

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФОТОННЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР

УДК 535.247

МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ge В Si ДЛЯ ОДНОФОТОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ*

Н. П. Степина¹, В. В. Вальковский¹, А. В. Двуреченский¹,
А. И. Никифоров¹, J. Moers², D. Gruetzmacher²

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Peter Grünberg Institute (PGI 9), Forschungszentrum Jülich GmbH,
Jülich-Aachen Research Alliance (JARA),
52425 Jülich, Germany
E-mail: stepina@isp.nsc.ru

Представлены результаты исследования фотостимулированных переключений тока при облучении мезоскопических структур на основе квантовых точек Ge в Si слабыми потоками инфракрасного света. Малые размеры канала (порядка 70–200 нм) дают возможность наблюдать гигантские флуктуации фотопроводимости, которые обусловлены сильной зависимостью прыжкового тока от заполнения квантовых точек носителями заряда. Замена кремниевой подложки кремнием-на-изоляторе позволила исключить преобладание зонной проводимости над прыжковой при высоких температурах и повысить температуру фотодетектирования от 4,2 приблизительно до 100 К. Полученные результаты являются основанием для создания детектора одиночных фотонов в широком диапазоне длин волн.

Ключевые слова: прыжковая проводимость, квантовые точки, фотодетекторы, кремний, германий.

Введение. Поскольку гетеросистема Ge/Si является системой II типа, локализация в массиве квантовых точек (КТ) Ge в Si существует только для дырок, для электронов германий представляет собой потенциальный барьер. При плотности массива КТ порядка $(2-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ возникает туннельная связь локализованных в КТ дырок и при низких температурах ($< 30 \text{ К}$) наблюдается прыжковая проводимость по состояниям кулоновской щели [1]. Особенностью латерального прыжкового транспорта в массиве туннельно-связанных КТ является его сильная и немонотонная зависимость от заполнения КТ носителями заряда. В работе [2] показано, что освещение макроскопической структуры с КТ светом с длиной волны 0,9–1,6 мкм приводит к фотопроводимости, знак и величина которой определяются зарядовым состоянием КТ, при этом разное исходное заполнение КТ дырками характеризуется разной скоростью изменения проводимости при освещении. Более того, обнаружено, что кинетика фотопроводимости носит долговременный характер и сопровождается эффектом остаточной фотопроводимости, если система не возвращается к своему равновесному значению даже после нескольких часов релаксации в темноте.

Задача данной работы состояла в использовании полученных эффектов при создании фотодетектора слабых потоков фотонов, вплоть до единичных, основанного на возможности реализации мезоскопического подхода к эффекту резкого изменения прыжковой проводимости при освещении плотных массивов КТ Ge/Si.

*Работа выполнена при поддержке проекта ERA.Net RUS (№ 186) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-00901).

Однофотонные детекторы с большим разрешением по времени требуются в медицине, для химического анализа, характеристики различных материалов и, главное, в квантовой криптографии и квантовых вычислениях. Обычно в качестве таких детекторов используются фотоумножители и полупроводниковые лавинные фотодиоды, основанные на размножении фотогенерированных носителей. Предлагаемый фотодетектор имеет следующие преимущества перед лавинными фотодетекторами:

- 1) сохранение спина фотогенерированных носителей за счёт сравнительной «мягкости» процессов, обеспечивающих коэффициент усиления, достаточный для детектирования одного фотона, что является принципиальным в квантовой криптографии и квантовых вычислениях для передачи квантово-запутанной информации на большие расстояния;
- 2) значительно меньшее время задержки («мёртвое время») из-за отсутствия так называемого «послеимпульса», характерного для лавинных фотодетекторов;
- 3) увеличение быстродействия прибора благодаря возможности регистрации каждого следующего фотона без необходимости возвращения системы в исходное состояние.

Дополнительным важным преимуществом является возможность встраивания предлагаемых технологических процессов в кремниевую парадигму СБИС, что обеспечивает интеграцию данного фотодетектора в существующую кремниевую электронику. Это приведёт к монолитной интеграции всех компонентов, включающих элементы усилительной и смещающей электроники, на простой, надёжной и легко воспроизводимой оптоэлектронной интегральной схеме и будет сопровождаться значительным снижением стоимости конечных устройств.

Уменьшение размеров образца до величин, сравнимых с корреляционным радиусом L_c перколяционного кластера (мезоскопические размеры), позволяет резко увеличить реакцию системы на внешнее возбуждение вследствие отсутствия самоусреднения её характеристик по образцу. В мезоскопической системе токовый путь задаётся конкретной реализацией потенциала системы, а следовательно, зарядовым состоянием отдельной КТ. Поскольку шкала «мезоскопичности» определяется корреляционным радиусом, а он зависит от степени заполнения КТ дырками, плотности КТ, механизма прыжковой проводимости и, значит, от температуры, для выбора оптимальных параметров детектора, работающего при высокой температуре, необходимо проанализировать влияние структурных параметров КТ на эффективность детектирования света.

Экспериментальные данные. Изображение типичного мезоскопического канала, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, представлено на рис. 1. Образцы выращены молекулярно-лучевой эпитаксией Ge на Si при температуре 300 °С. Заполнение квантовых точек дырками осуществлялось путём осаждения дельта-легированного бором слоя кремния на расстоянии 5 нм ниже слоя квантовых точек. Средняя концентрация носителей заряда в одной точке варьировалась приблизительно от 1 до 2,5 дырок. Измерения проводимости осуществлялись четырёхзондовым методом при температурах 4,2 и 77 К, омические контакты создавались напылением алюминия и его последующим вжиганием при $T = 480$ °С. Источником освещения служил лазер с оптоволоконным вводом с длиной волны света 1,55 мкм, ослабление мощности света проводилось с помощью оптоволоконных аттенуаторов. Для увеличения температуры, при которой наблюдается прыжковая проводимость, структуры выращивались на КНИ-подложке.

Типичные температурные зависимости макроскопических образцов, выращенных на кремнии и на КНИ-подложке, показаны на рис. 2. При росте на КНИ-подложке температура перехода от зонной к прыжковой проводимости наблюдается при существенно более высоких температурах (~ 100 К), что предположительно должно позволить повысить температуру детектирования.

Кинетика фотопроводимости для структуры, выращенной на кремнии (заполнение $\sim 1,6$) при облучении слабым потоком фотонов (ослабление 30 дБ), показана на рис. 3 для

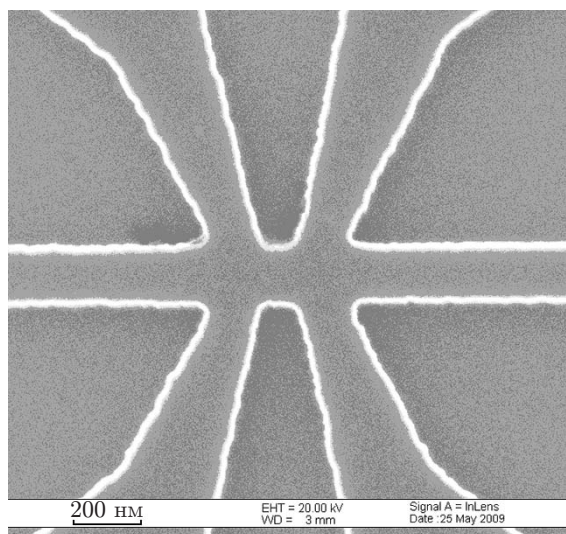


Рис. 1. Изображение структуры мезоскопического образца, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа

образца с длиной канала $l = 100$ нм и шириной $w = 70$ нм (кривая 2). Видно, что в образце большой площади, который измерялся параллельно (кривая 1), облучение вызывает монотонное изменение проводимости от времени. В отличие от макроскопических структур в образцах малой площади проводимость изменяется во времени дискретными шагами (фрагмент на рис. 3). Мы считаем, что каждый такой шаг соответствует перераспределению заряда внутри массива КТ, которое вызвано изменением зарядового состояния отдельной КТ из-за поглощения одиночного фотона. В [3] показано, что в этих образцах происходит обеднение проводящего канала от каждой боковой границы на 30 нм, существенно уменьшающее его реальную ширину.

Для того чтобы отличать переключения, происходящие под светом, от темновых переключений, экспериментальные данные кинетики проводимости были проанализированы в

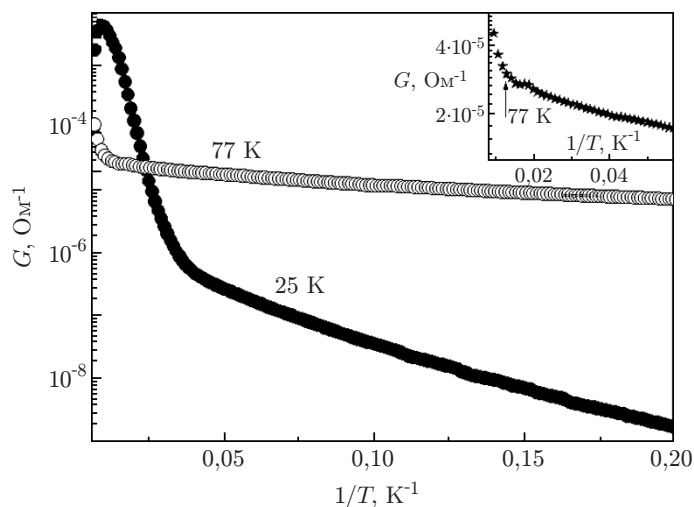


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости макроскопических образцов, выращенных на подложке кремния (закрытые символы) и КНИ-структуре (открытые символы). Фрагмент — увеличенное изображение температурной зависимости проводимости образца, выращенного на КНИ-структуре

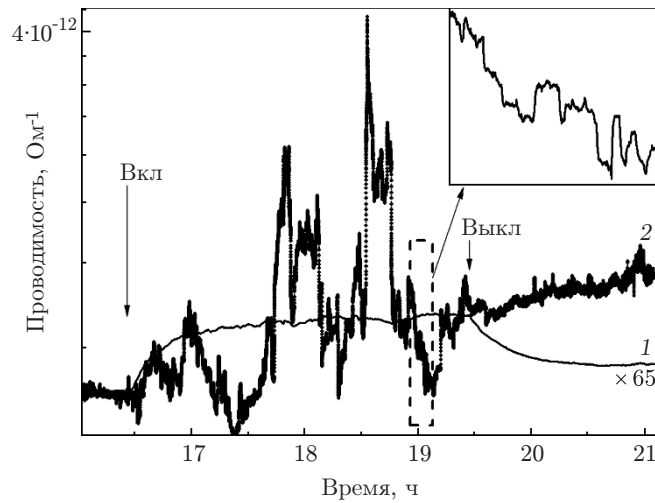


Рис. 3. Кинетика проводимости для образца с $l = 100$ нм, $w = 70$ нм при облучении (кривая 2). Кривая 1 обозначает зависимость проводимости от времени для соответствующего макроскопического образца. Фрагмент — увеличенное изображение переключений под освещением

рамках частоты переключений при различных пороговых (дискриминационных) уровнях амплитуды флуктуаций. Высота переключений $G(t)$ определялась как разность проводимостей в конце переключения G_2 и в начале G_1 . Затем высота переключений $\Delta G = G_2 - G_1$ подсчитывалась в процентном соотношении с величиной G_1 . После чего находилось количество переключений с амплитудой выше заданного значения (уровень дискриминации). Наконец строилось количество переключений при вариации уровня дискриминации от 0 до 100 %. Интервал времени для анализа выбирался в 10000 с. На рис. 4 представлен анализ количества переключений для четырёх образцов с различной шириной (70, 100, 150 и 200 нм) проводящего канала и длиной $l = 100$ нм. Показано, что темновые флуктуации не превышают 4–10 % для всех образцов, в то время как переключения под светом до-

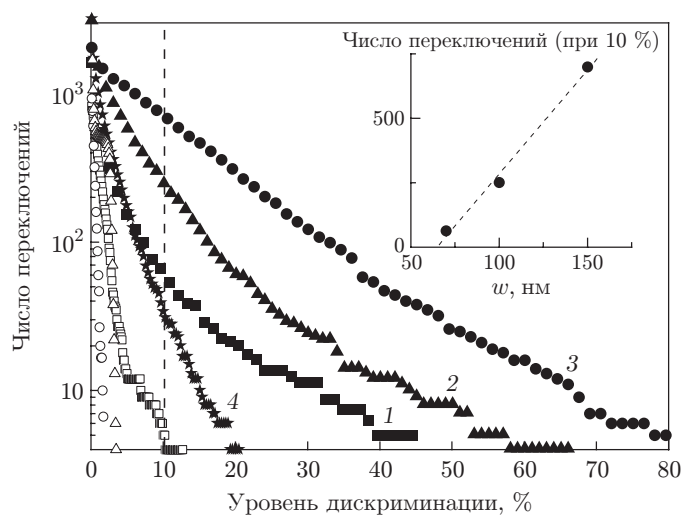


Рис. 4. Количество переключений за 10000 с для различных уровней дискриминации при вариации ширины образцов (1 — 70 нм, 2 — 100 нм, 3 — 150 нм, 4 — 200 нм) при облучении (закрытые символы) и в темноте (открытые символы). Фрагмент — число переключений при фиксированном уровне дискриминации 10 % в зависимости от ширины образца

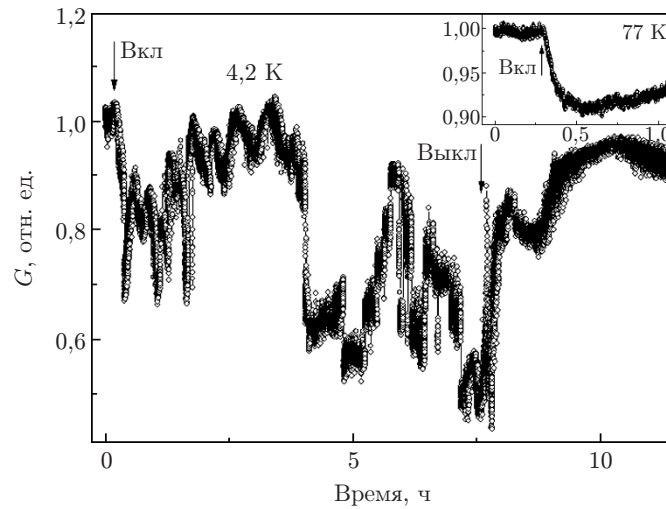


Рис. 5. Кинетика фотопроводимости в структурах, выращенных на КНИ-подложке, измеренная при температурах 4,2 и 77 К

стигают 70 %. Таким образом, переключения вызванные облучением, можно выделить и подсчитать, установив уровень дискриминации выше 10 %.

На рис. 5 показаны характерные флуктуации фотопроводимости в образце, выращенном на КНИ-подложке, измеренные при температурах 4,2 К (закрытые символы) и 77 К (открытые символы). В таких образцах проводимость канала была значительно выше, чем в выращенных на кремнии, из-за другой степени заполнения КТ дырками, при этом существенного обеднения канала не происходило. В результате реальный размер проводящего канала оказался значительно больше, чем в структурах, выращенных на кремнии, что привело к снижению амплитуды флуктуаций при $T = 4,2$ К. При повышении температуры до 77 К фотостимулированные флуктуации тока по-прежнему наблюдаются, однако амплитуда флуктуации становится ещё меньше и образцы ведут себя, как достаточно макроскопические. В образцах с размером больше 150 нм при температуре 77 К наблюдается

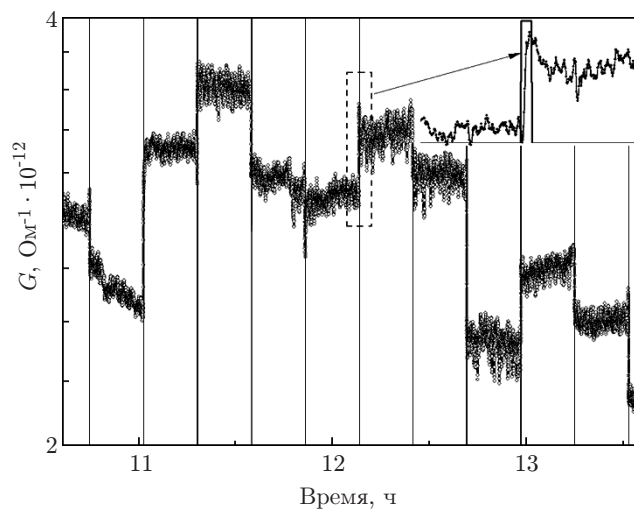


Рис. 6. Кинетика проводимости для образца с $w = 200$ нм при импульсном облучении. Вертикальные полосы отмечают время подачи импульса. Фрагмент — увеличенное изображение реакции на единственный импульс

монотонное изменение проводимости при освещении, как для макроскопических образцов (фрагмент на рис. 5). Переход от «мезоскопического» поведения при низких температурах к «макроскопическому» при повышении температуры связан, по-видимому, с изменением радиуса корреляции. В таком случае для получения большей амплитуды флуктуаций необходимо далее уменьшать размер проводящего канала.

Исследования кинетики фотопроводимости при изменении интенсивности освещения показали линейную зависимость количества переключений от потока фотонов, как и ожидается для однофотонного процесса. Оценки внутренней эффективности фотодетектирования для структур, выращенных на кремнии, проводились при исследовании реакции системы на импульсное облучение светом. На рис. 6 изображена временная зависимость проводимости при длине импульса 10 нс и мощности 0,25 Вт для образца с $l = 100$ нм, $w = 200$ нм. Видно, что каждый импульс вызывает одиночное переключение в проводимости (фрагмент на рис. 6). Оценки показывают, что структура поглощает несколько фотонов на импульс и внутренняя эффективность составляет порядка 10–20 %. Для увеличения внешней эффективности необходимо повысить поглощение света, что возможно осуществить с помощью создания системы брэгговских зеркал, а также увеличением числа слоёв квантовых точек.

Заключение. При облучении двумерных мезоскопических структур с квантовыми точками Ge в Si слабыми потоками инфракрасного света наблюдаются флуктуации проводимости, амплитуда и число которых зависят от размеров проводящего канала. Показано, что амплитуда переключений проводимости при освещении достигает 70–80 %, тогда как темновой шум не превышает 10 %. Линейная зависимость числа флуктуаций от мощности света, а также ступенчатое изменение проводимости при импульсном облучении указывают на однофотонный характер процесса. Установлено, что использование КНИ-подложки для роста слоёв квантовых точек позволяет повысить температуру детектирования до 77 К. Внутренняя эффективность детектирования оценена приблизительно в 10–20 %. Предложены пути повышения внешней эффективности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nenashev A. V., Nikiforov A. I. Evidence for two-dimensional correlated hopping in arrays of Ge/Si quantum dots // Phys. Rev. B. 2003. **68**, N 20. 205310.
2. Степина Н. П., Якимов А. И., Ненашев А. В. и др. Фотопроводимость по массиву туннельно-связанных квантовых точек Ge/Si // ЖЭТФ. 2006. **130**, № 3. С. 309–318.
3. Stepina N. P., Koptev E. S., Dvurechenskii A. V. et al. Giant mesoscopic photoconductance fluctuations in Ge/Si quantum dot system // Appl. Phys. Lett. 2011. **98**, N 14. 142101.

Поступила в редакцию 9 июля 2013 г.