

ОДНОМЕРНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ В ПОРИСТОМ α -Si_{1-c}Mn_cА.И.Якимов¹⁾, А.В.Двуреченский, В.А.Дравин, Ю.Ю.Проскураков

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 6 января 1998 г.

Исследована температурная зависимость проводимости пористого аморфного кремния, легированного марганцем до концентраций, соответствующих металлической стороне перехода Андерсона. Обнаружено, что в области температур ниже $T = 40 - 60$ К проводимость падает при понижении T по закону $G(T) \propto T^{-1/3}$. Такое поведение соответствует одномерной локализации электронов в кремниевых нитях в условиях неупругих электрон-электронных столкновений с малой передачей энергии.

PACS: 72.15.Rn

В рамках классических представлений, основанных на кинетическом уравнении Больцмана, проводимость металлов увеличивается с понижением температуры. При наличии в системе беспорядка ситуация меняется. В этом случае учет волновых свойств электрона приводит к появлению в области низких температур квантовых поправок, уменьшающих проводимость по сравнению с больцмановским значением [1]. Первая поправка связана с динамическим эффектом электрон-электронного взаимодействия. Вторая обусловлена локализацией электронов вследствие интерференции рассеянных электронных волн. Теория, изучающая эти явления, получила название теории слабой локализации. Для трехмерного массивного образца относительная величина поправок имеет порядок $(k_F l)^{-2}$, где k_F – волновой вектор на поверхности Ферми, l – длина свободного пробега. Поэтому квантовые эффекты наиболее существенны вблизи перехода Андерсона, когда $k_F l \sim 1$. Сравнение интерференционной поправки к проводимости с добавкой от взаимодействия показывает, что в трехмерной системе (3D) доминирует эффект электрон-электронного взаимодействия, для 2D обе поправки имеют один порядок величины, а в 1D металле интерференционная поправка становится главной [2].

Квантовые поправки наиболее активно исследовались в системах с размерностью 2D и 3D (см. обзор [1]). Необходимым условием наблюдения 1D локализации является неравенство $L_\varphi > b$, где L_φ – длина фазовой когерентности, b – диаметр нити. Для создания 1D нитей использовалась либо сложная техника электронной литографии [3–5], либо процедура "вытягивания" металлических проволок [6]. Минимальный диаметр, который удавалось получить такими методами, составлял ~ 100 нм, а относительная величина поправки к сопротивлению не превышала 1% при $T = 4.2$ К. Уменьшить величину b до 50 нм удастся таким экзотическим способом, как выращивание гетероперехода на торце сверхрешетки [7]. В своих предыдущих работах мы показали, что в результате электрохимического травления аморфного кремния (α -Si) в растворе плавиковой кислоты при определенных условиях в материале формируются проводящие, вытянутые перпендикулярно поверхности области кремния диаметром 5 – 8 нм, окруженные обедненными областями и порами [8]. Изучение

¹⁾ e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

переноса заряда на диэлектрической стороне перехода Андерсона показало, что в пористом $a\text{-Si}$, легированном марганцем до концентраций $c = 4\%$ и 7% , проводимость определяется прыжками электронов по квазиодномерным траекториям, ограниченными стенками пор [8]. В настоящей работе приводятся результаты исследования сопротивления пористого $a\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ в области концентраций примеси, соответствующих металлической проводимости ($c \geq 14\%$). Обнаружено, что в таких структурах в области температур ниже $40 - 60$ К наблюдается 1D локализация электронов. Интерференционная поправка к проводимости увеличивается с ростом концентрации Mn и достигает величины $> 6\%$ при $T = 4.2$ К для $c = 22\%$.

Поперечный разрез структуры, используемой для измерений, приведен на рис.1. Нижним электрическим контактом служила пленка вольфрама толщиной 130 нм, отделенная от подложки кремния диэлектрическим слоем SiO_2 . На вольфраме в сверхвысоковакуумной камере молекулярно-лучевой эпитаксии осаждалась пленка аморфного кремния толщиной 250 нм. Температура подложки за счет нагрева от электронно-лучевого испарителя не превышала 50°C . Легирование $a\text{-Si}$ осуществлялось имплантацией ионов Mn^+ . Плотность ионного тока составляла 3.3 мкА/см², доза облучения $\sim 10^{17}$ см⁻². Однородное распределение примеси по всей толщине 250 нм достигалось варьированием энергии ионов в диапазоне $20 - 260$ кэВ. Исследования проводимости в слоях $a\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$, приготовленных таким методом, показали, что при $c \geq 14\%$ происходит переход системы в металлическое состояние (переход Андерсона) [9,10]. Следующий шаг – электролитическое травление в растворе 42%-ного $\text{Hf:H}_2\text{O:C}_2\text{H}_7\text{OH}$ (1:1:2) с целью создания 1D нитей кремния. При этом в материале образуются вытянутые преимущественно перпендикулярно поверхности поры. Области кремния вблизи поверхности пор обедняются носителями, в результате формируются 1D проводящие каналы диаметром $5 - 8$ нм. Изображение поперечного среза пористого $a\text{-Si}$, полученное методом высокоразрешающей электронной микроскопии, опубликовано в работе [8]. Пористый слой в исследуемых структурах состоял из двух частей (рис.1): верхний тонкий (~ 6 нм) контактный слой с пористостью около 30% и нижний, основной, слой с пористостью $50 - 60\%$ и толщиной около 200 нм. Двухслойность структуры достигалась путем изменения тока анодного травления от 2 до 15 мкА/см² в процессе электролиза. Изготовление структуры было завершено напылением сверху золотой площадки размером 5×10^{-3} см. Измерение проводимости осуществлялось четырехзондовым методом на переменном токе. Величина тока составляла $0.1 - 1$ мкА, частота $0.1 - 4$ кГц, падение напряжения на образцах не превышало 1 мкВ. В таких условиях сопротивление образцов не зависело от способа измерения.

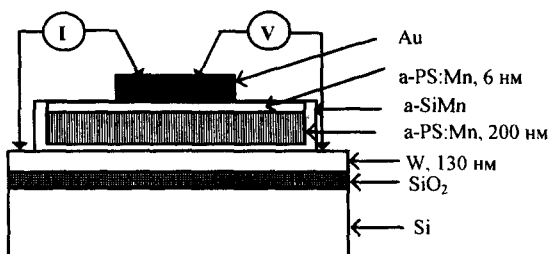


Рис.1. Схема исследуемой структуры и измерений

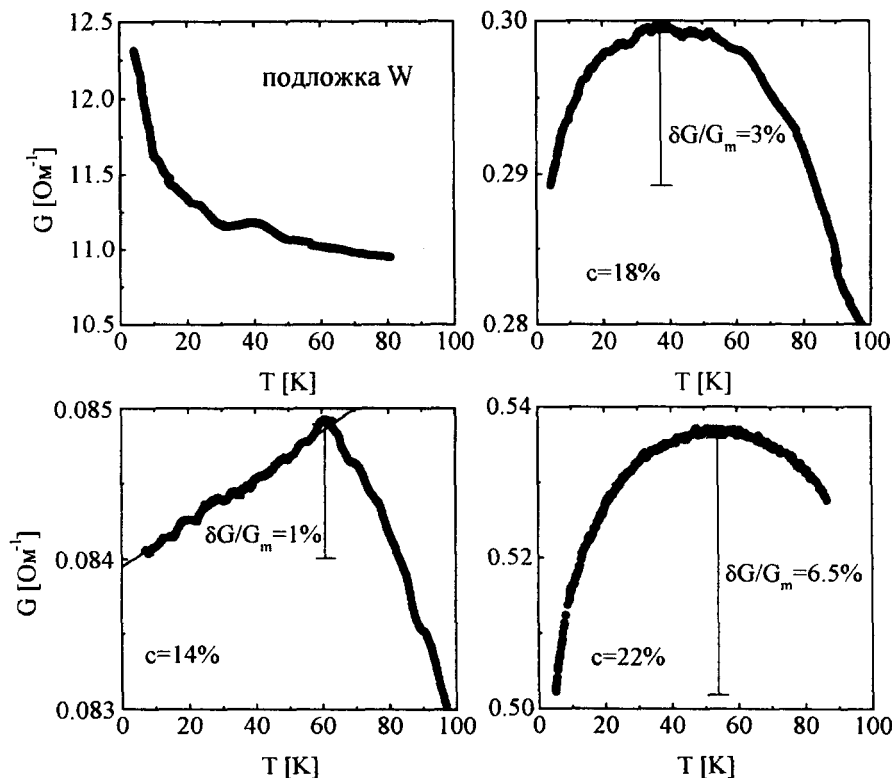


Рис.2. Температурная зависимость проводимости структуры: *a* – не содержащей слоя $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ (верхний контакт наносился на вольфрамовую пленку), *b* – концентрация Mn в слое пористого $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ $c = 14\%$, *c* – $c = 18\%$, *d* – $c = 22\%$

На рис.2 приведены температурные зависимости проводимости структур, содержащих слой пористого $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ ($b - c = 14\%$, $c - c = 18\%$, $d - c = 22\%$), а также структуры без осажденной пленки аморфного кремния²⁾ (*a*). Видно, что электропроводность образца, не содержащего $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$, высока и сохраняет металлическое поведение до самых низких температур. Проводимость пористых слоев $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ падает с уменьшением концентрации примеси ($b - d$). Измерения в аналогичной геометрии образцов, не подвергнутых процедуре электролиза (массивные трехмерные слои $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$), показали, что в этом случае сопротивление структуры определяется сопротивлением пленки вольфрама. Значит, электропроводность пористых слоев существенно ниже, чем компактных пленок.

Обратимся к анализу зависимости проводимости от температуры $G(T)$. В области высоких температур наблюдается "классическое" металлическое поведение. При $T = 40 - 60$ К проводимость пористых слоев достигает максимума G_m , после чего начинает уменьшаться в соответствии с предсказанием теории слабой локализации. Относительная величина изменения G при $T = 4.2$ К достигает значения $\Delta G/G_m \approx 6.5\%$ для образца с максимальным содержанием примеси.

²⁾ Контактная площадка напылялась непосредственно на пленку вольфрама.

В образце с концентрацией $c = 14\%$ в низкотемпературной области $G \propto T$. Известно, что линейный рост электропроводности с температурой является результатом неупругих электрон-электронных столкновений в 3D системе (рассеяние Ландау – Бабера) [11]. В структурах с большим содержанием примеси зависимость $G(T)$ носит иной характер. В рамках предположения 1D локализации в кремниевых нитях оценим соотношение между длиной когерентности и диаметром проволок. Согласно [12], величина интерференционной поправки в 1D системе определяется отношением L_φ к эффективному радиусу локализации ξ_{loc} :

$$\delta G/G_m = L_\varphi/\xi_{loc}. \quad (1)$$

Для проволоки конечной толщины $\xi_{loc} \approx l(bk_F)^2$ [2]. Тогда из (1) получаем

$$\frac{L_\varphi}{b} \approx \frac{\delta G}{G_m}(k_F)(k_F l). \quad (2)$$

Вблизи перехода Андерсона для оценки можно взять $k_F l \approx 1$. Импульс Ферми дается соотношением $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$, где n равняется удвоенной концентрации Mn, поскольку он является в кремнии двойным акцептором. Результаты расчетов для диапазона параметра $b = 5 - 8$ нм приведены в таблице. Из таблицы видно, что действительно локализация становится одномерной в структурах с содержанием марганца больше 14%. При этом сама длина когерентности для наиболее легированного образца имеет величину $L_\varphi \approx 14 - 36$ нм, что близко значению $L_\varphi = 36$ нм при $T = 10$ К, полученному при анализе 3D проводимости в компактных пленках $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ [9].

$c, \%$	$k_F, 10^7 \text{ см}^{-1}$	$\xi_{loc}, \text{ нм}$	$L_\varphi, \text{ нм}$	L_φ/b
14	7.4	185 - 474	1.8 - 4.7	0.36 - 0.59
18	8.1	200 - 510	6 - 15	1.2 - 1.9
22	8.6	215 - 550	14 - 36	2.8 - 4.5

Для изолированной 1D нити в режиме слабой локализации без учета добавки от взаимодействия [1]

$$G(T) = G_0 - \frac{e^2 L_\varphi(T)}{\hbar b^2}. \quad (3)$$

Температурная зависимость длины когерентности в отсутствие рассеяния с переворотом спина и спин-орбитального взаимодействия определяется температурной зависимостью времени неупругих столкновений τ_{in} : $L_\varphi(T) = \sqrt{D\tau_{in}(T)}$, где D – коэффициент диффузии. Обычно τ_{in} уменьшается с ростом T как T^{2p} , поэтому $G(T) = G_0 - \alpha T^{-p}$, где α – некоторый параметр, а p определяется механизмом неупругого рассеяния. Аппроксимация экспериментальных данных для наших образцов этим выражением с помощью метода наименьших квадратов дало $p = 0.31 \pm 0.01$ для $c = 18\%$ и $p = 0.37 \pm 0.01$ для $c = 22\%$. Наличие зависимости, близкой к $T^{-1/3}$ при низких температурах, демонстрирует рис.3. Согласно теоретическим расчетам Альтшулера, Аронова и Хмельницкого [13], к такому закону приводят электрон-электронные столкновения в 1D системах с малой передачей энергии. Это согласуется с тем, что рассеяние электронов на электронах проводимости является доминирующим механизмом столкновений и в 3D слоях $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ [9].

Полученная из оценок величина эффективного радиуса локализации сравнима с толщиной пористого слоя (с длиной кремниевых нитей). В этом случае сопротивление одной проволоочки должно быть порядка $\pi^2 \hbar/e^2 \approx 40$ кОм [12]. Взяв величину

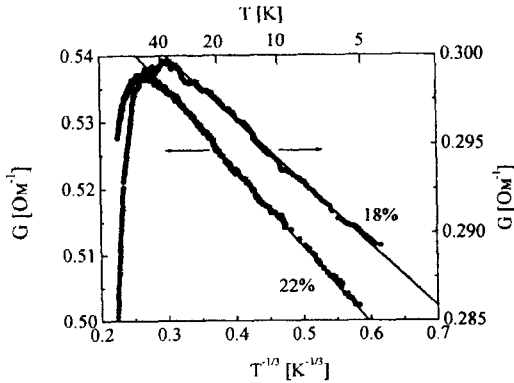


Рис.3. Зависимость проводимости от $T^{-1/3}$ для образцов с $c = 18\%$ и $c = 22\%$

полного сопротивления структуры для $c = 22\%$ $R = 1/G \cong 2 \text{ Ом}$, получаем, что примерно $2 \cdot 10^4$ параллельно включенных нитей участвуют в проводимости. Это составляет примерно 10^{-5} часть от всех имеющихся в образце. Значит, большая часть проволочек в пористой пленке разорвана и, следовательно, обладает большим сопротивлением.

Таким образом, обнаруженное в работе уменьшение электропроводности пористых слоев $a\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ в области низких температур хорошо объясняется на основе модели слабой локализации электронов в 1D системах в условиях доминирования интерференционных эффектов, связанных с электрон-электронными столкновениями. Это обстоятельство делает объект привлекательным для исследования электронных явлений в низкоразмерных неупорядоченных структурах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-18507).

1. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnam, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
2. А.А.Абрикосов, Основы теории металлов, М.: Наука, 1987.
3. P.Chaudhari and H.-U.Habermeier, Solid State Commun. **34**, 687 (1980).
4. J.J.Lin and N.Giordano, Phys. Rev. B **35**, 1071 (1987).
5. W.J.Skocpol, L.D.Jackel, E.L.Hu et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 951 (1982).
6. A.C.Sacharoff and R.M.Westervelt, Phys. Rev. B **26**, 5976 (1982).
7. Y.Ohno, Y.Nakamura, M.Foley et al., Phys. Rev. B **52**, R11619 (1995).
8. A.I.Yakimov, A.V.Dvurechenskii, N.P.Stepina et al., J.Phys.: Condens. Matter **9**, 889 (1997).
9. A.I.Yakimov, A.V.Dvurechenskii, C.J.Adkins, and V.A.Dravin, J.Phys.: Condens. Matter **9**, 499 (1997).
10. А.И.Якимов, А.В.Двуреченский, Письма в ЖЭТФ **65**, 333 (1997).
11. N.F.Mott, Metal-Insulator Transitions, London: Taylor and Francis, 1990, p.258.
12. D.J.Thouless, Solid State Commun. **34**, 683 (1980).
13. B.L.Altshuler, A.G.Aronov, and D.E.Khmelnitsky, J. Phys. C **15**, 7367 (1982).