

## КВАНТОВАНИЕ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКОНТАКТОВ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

*В.В.Дремов, С.Ю.Шаповал<sup>1)</sup>*

*Институт проблем технологии микроэлектроники РАН  
142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 27 декабря 1994 г.

После переработки 19 января 1995 г.

Дифференциальная проводимость металлических наноконтактов при комнатной температуре проявляет свойства баллистического квантового транспорта в одномерных системах. Квант проводимости наноконтактов на основе вольфрамовой иглы диаметром  $\simeq 1$  нм составляет не  $2e^2/h$ , а  $e^2/h$ .

При помощи сканирующего туннельного микроскопа можно создавать металлические точечные контакты атомарного размера и тонко изменять их размеры. В работах [1-4] так же, как и в работе [5], где изучались особенности протекания тока в тонких проволоках при разрыве, отмечается ступенчатый характер изменения проводимости ( $G = I/V$ ) при непрерывном изменении геометрии контактов. Наиболее вероятной причиной такого поведения проводимости считается изменение площади контакта, связанное с резким изменением положения поверхностных атомов под действием межатомных сил. Величина прыжков проводимости близка или кратна величине  $2e^2/h$  для всех исследованных металлов, что позволяет ставить вопрос о квантовой природе электронного транспорта в наноконтактах. Предполагается, что в них возможно одномерное движение электронов, ограниченное в области самого контакта границами образующих его металлов [6]. В отличие от одномерных каналов проводимости, сформированных в двумерном электронном газе, в металлических контактах, удовлетворяющих условиям одномерного транспорта, квантование проводимости должно наблюдаться при комнатной температуре. Действительно, для квантования проводимости необходимо, чтобы поперечный размер канала  $d$  был порядка фермиевской длины волны электрона, то есть для металлов  $\sim 1$  нм. Квантовая система, ограниченная такими размерами, имеет особенности в энергетическом спектре, разнесенные на величину порядка  $\Delta E \simeq \hbar^2/md^2$ , что больше энергии  $kT$  при комнатной температуре. Исходя из этого, мы исследовали поведение проводимости металлических наноконтактов при изменении их размеров, а также ее зависимость от приложенного к контакту напряжения при комнатной температуре и на воздухе.

В данной работе мы покажем, что в металлическом наноконтакте при изменении его размера возможны прыжки проводимости на вдвое меньшую величину, кратную  $e^2/h$ , а зависимость дифференциальной проводимости  $g(V)$  от приложенного напряжения качественно соответствует теоретической модели для одномерного баллистического движения электронов [7].

Мы исследовали транспортные свойства контакта, образованного вольфрамовой иглой туннельного микроскопа и поверхностью золотой пленки, напыленной на кремниевую подложку. Измерялись зависимости проводимости от перемещения иглы по нормали к поверхности образца и зависимость проводимости от приложенного напряжения при фиксированном положении иглы и

<sup>1)</sup> e-mail: shapoval@IPTM4.Sherna.msk.su

образца. Вольфрамовые иглы изготавливались по методике, предложенной в работе [8], и имели диаметр острия  $\approx 1$  нм. Использование таких игл позволяет создавать устойчивые наноконтакты, которые проявляют четко выраженную ступенчатую зависимость тока от перемещения иглы [4].

Для проверки квантового характера проводимости были проведены измерения вольт-амперных характеристик наноконтактов. Опасаясь разрушающего воздействия выделяемой в области контакта энергии, мы подавали на образец напряжение в виде коротких ( $t \approx 100$  мкс) прямоугольных импульсов со скважностью  $1 : 10^3$ . Для контроля неизменности размера контакта в промежутках между импульсами измеряли ток  $i$  через контакт при малом напряжении ( $V = 65$  мВ). По постоянству этого тока судили о стабильности контакта во время измерений.

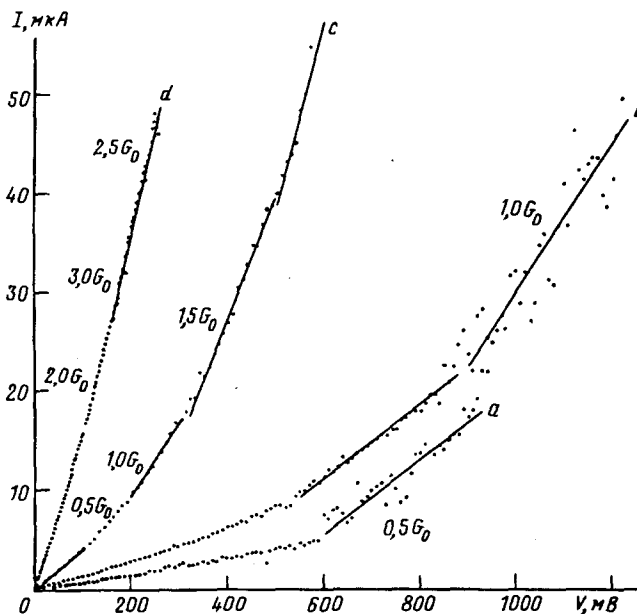


Рис.1. Вольт-амперные характеристики стабильных наноконтактов W-Au при различных значениях начальной проводимости. Наклоны линейных участков (величина дифференциальной проводимости  $g$ ) приведены в единицах  $G_0 = 2e^2/h$ . Линии на графике получены методом наименьших квадратов

Необходимо отметить, что если начальная проводимость, проводимость при напряжениях до  $\approx 100$  мВ, кратна  $e^2/h$ , то функция  $I(V)$  является непрерывной кусочно-линейной с дифференциальной проводимостью, кратной  $e^2/h$  (см. рис.1). В случае, когда начальная проводимость больше  $e^2/h$ , но не кратна ей, контакт нестабилен, ток  $i$  резко меняется во времени и стабилизируется таким образом, что  $G$  становится кратной  $e^2/h$ .

Особого внимания заслуживают контакты, у которых начальная проводимость меньше величины  $e^2/h$ . Точность нашей методики не позволяет сделать однозначного вывода о поведении  $G$  до достижения величины  $e^2/h$ , однако можно утверждать, что при напряжении выше  $0,5-0,6$  В функция  $I(V)$  становится кусочно-линейной с дифференциальной проводимостью, кратной  $e^2/h$ .

На рис.1 приведены типичные зависимости  $I(V)$  для стабильных контактов между вольфрамовой иглой и поверхностью золота. В тех же случаях, когда ток  $i$  изменялся во время эксперимента, функция  $I(V)$  претерпевала разрывы в точках изменения тока  $i$ .

Чтобы проверить влияние выделяемой в цепи контакта мощности на его свойства, мы провели измерения вольт-амперных характеристик наноконтактов при плавном непрерывном изменении напряжения. Характер зависимости не изменился по сравнению с полученной при импульсных измерениях. Время измерения составляло  $\approx 10$  с, а ток через контакт возрастал до 1 мА.

Обнаруженные особенности протекания электронного тока через металлический нанокontakt находятся в качественном соответствии с теоретической моделью, представленной в работе [7]. Более сложный, чем предсказано теорией, характер зависимости  $I(V)$  связан с тем, что теория написана для одного транспортного канала. В работе [4] уже высказывались сомнения о возможности существования единого канала проводимости по площади наноконтакта из-за рассеяния электронов на атомах. Там же была предложена модель, в которой каждой паре атомов, образующих контакт, соответствует один канал проводимости. В этом случае дифференциальная проводимость наноконтакта является суммой дифференциальных проводимостей каналов и той части контакта, где еще существует туннельный барьер:

$$g = \sum^N g_i + g_x, \quad (1)$$

где  $g_i$  – дифференциальная проводимость канала,  $N$  – число каналов в наноконтакте,  $g_x$  – дифференциальная проводимость туннельной части контакта.

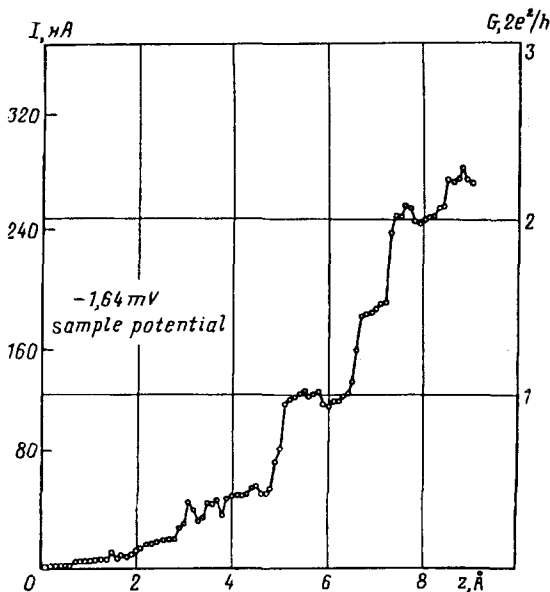


Рис.2. Зависимость проводимости контакта между вольфрамовой иглой и поверхностью золота от перемещения иглы к образцу

Если проводимость одного канала при малом напряжении выражается известной формулой Ландауэра

$$G = (2e^2/h)n, \quad (2)$$

где  $n$  – число подзон, дно которых  $\epsilon_d$  лежит ниже уровня Ферми  $\epsilon_f$ , то дифференциальная проводимость канала при напряжении  $V$ , как показано в работе [7],

$$g_i(V) = (2e^2/h)k + (e^2/h)l, \quad (3)$$

где  $k$  – число подзон, для которых  $\epsilon_d < (\epsilon_f - eV/2)$ ,  $l$  – число подзон, для которых  $(\epsilon_f - eV/2) < \epsilon_d < (\epsilon_f + eV/2)$ . Очевидно, что в такой модели поведение дифференциальной проводимости от приложенного напряжения существенно сложнее.

Из рис.1 (кривая  $c$ ) и формулы (2) следует, что проводимость  $G$  одного канала при малых  $V$  в случае контакта W-Au кратна  $e^2/h$ , то есть квант проводимости для такой системы не  $2e^2/h$ , а  $e^2/h$ . Если это так, то в случае измерения зависимости проводимости наноконтакта от изменения его поперечного размера должны появляться ступеньки величиной  $e^2/h$ . Действительно, во многих случаях, когда образец и игла сближались, то есть создавались условия для увеличения поперечного размера контакта, мы обнаруживали ступеньки величиной  $e^2/h$  на зависимости проводимости (тока при постоянном напряжении) от перемещения иглы. Одна из таких зависимостей приведена на рис.2.

Возможно, это проявление еще одного размерного эффекта – снятия вырождения по спинам электронов в вольфрамовой игле.

Мы благодарны Е.В.Сухорукову, С.И.Зайцеву и В.А.Тулину за полезные обсуждения, В.А.Макаренко за помощь в работе. Мы также благодарны В.Ф.Гантмахеру за ценные советы и замечания. Работа выполнена при финансировании по программе "Физика и технология наноструктур" (проект 1-022).

- 
1. N.Agrait, O.G.Rodrigo, and S.Vieira, Phys. Rev. B47, 12345 (1993).
  2. N.Agrait, O.G.Rodrigo, and S.Vieira, Phys. Rev. B46, 5814 (1992).
  3. J.I.Pascual, J.Mendez, J.Gomes-Herrero et al., Phys. Rev. Lett. 60, 1852 (1993).
  4. V.V.Dremov, S.Yu.Shapoval, and E.V.Sukhorukov, Physics of low dimensional structures 11-12, 29 (1994).
  5. J.M.Krans, C.J.Muller, I.K.Janson et al., Phys. Rev. B48, 14721 (1993).
  6. L.Olesen, E.Legsgaard, I.Stensgaard et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2251 (1994).
  7. Л.И.Глазман, А.В.Хаецкий, Письма в ЖЭТФ 48, 546 (1988).
  8. V.V.Dremov, V.A.Makarenko, S.Yu.Shapoval et al., Nanobiology 3, 83 (1994).