

АКТИВАЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ОСТРОВКОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

*А. П. Болтаев**, *Н. А. Пенин*, *А. О. Погосов*, *Ф. А. Пудонин***

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 марта 2004 г.

Проведены исследования дифференциальной проводимости островковых металлических пленок Ti, Co, W, FeNi в области температур жидкого азота. Установлено, что температурная зависимость проводимости островковых металлических пленок в диэлектрической фазе изменяется по активационному закону $\sigma \propto T^n \exp(-E/kT)$. Показано, что с увеличением толщины пленки показатель степени температуры предэкспоненциального множителя изменяется от значения $n = 2$ до $n = 1$. В более толстых пленках, где наблюдается переход от диэлектрической к металлической фазе проводимости, температурная зависимость проводимости увеличивается пропорционально температуре. Обсуждается механизм протекания тока в островковых металлических пленках.

PACS: 73.22.-f, 73.61.-r

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало исследований структуры и физических свойств сверхтонких металлических пленок, толщиной менее 2–3 нм, относится к концу 50-х годов, когда методами термического испарения были получены первые металлические пленки [1]. Новый этап в исследовании таких структур обусловлен интересом к системам пониженной размерности (квантовым ямам, точкам, проволокам) и успехам в развитии технологии изготовления различных наноструктур и методов их исследования. Следует отметить, что в островковых металлических пленках наблюдалось излучение во внешнем электрическом поле [2] и обнаружена фотопроводимость в видимой и инфракрасной областях спектра [3]. Значительный интерес связан с созданием и исследованием нового класса материалов — нанокompозитов [4]. Нанокompозиты — совокупность мелких металлических гранул (размером от 1 до 100 нм) в диэлектрической матрице, частным случаем которых и являются тонкие металлические островковые пленки.

При не слишком высокой плотности металлических островков в таких структурах может быть реализован режим термически активированной

проводимости. Экспериментально было найдено, что проводимость в островковых металлических структурах и нанокompозитах чаще всего изменяется с температурой в соответствии с законом $\sigma \propto \exp(-T_0/T)^{0.5}$. Таким образом, большинство экспериментальных данных описываются «законом 1/2» [5–8]. Привлекались различные теоретические модели для объяснения «закона 1/2», например [9, 10]. В основном эти модели являлись модификацией теории прыжковой проводимости в полупроводниках, где «закон 1/2» трактуется как возникновение кулоновской щели в плотности состояний электронов вблизи уровня Ферми. В работах [9, 10] указывалось на важную роль кулоновского взаимодействия между заряженными гранулами и на формирование кулоновской щели в нанокompозитах. Имеются и другие модели, объясняющие «закон 1/2»: так, в работе [11] проводимость в гранулированных структурах связывают с разбросом размеров металлических гранул.

В ряде работ было показано, что показатель степени x в выражении, описывающем измеренное значение проводимости в нанокompозитах, не всегда равен 1/2. В работе [12] показано, что в условиях, когда длина прыжка меньше размеров островков и сравнима с толщиной прослоек между ними, стандартная теория прыжковой проводимости с пере-

*E-mail: boltaev@sci.lebedev.ru

**E-mail: pudonin@sci.lebedev.ru

менной длиной прыжка неприменима. В работе [13] было обнаружено, что $x = 0.75$, в [14] — $x = 0.72$, в [15] — $x = 1$. Причины возникновения подобных отклонений от зависимости с $x = 1/2$ до сих пор не выяснены. Однако считается установленным, что механизм проводимости в гранулированных системах и, в частности, в островковых металлических пленках, связан с туннельными переходами носителей заряда между гранулами и в этом отношении близок к механизму прыжковой проводимости в легированных полупроводниках [5].

Заметим, что при измерении проводимости в нанокompозитах всеми авторами подчеркивалось, что температурные зависимости проводимости структур измерялись при напряжениях, которые соответствуют линейному участку вольт-амперных характеристик. С другой стороны, в ряде работ, например в работах [16, 17], показано, что в туннельных системах, состоящих из двух металлов, разделенных изолирующим барьером, при измерении проводимости в предельно слабых электрических полях не наблюдается омическая область вольт-амперной характеристики. Авторы работы [16] назвали это явление эффектом аномальной проводимости при нулевом смещении. В [17] изучали эффект аномальной проводимости в системах, где в изолирующем слое содержались частицы металла (Sn) размером 4–12 нм, и было показано, что проводимость в слабых электрических полях в этих структурах может изменяться в несколько раз. При увеличении температуры эффект аномальной проводимости ослабевает.

Таким образом, в настоящее время нет единой точки зрения на механизм протекания электрического тока в нанокompозитах и в тонких островковых металлических пленках. В то же время экспериментальные исследования транспортных свойств этих структур требуют при измерении проводимости определенной осторожности из-за эффекта аномальной проводимости.

В данной работе сообщается об исследовании дифференциальной проводимости ультратонких металлических пленок Ti, Co, W, FeNi в области температур жидкого азота, где эффект аномальной проводимости не вносит существенных ошибок в измененные значения проводимости структур.

2. ТЕХНОЛОГИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Тонкие пленки Ti, W, FeNi и др. выращивались методом ВЧ-распыления в аргоне. Подробно-

сти метода получения таких пленок приведены в [3]. После напыления каждая из металлических структур закрывалась тонким слоем диэлектрика (Al_2O_3 , $d = 8 \text{ \AA}$) или полупроводника (ZnTe , SiC , $d = 8 \text{ \AA}$). Толщина металлических пленок варьировалась от 5 \AA до 100 \AA .

Для измерения дифференциальной проводимости полученных структур изготавливались мезоструктуры шириной 0.5–1.5 мм и длиной 2–3.5 мм. Омические контакты создавались путем нанесения индия на поверхность металлической пленки. Измерение дифференциальной проводимости пленок осуществлялось в области температур от 77 до 300 К. Было установлено, что частотная зависимость проводимости оставалась неизменной для всех образцов до $f = 1000$ Гц. В процессе исследования контролировалось изменение дифференциальной проводимости под действием слабого электрического поля. Для этого на образец, помимо переменной составляющей, подавалось постоянное напряжение U_0 . Погрешность измерения проводимости островковых пленок составляла примерно 5 %.

Исследования «аномальной проводимости» в островковых металлических пленках при температуре жидкого азота и напряженности постоянного электрического поля в образцах $E_0 \sim 40$ В/см показали, что дифференциальная проводимость некоторых образцов изменяется на 30 %–40 %. При увеличении температуры эффект «аномальной проводимости» ослабевал. С учетом сказанного выше и во избежание ошибки при исследовании температурной зависимости дифференциальной проводимости образцов, связанной с эффектом «аномальной проводимости», измерения проводились на частоте $f = \omega/2\pi \sim 135$ Гц, а амплитуда переменного напряжения (U_1) не превышала 10 мВ ($E_1 \sim 50$ мВ/см) ($U_0 = 0$). При таких условиях ошибка измерения дифференциальной проводимости островковых металлических пленок, обусловленная эффектом «аномальной проводимости», в исследуемой области температур не превышала 0.1 %.

Кроме изучения проводимости металлических пленок нами были проведены исследования топографии полученных структур методом атомно-силовой микроскопии. На рис. 1 представлено типичное изображение поверхности пленки вольфрама толщиной 6.3 \AA , нанесенной на диэлектрическую подложку. Видно, что пленка имеет островковый характер с размерами островков порядка 150–300 \AA , причем островки отстоят друг от друга на расстоянии около 15–100 \AA . При исследовании образцов с пленками другого металла, но такой же толщины получаются

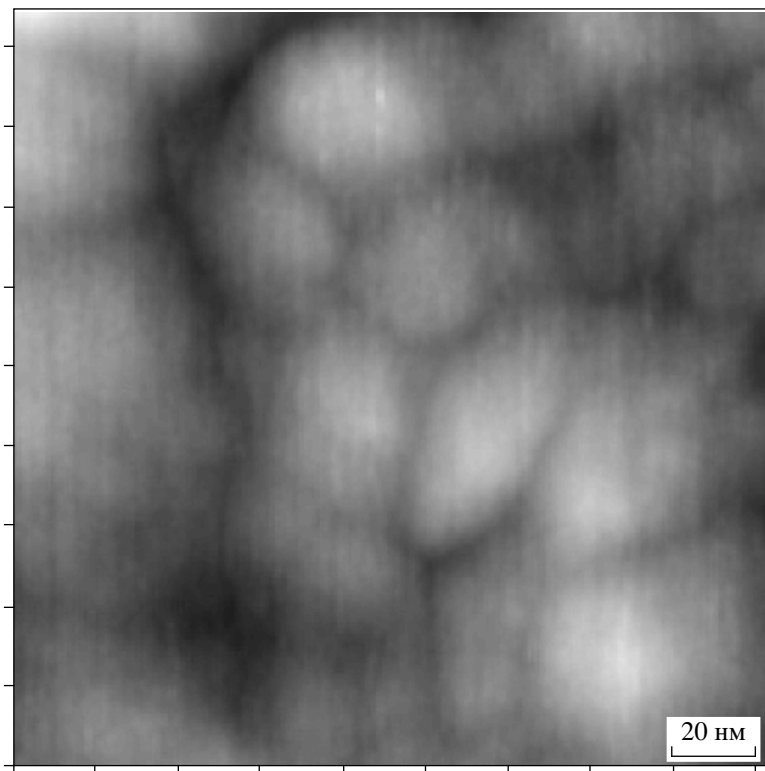


Рис. 1. Изображение поверхности пленки вольфрама толщиной 6.3 Å, нанесенной на диэлектрическую подложку

сходные изображения, различающиеся только размером островков. При увеличении толщины пленки островки постепенно сливаются, а при толщине металлических слоев порядка 20 Å пленка становится практически сплошной.

Зависимость удельной поверхностной дифференциальной проводимости вольфрамовой пленки на диэлектрической подложке от температуры представлена на рис. 2 для восьми структур с различной толщиной металлических пленок (1 — $d = 6.3 \text{ \AA}$, 2 — 7 Å, 3 — 7.9 Å, 4 — 8.5 Å, 5 — 9.48 Å, 6 — 11 Å, 7 — 19 Å, 8 — 100 Å). Зависимости проводимости структур на основе Ti и FeNi мало отличаются от представленных на рис. 2 зависимостей проводимости вольфрама. Как видно на рис. 2, проводимость вольфрамовой пленки на диэлектрической подложке изменяется на семь порядков величины при изменении толщины пленки примерно в три раза (от 6 до 19 Å). С увеличением температуры проводимость пленок увеличивается. При толщине металлических пленок 19 и 100 Å проводимость пленок практически не зависит от температуры в исследованном диапазоне температур.

Для изучения влияния эффекта «аномальной

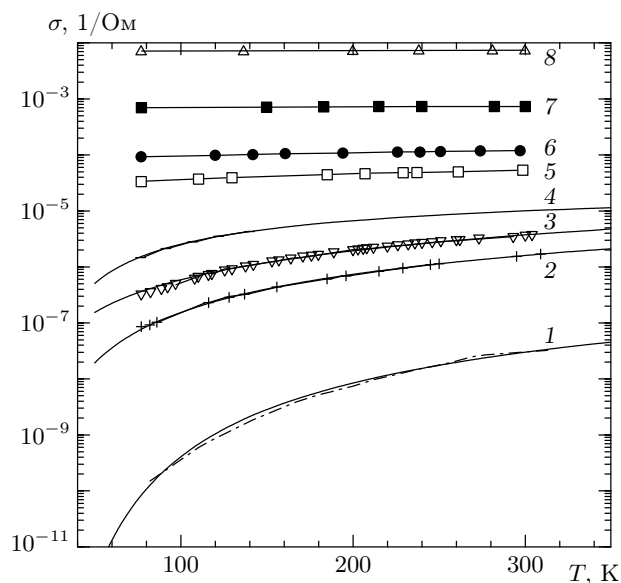


Рис. 2. Зависимость удельной поверхностной проводимости вольфрамовой пленки от температуры для восьми структур с различной толщиной металлических пленок: 1 — 6.3 Å, 2 — 7 Å, 3 — 7.9 Å, 4 — 8.5 Å, 5 — 9.8 Å, 6 — 11 Å, 7 — 19 Å, 8 — 100 Å

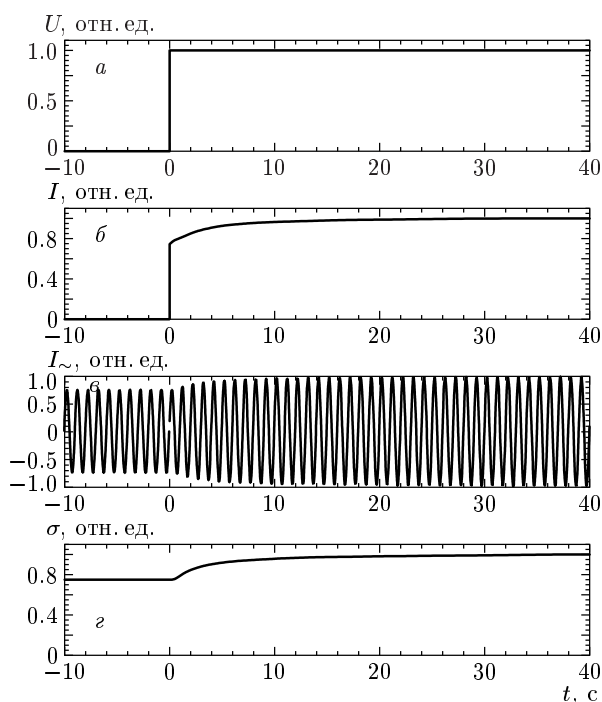


Рис. 3. Временные зависимости изменения тока через структуру и ее проводимости при изменении напряжения от 0 до 4 В

проводимости» на процессы переноса носителей заряда в островковых металлических пленках были проведены исследования времени отклика тока через образец на ступеньку постоянного напряжения U_0 . Измерения проводились при температуре $T = 77$ К. К образцу прикладывалось напряжение $U = U_0 + U_1 \cos(\omega t)$ и U_0 скачком изменялось от нуля до $U_0 = 4$ В ($E_0 \sim 20$ В/см). Результаты измерений отклика тока через образец для пленки вольфрама толщиной $d = 7.9$ Å представлены на рис. 3. На этом же рисунке представлены временные зависимости изменения переменного тока через образец в относительных единицах (I_{\sim}), а также изменение проводимости (σ) на постоянном токе и изменение дифференциальной проводимости, измеренной на частоте $f = 135$ Гц в относительных единицах, которые в данном случае совпадают и на рисунке представлены одной кривой. Временная зависимость изменения тока через образец, как видно на рис. 3, имеет сложный характер. Эта зависимость аппроксимируется двумя экспонентами с характерными временами $\tau \sim 10^{-5}$ с и $\tau \sim 10$ с. Изменение переменного тока и проводимости при поступлении на образец ступеньки напряжения характеризуется экспоненциальной зависимостью с характерным временем $\tau \sim 10$ с.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для демонстрации структуры поверхности островковой пленки (рис. 1) образец с вольфрамовой пленкой толщиной $d = 6.3$ Å выбран не случайно. Именно при указанной толщине вольфрамовая пленка, нанесенная на диэлектрическую подложку, начинает проводить электрический ток (см. рис. 2). При меньшей толщине пленки электрический ток через нее в наших условиях не наблюдается.

Измеренные зависимости удельной поверхностной проводимости металлических пленок от температуры образцов, представленные на рис. 2, имеют диэлектрический характер проводимости. Резкое возрастание проводимости с повышением температуры образцов указывает на активационный характер проводимости. Как отмечалось выше, температурную зависимость активационной проводимости островковых и гранулированных пленок (σ) чаще всего объясняют в рамках прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка («закон $1/2$ »). Величина этой проводимости пропорциональна произведению вероятности туннелирования носителей заряда между островками на вероятность активации [6, 11]:

$$\sigma \propto \sigma_0 \exp(-L/\lambda - E/kT) \propto \sigma_0 \exp(-(T_0/T)^{0.5}), \quad (1)$$

где L — длина прыжка, $\lambda = \hbar/(mW)^{0.5}$ — длина убывания волновой функции электрона в диэлектрике, который разделяет металлические островки, m — масса электрона, W — высота туннельного барьера (практически совпадающая с полушириной запрещенной зоны диэлектрика), E — энергия активации, k — постоянная Больцмана, T_0 — параметр, определяющий температурную зависимость проводимости.

Представленные на рис. 2 измеренные значения температурной зависимости проводимости для образцов 1–4 хорошо аппроксимируются «законом $1/2$ ». Значения параметра T_0 для зависимостей 1–4 представлены в таблице. Проводимости образцов 5, 6 изменяются пропорционально с температурой (рис. 4). Объяснить подобную зависимость проводимости от температуры в рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка трудно. И здесь возникает вопрос, насколько справедлив «закон $1/2$ » для объяснения температурного поведения проводимости образцов 1–4. Для этого оценим длину прыжка L , которая является параметром в уравнении (1), и сравним полученное значение L с реальными продольными размерами островков R

1	$d = 6.3 \text{ \AA}$	$\sigma \propto \exp(-T_0/T)^{1/2}$	$T_0 = 9400 \text{ К}$		
		$\sigma \propto T^n \exp(-E/kT)$		$E = 2.92 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$	$n = 2$
2	$d = 7 \text{ \AA}$	$\sigma \propto \exp(-T_0/T)^{1/2}$	$T_0 = 3400 \text{ К}$		
		$\sigma \propto T^n \exp(-E/kT)$		$E = 8.8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$	$n = 1.5$
3	$d = 7.9 \text{ \AA}$	$\sigma \propto \exp(-T_0/T)^{1/2}$	$T_0 = 2100 \text{ К}$		
		$\sigma \propto T^n \exp(-E/kT)$		$E = 7.3 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$	$n = 1.2$
4	$d = 8.5 \text{ \AA}$	$\sigma \propto \exp(-T_0/T)^{1/2}$	$T_0 = 1000 \text{ К}$		
		$\sigma \propto T^n \exp(-E/kT)$		$E = 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$	$n = 1$
5, 6	$d = 9.48, 11.06 \text{ \AA}$	$\sigma \propto T$			
7, 8	$d = 19, 100 \text{ \AA}$	$\sigma \approx \text{const}$			

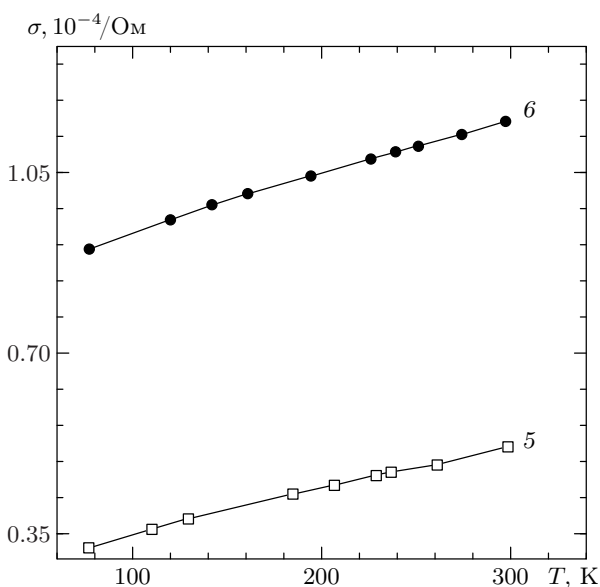


Рис. 4. Зависимость удельной поверхностной проводимости вольфрамовой пленки от температуры: 5 – 9.8 Å, 6 – 11 Å

и расстоянием между островками s , которые можно оценить из рис. 1. Из уравнения (1) для длины прыжка L получаем

$$L = \left[(T_0/T)^{0.5} - E/kT \right] \lambda. \quad (2)$$

Оценка длины прыжка L проводилась для образца № 1 при температурах $T = 100 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$, $T_0 = 9400 \text{ К}$ (см. таблицу); $\lambda = \hbar/(mW)^{0.5} \approx 2 \text{ \AA}$; $W \approx 1.5 \text{ эВ}$. Очевидно, максимальное значение длины прыжка (L_{max}) в случае, если справедлив «закон 1/2», будет наблюдаться при $E = 0$. Подставляя в уравнение (2) значения параметров T_0 , E и

λ , определим длину прыжка (L_{max}) для температур $T = 100 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$. При $T = 100 \text{ К}$ величина $L_{max} = 19.4 \text{ \AA}$, а при $T = 300 \text{ К}$ имеем $L_{max} = 11.2 \text{ \AA}$.

Как можно видеть на рис. 1, реальное расстояние между островками s составляет 15–100 Å, что сравнимо с длиной прыжка L_{max} , вычисленной из уравнения (2). Но если учесть, что размеры системы из двух ближайших островков превышают 400 Å, то можно предположить, что туннелирование возможно только между соседними островками и стандартная теория прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в данном случае неприменима. Следовательно, проводимость в островковых пленках связана с туннелированием электронов между соседними островками, а длина прыжка определяется толщиной диэлектрика между металлическими островками и не зависит от температуры. При увеличении толщины пленки размеры островков увеличиваются, а длина прыжка L_{max} уменьшается, поскольку уменьшается параметр T_0 (таблица). Очевидно, что и в более толстых пленках туннелирование электронов возможно только между соседними островками и длина прыжка не зависит от температуры. В этой связи температурная зависимость проводимости островковых металлических пленок не может интерпретироваться в рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для всех исследованных образцов.

Температурную зависимость проводимости островковых пленок можно аппроксимировать эмпирическим уравнением

$$\sigma = \sigma_0(T) \exp(-L/\lambda) \exp(-E/kT) \propto T^n \exp(-E/kT). \quad (3)$$

В последнем выражении учтены только множители, которые могут зависеть от температуры. На важную роль температурной зависимости предэкспоненциального множителя указывалось в ряде работ [5, 7].

Мы провели сравнение измеренных и вычисленных из уравнения (3) температурных зависимостей проводимости для образцов 1–4. В качестве подгоночных параметров выбирались показатель степени температуры предэкспоненциального множителя n и величина энергии активации E . Результаты полученных значений n и E представлены в таблице, а вычисленные зависимости проводимости образцов 1–4 представлены на рис. 2 сплошными кривыми. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и вычисленных зависимостей проводимостей от температуры. Как видно в таблице, величина энергии активации E и показатель степени температуры предэкспоненциального множителя n уменьшаются с увеличением толщины пленки.

Таким образом, механизм протекания тока в островковых металлических пленках мы связываем с туннелированием носителей заряда между соседними металлическими островками, как и в работах [6, 11, 14]. При температуре, отличной от нуля, за счет туннельных переходов электронов между металлическими островками устанавливается термодинамическое равновесие, в котором часть островков приобретает положительный или отрицательный заряд (электрон перешел с одного нейтрального островка на другой нейтральный островок). При переходе электрона от одного нейтрального островка к другому нейтральному островку энергия системы изменяется на величину [11]

$$E = e^2/2C(R_1, R_2, s), \quad (4)$$

где e — заряд электрона. Величина емкости из двух островков $C(R_1, R_2, s)$ зависит от продольных размеров островков (R_1, R_2) и расстояния между островками s . В случае, если $R_1 = R_2$, а электростатической индукцией, обусловленной зарядами островков, можно пренебречь, получаем $E \approx e^2/C_R$, где C_R — емкость островка, которая определяется его продольными размерами. При возникновении заряженных островков появляются условия для проводимости за счет туннелирования носителей заряда между заряженными и нейтральными островками без существенного изменения энергии системы, причем величина проводимости пропорциональна числу заряженных островков [11, 14].

Справедливость этого механизма переноса носителей заряда в островковых пленках подтверждает-

ся исследованиями времени отклика тока на ступеньку постоянного напряжения, приложенного к образцу, представленными на рис. 3. Обращает на себя внимание, что изменение проводимости на постоянном токе и изменение дифференциальной проводимости, измеренной на частоте $f = 135$ Гц, совпадают, и это изменение проводимости характеризуется экспоненциальной зависимостью со временем $\tau \sim 10$ с. Очевидно, электрическое поле, приложенное к образцу, изменяет энергию активации E . Изменение энергии активации приводит к изменению числа заряженных островков и изменению проводимости в пленках, причем время этого изменения $\tau \sim 10$ с. С другой стороны, медленное и одинаковое изменение проводимости на постоянном токе и изменение дифференциальной проводимости на переменном токе указывают на то, что ток в островковых пленках в основном связан с процессом туннелирования носителей заряда с заряженных островков на нейтральные островки. Этот процесс является более быстрым по сравнению с процессом туннелирования электронов между нейтральными островками, поскольку происходит без существенного изменения энергии системы с характерным временем $\tau \sim 10^{-5}$ с. Если бы в металлической пленке существовали два независимых процесса переноса электронов между островками (быстрый и медленный), то изменение проводимости на более высокой частоте отличалось бы от изменения проводимости на постоянном токе. Таким образом, механизм протекания тока в островковой металлической пленке обусловлен двумя последовательными процессами.

1. Туннелированием электрона из одного нейтрального островка на другой нейтральный островок с образованием положительно и отрицательно заряженных островков. Такой переход связан с изменением энергии системы на величину $E \approx e^2/C_R$.

2. Туннелированием носителей заряда с заряженного островка на нейтральный. В этом случае энергия системы не изменяется, если размеры островков одинаковые, или изменяются на величину $\Delta E \approx e^2(1/C_{R1} - 1/C_{R2})$ в случае, если размеры островков различные. При этом $E > \Delta E$. Проводимость пленки пропорциональна произведению вероятностей этих двух процессов [14].

Как видно из таблицы, величина энергии активации E уменьшается с увеличением толщины пленки, что объясняется увеличением емкости островков с увеличением их размеров (уравнение (4)). Для объяснения изменения показателя степени температуры предэкспоненциального множителя n с изменением толщины пленки рассмотрим подробнее меха-

низм переноса носителей заряда между островками.

Первый процесс определяет концентрацию заряженных островков (N_{+-}). Предполагается, что число заряженных островков определяется туннелированием электронов между двумя нейтральными островками без участия фононов и пропорционально числу электронов в островке, которые имеют энергию ε , превышающую энергию активации E , и которые способны туннелировать на соседний нейтральный островок. Также предполагается, что избыточная энергия электронов в островках релаксирует при взаимодействии носителей заряда с фононами. Отсюда концентрация заряженных островков $N_{+-} \propto n(\varepsilon)$, где $n(\varepsilon)$ — концентрация электронов в металлическом островке с энергией $\varepsilon > E$. Если предположить, что энергия зоны проводимости металла имеет параболическую форму, а плотность состояний пропорциональна $\sqrt{\varepsilon}$, то число электронов в островке, которые имеют энергию большую энергии активации E , определяется формулой

$$n(\varepsilon) \propto \int_{E+F}^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{1 + \exp((\varepsilon - F)/kT)} \propto \begin{cases} T \exp(-E/kT) & \text{при } E \gg kT, \\ T & \text{при } E \ll kT, \end{cases} \quad (5)$$

где F — энергия Ферми, отсчитанная от дна зоны проводимости.

В этом случае в тонких металлических пленках (образцы 1–4) имеем

$$N_{+-} \propto n(\varepsilon) \propto T \exp(-E/kT) \quad \text{при } E \gg kT,$$

при увеличении толщины пленки $N_{+-} \propto T$ при $E \ll kT$ (образцы 5, 6).

Интенсивность во втором процессе пропорциональна вероятности W туннелирования носителей заряда с заряженного островка на нейтральный. Этот процесс также происходит с изменением энергии системы на величину $\Delta E \approx e^2(1/C_{R1} - 1/C_{R2})$. Как и в первом процессе, вероятность W туннелирования электронов между заряженным и нейтральными островками приблизительно пропорциональна числу электронов в заряженном островке $n(\varepsilon)$, которые имеют энергию $\varepsilon > \Delta E$ и которые способны туннелировать на соседний нейтральный островок. Температурную зависимость числа электронов в заряженном островке $n(\varepsilon)$ можно получить из выражения (5), заменив в нем E на ΔE . При $\Delta E \gg kT$ величина $W \propto T \exp(-\Delta E/kT)$, а при $\Delta E \ll kT$ имеем $W \propto T$.

Если процессы туннелирования электронов между островками происходят без изменения энергии системы, т. е. $\Delta E = 0$ и $E = 0$, то в этом случае ток в туннельных системах, состоящих из двух металлов, разделенных изолирующим барьером, практически не зависит от температуры [18].

Как отмечалось выше, в работе [14] показано, что проводимость островковой металлической пленки пропорциональна произведению концентрации N_{+-} заряженных островков на вероятность W туннелирования электронов между заряженным и нейтральными островками. В работе [11] также отмечалось, что полное сопротивление образца гранулированных металлов пропорционально сопротивлению между парой отдельных гранул и обратно пропорционально концентрации заряженных гранул. Поэтому можно считать, что проводимость образцов в островковых металлических пленках задается формулами

$$\sigma \propto N_{+-} W \propto T^2 \exp(-(E + \Delta E)/kT)$$

$$\text{при } E, \Delta E \gg kT,$$

$$\sigma \propto T^2 \exp(-E/kT) \quad \text{при } E \gg kT \text{ и } \Delta E \ll kT.$$

Это хорошо согласуется с измеренной температурной зависимостью проводимости для образца 1.

При увеличении толщины пленки и продольных размеров островков ΔE стремится к нулю и показатель степени предэкспоненциального множителя вероятности туннелирования W электронов между заряженным и нейтральными островками изменяется от единицы до нуля. Тогда температурная зависимость проводимости изменяется от $\sigma \propto T^2 \exp(-E/kT)$ при $E \gg kT$ и при $\Delta E \ll kT$ до $\sigma \propto T \exp(-E/kT)$ при $E \gg kT$ и при $\Delta E = 0$. Такого сорта зависимости проводимости от температуры реализуются в образцах 2–4.

Дальнейшее увеличение толщины пленки и размеров островков определяется условиями $E \ll kT$ и $\Delta E = 0$, при этом $\sigma \propto T$, что характерно для образцов 5, 6. При $E = 0$ и $\Delta E = 0$ величина $\sigma \approx \text{const}$ (образцы 7, 8).

Температурную зависимость проводимости в образцах 7, 8, по-видимому, можно объяснить не только туннелированием электронов между островками. Действительно, с увеличением толщины пленки увеличиваются размеры островков, уменьшается расстояние между островками, что, с одной стороны, приводит к резкому увеличению проводимости, обусловленной процессами туннелирования. С другой стороны, увеличение размеров островков, а в некоторых случаях и возникновение перемычек

между островками создают условия, при которых ограничение проводимости в структуре в значительной степени обусловлено рассеянием импульса носителей заряда в металлических островках на дефектах и неоднородностях в пленке.

4. ВЫВОДЫ

Проведены исследования дифференциальной проводимости ультратонких металлических пленок Ti, Co, W, FeNi в области температур жидкого азота, где эффект аномальной проводимости не вносит существенных ошибок в измеренные значения проводимости структур.

Установлено, что температурная зависимость проводимости островковых металлических пленок в диэлектрической фазе изменяется по активационному закону $\sigma \propto T^n \exp(-E/kT)$.

Показано, что с увеличением толщины пленки показатель степени температуры предэкспоненциального множителя изменяется от значения $n = 2$ до $n = 1$.

В более толстых пленках, где наблюдается переход от диэлектрической к металлической фазе проводимости, температурная зависимость проводимости увеличивается пропорционально температуре.

Активационный характер проводимости в тонких пленках, изменение показателя степени температуры в предэкспоненциальном множителе с увеличением толщины пленки и увеличение проводимости, пропорциональное температуре, в более толстых пленках, объясняются в рамках туннелирования электронов между соседними островками, с учетом кулоновского взаимодействия.

В пленках, где наблюдается переход от диэлектрической к металлической фазе проводимости, ограничение проводимости обусловлено не только туннелированием между островками, но и рассеянием импульса носителей заряда в островках на неоднородностях.

Авторы выражают благодарность Н. Н. Сибельдину и В. А. Чуенкову за многочисленные консультации и полезные советы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, а также в рамках Федеральной целевой программы «Интеграция науки и высшего образования России», ФЦНТП России Комплексная научная проблема «Физика твердотельных наноструктур» и программы поддержки ведущих научных школ РФ (грант № НШ-1923.2003.2)

ЛИТЕРАТУРА

1. L. I. Maissel and R. Glang, *Handbook of Thin Film Technology*, McGraw Hill Company, New York (1970), p. 38.
2. R. D. Fedorovich, A. G. Naumovets, and P. M. Tomchuk, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9955 (1999).
3. А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **123**, 1067 (2003).
4. V. M. Shalaev, *Phys. Rep.* **272**, 61 (1996).
5. Б. И. Шкловский А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979), с. 288.
6. B. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts, and Y. Arie, *Adv. Phys.* **24**, 407 (1975).
7. Б. А. Аранзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев, А. А. Ликальгер, В. В. Рыльков, М. А. Седова, *ФТТ* **41**, 944 (1999).
8. Д. А. Закгейм, И. В. Рожанский, И. П. Смирнова, С. А. Гуревич, *ЖЭТФ* **118**, 637 (2000).
9. J. Klafter and Ping Sheng, *J. Phys. C* **17**, L93 (1984).
10. S. T. Chui, *Rhys. Rev. B* **43**, 14274 (1991).
11. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).
12. I. P. Zvaygin and R. Keiper. *Phys. Stat. Sol. (b)* **230**, 151 (2002).
13. N. Markovic, C. Christiansen, D. E. Grupp, A. M. Mack, G. Martinez-Arizala, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. B* **62**, 2195 (2000).
14. C. A. Neugebauer and M. B. Webb, *J. Appl. Phys.* **33**, 74 (1962).
15. C. J. Adkins and E. G. Astrakharchik, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 6651 (1998).
16. Дж. М. Роуэлл, в сб.: *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста, Мир, Москва (1973), с. 369.
17. H. R. Zeller and I. Giaever, *Phys. Rev.* **181**, 789 (1969).
18. К. Б. Дюк, в сб.: *Туннельные явления в твердых телах* под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста, Мир, Москва (1973), с. 36.