

## ДРЕЙФОВАЯ ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ

© Э.А.Лебедев, Г.Полисский<sup>†</sup>, В.Петрова-Кох<sup>†</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>†</sup>Technical University of Munich, Physics Department E16,  
D-85747 Garching, Germany

(Получена 26 июля 1995 г. Принята к печати 31 июля 1995 г.)

С помощью методики определения времен пролета установлены значения дрейфовой подвижности электронов и дырок в слоях пористого кремния, которые составили  $1 \cdot 10^{-1} \div 4$  и  $2 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/В · с соответственно. Особенностью переноса в пористом кремнии наряду с низким значением величины дрейфовой подвижности является одновременное проявление характеристик как нормального, так и дисперсионного переноса, наблюдаемого в некристаллических материалах.

В пористом кремнии относительно хорошо исследованы характеристики фотолюминесценции, оптические и фотоэлектрические свойства [1-4]. Несмотря на большой интерес к пористому кремнию как к материалу, в котором могут проявляться свойства низкоразмерных структур [1] и систем с пониженной фрактальной размерностью [5], характеристики переноса носителей заряда в нем изучены слабо. До настоящего времени оставались неизвестными такие важные параметры, как значения дрейфовой подвижности электронов и дырок. В то же время они необходимы для выяснения механизма электролюминесценции и выбора направления работ по увеличению ее интенсивности в пористом кремнии.

В [6] делалась попытка, используя методику измерения времен пролета, определить дрейфовую подвижность носителей заряда в пористом кремнии. В результате были получены бесструктурные зависимости тока  $I$  от времени  $t$  вида  $I(t) \sim t^{-1}$  без характерных изломов, по которым определяется значение дрейфовой подвижности.

В данной работе показано, что в пористом кремнии осуществляется перенос носителей заряда, по некоторым своим характеристикам близкий к нормальному, и определены значения дрейфовой подвижности электронов и дырок.

Для исследования применялась методика измерения времени пролета (TOF) [7,8]. Образцы приготавливались на подложках кремния

(100) *p*-типа проводимости, легированного бором, и имеющих сопротивле-  
ние  $4 \div 7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Омический контакт создавался имплантацией бо-  
ра с последующим отжигом. Анодизация проводилась в электролите,  
представляющем собой смесь этанола и HF (50% в  $\text{H}_2\text{O}$ ) в соотношении  
1:1 при плотности тока  $1 \text{ мА/см}^2$ . По окончании процесса анодизации  
образцы промывались этанолом, чистой водой и затем сушились. По-  
сле сушки образцы делились на части, которые помещались в темноте  
на различное время в этанольный раствор HF («после-травление»).  
При этом толщина слоя не изменялась.

Для измерения дрейфовой подвижности использовались два типа  
образцов: находившиеся в растворе 2 ч и не подвергавшиеся процессу  
после-травления. На образцах первого типа наблюдалась интенсивная  
фотолюминесценция с максимумом  $1.59 \text{ эВ}$ , в то время как на образцах  
второго типа положение максимума соответствовало  $1.46 \text{ эВ}$  [9].

Исследование переноса носителей заряда проводилось на слоях, не  
снятых с подложек, на которых они выращивались. На слой пористого  
кремния напылялся в вакууме полупрозрачный электрод из хрома тол-  
щиной  $90 \text{ \AA}$ . В качестве второго электрода использовалась подложка.  
Вольт-амперные характеристики полученных образцов были симме-  
тричными и линейными до полей  $2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Сопротивление образцов  
при площади верхнего электрода  $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$  составляло около  $10^{10} \text{ Ом}$ .  
Избыточная концентрация носителей заряда создавалась с помощью  
излучения азотного лазера с длиной волны  $\lambda = 0.337 \text{ мкм}$  и длительно-  
стью импульса  $0.3 \text{ нс}$ .

Для определения времени пролета использовались как режим инте-  
грирования при постоянной времени на входе усилителя ( $RC$ ), много  
большой чем время пролета  $t_{tr}$ ,  $RC > t_{tr}$ , так и режим измерения тока  
при  $RC < t_{tr}$ . Измерения проводились в условиях малого заряда,  
который не влиял на распределение электрического поля в образце.

В результате проведенных исследований были получены данные,  
свидетельствующие о пролете носителями заряда толщины слоев по-  
ристого кремния  $L$ . На рис. 1 проведены зависимости напряжения в  
режиме интегрирования и тока от времени, соответствующие дрейфу  
дырок ( $a, b, c$ ) и электронов ( $d$ ) в образцах первого типа. Из сравнения  
рис. 1,  $a$  и 1,  $b$  видно, что время нарастания напряжения обратно про-  
порционально электрическому полю. На зависимости тока от времени  
(рис. 1,  $c$ ) имеется плато, за которым следует область уменьшения тока  
со временем. Наличие излома при переходе от области плато к спаду  
тока, а также наблюдаемая зависимость времени, соответствующего  
этому излому, от напряженности электрического поля  $F$ , свидетель-  
ствовали о достижении пакетом дырок заднего электрода. Время про-  
лета определялось по времени, соответствующему спаду тока на 25%  
по сравнению с величиной его в области плато. В случае распро-  
странения несимметричного пакета, на что указывает характер спада тока,  
определенное таким образом  $t_{tr}$  соответствует прохождению максимум  
пакета плоскости заднего электрода [10]. Линейная зависимость  
 $t_{tr}^{-1}$  от электрического поля, представленная на рис. 2, позволяет гово-  
рить о независимости дрейфовой подвижности от  $F$ .

На некоторых образцах излом на зависимости  $I(t)$  не наблюдался,  
но он проявлялся при построении ее в масштабе  $\log I - \log t$ .

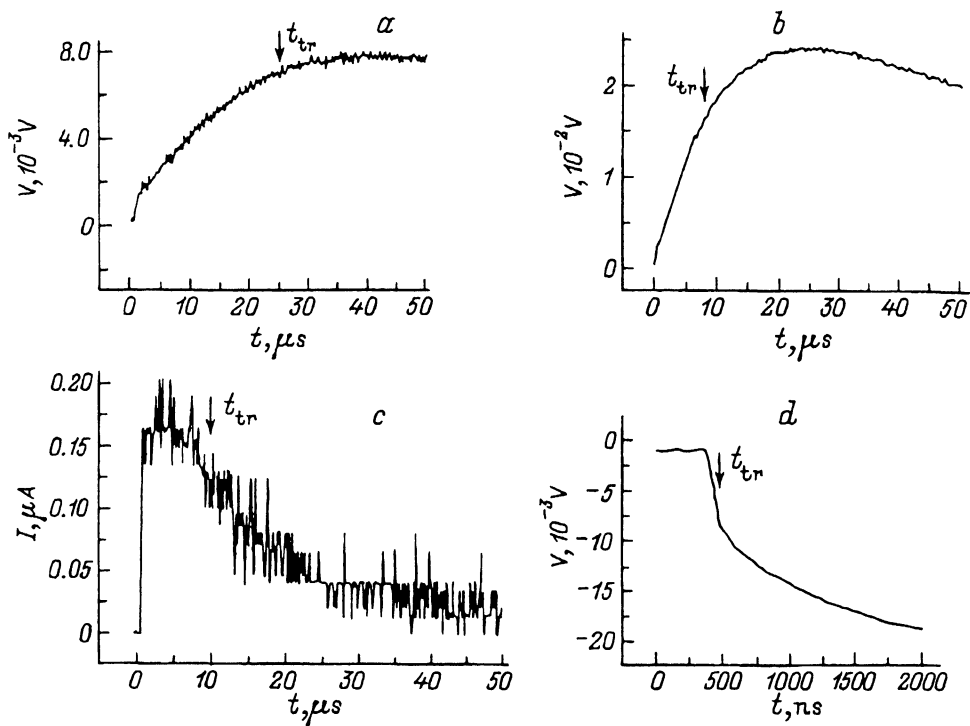


Рис. 1. Осциллограммы импульсов напряжения при дрейфе дырок (а, б), электронов (д) и импульсы тока при дрейфе дырок (с) в пористом кремнии,  $L = 5 \text{ мкм}$ .  $F = 9.5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$  (а) и  $2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$  (б)-(д).

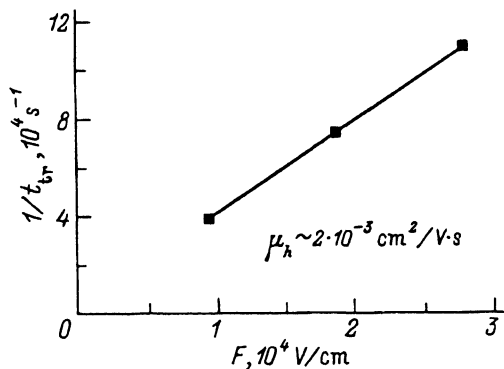


Рис. 2. Зависимость  $t_{tr}^{-1}(F)$  при дрейфе дырок в пористом кремнии.  $L = 5 \text{ мкм}$ .

Для образцов первого типа при дрейфе электронов наблюдались две составляющие нарастания напряжения: быстрая и медленная (рис. 1, д). Для образцов второго типа медленная составляющая обычно отсутствовала. Оценка дрейфовой подвижности электронов проводилась по быстрой составляющей. При дрейфе электронов, как и в случае дырок, время нарастания напряжения уменьшалось с увеличением  $F$ .

Величина дрейфовой подвижности определялась из соотношения  $\mu = L/t_{tr}F$ . Оценки, проведенные для образцов первого типа дали для подвижности электронов и дырок значения  $\mu_e = (1 \div 2) \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $\mu_h = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Для образцов второго типа величины дрейфовой подвижности оказались значительно выше:  $\mu_e = 2 \div 4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $\mu_h = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Время жизни относительно глубокого захвата оценивалось по нарастающему импульсу напряжения в слабых электрических полях, при которых время нарастания не зависело от  $F$ . Приблизительные оценки показали, что  $\tau_h = 50 \div 100 \text{ мкс}$ ,  $\tau_e = 100 \div 300 \text{ нс}$  для образцов первого типа и  $\tau_h = 30 \div 60 \text{ мкс}$ ,  $\tau_e = 100 \div 200 \text{ нс}$  для образцов второго типа.

Полученные значения дрейфовой подвижности и отношение  $\mu_e$  к  $\mu_h$  близки к величинам этих параметров в аморфном кремнии <sup>[11,12]</sup>, что указывает на общие закономерности переноса носителей заряда в пористом кремнии и в материалах с неупорядоченной структурой.

Особенностью переноса носителей заряда в пористом кремнии является одновременное присутствие характеристик нормального транспорта, проявляющихся в наличии плато на зависимости  $I(t)$  и линейной зависимости  $t_{tr}^{-1}$  от  $F$ , а также длительного спада при  $t > t_{tr}$ , обычного для дисперсионного переноса. Такого вида перенос имеет место в некоторых халькогенидных стеклах и может быть связан с наличием немонотонного распределения локализованных состояний, контролирующих величину дрейфовой подвижности <sup>[13]</sup>, или с распределением носителей заряда по подвижности <sup>[14]</sup>. В последнем случае подразумевается наличие сетки путей дрейфа, по которым носители заряда проходят расстояние между электродами за разное время.

Размер частиц пористого кремния, приготовленного в аналогичных условиях, составляет  $80 \div 100 \text{ \AA}$ , и воздействие после-травления, по-видимому, уменьшает их размер, о чем свидетельствует смещение максимума фотolumинесценции в коротковолновую сторону <sup>[9]</sup>. Различие в значениях дрейфовой подвижности для образцов первого и второго типов можно связать как с уменьшением концентрации локализованных состояний, ответственных за прохождение тока, так и с измерением параметров сети путей дрейфа носителей заряда.

Наши данные согласуются с полученным в <sup>[15]</sup> сильным уменьшением величины холловской подвижности в пористом кремнии по сравнению с кристаллическим. Однако величины дрейфовой подвижности в пористом кремнии могут значительно превосходить их оценки, приведенные в <sup>[6]</sup>. По-видимому, характеристики переноса носителей заряда в пористом кремнии сильно зависят от способа получения образцов и условий их хранения.

Полученные результаты показывают, что для исследования пористого кремния может эффективно использоваться методика определения времен пролета, которая является одним из основных методов исследования переноса носителей заряда в некристаллических материалах.

Авторы искренне благодарны проф. Ф. Коху за поддержку и помощь в работе.

- [1] L.T. Canham. Appl. Phys. Lett. **57**, 1046 (1990).
- [2] F. Koch. MRS Symp Proc., **298**, 319 (1993).
- [3] T. Suemoto, K. Tanaka, A. Nakajima, T. Itakura. Phys. Rev. Lett., **70**, 3659 (1993).
- [4] L.V. Belyakov, D.N. Goryachov, O.M. Sreseli, I.D. Yaroshetski. Semicond., **27**, 758 (1993).
- [5] P. Goudeau, A. Naudon, G. Bomchil, R. Herino. J. Appl. Phys. **66**, 625 (1989).
- [6] O. Klima, P. Hlinomaz, A. Hospodkova, J. Oswald, J. Koccka. J Non-Cryst. Sol., **162-164**, 961 (1993).
- [7] W E. Spear. J. Non-Cryst. Sol., **1**, 197 (1969).
- [8] Б.Т. Коломиец, Э.А. Лебедев. ФТП, **2**, 300 (1967).
- [9] A. Nikolov, V. Petrova-Koch, G. Polisski, F. Koch. MRS Symp. Proc., **358**, 483 (1995).
- [10] Э.А. Лебедев, Л.Н. Карпова. ФТП, **12**, 2421 (1981).
- [11] P.G. Lecomber, A. Madan, W.G. Spear. J. Non-Cryst. Sol., **11**, 219 (1972).
- [12] P.G. Lecomber, D.I. Jones, W.G. Spear. Phil. Mag., **35**, 1173 (1977).
- [13] В.И. Архипов, В.Р. Никитенко. ФТП, **6**, 978 (1989).
- [14] В.И. Архипов, Э.А. Лебедев, А.И. Руденко. ФТП, **4**, 712 (1981).
- [15] A.J. Simcox, T.I. Cox, M.J. Uren, P.D.I. Calcott. Thin Sol. Films, **255**, 12 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

## Drift mobility of charge carriers in porous silicon

*E.A. Lebedev, G. Polisski<sup>†</sup>, V. Petrova-Koch<sup>†</sup>*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>†</sup>Technical University of Munich, 0-85747 Garching, Germany

Carrier drift mobility in porous silicon was measured by the time-of-flight method. Mobilities of electrons and holes were found to be  $1 \cdot 10^{-2} \div 4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  and  $2 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , respectively, depending on the sample preparation technique. A specific feature of the observed transport is the strong carrier dispersion, while the drift mobility is independent of the electric field.