

ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЕ МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ТОКА В МИКРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ a-Si

А.И.Якимов¹⁾, Н.П.Степина, А.В.Двуреченский

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 7 октября 1996 г.

В тонких ($L = 200 \text{ \AA}$) слоях аморфного кремния с электрическим контактом субмикронной площади ($S = 0.5 \times 0.5 \text{ мкм}^2$) обнаружены стимулированные светом двухуровневые переключения вертикального тока. Наблюдается увеличение частоты переключений при увеличении потока фотонов. Флуктуации проводимости объясняются на основе микроскопического нелокального эффекта Стеблера – Вронского. Показано, что элементарный акт образования метастабильного дефекта сопровождается длинномасштабной реорганизацией системы протяженностью $\sim 2500 \text{ \AA}$.

PACS: 73.61.Jc

Мезоскопические флуктуации прыжковой проводимости при комнатной температуре наблюдались в микроструктурах на основе тонких слоев ($L = 280 – 440 \text{ \AA}$) аморфного кремния (*a-Si*) с малой площадью электрического контакта $S = 2 \times 2.8 \times 8 \text{ мкм}^2$ [1–4]. Были обнаружены флуктуации логарифма проводимости на величину порядка единицы при переходе от образца к образцу, колебания проводимости при изменении температуры и электрического поля, двухуровневые спонтанные переключения прыжкового тока величиной 0.5 – 10%. Интерпретация результатов основывалась на модели некогерентных мезоскопических явлений [5–7]. Проводимость короткого образца равна сумме проводимостей отдельных путей, представляющих собой одномерные цепочки сопротивлений, связанных с прыжками между локализованными состояниями. Из-за экспоненциально сильного разброса сопротивлений прыжков проводимость микроструктуры определяется наиболее проводящими цепочками, число которых порядка единицы и сопротивление которых, в свою очередь, определяется максимальными из составляющих их последовательных сопротивлений ("главным" прыжком).

В настоящей работе сообщается о наблюдении стимулированных светом двухуровневых переключений тока в микроструктурах на основе *a-Si*.

Поперечный разрез структуры, используемой для измерений, приведен на рис.1. Слои аморфного кремния толщиной $L = 200 \text{ \AA}$ формировались на выращенных подложках $\text{Si} < 100 >$ *p*-типа с помощью имплантации ионов Ge^+ . Для создания более резкой межфазной границы *a-Si/Si* проводился прогрев структуры при $T = 400^\circ\text{C}$ в течение 20 мин в атмосфере H_2 . На поверхности *a-Si* с помощью электронной литографии формировался полупрозрачный омический контакт (*Al*) площадью $S = 0.5 \times 0.5 \text{ мкм}^2$. По причине высокого сопротивления структур ($> 1 \text{ МОм}$) измерения проводились двухзондовым методом на постоянном токе. Для исключения неомических эффектов величина напряжения смещения не превышала $kT/e = 26 \text{ мВ}$. Освещение образцов проводилось белым светом. Варьировались расстояние от источника до структуры

¹⁾e-mail: yakimov@ns.isp.nsc.ru

d и мощность нагрева спирали лампы P . Для предотвращения разогрева образцы монтировались на массивном медном пьедестале, для отсечки инфракрасной области спектра облучение проводилось через водяной фильтр. Удаление водяного фильтра приводило при длительном освещении к повышению проводимости структуры на величину порядка 20% вследствие увеличение температуры, однако это обстоятельство не оказывало заметного влияния на частоту флюктуаций.

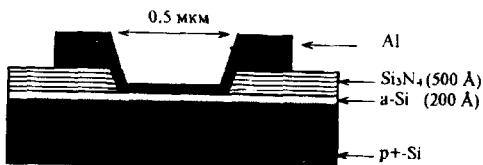


Рис.1. Поперечный разрез исследуемой микроструктуры

На рис.2 представлены зависимости поперечного тока через структуру от времени облучения при различном расстоянии до источника (напряжение смещения 10 мВ). В темноте (случай $d \rightarrow \infty$) образец испытывает спонтанные переключения из более проводящего состояния A в менее проводящее B . Для данного конкретного прибора время жизни в состоянии A (τ_A) существенно превышает время жизни в состоянии B (τ_B). Последнее обстоятельство не является характерной чертой системы, соотношение между τ_A и τ_B варьируется от образца к образцу. Освещение структуры приводит к увеличению частоты флюктуаций тока ν . На рис.3 представлена величина ν , усредненная по временному интервалу $\Delta t = 1000$ с, в зависимости от расстояния до источника и полной мощности, рассеиваемой спиралью лампы, P . Варьирование обоих этих факторов приводит к изменению потока фотонов, попадающих на образец. Видно, что увеличение потока частиц ускоряет процесс дискретной перестройки системы.

Анализ температурной и полевой зависимости времен жизни спонтанных переключений [2,4], модификаций спектра резонансного туннелирования при гелиевых температурах после облучения светом [3] показали, что причиной дискретного состояния системы являются локальные атомные перестройки вблизи "лидирующих" по проводимости цепочек локализованных состояний. Появление дополнительных пиков в электронном спектре после облучения видимым светом [3] свидетельствовало о фотоиндуцированном образовании оборванных связей, дающих в a-Si электрически активные глубокие состояния и отвечающих за прыжковую проводимость. Наиболее вероятным механизмом атомных перестроек в аморфном кремнии является изменение положения атома водорода вокруг атома кремния и его участие в насыщении оборванных связей. Увеличение концентрации оборванных связей в a-Si:H после длительного облучения видимым светом, фиксируемое, как правило, методом электронного парамагнитного резонанса [8,9], часто называют эффектом Стеблера–Вронского [10]. В основе его механизма лежит стимулированный облучением разрыв напряженной связи Si–Si и стабилизация образовавшихся оборванных связей атомом водорода из ближайшего окружения [11]. Очевидно, что такой процесс может носить и спонтанный характер, ускоряясь при освещении. Таким образом, образование и исчезновение метастабильных дефектов приводит к флюктуаци-

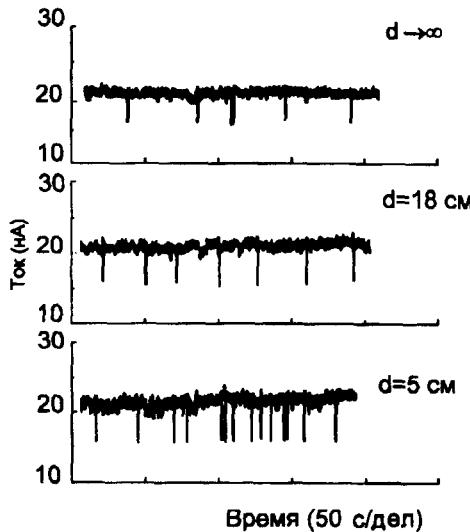


Рис.2. Зависимость вертикального тока через микроструктуру от времени облучения при различном расстоянии до источника света d . Мощность рассеиваемая на лампе, $P \sim 25$ Вт

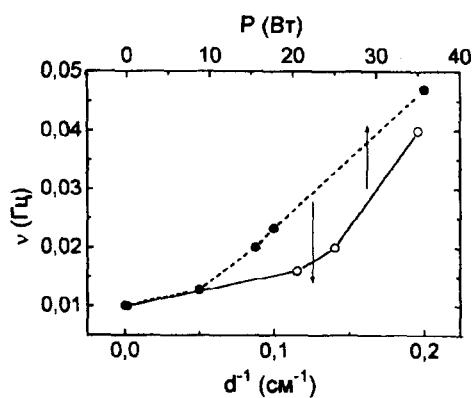


Рис.3. Зависимость средней частоты переключений от расстояния до источника d и мощности лампы P

ям туннельной прозрачности барьера, соответствующим "главному" прыжку, либо к флуктуациям числа локализованных состояний в цепочках.

В последнее время развивается гипотеза о нелокальном механизме образования метастабильных дефектов [12,13]. Согласно этой гипотезе, процесс фотогенерации одного дефекта сопровождается коллективной перестройкой многих частиц и включает в себя дальнодействующие изменения потенциального рельефа и полей напряжений на больших масштабах (заметно превышающих протяженность дефекта). Наблюдение нами в эксперименте дискретных переключений, отнесенных к элементарным актам структурных перестроек, позволяет оценить характерные геометрические масштабы, на которых происходит реорганизация системы.

Теория мезоскопических явлений в тонких аморфных пленках была развита в [5–7]. Среднее число прыжков в мезоскопической цепочке образца площадью S и длиной L дается выражением

$$\langle N \rangle = \lambda^{-1} \ln \frac{S}{La}, \quad (1)$$

где параметр λ является решением трансцендентного уравнения

$$\lambda = \ln(0.27\lambda/gkTaL^2), \quad (2)$$

a – радиус локализации электрона, g – плотность состояний на уровне Ферми. Взяв [1] $a = 3\text{\AA}$, $g \approx 0.7 \cdot 10^{19} \text{Эв}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, получаем $\langle N \rangle = 2.2$. Таким образом, наиболее проводящие цепочки соответствуют двум прыжкам, то есть состоят из одного локализованного состояния. Ясно, что, поскольку сопротивление прыжка экспоненциально зависит от его длины, оптимальной конфигурация

для такого канала будет тогда, когда состояние лежит вблизи середины барьера (в центре пленки a -Si). Число таких каналов есть $n \approx gkTS_a = 14$. Поскольку все каналы включены параллельно и являются равноправными, то изменение проводимости одного из них на величину порядка 100% должно привести к изменению проводимости системы на величину $1/n = 7\%$. В эксперименте $\Delta I/I \approx 25\%$. Это означает, что элементарное изменение конфигурации дефекта изменяет проводимость не одной, а сразу трех-четырех цепочек. Считая, что локализованные состояния расположены однородно по площади, получаем пространственную протяженность изменений $\sim 2500 \text{ \AA}$. Эта величина согласуется с косвенными выводами, сделанными на основе анализа энергии активации термоэдс a -Si:H [14].

Авторы выражают благодарность В.М.Кудряшову за проведение электронной литографии. Работа выполнена в рамках проекта 1-063/3 МНТП "Физика твердотельных наноструктур".

1. А.И.Якимов, Н.П.Степанина, А.В.Двуреченский, ЖЭТФ **102**, 1882 (1992).
2. A.I.Yakimov, N.P.Stepina, and A.V.Dvurechenskii, Phys. Lett. **A179**, 131 (1993).
3. A.I.Yakimov, N.P.Stepina, and A.V.Dvurechenskii, J. Phys. Condens. Matter **6**, 2583 (1994).
4. A.I.Yakimov, N.P.Stepina, and A.V.Dvurechenskii, Phys. Low-Dim. Struct. **6**, 75 (1994).
5. М.Э.Райх, И.М.Рузин, Письма в ЖЭТФ **43**, 437 (1986).
6. А.В.Тартаковский, М.В.Фистуль, М.Э.Райх, И.М.Рузин, ФТП **21**, 603 (1987).
7. М.Э.Райх, И.М.Рузин, ФТП **22**, 1262 (1988).
8. K.Morigaki, Y.Sano, and I.Hirobayashi, Solid State Commun. **39**, 947 (1981).
9. H.Dersch, J.Stuke, and J.Beichler, Appl. Phys. Lett. **38**, 456 (1981).
10. D.L.Staebler and C.R.Wronski, Appl. Phys. Lett. **31**, 292 (1976).
11. M.Stutzmann, W.B.Jackson, and C.C.Tsai, Phys. Rev. B**32**, 23 (1985).
12. H.Branz and M.Silver, Phys. Rev. B**42**, 7420 (1990).
13. A.Fedders, Y.Fu, and D.A.Drabold, Phys. Rev. Lett. **68**, 1888 (1992).
14. D.Hauschildt, W.Fuhs, and H.Mell, Phys. Stat. Solidi B**111**, 171 (1982).