

КИНЕТИКА ВЕРТИКАЛЬНОГО ТРАНСПОРТА И ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАПРЯЖЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Л. Г. Герчиков, Ю. А. Мамаев, Ю. П. Яшин*

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

Поступила в редакцию 12 ноября 2014 г.

Рассмотрена кинетика вертикального транспорта электронов в полупроводниковой сверхрешетке с учетом их частичной локализации. Рассчитанные путем численного решения кинетического уравнения временные зависимости токов фотоэмиссии из образцов на основе напряженной полупроводниковой сверхрешетки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Проведенное сравнение теории с экспериментом позволило определить характерные времена локализации и термоактивации электронов, длину диффузии и потери фотоэлектронов в сверхрешетке.

DOI: 10.7868/S0044451015080180

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивные исследования транспортных свойств полупроводниковых сверхрешеток (СР) с самого их начала связаны с предсказанным эффектом отрицательного дифференциального сопротивления. Этот эффект, который и был, собственно, причиной создания СР [1], определяется блоховскими осцилляциями носителей тока в СР, возникающими при приложении внешнего электрического поля вследствие конечности ширины минизоны размерного квантования вдоль оси СР. При исследовании вертикального транспорта (движения носителей тока вдоль оси СР) электрическими методами [2, 3] приложение внешних электрических и магнитных полей приводит к изменению состояний носителей тока и, таким образом, изменяет характер самого транспорта. Так, когда разность потенциала в соседних квантовых ямах (КЯ) СР становится сравнимой с шириной минизоны, возникает локализация носителей тока в КЯ, так называемая лестница Ванье–Штарка [4]. Для того чтобы обойти эти сложности, был предложен чисто оптический метод регистрации вертикального транспорта в СР. Метод основан на измерении фотолюминесценции (ФЛ) из СР и из

специально встроенной в нее уширенной КЯ. Ширина и состав ямы выбираются так, чтобы можно было спектрально различить линии ФЛ этой КЯ и СР, а сама яма играла роль пространственного маркера вертикального транспорта, аккумулируя попавшие в нее электроны и дырки [5]. Измерения проводятся как при стационарном фотовозбуждении, так и с разрешением по времени при импульсном возбуждении ФЛ. В сильно допированных СР может быть применен и другой оптический метод, основанный на измерении спектра отражения СР в p -геометрии и определении по нему концентрации и подвижности носителей тока вдоль оси СР [6, 7].

Отметим, что при исследовании вертикального транспорта методом анализа ФЛ необходимо рассматривать движение как электронов, так и дырок, учитывая возможные экситонные эффекты. В зависимости от уровня фотовозбуждения, степени легирования СР и температуры вид вертикального транспорта может сильно меняться от независимого движения носителей до амбиполярной диффузии электронов и дырок и чисто экситонного транспорта [8, 9].

В настоящей работе исследуется кинетика электронного транспорта альтернативным методом, основанным на анализе токов эмиссии фотоэлектронов возбужденных в p -легированной СР [10]. При этом СР является составной частью фотокатода, от поверхности которого ее отделяет узкий слой

*E-mail: lgerchikov@rambler.ru

сильно допированного GaAs. Поверхность GaAs обрабатывается атомами Cs и O для создания отрицательного электронного сродства [11]. Изменение положения уровня Ферми на поверхности GaAs в результате ее активации приводит к сильному изгибу зон в слое GaAs и возникновению в нем области объемного заряда (ООЗ) из заряженных акцепторов. Таким образом, поверхностный слой GaAs представляет глубокую, до 0.5 эВ, асимметричную квантовую яму у поверхности фотокатода. Свет лазера попадает в фотокатод со стороны его наружной поверхности и генерирует фотоэлектроны в СР, которые затем диффундируют в сторону ООЗ, где захватываются приповерхностной КЯ и некоторая часть из них выходит в вакуум. Поверхностный слой GaAs сильно допируется до уровней 10^{19} см^{-3} для создания узкой, порядка 6 нм, ООЗ, что увеличивает вероятность эмиссии в вакуум электронов, захваченных в ООЗ. Измерение токов фотоэмиссии проводится как в стационарном, так и в импульсном режимах. В последнем случае фотоэмиссия возбуждается коротким фемтосекундным лазерным импульсом, а интенсивность фотоэмиссии регистрируется с разрешением по времени. Первоначально этот метод был разработан в работе [12] для изучения транспорта электронов в традиционных фотокатодах с рабочей областью из объемного GaAs и затем применен для изучения вертикального электронного транспорта в напряженных полупроводниковых СР [10].

Фотокатоды с рабочей областью на основе напряженных полупроводниковых СР известны как наиболее эффективные источники поляризованных электронов [13]. Пучки поляризованных электронов используются в различных областях физики от спинтроники [14, 15] до физики высоких энергий [16]. Спиновая поляризация фотоэлектронов возникает в результате оптической генерации циркулярно поляризованным светом электронов проводимости из спин-орбитально расщепленной валентной зоны полупроводника. В обычных объемных ненапряженных полупроводниках АШВ с вырожденной валентной зоной максимально возможная степень поляризации составляет 50 % [17]. В напряженных СР вырождение валентной зоны снимается вследствие двух эффектов: деформации и размерного квантования. В результате энергетического расщепления состояний тяжелых и легких дырок максимально возможная степень поляризации на краю поглощения повышается до 100 % [13], что и делает напряженные СР перспективной основой для источников поляризованных электронов. На практике максималь-

ная поляризация фотоэмиссии около 90 % была достигнута у фотокатодов на основе короткопериодической СР с напряженными КЯ [18, 19]. Так, у фотоэмиттера с AlInGaAs/AlGaAs-СР максимальная поляризация составила $P = 92 \%$ [19]. Состав этой СР был специально разработан для создания энергетического расщепления минизон легких и тяжелых дырок более 80 мэВ в комбинации с хорошими транспортными свойствами первой электронной минизоны размерного квантования.

Максимальная поляризация фотоэлектронов возникает на краю фотопоглощения, где коэффициент поглощения не превышает 10^4 см^{-1} . Типичная же толщина напряженной короткопериодической СР составляет около 0.1 мкм. Таким образом, на фотовозбуждение тратится менее 10 % энергии света, поступающего в рабочую область фотоэмиттера. Остальная часть теряется в подложке. По причине значительных потерь фотоэлектронов при эмиссии в вакуум и отражения света от поверхности фотоэмиттера его квантовая эффективность, QE , в области поляризационного максимума оказывается меньше 1 % [19]. Это явно недостаточно для создания фотокатодов высокой яркости, используемых в качестве источников пучков поляризованных электронов в современных ускорителях частиц [20]. Поэтому актуальной практической задачей является существенное увеличение QE фотоэмиттера при сохранении высокой поляризации электронов $P \geq 90 \%$.

Решение этой задачи ведется по нескольким направлениям. Так, был разработан фотоэмиттер с распределенным брэгговским рефлектором (РБР), помещенным между СР и подложкой [21–23]. Отражение света от РБР предотвращает его потери в подложке, а совместное отражение света от наружной поверхности фотоэмиттера и РБР превращает рабочую область фотокатода в резонатор Фабри–Перо. При должном подборе ширины рабочей области оптический резонанс может на порядок увеличить QE фотоэмиттера [23].

Другим, более традиционным способом увеличения QE является увеличение толщины рабочей области до размеров порядка длины фотопоглощения. С этой целью нами была изготовлена серия фотокатодов с AlInGaAs/AlGaAs-СР с разным числом периодов. Однако исследование не выявило монотонного роста QE в зависимости от толщины рабочей области, как это имеет место в случае традиционных фотокатодов на основе объемного GaAs [12]. Полученные результаты свидетельствуют об аномально малой по сравнению с объемным GaAs длине диффузии электронов вдоль оси СР. Типичные значения

длины диффузии в исследованных образцах порядка 0.1 мкм говорят о значительных потерях фотоэлектронов в СР.

Для выяснения причины этого явления мы использовали метод, основанный на измерениях с разрешением по времени токов фотоэмиссии после возбуждения фотокатода фемтосекундным лазерным импульсом [12]. Была исследована серия образцов содержащих от 6 до 15 периодов $\text{AlInGaAs}/\text{AlGaAs}$ -СР [10]. Во всех образцах наблюдался неэкспоненциальный спад фототока. В течение первых пикосекунд наблюдалось быстрое уменьшение фототока с характерным временем в нескольких пикосекунд, причем это время слабо зависело от длины СР. Затем быстрый спад фототока сменялся более медленным его затуханием. Такое поведение фототока было интерпретировано как свидетельство частичной локализации фотоэлектронов [10]. Быстрый спад фототока обусловлен комбинацией процессов захвата фотоэлектронов на локализованные состояния и вертикального транспорта электронов к поверхности фотокатода с последующей их эмиссией в вакуум. Длинный участок медленного спада фототока обусловлен более медленным процессом термоактивации локализованных состояний и эмиссией в вакуум электронов проводимости, возникающих в результате этого процесса. Частичная локализация электронов проводимости подавляет их транспорт, что объясняет уменьшение длины диффузии и большие потери фотоэлектронов.

Подобная локализация, кардинально меняющая характер вертикального электронного транспорта в СР, наблюдалась ранее в сильно допированных GaAs/AlAs -СР [7]. В используемых нами фотокатодах также применяется высокий уровень допирования, необходимый для создания изгиба зон в узкой области объемного заряда. Помимо флуктуаций примесного потенциала, структурные дефекты СР, неизбежные при их росте, такие как флуктуации толщин гетерослоев и шероховатости гетерограниц, также приводят к образованию локализованных состояний, влияющих на вертикальный транспорт [8, 9]. В рассматриваемых нами сильно напряженных СР имеется дополнительный источник локализации электронов. Это дислокации, возникающие при релаксации деформации в напряженной СР при превышении величины деформации и длины СР некоторых критических уровней.

Целью данной работы является описание кинетики вертикального электронного транспорта в СР с учетом частичной локализации электронов. Мы

рассчитали зависимость тока фотоэмиссии от времени путем численного решения кинетического уравнения, учитывающего процессы вертикального транспорта электронов в СР, их туннелирования из СР в ООЗ, захвата на локализованные состояния и их термоактивацию. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными зависимостями фотоотклика. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными позволило определить параметры электронного транспорта, характерные времена локализации и термоактивации электронов, степень их частичной локализации, длину диффузии и потери фотоэлектронов в СР.

2. КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Рассмотрим кинетику фотоэлектронов в СР, ограниченной, с одной стороны, буферным слоем, а с другой стороны — потенциальным барьером, отделяющим СР от ООЗ. Эта область представляет собой асимметричную глубокую до 0.5 эВ КЯ шириной около 6 нм у наружной поверхности фотокатода. Кинетика фотоэлектронов в ООЗ определяет вероятность того, что электрон, попавший в ООЗ из СР, выйдет в вакуум. Ее описание представляет собой отдельную задачу [11, 13, 24–26], решение которой выходит за рамки данной работы. Мы будем считать вероятность эмиссии электронов в вакуум не зависящей от их кинетики в СР. Действительно, в условиях краевого поглощения света, необходимого для генерации поляризованных электронов, термоактивация фотоэлектронов в СР происходит быстрее их транспорта в ООЗ. Поэтому функция распределения электронов, попавших в ООЗ, зависит только от температуры образца и конфигурации приповерхностной КЯ. Важно также, что при высоком уровне допирования, до 10^{19} см^{-3} , необходимом для создания резкого изгиба зон в ООЗ, потенциальный рельеф приповерхностной КЯ исключает вероятность обратного туннелирования в СР для электронов, попавших в ООЗ [13, 27]. Измерения времен фотоотклика для фотокатодов с предельно узкой рабочей областью показали, что время эмиссии электронов из ООЗ не превышает 1 пс, что сопоставимо с разрешающей способностью метода. Таким образом, мы можем считать, что экспериментально наблюдаемая зависимость тока фотоэмиссии от времени отличается от туннельного тока электронов из СР в ООЗ только постоянным множителем. Следует отметить, что величина этого множителя, фактически вероят-

ность эмиссии электронов в вакуум из ООЗ, зависит от активации поверхности фотокатода и может сильно меняться от образца к образцу.

Генерация высоко поляризованных электронов происходит при фотовозбуждении циркулярно поляризованным светом электронных состояний края верхней минизоны размерного квантования тяжелых дырок $hh1$ в нижние состояния первой электронной минизоны $e1$. Таким образом, в зоне проводимости заселенной оказывается только минизона $e1$.

В условиях краевого поглощения кинетическая энергия генерируемых фотоэлектронов невелика, и за времена порядка 1 пс, т. е. время разрешения сигнала фотоотклика, в плоскости слоев СР успевает установиться тепловое распределение фотоэлектронов. Нас же будет интересовать распределение электронов по КЯ в СР в зависимости от времени, т. е. вертикальный электронный транспорт, который мы будем описывать кинетическим уравнением

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

где ρ — электронная матрица плотности, H — эффективный Гамильтониан электронов первой минизоны размерного квантования СР $e1$, описывающий движение электронов вдоль оси СР. Интеграл столкновений $I\{\rho\}$ в правой части кинетического уравнения (1) учитывает все процессы рассеяния электронов на фонах и примесях, процессы фотовозбуждения и рекомбинации, локализации электронов и обратные процессы их термоактивации, а также туннелирования электронов из СР в ООЗ.

Спектр размерного квантования электронов рассчитывался в многозонной модели Кейна, учитывающей состояния зоны проводимости Γ_6 , валентной Γ_8 и спин-орбитально отщепленной зоны Γ_7 [28]. Ширина ΔE первой минизоны размерного квантования электронов в направлении оси СР для всех рассматриваемых структур лежит в интервале 20–40 мэВ. Эти значения намного меньше величин разрывов зон проводимости в СР, которые в наших структурах превышают 200 мэВ. Поэтому дисперсия электронов в направлении оси СР может быть описана в модели сильной связи. Для эффективного Гамильтониана H это означает, что мы можем ограничиться рассмотрением только матричных элементов $V \equiv H_{n,n+1} = \Delta E/4$, связывающих соседние КЯ. Этот матричный элемент определяет время туннелирования электрона между соседними КЯ $\tau_{QW} = \pi\hbar/2V = 2\pi\hbar/\Delta E$, которое составляет для наших СР около 100 фс. Общее время баллистиче-

ского пролета электрона через всю СР, содержащую N КЯ, составляет соответственно $\tau_{SL} = 2\pi\hbar N/\Delta E$.

Учитывая только матричные элементы Гамильтониана H между соседними КЯ, кинетическое уравнение (1) для заселенности каждой КЯ, т. е. для диагональных элементов ρ_{nn} матрицы плотности, запишем в виде

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

Первые два слагаемых в правой части уравнения (2) соответствуют потоку электронов из n -й КЯ в две соседние соответственно с номерами $n+1$ и $n-1$. Диагональный элемент интеграла столкновений $I\{\rho\}$ в правой части кинетического уравнения (2) связан с процессами фотовозбуждения и рекомбинации и локализации электронов. Расчет скорости фотогенерации в рассматриваемых СР детально описан в работе [28]. Рекомбинационные потери фотоэлектронов описываются в интеграле столкновений диагональным элементом ρ_{nn}/τ_r , где τ_r — время рекомбинации. Для последней в СР N -й КЯ, соседней с ООЗ, имеется дополнительный вклад в интеграл столкновений, обусловленный туннельным током электронов в ООЗ. Величина этого тока I может быть записана через число электронов в последней КЯ, ρ_{NN} , и время туннелирования электронов через последний барьер, τ_f :

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

Как отмечалось выше, обратным током из ООЗ мы пренебрегаем. Для вычисления времени туннелирования из последней КЯ СР в ООЗ, τ_f , мы решили отдельную квантовомеханическую задачу о свободном движении электрона из одиночной КЯ в ООЗ. Нужно отметить, что полученное время τ_f оказалось заметно больше, чем время τ_{QW} туннелирования между соседними КЯ. Например, для СР SL5-998 $\tau_f = 0.25$ пс, а $\tau_{QW} = 0.1$ пс. Данный результат является вполне естественным, поскольку туннелирование между соседними КЯ является резонансным процессом и его вероятность пропорциональна первой степени туннельной экспоненты $\exp(-kb)$, где k — декремент затухания волновой функции электрона в барьере ширины b . Туннелирование через последний барьер является нерезонансным процессом и его вероятность меньше, поскольку пропорциональна квадрату туннельной экспоненты $\exp(-2kb)$. Поэтому полное время вертикального транспорта в СР в значительной степени определяется наиболее

медленным процессом, т.е. туннелированием через последний барьер.

Поток электронов между соседними КЯ в уравнении (2) определяется мнимой частью недиагонального матричного элемента ρ_{nn+1} , который, в свою очередь, зависит от амплитуды туннелирования V и недиагонального матричного элемента интеграла столкновений $I\{\rho\}_{nn'}$. Последние мы будем описывать в приближении постоянного времени релаксации:

$$I\{\hat{\rho}\}_{nn'} = -\rho_{nn'}/\tau_p. \quad (4)$$

В силу слабой прозрачности барьеров между соседними КЯ время релаксации импульса τ_p определяется в основном процессами рассеяния электронов внутри каждой КЯ. Для численных расчетов мы брали время релаксации импульса равным $\tau_p = 75$ фс. Отметим, что τ_p сопоставимо со временем τ_{QW} туннелирования между соседними КЯ. Поэтому в наших условиях вертикальный электронный транспорт имеет характер диффузии, а не свободного баллистического движения.

Выражение (3) можно рассматривать в качестве граничного условия на интерфейсе СР/ООЗ. На противоположном конце СР, на границе с буферным слоем, электронный ток равен нулю, $I = 0$. В случае диффузии электронов в объемном материале граничные условия обычно записываются через скорость поверхностной рекомбинации $S = j/n$, где j — плотность диффузионного тока и n — концентрация электронов. Поскольку электронный ток в буферном слое равен нулю, мы полагаем скорость поверхностной рекомбинации $S = 0$ на границе буферного слоя. На противоположной стороне рабочей области фотокатода, на границе с ООЗ, скорость поверхностной рекомбинации в соответствии с выражением (3) равна

$$S = d/\tau_f, \quad (5)$$

где $d = a + b$ — период СР, a — ширина КЯ. Значения скорости поверхностной рекомбинации в фотокатодах на основе СР, рассчитанные в соответствии с формулой (5), оказываются меньше, чем в случае традиционных фотоэмиттеров. Например, для СР SL5-998 $S = 3 \cdot 10^6$ см/с, для SL6-905 $S = 5 \cdot 10^6$ см/с, в то время как для объемного GaAs $S \approx 10^7$ см/с [12, 29].

Для расчета фотоотклика мы численно решали нестационарное кинетическое уравнение (1) с возбуждающим лазерным импульсом с профилем в виде функции Гаусса с шириной около 1 пс. Полученную таким образом временную зависимость фототока $I(t)$ (3) мы сравнивали далее с эксперимен-

тально наблюдаемым током фотоэмиссии (см. следующий раздел). Если при решении кинетического уравнения (1) не учитывать процессы электронной локализации, то фототок убывает экспоненциально $I(t) \propto \exp(t/\tau_t)$, с характерным временем τ_t , которое можно считать временем вертикального транспорта электронов минизоны $e1$. Для качественного анализа возможно получить приближенное выражение для τ_t . Для этого рассмотрим кинетическое уравнение в стационарном случае при постоянной лазерной накачке. Будем также для простоты считать туннелирование между КЯ самым медленным процессом. В этих условиях при решении кинетического уравнения можно ограничиться только диагональными компонентами и компонентами, связывающими соседние КЯ. Тогда из уравнений (1), (4) следует, что

$$\rho_{n,n+1} = -i \frac{V\tau_p}{\hbar} (\rho_{n+1,n+1} - \rho_{nn}). \quad (6)$$

Соответственно, электронный ток из n -й в $(n+1)$ -ю КЯ оказывается равным

$$\begin{aligned} I_{n,n+1} &= \frac{2V}{\hbar} \text{Im}\{\rho_{n,n+1}\} = \\ &= -\frac{2V^2\tau_p}{\hbar^2} (\rho_{n+1,n+1} - \rho_{nn}). \end{aligned} \quad (7)$$

Время вертикального транспорта, определяемое в стационарном случае как отношение числа электронов в СР к скорости их генерации,

$$\tau_t = \sum_{n=1}^N \frac{\rho_{nn}}{I}, \quad I = I_{n,n+1},$$

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 выражением (8) время вертикального транспорта представляется в виде суммы времени диффузии электронов в СР, описываемого первым членом в правой части выражения (8), и времени $N\tau_f$, потраченного на преодоление последнего барьера перед ООЗ. Для СР SL5-998 с $N = 12$ выражение (8) дает $\tau_t = 5$ пс, причем главный вклад, 3 пс, связан с туннелированием через последний барьер.

Отметим, что в пределе широкой СР, $N \gg 1$, выражение (8) переходит в аналогичное выражение стандартной задачи диффузии в объемном материале:

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

где $L = Nd$ — длина СР, скорость поверхностной рекомбинации определяется выражением (5) и коэффициент диффузии равен

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

Типичные значения D порядка $15 \text{ см}^2/\text{с}$, например, для СР SL5-998 $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$ и для СР SL6-905 $D = 17 \text{ см}^2/\text{с}$, что в несколько раз меньше, чем коэффициент диффузии $D = 40 \text{ см}^2/\text{с}$ в объемном GaAs [12, 29].

Результаты решения кинетического уравнения, полученные без учета электронной локализации и описанные выше, расходятся с экспериментальными наблюдениями. Так, вместо простого экспоненциального спада фотоэмиссии с характерным временем τ_t наблюдается более сложное, неэкспоненциальное затухание фототока. Также решение кинетического уравнения предсказывает монотонное увеличение QE фотокатода с ростом числа периодов СР вплоть до $N \sim 50$, что не наблюдается в эксперименте. Все это заставило нас сделать вывод о частичной локализации электронов. Чтобы проверить это предположение, мы ввели в этой работе в кинетическое уравнение (1) слагаемые, описывающие процессы локализации электронов. В матрице плотности $\rho_{nk, n'k'}$ мы ввели дополнительный индекс k , отличающий делокализованные состояния $e1$ первой электронной минизоны, $k = m$, от локализованных состояний, $k = l$. В интеграл столкновений $I\{\rho\}$ мы ввели слагаемые, описывающие процессы захвата электронов на локализованные состояния с характерным временем τ_c , и обратные процессы их термоактивации с характерным временем τ_d . Мы не рассматриваем процессы туннелирования между локализованными состояниями в соседних ямах, поскольку подобные нерезонансные переходы намного медленнее переходов между КЯ через минизонные состояния, описываемые выражением (7). Переходы между локализованными и делокализованными (минизонными) состояниями, т. е. процессы захвата и термоактивации, происходят независимо внутри каждой КЯ. В нашем кинетическом уравнении эти процессы описываются дополнительными диагональными слагаемыми в интеграле столкновений $\rho_{nm, nm}/\tau_c$ и $\rho_{nl, nl}/\tau_d$, где индекс n обозначает номер КЯ, а индексы l и m различают локализованные и делокализованные (минизонные) состояния. Отметим, что предложенная модель, конечно, несколько упрощает реальную картину. В действительности можно ожидать наличие широкой группы электронных ловушек с различными временами захвата и термоактивации. Мы

же заменяем подобную дисперсию времен одним характерным временем $\tau_{c,d}$. С другой стороны, имеющихся экспериментальных данных пока еще недостаточно для построения более детальной кинетической схемы. В предложенной модели времена τ_c и τ_d рассматриваются как параметры, выбираемые для достижения наилучшего согласия теории и эксперимента.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мы провели расчеты вертикального транспорта в AlInGaAs/AlGaAs СР с напряженными КЯ, для которых были проведены измерения QE и/или фотоотклика источников электронов с рабочей областью на их основе. Все образцы были выращены на GaAs-подложке p -типе (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Структура фотокатода состоит из широкого буферного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.35\text{--}0.4$), допированного Be до уровня $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, на котором выращивался рабочий слой, содержащий от 6 до 15 периодов СР $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}(a)/\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}(b)$, допированной Be до уровня $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Состав слоев, x, y, z , величины толщины ям (a) и барьеров (b), а также число периодов СР приведены в табл. 1. Над рабочим слоем СР выращивался поверхностный слой GaAs, допированный Be до уровня $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для SL5-998) для создания узкой области ООЗ. Для создания отрицательного электронного сродства атомно-чистая поверхность GaAs активировалась цезием и кислородом. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Мы провели измерения QE для серии фотокатодов с СР, по составу близкими к SL6-905 и содержащими от 2 до 20 периодов. Результаты представлены на рис. 1. Значительный разброс экспериментальных данных связан с тем, что процедура активации поверхности фотокатода цезием и кислородом не обеспечивает одинаковое значение вероятности эмиссии электронов из ООЗ в вакуум для всех образцов. Это обстоятельство затрудняет детальное сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов. Тем не менее можно уверенно заключить, что результаты измерений не соответствуют линейному росту QE , полученному в расчетах без учета электронной локализации (штриховая линия). Результаты расчетов QE с учетом частичной локализации показаны на рис. 1 сплошной линией. Видно, что электронная локализация сильно подавляет рост QE . Параметры электронной локализации, ис-

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

| Образец | КЯ | | Барьер | Ширина | | Периоды |
|---------|---------|---------|---------|----------|----------|---------|
| | x , % | y , % | z , % | a , нм | b , нм | N |
| SL5-998 | 20 | 16 | 28 | 3.5 | 4.0 | 15 |
| SL5-337 | 20 | 16 | 28 | 5.0 | 4.0 | 15 |
| SL7-395 | 20 | 19 | 40 | 5.4 | 2.1 | 12 |
| SL7-396 | 20 | 19 | 40 | 5.4 | 2.1 | 12 |
| SL6-905 | 20 | 15.5 | 36 | 5.1 | 2.3 | 10 |
| SL6-908 | 20 | 15.5 | 36 | 5.1 | 2.3 | 6 |

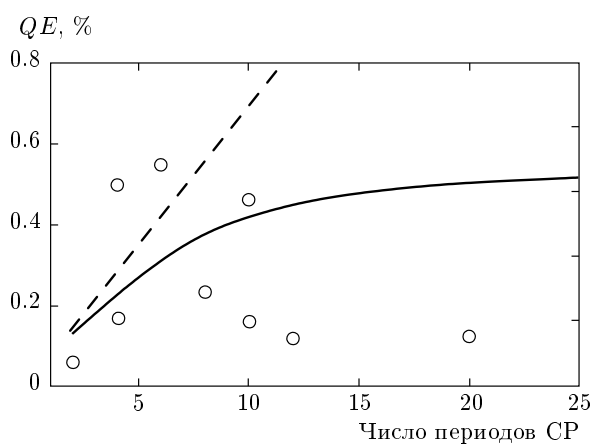


Рис. 1. Зависимость QE от толщины СР. Точки показывают экспериментальные результаты, сплошная и штриховая кривые показывают результаты расчетов, проведенных с учетом и без учета электронной локализации

пользованные в расчете, представлены в табл. 2 для образца SL6-905. Их выбор будет обсужден ниже. Время электронной рекомбинации в СР было выбрано равным $\tau_r = 50$ пс [30].

Более детальный анализ электронного транспорта в рассматриваемых наноструктурах может быть проведен на основе данных измерений токов фотоэмиссии при импульсном возбуждении фотокатода фемтосекундным лазером. Для всех образцов, представленных в табл. 1, мы провели расчеты фотоотклика путем численного решения кинетического уравнения (1). Полученные результаты вместе с экспериментальными данными показаны на рис. 2 и в табл. 2. Штриховые кривые на рис. 2 показывают поведение фотоотклика, рассчитанного без учета электронной локализации. Он экспоненциально

убывает с характерным временем τ_t , близким к времени вертикального транспорта делокализованных электронов (блоховского транспорта), описываемому приближенным выражением (8). Его численные значения представлены в третьем столбце табл. 2. На рис. 2 видно, что во всех образцах экспериментальный сигнал убывает быстрее, чем τ_t . Мы объясняем это присутствием частичной электронной локализации. Действительно, при наличии электронных ловушек фототок будет убывать быстрее благодаря комбинации двух процессов: блоховского транспорта электронов из СР в ООЗ с последующей эмиссией в вакуум и захвата электронов ловушками. Время убывания фототока можно приближенно записать как $\tau = 1/(1/\tau_t + 1/\tau_c)$. Это время показано в шестом столбце табл. 2. Время захвата τ_c электронов, как и время обратного процесса термоионизации τ_d , подбиралось для достижения наилучшего согласия экспериментальных и теоретических зависимостей токов фотоэмиссии. На рис. 2 сплошные кривые показывают зависимость фототока, рассчитанную с учетом электронной локализации. Видно, что выбором двух параметров τ_c и τ_d можно добиться хорошего согласия теории и эксперимента. Значения этих параметров зависят от плотности электронных ловушек и могут сильно меняться от образца к образцу. Это обстоятельство не позволяет проследить зависимость времени спада фотоотклика от числа слоев. Так, у СР с шестью (SL6-908) и десятью (SL6-905) слоями близкие времена спада фотоотклика, хотя их времена блоховского транспорта τ_t различаются вдвое.

В образцах с более короткими временами захвата и более длинными временами термоионизации выше уровень электронной локализации. В этих образцах электронный транспорт подавлен, поскольку

Таблица 2. Параметры вертикального электронного транспорта, транспортное время делокализованных электронов минизоны $e1$ (τ_t), время захвата (τ_c), время термоактивации (τ_d), время отклика (τ), длина диффузии (L_D) и потери электронов в СР

| Образец | N | τ_t , пс | τ_c , пс | τ_d , пс | τ , пс | L_D , периоды | Потери электронов, % |
|---------|-----|---------------|---------------|---------------|-------------|-----------------|----------------------|
| SL5-998 | 15 | 5.8 | 4.5 | 6.0 | 2.3 | 36 | 12 |
| SL5-337 | 15 | 15.8 | 5.5 | 160 | 4.0 | 8 | 64 |
| SL7-395 | 12 | 4.5 | 3.7 | 200 | 2.1 | 11 | 45 |
| SL7-396 | 12 | 4.5 | 9.0 | 110 | 3.0 | 18 | 23 |
| SL6-905 | 10 | 2.5 | 2.1 | 130 | 1.1 | 10 | 41 |
| SL6-908 | 6 | 1.2 | 4.5 | 50 | 0.95 | 19 | 9 |

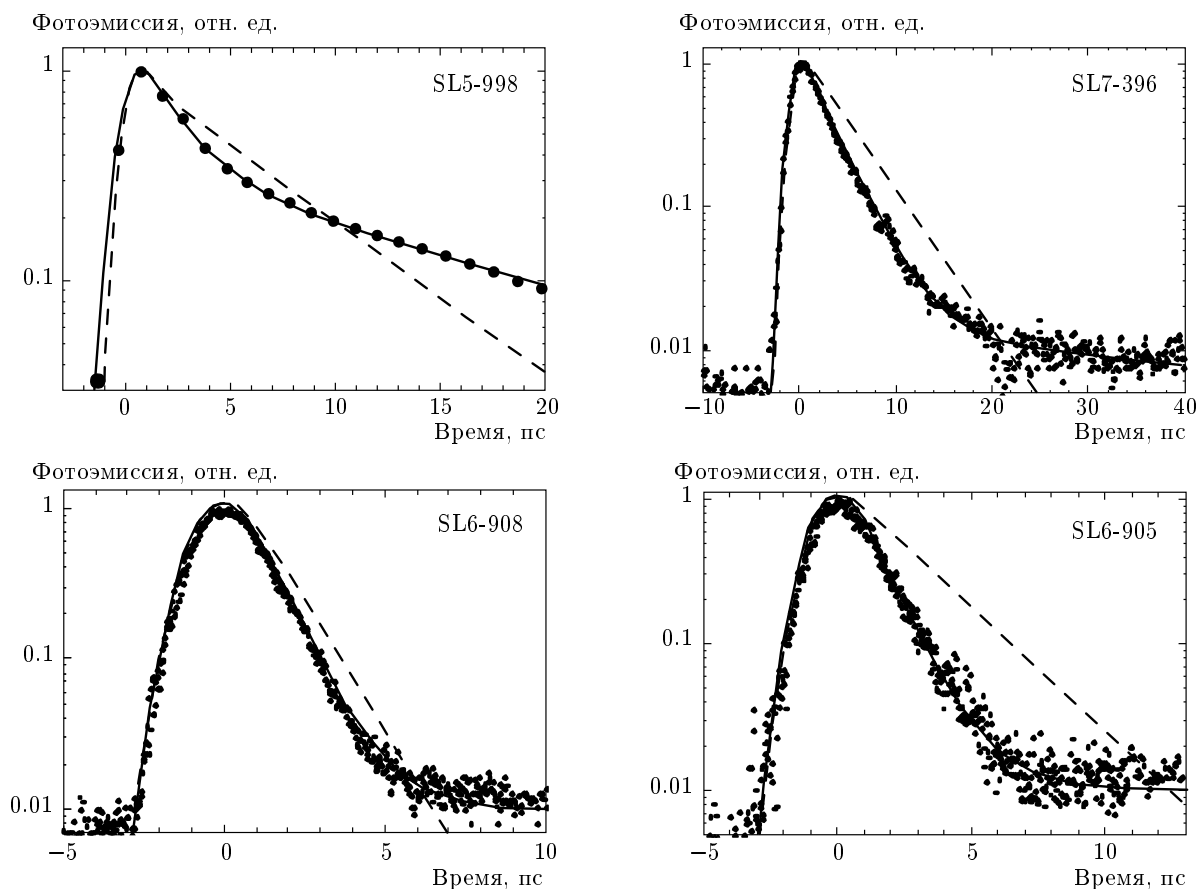


Рис. 2. Фотоотклик образцов SL5-998, SL7-396, SL6-905 и SL6-908. Экспериментальный сигнал показан точками, сплошные и штриховые кривые показывают результаты расчетов, проведенных с учетом и без учета электронной локализации

значительная часть электронов захвачена ловушками и не имеет шанса попасть в ООЗ до рекомбинации. Уменьшение доли делокализованных электронов приводит к уменьшению токов диффузии (7),

что эквивалентно уменьшению коэффициента диффузии по сравнению с выражением (10) примерно в той же пропорции, что и число делокализованных электронов. Для демонстрации воздействия локали-

зации электронов на QE фотокатода мы представили в двух последних столбцах табл. 2 диффузионную длину $L_D = (D\tau_r)^{1/2}$, рассчитанную с учетом эффекта частичной локализации электронов, и потери электронов в СР. В образцах с высоким уровнем локализации электронов диффузионная длина сопоставима с шириной СР, что приводит к значительным потерям фотоэлектронов. Это видно по зависимости QE от ширины СР на рис. 1 (сплошная кривая), рассчитанной для уровня локализации электронов как в образце SL6-905 с $L_D/d = 10$.

Образец SL6-908 имеет лучшие транспортные свойства. У него наибольшее отношение диффузионной длины к толщине СР $L_D/L = 3$ и, соответственно, наименьшие электронные потери. Если бы все электроны в образце SL6-908 были делокализованы, то отношение L_D/L было бы равно 6.5. Грубо, отношение L_D/L показывает, насколько можно было бы увеличить QE фотозмиттера, если бы удалось вырастить фотокатод с шириной СР большей L_D при сохранении транспортных свойств СР данного образца. Однако на практике этого не удается достичь. Таблица 2 показывает, что широкие СР имеют худшие транспортные свойства.

В данной работе мы не определяем природу локализованных состояний, как и зависимость их плотности от толщины СР. Структура фотокатода сильно легируется для создания узкой ООЗ. Наибольшая концентрация примесей до 10^{19} см^{-3} в ООЗ, но и сама СР также сильно допирована, до $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Флуктуации примесного потенциала могут приводить к формированию локализованных электронных состояний. Подобное явление наблюдалось ранее в СР GaAs/AlAs при сопоставимых уровнях допирования, $1 \cdot 10^{17} - 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [7]. При уровне допирования $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ 60% электронов было локализовано, что проявлялось в резком уменьшении вертикальной проводимости СР.

Неизбежные структурные дефекты СР, такие как флуктуации состава слоев и их ширин, также могут приводить к локализации фотоэлектронов. Однако представляется, что плотность электронных ловушек подобной природы не должна зависеть от длины СР. Напротив, плотность структурных дефектов, таких как дислокации, возникающие при релаксации напряжений в СР, возрастает с увеличением ее толщины. Различие постоянных решетки гетерослоев КЯ и барьеров СР сдвигает край зоны проводимости вверх примерно на 0.1 эВ. Поэтому деформационный потенциал дислокаций играет роль глубоких ям для электронов минизоны проводимости $e1$ и может приводить к локализации фотоэлектронов.

Отметим еще раз, что сильная деформация СР необходима для увеличения энергетического расщепления минизон тяжелых и легких дырок, что важно для достижения высокой электронной поляризации. Таким образом, задача достижения высокой поляризации фотоэмиссии опять вступает в противоречие с задачей увеличения QE . Целью последующей работы будет, наряду с определением природы электронной локализации, нахождение оптимального числа периодов СР, которые можно вырастить, сохраняя хорошие транспортные свойства в комбинации с высокой электронной поляризацией.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена модель кинетики вертикального электронного транспорта в полупроводниковой СР, учитывающая движение электронов в нижней минизоне размерного квантования и их частичную локализацию. Были проведены расчеты фотоотклика серии фотокатодов с AlInGaAs/AlGaAs-СР с различным числом периодов при их импульсном возбуждении фемтосекундным лазером. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными доказывает наличие частичной локализации фотоэлектронов. Мы продемонстрировали, что электронная локализация замедляет вертикальный транспорт и ведет к потерям фотоэлектронов. Частичная электронная локализация ограничивает полезную длину рабочей области фотокатода и тем самым его максимально возможную QE .

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
2. J. F. Palmer, C. Minot, J. E. Lievin et al., Appl. Phys. Lett. **49**, 1260 (1986).
3. T. Duffield, R. Bhat, M. Koza et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 2724 (1986).
4. J. Barrau, K. Khirouni, Do Xuan Than et al., Sol. St. Comm. **74**, 147 (1990).
5. A. Chomette, B. Deveaud, J. Y. Emery, A. Regreny, and B. Lambert, Sol. St. Comm. **54**, 75 (1985).
6. Yu. A. Pusep, A. G. Milekhin, and A. I. Toropov, J. Phys. C **6**, 93 (1994).
7. Yu. A. Pusep, A. J. Chiquito, S. Mergulhao, and J. C. Galzerani, Phys. Rev. B **56**, 3892 (1997).

8. F. Piazza, L. Pavesi, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, and M. Colocci, *Phys. Rev. B* **47**, 10625 (1993).
9. T. Amand, J. Barrau, X. Marie et al., *Phys. Rev. B* **47**, 7155 (1993).
10. L. G. Gerchikov, K. Aulenbacher, Yu. A. Mamaev et al., *Semicond.* **46**, 67 (2012).
11. Р. Л. Белл, *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством*, Энергия, Москва (1978), с. 192.
12. K. Aulenbacher, J. Schuler, D. V. Harrach et al., *J. Appl. Phys.* **92**, 7536 (2002).
13. A. V. Subashiev, Yu. A. Mamaev, Yu. P. Yashin, and J. E. Clendenin, *Phys. Low-Dimensional Structures* **1/2**, 1 (1999).
14. Y. Z. Wu, A. K. Schmid, M. S. Altman et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 27201 (2005).
15. R. Vollmer, M. Etkorn, P. S. Anil Kumar et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 147201 (2003).
16. M. Bicer, H. Duran Yildiz, I. Yildiz, et al., *J. High Energy Phys.* **01**, 164 (2014).
17. Б. П. Захарченя, Ф. Мейер, *Оптическая ориентация*, Наука, Ленинград (1989).
18. T. Nishitani, T. Nakanishi, M. Yamamoto et al., *J. Appl. Phys.* **97**, 94907 (2005).
19. Yu. A. Mamaev, L. G. Gerchikov, Yu. P. Yashin et al., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 81114 (2008).
20. A. Brachmann, J. E. Clendenin, E. L. Garwin et al., *AIP Conf. Proc. 17th Int. Spin Phys. Symp. (Kyoto, Japan, 2006)* **915**, 1091 (2007).
21. T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, L1837 (1993).
22. J. C. Groebli, D. Oberli, F. Meier, A. Dommann, Yu. A. Mamaev, A. V. Subashiev, and Yu. P. Yashin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2106 (1995).
23. Л. Г. Герчиков, Ю. А. Мамаев, Ю. П. Яшин и др., *ФТП* **43**, 483 (2009).
24. Yu. A. Mamaev, A. V. Subashiev, Yu. P. Yashin, H.-J. Drouhin, and G. Lampel, *Sol. St. Comm.* **114**, 401 (2000).
25. Yu. A. Mamaev, H.-J. Drouhin, G. Lampel, A. V. Subashiev, Yu. P. Yashin, and A. Rochansky, *J. Appl. Phys.* **93**, 9620 (2003).
26. D. A. Orlov, M. Hoppe, U. Weigel, D. Schwalm, A. S. Terekhov, and A. Wolf, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2721 (2001).
27. L. G. Gerchikov, B. D. Oskotskij, and A. V. Subashiev, in *Proc. 12th Int. Symp. High-Energy Spin Phys.*, Amsterdam, Netherlands (1996), ed. by C. W. D. De Jager et al., World Scientific (1997), p. 746.
28. A. V. Subashiev, L. G. Gerchikov, and A. I. Ipatov, *J. Appl. Phys.* **96**, 1511 (2004).
29. B. D. Oskotskij, A. V. Subashiev, and Yu. A. Mamaev, *Phys. Low-Dim. Struct.* **1/2**, 77 (1997).
30. T. Matsuyama, H. Takikita, H. Horinaka et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 3371 (2004).