

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПО МАССИВУ ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ge/Si

Н. П. Степина^{a,b*}, *А. И. Якимов*^a, *А. В. Ненашев*^a, *А. В. Деуреченский*^a,
Н. А. Соболев^{b**}, *Д. П. Лейтао*^{b**}, *В. В. Кириенко*^a, *А. И. Никифоров*^a,
Е. С. Коптев^a, *Л. Перейра*^{b**}, *М. С. Кармо*^{b**}

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

^b *University of Aveiro, Portugal*

Поступила в редакцию 9 февраля 2006 г.

Представлены результаты исследования фотопроводимости по массиву туннельно-связанных квантовых точек Ge/Si. Обнаружено, что фотопроводимость может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от исходного заполнения квантовых точек дырками, а кинетика фотопроводимости носит долговременной характер (10^2 – 10^4 с при $T = 4.2$ К) и сопровождается эффектом остаточной фотопроводимости, когда система не возвращается к своему равновесному значению даже после нескольких часов релаксации. Данные эффекты наблюдаются при освещении светом с энергией как большей, так и меньшей ширины запрещенной зоны кремния. Обнаружено, что пороговая длина волны света, вызывающего фотопроводимость с медленной кинетикой, зависит от фактора заполнения квантовых точек дырками. Предложена модель, описывающая кинетику фотопроводимости. Показано, что основной вклад в фотопроводимость дает изменение фактора заполнения квантовых точек дырками. Применение модели к анализу кинетики фотопроводимости при разной степени возбуждения системы позволяет восстановить зависимость прыжковой проводимости от концентрации дырок в квантовых точках. Показано, что скорость релаксации концентрации носителей заряда экспоненциальным образом зависит от самой концентрации.

PACS: 73.50.Pz, 73.63.Kv

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то что нуль-мерные объекты — квантовые точки — изучаются уже более двадцати лет, не перестают удивлять богатство наблюдаемых в данных системах физических явлений и все расширяющийся спектр их возможных практических применений. Свою оригинальную нишу для исследования и использования находят различные варианты приготовления систем с квантовыми точками, начиная от структуры с изолированным нанокластером [1–3] и заканчивая плотным взаимодей-

ствующим массивом квантовых точек [4]. Изучение свойств одиночной квантовой точки привело к созданию нового направления в нанoeлектронике — так называемой одноэлектронике [5], основанной на сильном изменении электронных свойств системы при изменении числа электронов в ней на единицу. Если в качестве основы одноэлектронного прибора используется не отдельная квантовая точка, а их массив, то к нему предъявляются жесткие требования на разброс размеров нанокластеров. Нужды современных квантовых приборов для применения в квантовой криптографии и квантовых вычислениях требуют не только однородных по размерам, но и пространственно-упорядоченных массивов квантовых точек [6]. В связи с этим значительные усилия направлены на создание как двумерных, так и

*E-mail: stepina@isp.nsc.ru

**Nikolai A. Soboлев, Joaquim P. Leitaо, Luiz Pereira, Maria Celeste do Carmo

трехмерных кристаллов квантовых точек, выращенных на предварительно структурированной поверхности [7, 8].

Являясь негативными качествами в перечисленных направлениях развития нуль-мерных объектов, дисперсия размеров квантовых точек и беспорядок их расположения в плоскости роста оказываются необходимыми и определяющими факторами при рассмотрении данной структуры с точки зрения наблюдения в ней явлений, свойственных неупорядоченным системам. В такой системе при определенном соотношении уровня беспорядка и степени перекрытия волновых функций соседних квантовых точек создается зона локализованных состояний, и структура ведет себя как андерсоновский изолятор (ферми-стекло). В ней наблюдается прыжковая проводимость по локализованным состояниям, механизм которой определяется отношением радиуса локализации и расстояния между центрами локализации, наличием или отсутствием дальнедействующего кулоновского взаимодействия в системе, зависимостью плотности состояний от энергии носителей заряда. В условиях стимулированного фононами прыжкового транспорта зависимость проводимости от температуры имеет вид

$$G(T) = G_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^x \right], \quad (1)$$

где параметр T_0 определяется свойствами материала, а $x < 1$ — энергетической зависимостью $g(E_F)$ плотности состояний вблизи уровня Ферми. Если межэлектронное взаимодействие в системе несущественно и $g(E_F) = \text{const}$, то $x = 1/3$ (закон Мотта для двумерной системы). Наличие дальнедействующего кулоновского взаимодействия приводит к закону Эфроса–Шкловского:

$$G(T) = G_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \right]. \quad (2)$$

Данная работа посвящена исследованию фотопроводимости по массиву туннельно-связанных квантовых точек германия в кремнии. Особенность гетеросистемы Ge/Si с квантовыми точками, относящейся к типу II, заключается в том, что локализация в германиевых нанокластерах существует только для дырок, в то время как для электронов германий представляет собой потенциальный барьер. Было показано [9], что в такой системе действительно наблюдается прыжковая проводимость, обусловленная транспортом дырок

по локализованным состояниям в квантовых точках, причем характер проводимости определяется их электростатическим взаимодействием со всеми остальными зарядами в квантовых точках. Массив квантовых точек отличается от всех известных ферми-стекол радиусом локализации, значительно превышающим таковой для глубоких точечных центров, а также уникальным спектром плотности состояний: зависимость плотности состояний от энергии в нуль-мерных объектах представляет собой осциллирующую функцию.

Рассмотрим, к чему может привести действие света на такую структуру. Авторы работы [10] утверждают, что выведение неупорядоченной системы из равновесия всегда повышает величину прыжковой проводимости благодаря увеличению подвижности носителей заряда, а релаксация к равновесию происходит аномально медленно за счет существования экспоненциально широкого набора скоростей переходов, определяемого дальнедействующим кулоновским взаимодействием. Две отличительные особенности ансамбля квантовых точек по сравнению с другими неупорядоченными взаимодействующими системами могут определять специфику фотопроводимости такой системы. Во-первых, осциллирующая зависимость плотности состояний от энергии приводит к сильной по величине и немонотонной по характеру зависимости прыжковой проводимости от заполнения квантовых точек носителями заряда. Следовательно, изменяя зарядовое состояние квантовых точек при освещении, можно ожидать фотопроводимости, знак которой определяется исходным заполнением квантовых точек дырками. Во-вторых, кулоновский потенциал заряженных квантовых точек создает вокруг них крупномасштабный потенциальный барьер, который является притягивающим для электронов и отталкивающим для дырок. Известно [11], что наличие в системе макроскопических потенциальных барьеров, так же как и широкий спектр времен переходов, может приводить к неэкспоненциальной кинетике фотоэлектрических возбуждений, проявляющейся в аномально больших временах релаксации при выведении системы из равновесия.

Для того чтобы исследовать знакопеременную фотопроводимость в системе и ее медленную релаксацию, а также выяснить механизм наблюдаемых эффектов, в данной работе изучается кинетика фотопроводимости в зависимости от фактора заполнения квантовых точек дырками, температуры изменения, интенсивности и длины волны света.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДЕТАЛИ

Рост гетероструктуры с квантовыми точками Ge/Si осуществлялся с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии на пластинах кремния (100). После высокотемпературной очистки пластины в высоковакуумной камере выращивался слой кремния толщиной 200 нм при температуре 500 °С. Затем температура снижалась до 300 °С и осаждалось восемь монослоев германия. Для предотвращения взаимной диффузии германия и кремния слой германия наращивался тонким слоем кремния (примерно 1 нм) при той же температуре. Дальнейшее осаждение покрывающего слоя кремния осуществлялось при температуре 500 °С. Для проверки влияния поверхности на протекание тока были изготовлены образцы с глубиной залегания слоя квантовых точек, равной 50 и 200 нм, однако разницы в поведении проводимости обнаружено не было. Для выделения эффектов, связанных с квантовыми точками, параллельно выращивались контрольные образцы без слоя германия.

Данные EXAFS (растянутая тонкая структура рентгеновского спектра поглощения) свидетельствуют о том [12], что ядро формируемых nanoостровков на 100 % состоит из германия. Исследования структуры с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии показали, что латеральные размеры нанокластеров германия составляют 10–12 нм, высота примерно 1 нм, плотность островков в слое $N_{qd} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Контролируемое заполнение островков дырками в структурах осуществлялось введением в образцы δ -легированного бором слоя кремния на 5 нм ниже слоя германия. Поскольку энергия ионизации примеси бора в кремнии равна всего 45 мэВ, а энергии залегания первых десяти уровней дырок в германиевых пирамидах использованных размеров, отсчитанные от потолка валентной зоны кремния, составляют 200–400 мэВ [13], при низких температурах дырки, уходя с примесей, заселяют уровни в квантовых точках. Концентрация дырок в точках, оцененная из отношения концентрации бора в δ -слое и плотности nanoостровков, полученной из данных электронной микроскопии, с хорошей точностью совпала с расчетом зависимости фактора заполнения квантовых точек дырками от концентрации бора в δ -слое, проведенном в работе [14]. Концентрация бора в различных образцах варьировалась от $2.00 \cdot 10^{11}$ до $2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что соответствовало среднему числу дырок, приходящемуся на одну точку, от 0.5 до 6. Контакты изготавливались напылением алюминия с последующим отжигом в атмосфере

азота либо аргона при температуре 400–500 °С. Измерения латеральной проводимости осуществлялись как на структурах с холловскими мостиками, так и двухзондовым методом. Измерения тока проводились при напряжении 20–100 мВ, что соответствовало омическому участку вольт-амперных характеристик во всем исследованном интервале температур.

В качестве источника освещения использовались GaAs-светодиоды с максимумом излучения на длинах волн 0.9, 1.3 и 1.55 мкм. Для детального исследования спектральной зависимости фотопроводимости применялся монохроматор SPEX в сочетании с освещением галогеновой лампой, что позволяло анализировать область длин волн от 0.8 до 2 мкм. Все измерения кинетики фотопроводимости проводились на образцах, которые несколько часов выдерживались при температуре измерения без подачи напряжения.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМНОВОЙ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ДЫРОК В ТОЧКАХ

На рис. 1 приведены температурные зависимости проводимости G , построенные в координатах Аррениуса для образцов с разной концентрацией бора в δ -слое кремния.

Во всех образцах при низких температурах величина $G(T) \leq e^2/h$, что характерно для диэлектрической стороны перехода металл–диэлектрик. Для получения детальной информации о функциональной зависимости $G(T)$ использовался дифференциальный метод анализа безразмерной энергии активации проводимости [15]:

$$w(T) = \frac{\partial \ln G(T)}{\partial \ln T} = x \left(\frac{T_0}{T} \right)^x.$$

При таком подходе

$$\lg w(T) = A - x \lg T, \quad A = x \lg T_0 + \lg x.$$

Типичные зависимости $\lg w(T)$ от $\lg T$ для некоторых образцов приведены на рис. 2. По углу наклона аппроксимирующих прямых (сплошные линии на рис. 2) найдено, что для всех образцов показатель степени x имеет примерно одну и ту же величину $x = 0.51 \pm 0.05$ при низких температурах, что согласуется с формулой (2). Таким образом, температурная зависимость прыжковой проводимости указывает на наличие дальнедействующего взаимодействия

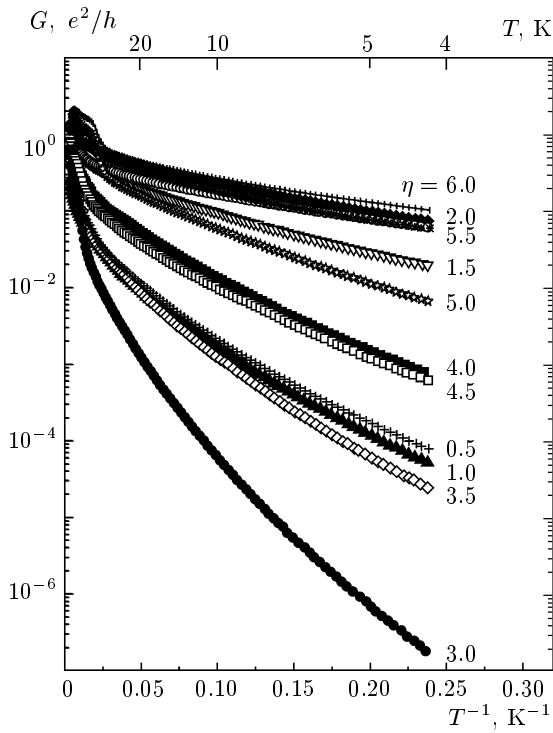


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости G в единицах e^2/h в образцах с различным средним числом дырок, приходящимся на одну точку

в системе, причем величина проводимости определяется заполнением квантовых точек носителями заряда. Так, на рис. 3 показана зависимость проводимости от уровня легирования при 4.2 К. Видно, что величина проводимости ведет себя немонотонно при изменении концентрации бора в δ -слое кремния, а следовательно, при заполнении квантовых точек дырками. Заполнение основного состояния происходит, когда число дырок в квантовой точке равно двум, $\eta = 2$, а заполнение возбужденного — при $\eta = 6$ [16], поэтому именно при этих значениях η и должны наблюдаться минимумы проводимости. Тогда первый минимум, проявляющийся при концентрации бора $N_B \approx 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, должен соответствовать двум дыркам в точке. Однако при реальной плотности точек около $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ данное легирование должно приводить к $\eta = 3$. Полученное расхождение, скорее всего, связано с ошибкой в уровне легирования δ -слоя кремния, которая может достигать 100% при малых концентрациях бора. Тем не менее немонотонный характер зависимости проводимости от уровня легирования не вызывает сомнения. В дальнейшем в работе приводятся значения η , определенные как N_B/N_{qd} .

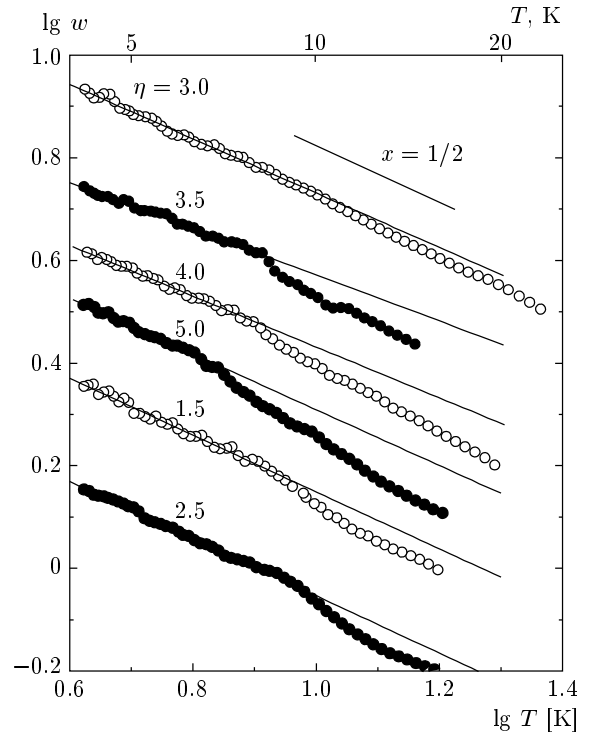


Рис. 2. Зависимость логарифмической производной величины $w(T) = \partial \ln G(T) / \partial \ln T$ от температуры для образцов с различным средним числом дырок, приходящимся на одну точку. Сплошные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных

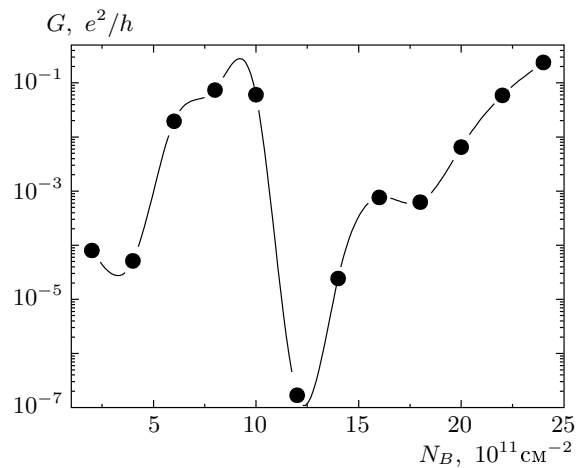


Рис. 3. Зависимость проводимости G при $T = 4.2 \text{ К}$ от уровня дельта-легирования бором слоя кремния

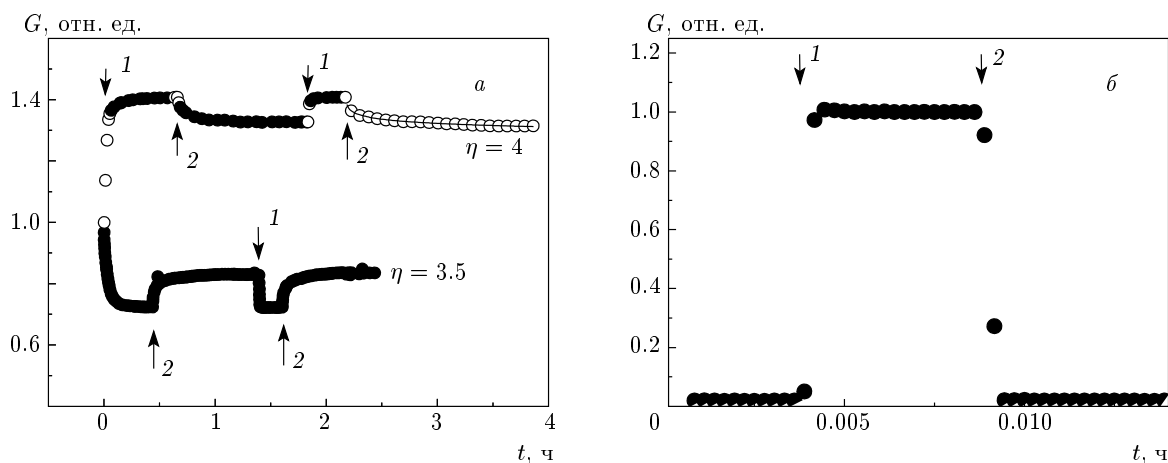


Рис. 4. Кинетика фотопроводимости, нормированной на исходное значение проводимости в темноте, для образцов с разной концентрацией дырок в квантовой точке (а) и фотопроводимость образца без квантовых точек (б). Стрелки 1 соответствуют моменту включения света, 2 — моменту выключения

4. ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ И ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

При облучении рассматриваемых структур светом с энергией фотонов, большей ширины запрещенной зоны кремния, наблюдаются сложные переходные характеристики фотопроводимости, описывающие достижение стационарного состояния в процессе освещения и после выключения света. Зависимости фотопроводимости от времени для двух образцов с разным уровнем δ -легирования показаны на рис. 4а.

В отличие от тестовых структур без квантовых точек, в которых фотопроводимость всегда положительна, для образцов с квантовыми точками германия знак фотопроводимости зависит от исходного числа дырок в квантовых точках. Такое изменение знака фотопроводимости служит, по нашему мнению, доказательством прыжковой, а не зонной природы фотопроводимости.

Как освещение образца, так и выключение света приводит к аномально медленной кинетике фотопроводимости, причем даже через 5000 с после выключения света система не возвращается к своему равновесному значению проводимости и отличается примерно на 10 % от ее значения сразу после выключения света. Такое поведение, называемое эффектом остаточной фотопроводимости, наблюдается в кулоновских стеклах, магнитных материалах и в различных полупроводниковых системах [17–19]. Необходимо отметить, что в тестовых образцах без квантовых точек долговременная кинетика фотопроводимости

не наблюдалась (рис. 4б).

На рис. 5 приведены зависимости положительной фотопроводимости от времени для разных интенсивностей подсветки. В начальный период времени после включения света происходит линейное возрастание проводимости, в дальнейшем ее рост существенно замедляется. Интенсивность света влияет как на скорость перехода системы в стационарное состояние, так и на величину проводимости в этом состоянии. Температурная зависимость релаксации фотопроводимости после выключения освещения продемонстрирована на рис. 6. Видно, что при повышении температуры наблюдается заметный эффект подавления остаточной фотопроводимости.

5. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Для определения пороговой энергии света, инициирующего фотопроводимость, исследовалась кинетика фотопроводимости при последовательном включении и выключении света в области длин волн 0.9–2 мкм. Шаг по длине волны составлял 0.1 мкм. Спектральная зависимость для образца с $\eta = 4$ показана на рис. 7. Поскольку нормировка на интенсивность излучения не проводилась, мы не анализировали зависимость наблюдаемой величины фотопроводимости от длины волны света. Главный экспериментальный результат заключается в том, что фотопроводимость с медленной кинетикой наблюдается вплоть до $\lambda = 1.8$ мкм. Дальнейшее увеличение λ

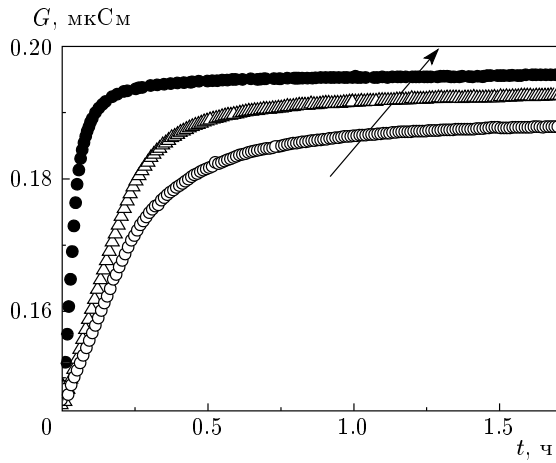


Рис. 5. Зависимость кинетики фотопроводимости от интенсивности подсветки. Стрелка указывает на увеличение интенсивности

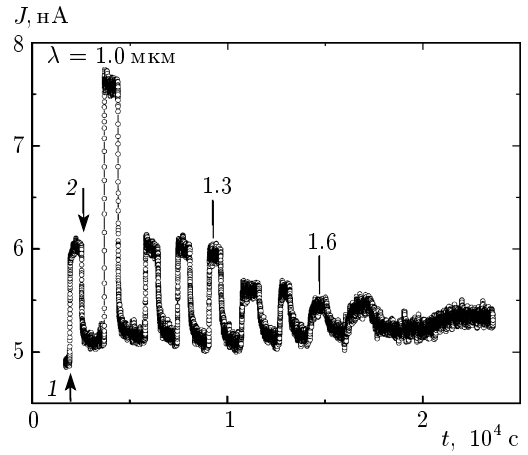


Рис. 7. Спектральная зависимость кинетики фотопроводимости при последовательном включении (стрелка 1) и выключении (стрелка 2) света с шагом 0.1 мкм по длине волны для образца с $\eta = 4$

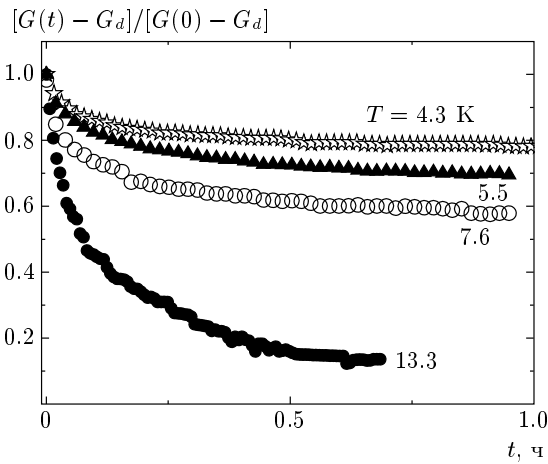


Рис. 6. Релаксация фотопроводимости при разных температурах измерения ($G(0)$ — значение проводимости сразу после выключения света, G_d — исходная темновая проводимость)

до 2 мкм не приводит к изменению проводимости по сравнению с темновой. Характер релаксации фотопроводимости после выключения света одинаков для разных длин волн.

На рис. 8 показана кинетика фотопроводимости для образца с $\eta = 1.5$ для разных длин волн используемого света. В данном случае характер кинетики фотопроводимости зависит от длины волны. Если освещение светом с энергией фотона, большей ширины запрещенной зоны кремния, E_g^{Si} , приводит к отрицательной фотопроводимости, то при использовании света с энергией, меньшей E_g^{Si} , наблюдается

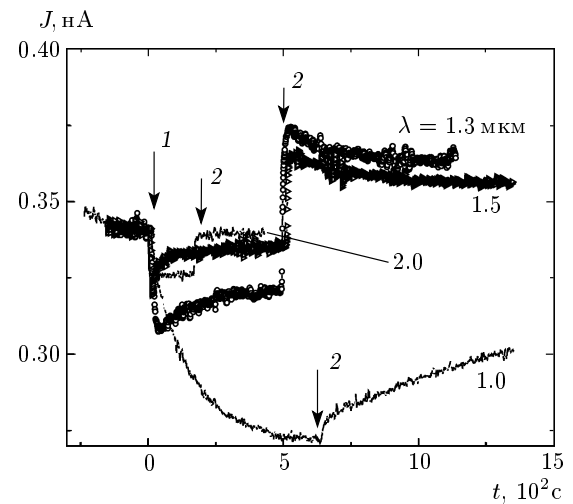


Рис. 8. Кинетика фотопроводимости при возбуждении светом разной длины волны для образца с $\eta = 1.5$ (1 — момент включения света, 2 — выключения)

сложный характер фотопроводимости с изменением ее знака в процессе освещения. Более того, заметная фотопроводимость наблюдается вплоть до $\lambda = 2$ мкм. Таким образом, показано, что пороговая энергия света, инициирующего фотопроводимость, зависит от заполнения квантовых точек дырками.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Элементарным процессом транспорта дырок вдоль массива квантовых точек является прыжок дырки из локализованного состояния одной квантовой точки в локализованное состояние другой. Когда фактор заполнения η таков, что один энергетический уровень в каждой квантовой точке полностью заполнен, а следующий — пустой (η — целое), прыжковый транспорт дырок подавлен. Только дисперсия размеров квантовых точек может привести к частичному перекрытию энергетических уровней, что вызывает «замывание» выраженных экстремумов проводимости (см. рис. 3). Замывание наиболее сильно проявляется для транспорта дырок по возбужденным состояниям квантовых точек ($\eta > 2$) из-за малого энергетического зазора между уровнями.

Рассмотрим процессы, определяющие кинетику фотопроводимости в системе с квантовыми точками. Изменение проводимости и последующее установление стационарного состояния при освещении происходят в результате конкуренции процесса, выводящего систему из равновесия, и процесса, восстанавливающего исходное состояние. К изменению проводимости могут приводить две основные причины: изменение вероятности перехода возбужденных носителей по состояниям критической сетки прыжковой проводимости и изменение средней концентрации дырок в квантовых точках. В первом случае внешнее воздействие переводит носители в возбужденные состояния без изменения их концентрации; при этом проводимость системы возрастает из-за увеличения вероятности переходов между узлами, т. е. из-за роста подвижности. Восстановление исходного состояния в этом случае будет определяться релаксацией возбужденных носителей по энергии в условиях существования экспоненциально широкого набора скоростей переходов между локализованными состояниями.

Второй процесс — изменение концентрации дырок в квантовых точках при подсветке — может быть (в зависимости от длины волны возбуждающего света) обусловлен двумя основными механизмами. Если энергия фотона больше ширины запрещенной зоны кремния, то при освещении в образце формируется электрон-дырочная пара. Электрон легко захватывается положительно заряженными квантовыми точками, отталкивающий потенциал которых затрудняет захват дырок. Рекомбинация электрона с равновесной дыркой в квантовой точке уменьшает заряд в квантовой точке, что и является причи-

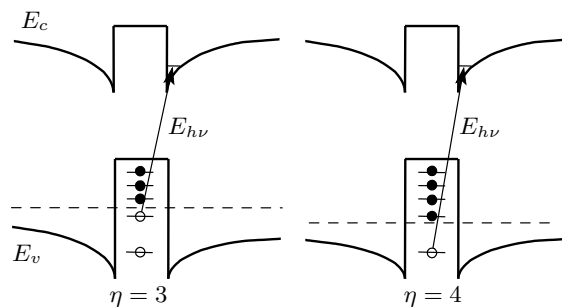


Рис. 9. Иллюстрация зависимости пороговой энергии E_{hv} фотона, стимулирующего фотопроводимость, от фактора заполнения точек дырками (E_v — валентная зона, E_c — зона проводимости)

ной изменения проводимости. Уменьшение количества дырок в квантовых точках приводит, в свою очередь, к понижению барьера для захвата неравновесных дырок. Таким образом, при освещении захват дырок идет в условиях непрерывного понижения высоты потенциального барьера. Стационарное состояние наступает при равенстве потоков электронов и дырок в квантовой точке.

При действии светом с энергией фотона, меньшей ширины запрещенной зоны кремния, фотоны могут поглощаться локализованными в точках носителями заряда. Факт такого поглощения подтверждается экспериментально полученной зависимостью пороговой энергии E_{hv} света, вызывающего фотопроводимость, от исходного заполнения квантовых точек дырками (см. рис. 7, 8). Качественная иллюстрация данного процесса приведена на рис. 9. Видно, что чем больше фактор заполнения η , тем больше энергия экситонного перехода. Фотоэлектрон, рожденный при поглощении света, имеет конечную вероятность туннелировать в соседнюю квантовую точку и рекомбинировать с равновесной дыркой в этой квантовой точке. Этот процесс приводит к перераспределению дырок по ансамблю квантовых точек. Если в результате туннелирования электрон окажется в квантовой точке, которая не участвует в проводимости, а входит в так называемый конечный кластер, то в бесконечном проводящем кластере средняя концентрация дырок возрастает, что и будет причиной изменения проводимости системы. Возвращение к равновесному состоянию в данном случае будет происходить путем восстановления средней концентрации дырок в квантовых точках из-за перераспределения носителей между конечными и бесконечными кластерами.

После выключения света наблюдается эффект

остаточной фотопроводимости (см. рис. 4а), который связан с замедлением процесса релаксации системы. К такому замедлению могут приводить все три возможных механизма возвращения системы к равновесию: релаксация возбужденных носителей по энергии в условиях существования экспоненциально широкого набора скоростей переходов между локализованными состояниями; иерархия времен переходов между бесконечным и конечными кластерами; затрудненный захват дырок в квантовых точках из-за наличия электростатического потенциального барьера, который создается между слоем заряженных точек и объемом полупроводника.

При построении количественной модели мы в первом приближении пренебрегаем влиянием подвижности на изменение проводимости системы. Основанием для этого является наблюдение в эксперименте как положительной, так и отрицательной фотопроводимости, в то время как возрастание подвижности возбужденной системы должно всегда приводить к увеличению прыжковой проводимости. Тогда выведение системы из равновесия, сопровождающееся изменением концентрации носителей заряда, можно считать пропорциональным интенсивности I освещения, а процесс восстановления равновесного состояния будет некой функцией от заполнения квантовых точек дырками, $f(p)$. В этом случае уравнение, описывающее изменение концентрации p дырок в точках при освещении, имеет вид

$$\frac{dp}{dt} = -AI + f(p), \quad (3)$$

где A — коэффициент пропорциональности. В случае малых интенсивностей света, когда изменение концентрации p мало, можно предположить, что проводимость будет пропорциональна средней концентрации дырок в квантовых точках. Тогда уравнение (3) переходит в аналогичное уравнение для проводимости:

$$\frac{dG}{dt} = -\tilde{A}I + \tilde{f}(G). \quad (4)$$

На рис. 10 показана зависимость dG/dt от G , построенная на основании экспериментальных кривых кинетики фотопроводимости для разных интенсивностей подсветки (см. рис. 5). В рамках предложенной модели (уравнение (4)) изменение интенсивности освещения должно приводить к параллельному переносу кривых по оси y , чего в действительности не наблюдается. Это свидетельствует о неправомерности использования предположения о линейной за-

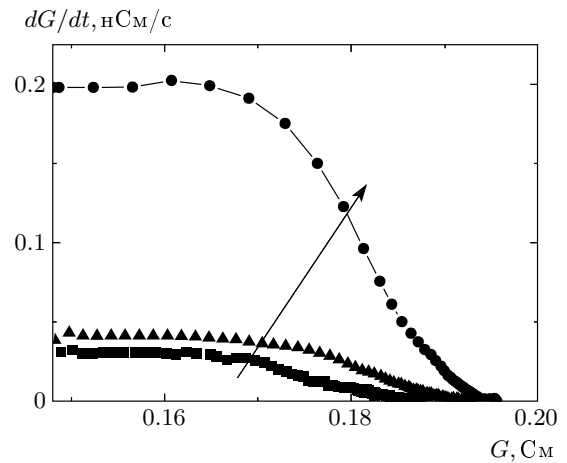


Рис. 10. Производная проводимости по времени как функция проводимости для разных интенсивностей подсветки (стрелка указывает на увеличение интенсивности)

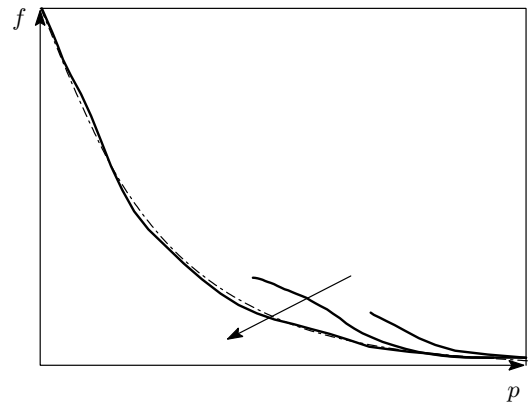


Рис. 11. Релаксационная функция $f(p)$, полученная путем обработки экспериментальных данных. Штрихпунктирной линией показана аппроксимация $f(p)$ экспоненциальной функцией (стрелка указывает на увеличение интенсивности)

висимости $G(p)$. С произвольной зависимостью $G(p)$ уравнение (4) принимает вид

$$\frac{dG}{dt} = \frac{dG}{dp} \frac{dp}{dt} = \frac{dG}{dp} [-AI + f(p)]. \quad (5)$$

Для того чтобы восстановить реальную зависимость $G(p)$ и определить функцию $f(p)$, мы применили процедуру, описанную в Приложении. На рис. 11 приведена полученная таким образом функция $f(p)$ для трех рассматриваемых интенсивностей освещения.

Видно, что релаксационная функция экспонен-

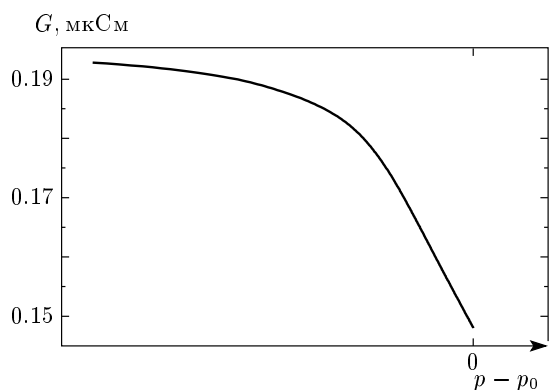


Рис. 12. Расчетная зависимость проводимости G от изменения концентрации дырок в точках при освещении (p_0 — темновое значение концентрации дырок)

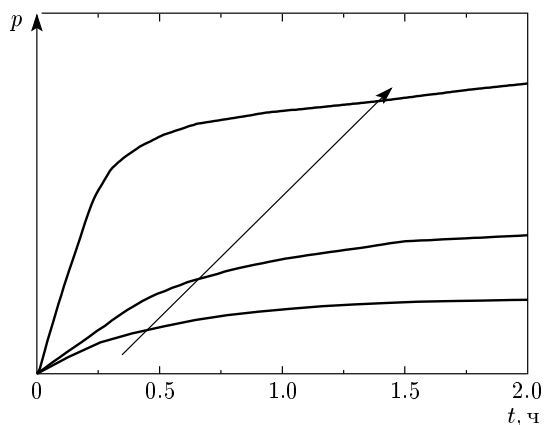


Рис. 13. Расчетное изменение концентрации дырок в точках при освещении светом разной интенсивности (стрелка указывает на увеличение интенсивности)

циальным образом зависит от концентрации p , что укладывается в рамки модели, предложенной нами для случая освещения светом с энергией фотона, большей E_g^{Si} [20]: изменение высоты барьера пропорционально изменению заряда в точках, а скорость возвращения системы в исходное состояние есть экспоненциальная функция от величины барьера. Однако в данной модели функция $f(p)$ не должна зависеть от интенсивности освещения. Из рис. 11 видно, что совмещение функций $f(p)$ при разных интенсивностях подсветки возможно только путем смещения кривых по оси абсцисс. Это значит, что соотношение между проводимостью и концентрацией p зависит от степени возбуждения: чем выше уро-

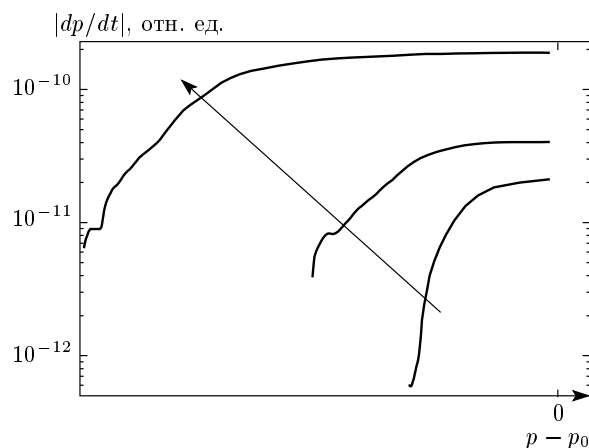


Рис. 14. Расчетное значение модуля производной от концентрации дырок, соответствующее релаксационной функции $f(p)$ с точностью до константы AI (стрелка указывает на увеличение интенсивности)

вень возбуждения (интенсивность света), тем выше проводимость при той же концентрации дырок. Мы полагаем, что данный факт свидетельствует о дополнительном вкладе подвижности, приводящем к тому, что более возбужденная система характеризуется большей проводимостью из-за увеличения вероятности переходов между локализованными состояниями.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что основным фактором, обуславливающим кинетику фотопроводимости, является изменение среднего заполнения квантовых точек дырками. Предложена модель, позволяющая выявить зависимость проводимости от заполнения квантовых точек дырками, установить характер изменения концентрации дырок в квантовых точках при освещении, определить зависимость скорости релаксации концентрации неравновесных носителей заряда от величины концентрации. Показано, что экспериментальные данные объясняются только при условии нелинейной связи между концентрацией дырок в точках и проводимостью. Релаксационная функция хорошо описывается экспоненциальной зависимостью от концентрации дырок в квантовых точках, что предполагает наличие потенциального барьера для процесса восстановления исходного состояния системы. Получена зависимость релаксационной функции от интенсивности освещения,

показано, что при равном заполнении квантовых точек дырками проводимость тем выше, чем выше степень возбуждения системы. Данный результат объяснен повышением подвижности носителей с увеличением степени возбуждения системы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16943, 06-02-16988), INTAS (грант № 03-51-5015), Лаврентьевского гранта СО РАН № 57, стипендии фонда «Династия», Государственного контракта 02.442.11.72.82, проекта РОСТИ/СТМ/41574/2001 FCT Португалии.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Процедура определения релаксационной функции $f(p)$

Из уравнения (5) для двух разных интенсивностей I_1 и I_2 получаем уравнение

$$-\frac{A(I_2 - I_1)}{G'(I_2) - G'(I_1)} dG = dp, \quad (6)$$

где $G'(I)$ — значение производной dG/dt для интенсивности I . Интегрируя уравнение (6) с точностью до произвольной добавки к p и произвольного множителя, обусловленного неизвестной константой A , находим зависимость $G(p)$, рис. 12. Зная эту зависимость, мы переводим экспериментальные кривые для $G(t)$ в кривые $p(t)$. Результат такой процедуры показан на рис. 13.

Соответственно, функция $f(p)$ будет представлять собой производную dp/dt с точностью до константы AI (см. уравнение (3)). На рис. 14 приведены зависимости модуля $|dp/dt|$ от концентрации p , отсчитанной от p_0 , для рассматриваемых трех кривых. Поскольку в начальный момент времени релаксация отсутствует (см. линейный участок функции $G(t)$ на рис. 5), для темновой концентрации p_0 дырок имеем $f(p_0) = 0$. Отсюда, согласно выражению (3), имеем

$$AI = -\frac{dp}{dt}(p_0).$$

Вычитая $-AI$ из dp/dt , получаем функцию $f(p)$, приведенную на рис. 11.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lingjie Guo, Effendi Leobanding, and Stephen Y. Chon, Appl. Phys. Lett. **70**, 850 (1997).
2. T. Sakamoto, H. Kawaura, and T. Baba, Appl. Phys. Lett. **72**, 795 (1998).
3. Paul A. Cain and Harron Ahmed, Appl. Phys. Lett. **78**, 3624 (2001).
4. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, and A. I. Nikiforov, in *Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices*, Vol. X, ed. by A. A. Balandin and K. L. Wang, American Scientific Publishers, 25650 North Lewis Way, Stevenson Ranch, California, 1 (2005), p. 1.
5. D. V. Averin and K. K. Likharev, in *Mesoscopic Phenomena in Solids*, ed. by B. L. Altshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb, Elsevier Sci. Publ., New York (1999), p. 173.
6. R. Notzel, T. Mano, and J. H. Wolter, Proc. IEEE **91**, 1898 (2003).
7. Ulrich Denker, Oliver G. Schmidt, Neng-yun Jin-Philipp, and Karl Eberl, Appl. Phys. Lett. **78**, 3723 (2001).
8. Y. P. Zhang, K. S. Yong, Y. H. Lai, G. Q. Xu, and X. S. Wang, Appl. Phys. Lett. **85**, 2926 (2004).
9. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, А. А. Блошкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 445 (2003).
10. M. Ben-Chorin, Z. Ovadyahu, and M. Pollak, Phys. Rev. B **48**, 15025 (1993).
11. М. К. Шейнкман, Ф. Я. Шик, ФТП **10**, 209 (1976).
12. S. B. Erenburg, N. V. Bausk, N. P. Stepina et al., Nucl. Instr. Meth. A **470**, 283 (2001).
13. A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Yakimov, Nanotechnology **13**, 75 (2002).
14. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Г. М. Миньков и др., ЖЭТФ **127**, 817 (2005).
15. А. Г. Забродский, К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **86**, 727 (1984).
16. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, and O. P. Pchelyakov, Thin Solid Films **336**, 332 (1998).
17. J. Z. Li, J. Y. Lin, H. X. Jiang et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 1899 (1999).
18. J. C. Fan, J. C. Wang, and Y. F. Chen, Appl. Phys. Lett. **75**, 2978 (1999).
19. Hirota Oshima, Masao Nakamura, and Kenjiro Myano, Phys. Rev. B **63**, 075111 (2001).
20. N. P. Stepina, A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii et al., Phys. Stat. Sol. (c) **1**, 21 (2004).