

## Долговременные релаксации проводимости квазидвумерных сильно разупорядоченных МДП структур

© А.Б. Давыдов<sup>†</sup>, Б.А. Аронзон

РНЦ „Курчатовский институт“, Институт молекулярной физики,  
123182 Москва, Россия

(Получена 20 октября 2003 г. Принята к печати 4 ноября 2003 г.)

Изучена долговременная релаксация двумерной проводимости структур металл–нитрид–оксид–полупроводник при различных способах выведения системы из состояния равновесия. Показано, что долговременные релаксации проявляются только при наличии сильного флуктуационного потенциала, величиной которого в данных структурах можно управлять. Основной процесс, определяющий поведение проводимости в системе, — экранирование потенциала электронами канала, как свободными, так и локализованными в ямах потенциального рельефа. Временная зависимость проводимости имеет логарифмический вид, что характерно для систем типа „электронное стекло“.

Разупорядоченная система с сильным флуктуационным потенциалом, независимо от его природы и масштаба, является системой, фазовое пространство которой содержит большое количество локальных минимумов энергии, и часто оказывается в состоянии, далеком от состояния полного термодинамического равновесия. В частности, например, авторы работ [1,2] обращают внимание на тот факт, что, возможно, многие проведенные ранее эксперименты по изучению систем с прыжковой проводимостью и систем, близких к переходу металл–диэлектрик (МД) с диэлектрической стороны перехода, осуществлялись в режиме, когда система находилась в некотором „замороженном“, „псевдоосновном“ состоянии, а не в термодинамическом равновесии. По своей природе это псевдоосновное состояние подобно локальному минимуму энергии в стекольных системах, времена перехода из которого могут быть очень велики. Очевидно, что в таких системах можно ожидать наблюдения эффектов, связанных со стремлением системы занять энергетически более выгодное для нее состояние, т.е. со стремлением системы к состоянию полного термодинамического равновесия. Наблюдение зависимостей проводимости от времени в таких системах (электронных стеклах) привлекает в последнее время все большее внимание. Как показывают исследования, проводимые в различных, хотя и не многочисленных группах, в системах с сильным беспорядком можно наблюдать эффекты зависимости проводимости от времени с характерными временами до нескольких десятков часов (см., например, [3]), причем изменение проводимости при этом может достигать нескольких порядков величины.

При нахождении системы вдали от термодинамического равновесия могут наблюдаться отличия в ее поведении от того, что характерно для нее в состоянии термодинамического равновесия. Это указывает на актуальность изучения поведения системы вдали от термодинамического равновесия.

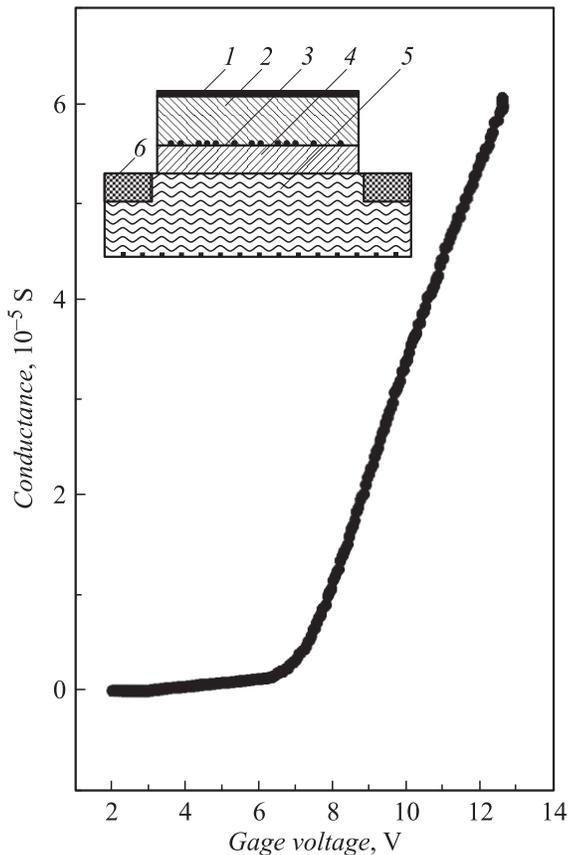
Среди работ, посвященных изучению стекольного поведения электронных систем (в частности, долговременных релаксаций проводимости в этих системах), которые проводились в последнее время, отметим работы [3,4]. В этих работах проводились исследования долговременных релаксаций проводимости андерсоновского диэлектрика на примере структур типа МДП (металл–диэлектрик–полупроводник) на основе оксида индия ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ). В образцах наблюдалось уменьшение проводимости после резкого изменения потенциала затвора в несколько (до 10) раз за время в единицы часов до (10 ч), в зависимости от степени беспорядка.<sup>1</sup> Другой пример наблюдения стекольного поведения в полупроводниковых системах — это изучение двумерных кремниевых мезоскопических (т.е. коротких, но широких) структур вблизи предполагаемого перехода МД с диэлектрической стороны [5]. В работе [5] наблюдалось усиление шума  $1/f$  при приближении системы к переходу МД, а также при понижении температуры.

В настоящей работе обсуждаются временные зависимости проводимости двумерных полупроводниковых систем с сильным флуктуационным потенциалом при различных способах выведения системы из состояния равновесия. Образцы, находящиеся в нашем распоряжении, отличаются от структур, с которыми работали другие исследователи, как масштабом флуктуационного потенциала в двумерном канале проводимости (в нашем случае потенциал был крупномасштабным), так и величиной эффекта поля, на порядки превышающей эффект поля в МДП структурах на основе  $\text{In}_2\text{O}_3$  [3,4]. Наличие сильного крупномасштабного потенциала приводит к существенным отличиям наблюдаемых зависимостей проводимости от времени по сравнению с теми, которые наблюдались другими группами исследователей [3–5].

Мы использовали структуры типа МНОП (металл–нитрид–оксид–полупроводник) на основе Si с

<sup>1</sup> Здесь следует отметить, что, как утверждается в работах [3,4], в системе с мелкомасштабным флуктуационным потенциалом (андерсоновский диэлектрик) выведение системы из состояния термодинамического равновесия всегда сопровождается увеличением проводимости с последующим уменьшением ее со временем.

<sup>†</sup> E-mail: davydov@imp.kiae.ru  
Fax: 8(095) 194 19 94



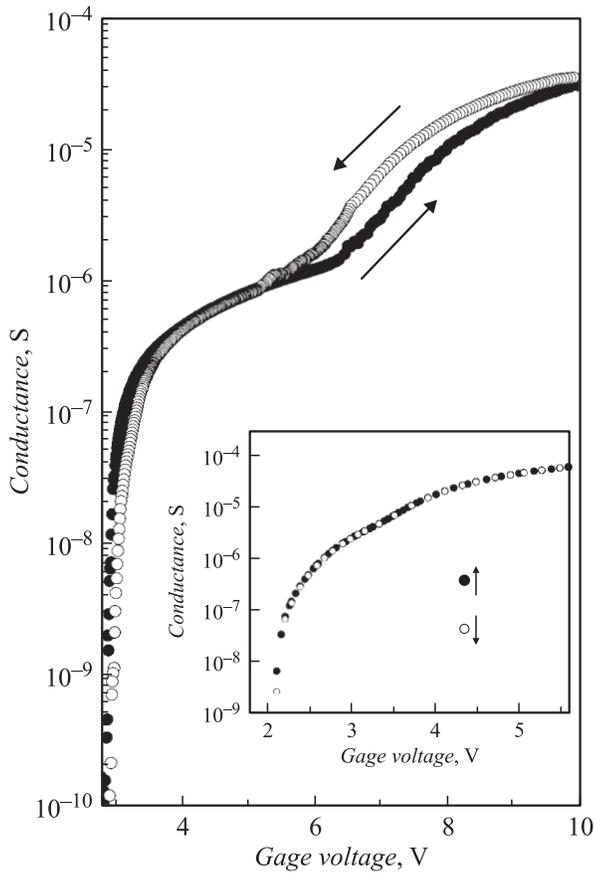
**Рис. 1.** Зависимость проводимости структуры от потенциала затвора при 4.2 К. На вставке — схематичное изображение МНОП структуры в разрезе: 1 — металлический затвор; 2 — нитрид (350 Å); 3 — граница раздела нитрид—оксид, на которой расположены источники флуктуационного потенциала (ловушки); 4 — оксид (30 Å); 5 — двумерный канал проводимости; 6 — *n*-контакты.

инверсионным *n*-каналом в слабо легированном *p*-Si и составным подзатворным диэлектриком. Схематическое изображение структуры в разрезе представлено на вставке к рис. 1. Толщины слоев SiO<sub>2</sub> и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> составляли соответственно 30 и 350 Å. На границе раздела двух диэлектриков имеются состояния — ловушки, способные захватывать и хранить заряд. Это свойство широко используется в микроэлектронных приборах — элементах памяти [6]. Зарядовое состояние ловушек можно изменять путем инжекции электронов, возникающей при приложении к затвору структуры положительного (в нашем случае открывающего) потенциала. Эти ловушки, находящиеся на расстоянии 30 Å от канала проводимости, являются источниками флуктуационного потенциала. Концентрацию электронов на ловушках можно изменять в пределах 10<sup>11</sup>–10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup>. Структуры, в которых подобным образом сформирован сильный флуктуационный потенциал, будем называть „заряженными“. Концентрация источников флуктуационного потенциала оценивалась по сдвигу порога проводимости. На рис. 1

представлена типичная зависимость проводимости заряженной структуры ( $G$ ) от потенциала затвора ( $V_g$ ). Как видно из рис. 1, с увеличением  $V_g$  проводимость структуры изменяется пороговым образом при достижении некоторой величины  $V_g = V_{gt}$ , соответствующей излому на кривой  $G(V_g)$ . Этот порог соответствует переходу от квазиодномерной проводимости по узким каналам перколяционного кластера к двумерной проводимости, когда ширина каналов начинает превышать длину свободного пробега электронов [7,8]. Величина порогового напряжения на затворе  $V_{gt}$  при этом зависит от концентрации источников флуктуационного потенциала.

Образцы представляли собой „холловский крест“ со следующими геометрическими размерами: ширина 20 мкм, длина 150 мкм, расстояние между потенциальными зондами 60 мкм. Измерения проводились в слабом продольном поле 3 мВ/см, соответствующем области линейности ВАХ. Ранее нами исследовались короткоканальные (длина 5 мкм, ширина 50 мкм) образцы подобных структур с длиной канала, меньшей корреляционной длины перколяционного кластера (ПК) [7,8]. В отличие от исследуемых в настоящей работе, в короткоканальных структурах основной вклад в проводимость всей структуры дает одиночная перевальная точка флуктуационного потенциала на наиболее низкоомном пути протекания ПК, замыкающем сток–исток структуры. Проводимость подобной перевальной точки квантуется [9], и в области квазиплата на зависимости  $G(V_g)$  проводимость всей структуры есть  $G \approx 2e^2/h$ . В результате этих исследований показано, что критическую роль в формировании транспортных свойств кремниевых МНОП структур играет структура перколяционного кластера и вид флуктуационного потенциала, параметры которого были определены в ходе исследований [7,8].

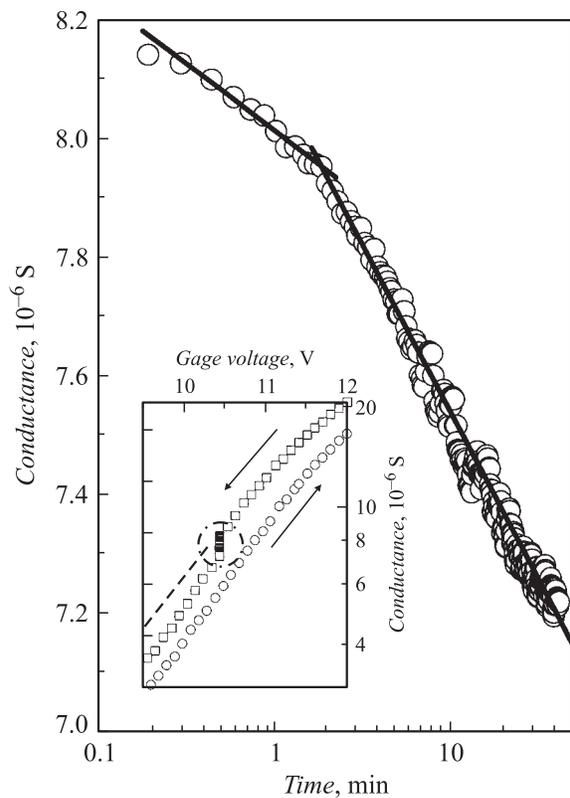
При измерении зависимости проводимости структуры от потенциала затвора  $G(V_g)$  наблюдается гистерезис. Наличие гистерезиса видно из рис. 2, где для большей наглядности кривые  $G(V_g)$  представлены в логарифмическом масштабе. Зависимости  $G(V_g)$ , показанные на рис. 2, зарегистрированы при прямом и обратном движении, т.е. при увеличении и уменьшении напряжения на затворе. Как уже было отмечено, с увеличением напряжения на затворе при  $V_g = V_{gt}$  наблюдается резкое возрастание проводимости структуры. При обратном движении, т.е. при уменьшении  $V_g$ ,  $G(V_g)$  проявляет схожее поведение, но при этом величина  $V_{gt}$ , соответствующая порогу, заметно отличается в меньшую сторону от значения, наблюдавшегося при увеличении  $V_g$ . Заметим, что эффекты захвата электронов на ловушки приводили бы к росту  $V_{gt}$  при уменьшении  $V_g$ . Характерное время сканирования по  $V_g$  составляет 10 мин. Подобное явление наблюдается в образцах с концентрацией источников флуктуационного потенциала (заряда на границе раздела оксид–нитрид), близкой к максимально возможной в этих структурах, ограниченной пробойными напряжениями подзатворного диэлектрика,



**Рис. 2.** Зависимость проводимости структуры от потенциала затвора при увеличении и уменьшении потенциала затвора. Концентрация источников флуктуационного потенциала  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , температура измерения 4.2 К. На вставке — та же зависимость при концентрации источников флуктуационного потенциала  $< 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Стрелками показано направление изменения  $V_g$ .

т.е.  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . При повторном проведении эксперимента через некоторое время при тех же условиях ход кривых повторяется. При более низкой (приблизительно в 2 раза) концентрации источников флуктуационного потенциала подобная зависимость не наблюдается при нашей точности эксперимента (см. вставку на рис. 2). Одним из возможных объяснений наблюдаемого явления может служить наличие долговременных релаксаций проводимости с характерными временами, большими или сравнимыми со временем сканирования по  $V_g$  ( $\sim 10$  мин). Это предположение подтверждается данными, представленными на рис. 3. На вставке к рис. 3 видно изменение проводимости при остановке сканирования при некотором фиксированном значении  $V_g$  вблизи  $V_{gr}$ . Величина проводимости при этом релаксирует к значению, промежуточному между измеренными при сканировании по  $V_g$  в сторону увеличения и уменьшения затворного напряжения. Видно (см. рис. 3), что релаксация проводимости имеет логарифмический вид с характерным временем  $> 10$  мин.

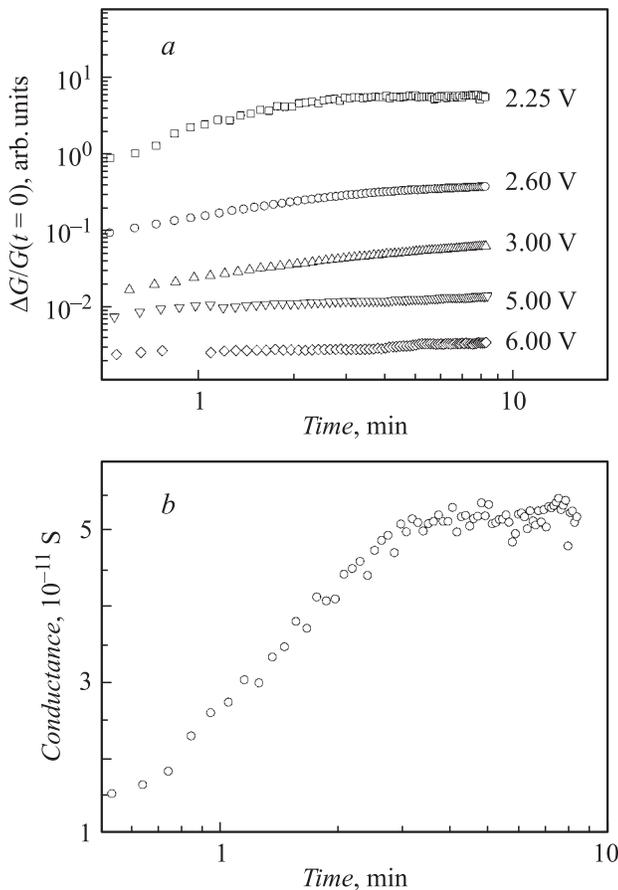
Приведенные выше результаты (рис. 2 и 3) были получены при  $V_g \geq V_{gr}$ . В то же время долговременные релаксации проводимости наблюдаются и при выполнении обратного неравенства. Был проведен эксперимент по измерению характерных времен релаксации проводимости в области  $V_g \approx (2-6) \text{ В}$ , что существенно ниже  $V_{gr} \approx (7-9) \text{ В}$  при максимальной зарядке структур (см. рис. 4, а). Эксперимент проводился по следующей схеме: предварительно „заряженный“ образец охлаждался при  $V_g = 0$  до температуры кипения гелия и выдерживался некоторое время ( $\sim 2$  ч) при этих условиях; затем на образец скачкообразно подавалось положительное напряжение  $V_g$  и изучалась зависимость проводимости от времени при этом значении  $V_g$ . Соответствующие зависимости представлены на рис. 4, а, где указаны значения  $V_g$ , при которых проводились измерения. Для удобства представления данных приведены зависимости от времени относительного изменения проводимости. Перед измерением при каждом последующем значении  $V_g$  структура переводилась в состояние с нулевым затворным напряжением и выдерживалась в этом



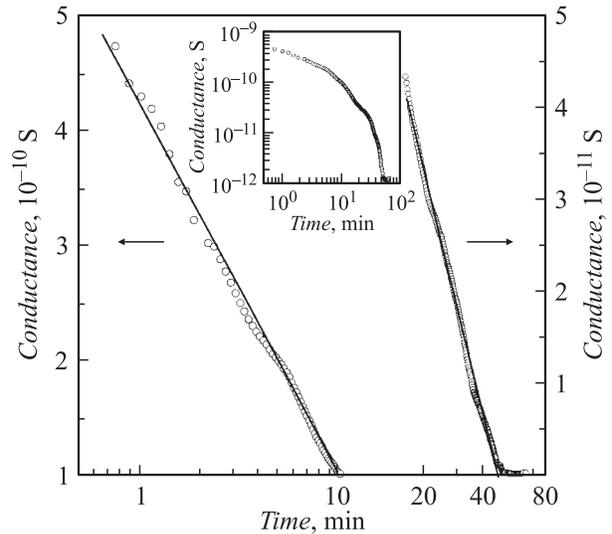
**Рис. 3.** Зависимость проводимости структуры от времени при  $V_g = 10.4 \text{ В}$ , вблизи  $V_{gr}$  для данной структуры. Концентрация источников флуктуационного потенциала  $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , температура измерения 4.2 К. На вставке — зависимость проводимости структуры от потенциала затвора в области наблюдения гистерезиса; стрелками показано направление изменения  $V_g$ ; выделенная область соответствует временной зависимости проводимости при фиксированном значении  $V_g$  после остановки сканирования.

состоянии в течение 2 ч. Характерный вид зависимости абсолютной проводимости от времени представлен на рис. 4, *b*. Как видно из рисунка, на кривой  $G(t)$  существует область, которая спрямляется в полулогарифмическом масштабе. Это означает, что зависимость проводимости от времени носит логарифмический характер. Характерное время до выхода на насыщение при этом значении  $V_g$  — несколько минут. Как видно из рис. 4, *a*, характерное время изменения проводимости увеличивается с ростом  $V_g$ , что в рассматриваемой ситуации ( $V_g < V_{gt}$ ) означает приближение ( $V_g \rightarrow V_{gt}$ ) к переходу из перколяционного режима проводимости к двумерному. Кроме того видно, что в данном случае наблюдается не уменьшение проводимости со временем, как в работе [3], а ее увеличение.

Изучалась также реакция системы на быстрое изменение температуры (см. рис. 5). Эксперименты проводились по следующей схеме. Образец отогревался до комнатной температуры, после чего достаточно быстро охлаждался до температуры жидкого гелия (время остывания и стабилизации температуры менее 5 мин). Измерения начинались сразу же после стабилизации



**Рис. 4.** Зависимости относительного изменения проводимости от времени при различных значениях  $V_g$  (*a*) и зависимость проводимости от времени при  $V_g = 2.25$  В (*b*). Система выведена из равновесия путем скачкообразного увеличения  $V_g$  от значения  $V_g = 0$  В после выдержки при  $V_g = 0$  В в течение 2 ч.



**Рис. 5.** Зависимость проводимости от времени после быстрого охлаждения образца от 300 до 4.2 К за время  $\sim 5$  мин ( $V_g = 2$  В). Измерения начинались сразу же после стабилизации температуры образца. На вставке — общая кривая релаксации проводимости.

температуры образца. Соответствующая временная зависимость представлена на рис. 5. Видно, что проводимость изменяется на 3 порядка. Хотя соответствующая кривая не спрямляется целиком в каких-либо координатах, можно выделить две области, разделенные моментом времени  $t \approx 20$  мин, в которых она спрямляется в логарифмическом масштабе по времени (левая часть рисунка соответствует малым временам, правая большим). Через  $\sim 1$  ч наблюдается выход на насыщение.

В качестве причин наблюдаемых релаксационных явлений можно предположить перераспределение и изменение заряда ловушек на границе нитрид-оксид или процессы, происходящие внутри канала двумерной проводимости. Первое из этих предположений, перезарядка ловушек при увеличении  $V_g$ , маловероятно в силу следующих соображений.

Этот процесс должен вызывать смещение порога открывания транзистора в сторону больших  $V_g$ , а релаксация проводимости не должна зависеть от концентрации источников флуктуационного потенциала, что не наблюдается.<sup>2</sup>

Для того чтобы добиться значительной зарядки структур (изменения заряда ловушек), структуры выдерживались в течение нескольких часов под напряжением до 35 В при комнатной температуре, где скорость захвата электронов существенно выше, в то время как измерения проводились при гелиевой температуре и при максимальных значениях  $V_g$ , в 3–4 раза меньших.

<sup>2</sup> В силу этой же причины не следует рассматривать в качестве объяснения наблюдаемых релаксаций наличие сегнетоэлектрических свойств у подзатворного диэлектрика (например, нитрида кремния).

При последовательном сканировании по  $V_g$  кривые  $G(V_g)$  полностью повторяются даже (в ряде случаев) после выдержки образцов при комнатной температуре (с учетом того, что времена выдержки образцов при  $V_g = 0$  В между последовательными сканированиями больше характерных времен релаксации в системе). Кроме того, при малой степени зарядки (см. вставку на рис. 2) кривые  $G(V_g)$  полностью повторяются при последовательном сканировании по  $V_g$  без какой-либо выдержки между последовательными сканированиями по  $V_g$ . Принимая во внимание, что вид кривой  $G(V_g)$  определяется параметрами флуктуационного потенциала, т.е. зарядом ловушек, сказанное свидетельствует о неизменности во времени величины этого заряда. Это также свидетельствует о незначительной степени влияния напряжений затвора, которые мы использовали в измерениях, на величину этого заряда.

Таким образом, следует предположить, что долговременные релаксации проводимости связаны с поведением электронов внутри двумерного канала проводимости. В то же время наши эксперименты показывают (см. вставку на рис. 2), что долговременные релаксации отсутствуют при измерении на незаряженных или „слабо заряженных“ структурах, т.е. в отсутствие флуктуационного потенциала. Как уже указывалось ранее, параметры флуктуационного потенциала предельно заряженных структур были определены в предыдущих работах [7,8]. Согласно [10] энергетический масштаб флуктуаций  $\Delta = (q^2/\chi)(\pi n_t)^{1/2}$ , где  $\chi$  — средняя диэлектрическая проницаемость полупроводника и подзатворного диэлектрика,  $n_t$  — концентрация встроенного заряда. При значении  $n_t \approx 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, соответствующем данным, представленным на рис. 2,  $\Delta \approx 80$  мэВ. Это значение превышает тепловую энергию  $kT$  даже при комнатных температурах. Характерный пространственный масштаб флуктуационного потенциала определяется расстоянием от плоскости встроенного заряда (ловушек) до двумерного канала проводимости и длиной экранирования флуктуационного потенциала электронами канала. Размер ям потенциала находится в интервале 30–300 Å. Из вышесказанного можно сделать вывод, что потенциал в структурах является крупномасштабным и наблюдаемые явления связаны не с перезарядкой ловушек и не с локализацией электронов на отдельных центрах, а с наличием крупномасштабного флуктуационного потенциала.

В работе [3] изучались структуры с мелкомасштабным флуктуационным потенциалом, фаза андерсоновского диэлектрика. В этом случае любое выведение системы из состояния равновесия ведет к увеличению проводимости [3,4]. Это, в частности, связано с тем, что при наличии электрон-электронного взаимодействия в равновесии плотность состояний вблизи уровня Ферми из-за наличия кулоновской щели [11] меньше, чем в неравновесном состоянии. Соответственно в работах [3,4] наблюдается рост проводимости со временем

независимо от метода выведения системы из равновесия. В отличие от таких структур, в структурах нашего типа флуктуационный потенциал является крупномасштабным. Параметры потенциала (амплитуда и радиус корреляции) в значительной мере определяются его нелинейным электронным экранированием или перераспределением электронов между ямами. В соответствии с этим мы полагаем, что решающий вклад в наличие и характер долговременных релаксаций проводимости дает электронное экранирование флуктуационного потенциала.

Остановимся подробнее на структуре флуктуационного потенциала в нашем случае. Флуктуационный потенциал представляет собой чередование областей с высокой локальной проводимостью (ямы) и областей с низкой локальной проводимостью (холмы). Перколяционную сетку образуют ямы, отделенные друг от друга так называемыми перевальными областями. Те ямы, которые отделены от окружающих ям перевальной областью выше некоторого значения, практически не участвуют в проводимости и находятся в стороне от пути протекания. Однако в этих областях плотность состояний для электронов такая же, как в соседних областях, и, следовательно, электроны, находящиеся в этих областях, не участвуют в проводимости, но участвуют в экранировании флуктуационного потенциала. При низких температурах переходы электронов между такими областями и обмен электронами между этими областями и областями, по которым осуществляется проводимость, (ПК) происходит за счет туннельных процессов. Соответственно время перехода из этих (в эти) областей определяется вероятностью туннелирования и, следовательно, параметрами потенциала (высотой и шириной барьера между ямами). Эти процессы могут быть достаточно медленными. В то же время электроны этих областей, не участвуя в проводимости, влияют на ее величину, экранируя флуктуационный потенциал. Иными словами, в отличие от концентрации электронов, участвующих в проводимости, быстро реагирующей на изменение внешних условий (температура, напряжение на затворе), концентрация электронов в таких изолированных областях флуктуационного потенциала изменяется медленно, и средняя энергия электронов в такой яме может быть как выше, так и ниже энергии электронов в ПК. (Здесь мы полагаем, что динамика электронов в ПК намного быстрее, чем переходы из изолированных ям). Соответственно электронная концентрация в изолированных областях будет отставать от концентрации электронов, участвующих в проводимости. Тем самым электроны изолированных областей будут либо ослаблять, либо усиливать экранирование потенциала в системе, понижая или повышая проводимость системы относительно ее значения в равновесном состоянии. Временная зависимость релаксации проводимости к равновесному значению будет определяться процессами туннелирования электронов из (в) изолированных ям, а в силу широкого распределения барьеров

по энергии такая система должна иметь стекольный характер, с долговременными релаксациями логарифмического типа.

Отличие нашей системы от систем, рассмотренных в работе [3], заключается в том, что знак изменения проводимости при выведении системы из состояния равновесия может быть любым и зависит от метода выведения системы из этого состояния. Так, например, в случае результатов, показанных на рис. 4, *a, b*, проводимость растет при стремлении системы к равновесию. В начальный момент времени, когда мы воздействуем на систему, повышая значение  $V_g$ , концентрация электронов проводимости в канале резко растет, а концентрация электронов в изолированных областях еще мала. Постепенно электроны заполняют изолированные области, повышая степень экранирования флуктуационного потенциала и понижая тем самым его амплитуду, что вызывает рост проводимости со временем. Обратная ситуация наблюдается в случае, представленном на рис. 5. Электроны, распределенные при высокой температуре равномерно по пространству образца и, следовательно, по ямам, после резкого охлаждения образца пытаются занять более узкий интервал энергий по сравнению с комнатной температурой. При этом часть электронов остается в изолированных ямах и находится в неравновесном состоянии с энергией, большей энергии проводящих электронов в системе. Уменьшение концентрации в ямах ведет к уменьшению степени экранирования, что вызывает повышение уровня протекания системы и падение проводимости со временем.

Таким образом, в работе исследованы долговременные релаксации проводимости МНОП структур на основе Si с контролируемым крупномасштабным флуктуационным потенциалом, возникающие при выведении системы из состояния равновесия за счет резкого охлаждения образца или скачкообразного изменения потенциала на затворе структуры. Зависимость проводимости от времени имеет логарифмический вид, характерный для систем типа „стекло“. Показано, что в отличие от андерсоновского диэлектрика в системе с крупномасштабным флуктуационным потенциалом неравновесная компонента проводимости при выведении системы из состояния равновесия может как убывать, так и возрастать. Наблюдение релаксации проводимости связывается с перестройкой флуктуационного потенциала при изменении экранирующего действия электронов в результате медленной релаксации концентрации электронов в изолированных ямах потенциального рельефа.

Авторы признательны Е.З. Мейлихову и В.В. Рылькову за внимание к работе и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 02-02-16974, 03-02-06350), Министерства промышленности и науки РФ (гос. контракт № 40.072.11.1176).

## Список литературы

- [1] S.D. Baranovskii, B.L. Gelmont, B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *J. Phys. C*, **12**, 1023 (1979).
- [2] D. Menashe, O. Biham, B.D. Laikhtman, A.L. Efros. *Phys. Rev. B*, **64**, 115 209 (2001).
- [3] M. Ben-Chorin, Z. Ovadyahu, M. Pollak. *Phys. Rev. B*, **48**, 15 025 (1993).
- [4] A. Vaknin, Z. Ovadyahu, M. Pollak. *Phys. Rev. B*, **65**, 134 208 (2002).
- [5] S. Bogdanovich, D. Popovic. *Physica E*, **12**, 604 (2002).
- [6] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [7] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, Е.З. Мейлихов, В.В. Рыльков. *Письма ЖЭТФ*, **66**, 633 (1997).
- [8] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Н.К. Чумаков. *ФТП*, **35**, 448 (2001).
- [9] M. Buttiker. *Phys. Rev. B*, **41**, 7906 (1990).
- [10] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. *ЖЭТФ*, **84**, 719 (1983).
- [11] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979); И.П. Звягин. *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках* (М., Изд-во МГУ, 1984).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## Long-term relaxation of the conductivity in strongly disordered quasi-2D MOSFET-structures

*A. Davydov, B. Aronzon*

Russian Research Center „Kurchatov Institute“,  
123182 Moscow, Russia