилем Гаусса. Полученная таким образом временная зависимость тока фотоэмиссии сравнивалась с экспериментально измеренным фотооткликом. Рассчитанный фототок экспоненциально затухает после окончания возбуждения. Время затухания мы рассматриваем как время электронного транспорта τ_t . Оказывается, однако, возможным получить и аналитическое выражение для τ_t . В стационарном случае при постоянном фотовозбуждении кинетическое уравнение (1) имеет простое решение (5), (6), справедливое при условии, что ширина мини-зоны ΔE меньше ширины функции распределения фотоэлектронов. Время транспорта определяется в стационарном случае как отношение числа электронов в СР к фототоку,

$$\tau_t = \sum_{n=1}^N \rho_{nm} / I, \quad I = I_{n,n+1}, \text{ и оказывается равным}$$

$$\tau_t = \frac{\hbar^2(N - 1/2)(N - 1)}{6|V|^2\tau_p} + N\tau_f. \quad (8)$$

В соответствии с полученным выражением (8) время транспорта является суммой времени диффузии электронов в СР, даваемой первым членом в правой части уравнения (8), и временем туннелирования в ООЗ, $N\tau_f$.

Для образца 5-998 уравнение (8) дает время транспорта $\tau_t = 5$ пс, причем главный вклад 3 пс дает процесс туннелирования в ООЗ.

Отметим, что в пределе широкой СР, $N \gg 1$, выражение (8) переходит в соответствующее выражение стандартной диффузионной модели

$$\tau_t = \frac{L^2}{3D} + \frac{L}{S}, \quad (9)$$

где $L = Nd$ — длина СР. Скорость поверхностной рекомбинации S определяется выражением (7), а коэффициент диффузии равен

$$D = \frac{2|V|^2d^2\tau_p}{\hbar^2}. \quad (10)$$

Типичное значение коэффициента диффузии для исследуемых СР около $15 \text{ см}^2/\text{с}$, так для образца 5-998 $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$, а для образца 6-905 $D = 17 \text{ см}^2/\text{с}$. Это в несколько раз меньше, чем коэффициент диффузии $D = 40 \text{ см}^2/\text{с}$ в объемном GaAs.

4. Результаты и обсуждение

Экспериментально измеренный фотоотклик образца 5-998 показан на рис. 2 вместе с результатами численных расчетов. Рисунок показывает существенное расхождение теории и эксперимента. Рассчитанный фототок экспоненциально затухает со временем $\tau_t = 6$ пс в то время как экспоненциальный сигнал спадает неэкспоненциально. В течение первых шести пикосекунд после возбуждения фототок убывает со временем спада $\tau_1 = 4$ пс, т.е. быстрее, чем предсказывает теория. Затем затухание фототока замедляется и может быть приближенно описано экспонентой со временем спада $\tau_2 = 13$ пс, что вдвое больше, чем τ_t . Подобная картина типична для всех исследованных образцов. Мы можем выделить в импульсе фотоотклика участок быстрого спада, сменяющийся относительно медленным затуханием,

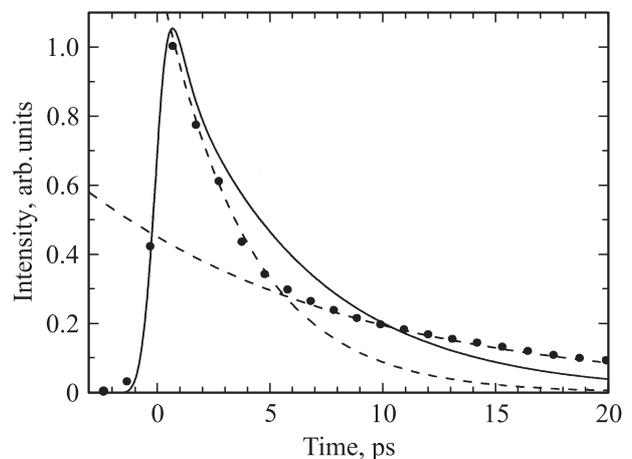


Рис. 2. Фотоотклик образца 5-998, экспериментальный сигнал показан точками, результаты расчетов — сплошной линией. Штриховая линия показывает экспоненциальное фитирование экспериментального сигнала.

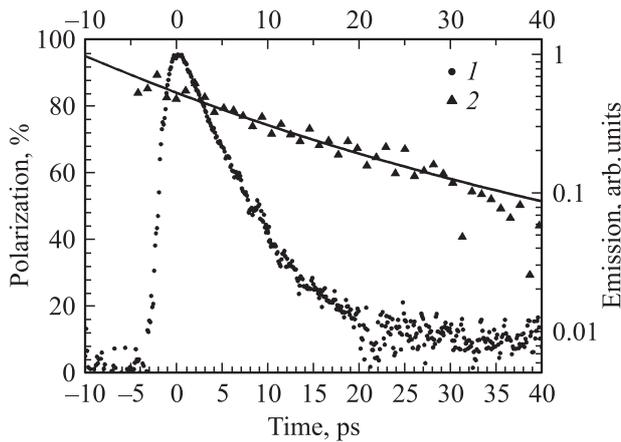


Рис. 3. Фотоотклик образца 7-396: 1 — ток эмиссии, 2 — поляризация. Сплошная линия показывает экспоненциальное фитирование спада поляризации.

времена которых соотносятся с рассчитанным временем транспорта как $\tau_1 < \tau_t < \tau_2$.

На рис. 3 фотоотклик образца 7-396 показан вместе с кривой поляризации электронной эмиссии. Спад поляризации хорошо описывается экспонентой со временем спиновой релаксации $\tau_s = 81$ пс. Отметим, что поляризация фотоэмиссии даже спустя 30 пс после фотовозбуждения превышает 60%. Это означает, что долгий спад фотоотклика связан с эмиссией электронов, вышедших из СР.

Данный результат может быть объяснен частичной локализацией электронов в СР. Действительно, при наличии электронных ловушек в СР ток фотоэмиссии должен поначалу быстро спадать в результате комбинации двух процессов депопуляции состояний мини-зоны $e1$: туннелирования электронов в ООЗ и захват на локализованные состояния в СР. Существование длинного хвоста фотоотклика также находит свое объяснение в рамках модели частичной электронной локализации. Эта часть сигнала фотоэмиссии связана с захваченными электронами, которые вернулись в мини-зону $e1$ спустя некоторое время в результате термоактивации локализованных состояний.

Чтобы проверить предложенную модель электронной локализации мы использовали простую кинетическую схему, рассматривающую две группы электронных состояний: делокализованные состояния мини-зоны $e1$ и локализованные состояния ниже порога подвижности. Мы будем описывать скорость процесса термоактивации одним временем τ_d вместо распределения времен для различных локализованных состояний. Скорость захвата электронов мы обозначим как $1/\tau_c$ и скорость выхода электронов из СР в ООЗ как $1/\tau_t$. Тогда кинетика числа делокализованных n_1 и локализованных n_2 электронов описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -\frac{n_1}{\tau_t} - \frac{n_1}{\tau_c} + \frac{n_2}{\tau_d}, \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{n_1}{\tau_c} - \frac{n_2}{\tau_d}, \end{aligned} \quad (11)$$

Для того чтобы воспроизвести функцию фотоотклика мы использовали следующие начальные условия: $n_1 = 1$, $n_2 = 0$, предполагающие отсутствие локализованных электронов в момент фотовозбуждения. В этом случае решение системы уравнений (11) дается суммой двух экспонент:

$$\begin{aligned} n_1(t) &= \frac{(\tau_2 - \tau_t)}{(\tau_2 - \tau_1)} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{(\tau_t - \tau_1)}{(\tau_2 - \tau_1)} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \\ \tau_{1,2}^{-1} &= \frac{1}{2} \left(\tau_t^{-1} + \tau_c^{-1} + \tau_d^{-1} \right. \\ &\quad \left. \pm \sqrt{\tau_t^{-2} + \tau_c^{-2} + \tau_d^{-2} + 2\tau_t^{-1}\tau_c^{-1} + 2\tau_d^{-1}\tau_c^{-1} - 2\tau_t^{-1}\tau_d^{-1}} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Времена захвата и делокализации $\tau_{c,d}$ в уравнениях (11), (12) используются как подгоночные параметры, а время транспорта τ_t делокализованных электронов в мини-зоне $e1$ вычисляется согласно уравнению (8).

Результаты применения предложенной модели показаны на рис. 4 и в табл. 2. Токи эмиссии, рассчитанные нами в соответствии с выражением (12), показаны на рис. 4 сплошными линиями. Хорошее согласие теории и эксперимента подтверждает адекватность предложенной модели. Параметры модели, используемые в вычислениях, приведены в табл. 2. Времена захвата и термоактивации выбраны из соображений равенства времен спада $\tau_{1,2}$ в уравнении (12) и времен затухания экспериментального сигнала. Доля локализованных электронов, равная отношению $\tau_t/(\tau_t + \tau_c)$, показывает, какая часть фотоэлектронов была захвачена локализованными состояниями в СР. Среднее время транспорта есть общее время, проведенное в среднем фотоэлектроном в СР до его выхода в ООЗ. Наконец, мы оцениваем потери фотоэлектронов и их поляризации в СР, используя значения времени жизни электрона в СР $\tau_r = 50$ пс [13] и время спиновой релаксации $\tau_s = 81$ пс.

Локализация электронов замедляет электронный транспорт и ведет к потерям QE и поляризации. Оценим максимальный QE , который может быть достигнут в максимуме поляризации в случае фотокатода с идеальной СР, т.е. без электронных ловушек. Диффузионная длина $L_D = (D\tau_r)^{1/2}$ в СР 6-908 равна 0.29 мкм, что эквивалентно числу периодов СР $N_D = L_D/d = 39$. Для фотокатода, идентичного образцу 6-908, но содержащего бесконечное число периодов СР, $QE = 2.2\%$. Фотокатод 6-908 имеет наилучшие транспортные свойства среди всех исследованных образцов. У него наименьший уровень электронной локализации и, следовательно, минимальные потери фотоэлектронов. Если было бы возможно вырастить фотокатод с такими же параметрами, как у 6-908, и содержащим $N = N_D$ периодов СР, то его квантовый выход был бы $QE = 1.9\%$, т.е. в 3 раза больше, чем $QE = 0.57\%$ у образца 6-908.

Однако наши исследования показывают, что образцы с более длинными СР имеют худшие транспортные свойства. Действительно, у образца 6-905, идентичного по

Таблица 2. Параметры электронного транспорта вдоль оси СР: время транспорта делокализованных электронов мини-зоны $e1$ (τ_t), время захвата (τ_c), время делокализации (τ_d), доля локализованных электронов, полное время транспорта, потери фотоэлектронов и их поляризация в СР

Образец	Число периодов	τ_t , пс	τ_c , пс	τ_d , пс	Степень локализации, %	Время транспорта, пс	Потери электронов, %	Потери спина, %
SL 5-998	15	6.0	5.6	4.3	52	11	17	9
SL 7-396	12	4.5	9.4	66	32	36	19	11
SL 6-905	10	2.5	1.7	27	60	45	37	11
SL 6-908	6	1.3	4.8	7.6	21	3.4	6	3

составу 6-908, но содержащего 10 периодов СР, потери электронов в 6 раз больше, чем у образца 6-908. Это означает, что плотность электронных ловушек, а значит, и доля локализованных электронов в этом образце намного больше, чем в 6-908. Большая плотность ловушек ведет к более коротким временам захвата и более высокому уровню локализации. Другой важный параметр, зависящий от плотности ловушек — отношение времен захвата и термоактивации. Это отношение определяет равновесное отношение числа локализованных и подвижных электронов. Для образца 6-905 этот параметр на порядок меньше, чем в образце 6-908. Большая разница уровней локализации и соответствующих потерь фотоэлектронов объясняет, почему катоды, содержащие 10 и 6 периодов СР, имеют близкие значения QE .

В данной работе мы не определяем природу локализованных состояний, а также зависимость их плотности от длины СР. Рабочая часть фотокатода сильно легирована для создания узкой ООЗ. Наибольшая концентрация акцепторов, до 10^{19} см^{-3} , в ООЗ, рабочий слой легирован слабее, но также довольно сильно, до $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Флуктуации примесного потенциала могут создавать электронные ловушки в зоне проводимости. Этот эффект наблюдался ранее в СР GaAs/AlAs при сопоставимых уровнях легирования $1 \cdot 10^{17} - 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [11]. При уровне легирования $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ была обнаружена 60% частичная локализация электронов первой мини-зоны.

Неизбежные флуктуации состава и толщин слоев также могут создавать условия для электронной локализации. Однако можно ожидать, что плотность элек-

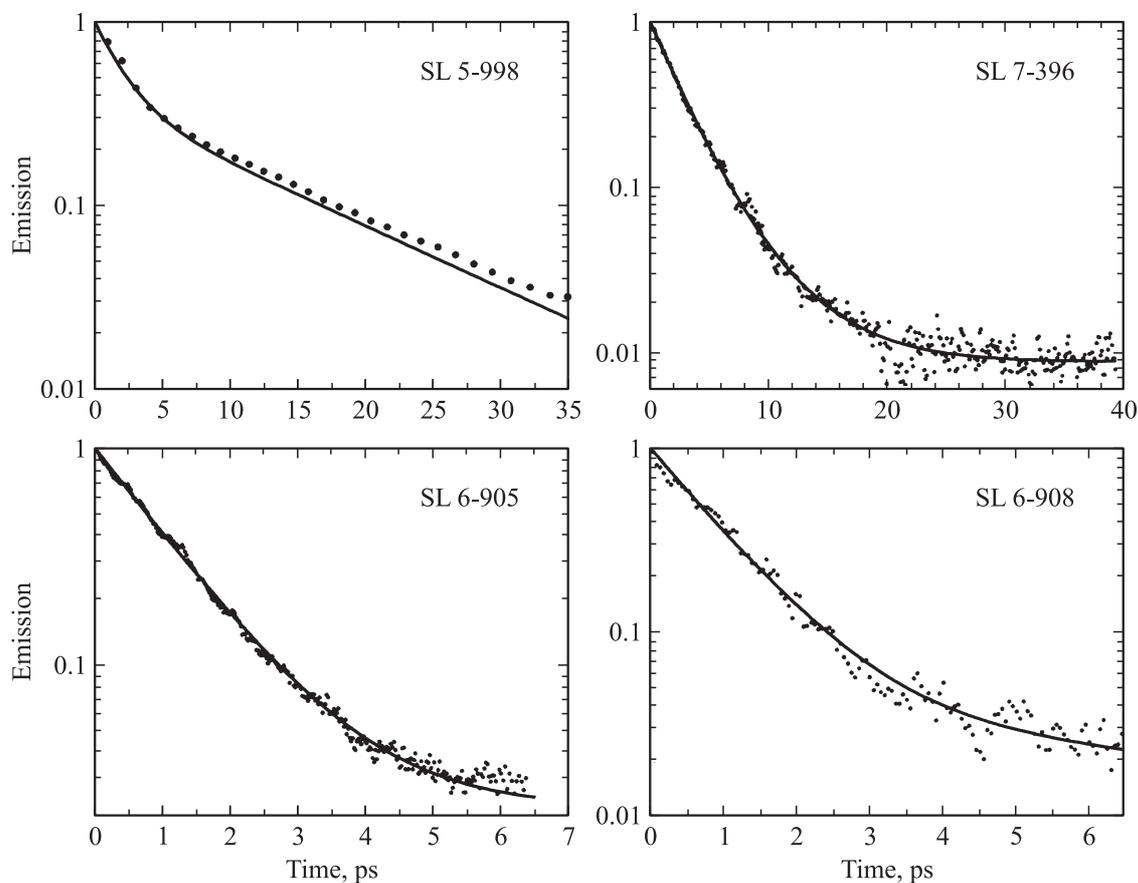


Рис. 4. Спад фототока, рассчитанный в соответствии с уравнениями (12), для образцов 5-998, 7-396, 6-905 и 6-908.

тронных ловушек, возникающих по этим причинам, не будет зависеть от длины СР. Напротив, плотность таких структурных дефектов, как дислокации, возникающие при релаксации напряжения в СР, увеличивается для толстых СР. Деформация слоев КЯ, возникающая вследствие рассогласования постоянных решетки в гетерослоях СР, сдвигает край зоны проводимости вверх примерно на 0.1 эВ. Поэтому деформационный потенциал дислокации представляет собой глубокую яму для электронов КЯ и может создавать локализованные состояния. Напомним, что сильная деформация слоев СР нужна для создания значительного расщепления подзон легких и тяжелых дырок, необходимого для достижения высокой поляризации фотоэлектронов.

5. Заключение

Был изучен транспорт поляризованных электронов в фотокатодах на основе СР AlInGaAs/AlGaAs с напряженными КЯ. Был измерен фотоотклик катодов на импульсное фотовозбуждение фемтосекундным лазером и определены времена отклика и спиновой релаксации. Мы также провели расчеты фотоотклика и сравнили их результаты с экспериментальными данными. Проведенный анализ свидетельствует о частичной локализации фотоэлектронов в СР. Предложенная кинетическая модель, учитывающая диффузию свободных электронов в СР, их захват локализованными состояниями и обратный процесс термоактивации, дает хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов. Мы показали, что электронная локализация замедляет транспорт электронов и ведет к потерям квантовой эффективности и поляризации электронной эмиссии. Целью последующих исследований должно стать выяснение природы локализованных состояний, определение оптимальной длины СР для рабочей области фотокатода и максимально достижимого значения QE .

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ через грант 2.1.1/2240 и DFG через SFB 443.

Список литературы

- [1] A.V. Subashiev, Yu.A. Mamaev, Yu.P. Yashin, J.E. Clendenin. *Phys. Low-Dim. Structure.*, **1/2**, 1 (1999).
- [2] T. Nishitani, T. Nakanishi, M. Yamamoto, S. Okumi, F. Furuta, M. Miyamoto, M. Kuwahara, N. Yamamoto, K. Naniwa, O. Watanabe, Y. Takeda, H. Kobayakawa, Y. Takashima, H. Horinaka, T. Matsuyama, K. Togawa, T. Saka, M. Tawada, T. Omori, Y. Kurihara, M. Yoshioka, K. Kato, T. Baba. *J. Appl. Phys.*, **97**, 094907 (2005).
- [3] Yu.A. Mamaev, L.G. Gerchikov, Yu.P. Yashin, D.A. Vasiliev, V.V. Kuzmichev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, V.S. Mikhlin. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 81114 (2008).
- [4] Л.Г. Герчиков, Ю.А. Мамаев, А.В. Субашиев, Ю.П. Яшин, Д.А. Васильев, В.В. Кузьмичев, А.Е. Жуков, Е.С. Семенова, А.П. Васильев, В.М. Устинов. *ФТП*, **40**, 1361 (2006).
- [5] A. Brachmann, J.E. Clendenin, E.L. Garwin, K. Ioakeimidi, R.E. Kirby, T. Maruyama, C.Y. Prescott, J. Sheppard, J. Turner, F. Zhou. *AIP Conf. Proc. 17th Int. Spin Physics Symp.* (Kyoto, Japan, October 2–7, 2006) v. 915. p. 1091 (2007).
- [6] J.C. Groebii, D. Oberli, F. Meier, A. Dommann, Yu. Mamaev, A. Subashiev, Yu. Yashin. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2106 (1995).
- [7] A.K. Bakarov, A.S. Jaroshevich, A.I. Toropov, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov, H.E. Scheiber, A.S. Terekhov. *Proc. Int. Workshop PST 99* (Erlangen, Germany, 1999) p. 238.
- [8] Л.Г. Герчиков, Ю.А. Мамаев, Ю.П. Яшин, Д.А. Васильев, В.В. Кузьмичев, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, В.С. Михрин. *ФТП*, **43**, 483 (2009).
- [9] K. Aulenbacher, J. Schuler, D.V. Harrach, E. Reichert, J. Roethgen, A. Subashev, V. Tioukine, Y. Yashin. *J. Appl. Phys.*, **92**, 7536 (2002).
- [10] B.D. Oskotskij, A.V. Subashiev, Yu.A. Mamaev. *Phys. Low-Dim. Structure.* **1/2** 77 (1997).
- [11] Yu.A. Pusep, A.J. Chiquito, S. Mergulhao, J.C. Galzerani. *Phys. Rev. B*, **56**, 0163 (1997).
- [12] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov, A.I. Ipatov. *J. Appl. Phys.*, **96**, 1511 (2004).
- [13] T. Matsuyama, H. Takikata, H. Horinaka, K. Wada, T. Nakanishi, S. Okumi, T. Nishitani, T. Saka, T. Kato. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, 3371 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

Transport and partial localization of photoelectrons in short period strained superlattices

L.G. Gerchikov, K. Aulenbacher, Yu.A. Mamaev, E.J. Riehn*, Yu.P. Yashin*

St. Petersburg State Polytechnic University,
195251 St. Petersburg, Russia

* Institute of Nuclear Physics, Mainz University,
D-55099 Mainz, Germany

Abstract The results of experimental and theoretical studies of spin polarized electron transport in semiconductor superlattice (SL) used for photoemitter application are presented. The experimental study is based on the time resolved measurements of electron emission from the cathode after its photoexcitation by laser pulse. The response and spin relaxation times have been determined by means of measured time dependent intensity and polarization of electron emission. We also performed theoretical calculations of photocathode pulse response and compared the obtain results with experimental data. Our analysis testifies the presence of partial electron localization in SL.