

АНОМАЛЬНО ВЫСОКАЯ НИЗКОЧАСТОТНАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНООСТРОВОВ

*А. П. Болтаев**, *Ф. А. Пудонин***

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

Поступила в редакцию 3 марта 2008 г.

В работе изучалась низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость системы металлических наностростровов Co, W, FeNi в электрическом поле. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась из анализа зависимостей реактивной проводимости пленок. Обнаружено, что эффективная диэлектрическая проницаемость исследуемых структур имеет аномально высокую положительную величину (10^7 – 10^8) и с ростом электрического поля эффективная диэлектрическая проницаемость пленок уменьшается, а проводимость увеличивается. Природа высокой эффективной диэлектрической проницаемости пленок обусловлена островковым характером металлических пленок и связана с поляризацией диполей, образованных парами отрицательно и положительно заряженных металлических островков.

PACS: 73.22.-f, 73.61.-r

1. ВВЕДЕНИЕ

Наноструктуры на основе гранулированных или островковых металлических пленок обладают рядом уникальных свойств. В них наблюдалось излучение света во внешнем электрическом поле [1], фотопроводимость в видимой и инфракрасной областях спектра [2], а также значительное изменение дифференциальной проводимости островковых металлических пленок от слабого электрического поля при температурах до 300 К [3]. При не слишком высокой плотности металлических островков в таких структурах реализован режим термически активированной проводимости [4–8]. Экспериментально было найдено, что проводимость в островковых металлических структурах и наноконпозитах изменяется с температурой в соответствии с законом $\sigma \propto \exp\{-(T_0/T)^{0.5}\}$. Таким образом, экспериментальные данные описываются «законом 1/2» [4–7]. Привлекались различные теоретические модели для объяснения закона 1/2, например [8–11]. 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 [8, 9] указывалось на важную роль кулоновского взаимодействия между заряженными гранулами и на формирование кулоновской щели в наноконпозитах, а в работе [11] предполагалось, что кулоновская щель в плотности состояний гранулированных структур возникает из-за наличия в окружающей гранулы среде случайного потенциала. Имеются и другие модели, объясняющие закон 1/2, — так, в работе [12] проводимость в гранулированных структурах связывалась с разбросом размеров металлических гранул.

В ряде работ было показано, что показатель степени x в выражении, описывающем измеренное значение проводимости в наноконпозитах, не всегда равен 1/2. В работе [13] показано, что в условиях, когда длина прыжка меньше размеров островков и сравнима с толщиной прослоек между ними, стандартная теория прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка неприменима. В работе [14] было обнаружено, что $x = 0.75$, в [15] — $x = 0.72$, в [16] — $x = 1$, в [17] обсуждался активационный характер проводимости островковых металлических пленок. Причины возникновения подобных откло-

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

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

нений от зависимости $x = 1/2$ до сих пор дискутируются. Очевидно, металлические nanoостровки, окруженные изолятором, в электрическом поле будут поляризованы. Поляризованные nanoостровки могут вносить вклад в диэлектрическую проницаемость пленки и оказывать значительное влияние на низкочастотную проводимость пленки. Изучение диэлектрических свойств систем на основе металлических nanoостроек позволит получить дополнительную информацию о механизмах протекания тока в гранулированных и островковых системах.

В данной работе изучались некоторые свойства низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок, для чего проводились измерения температурных зависимостей активной и реактивной дифференциальных проводимостей структур на основе металлических nanoостроек Co, W, FeNi. Эти измерения выполнялись в комплексе с исследованием зависимостей активной и реактивной проводимостей пленок от электрического поля. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась из анализа зависимостей реактивной проводимости пленок.

2. ТЕХНОЛОГИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Островковые пленки FeNi, Co, W выращивались на диэлектрических подложках (ситал) толщиной $D_s = 0.5$ мм методом ВЧ-распыления. Подробности метода получения таких пленок приведены в работе [2]. Для измерения выбирались как однослойные, так и многослойные пленки.

1. Пленка FeNi состояла из десяти островковых металлических слоев, каждый слой FeNi имел эффективную толщину $d = 7 \text{ \AA}$, между слоями FeNi наносились слои Al_2O_3 с эффективной толщиной $d = 20 \text{ \AA}$.

2. Пленка Co состояла из пяти островковых слоев, каждый слой Co имел толщину $d = 9 \text{ \AA}$. Между слоями Co наносились слои Al_2O_3 толщиной $d = 20 \text{ \AA}$.

3. Островковая пленка W имела толщину $d = 12 \text{ \AA}$. После напыления W металлическая структура закрывалась тонким слоем Al_2O_3 толщиной $d = 8 \text{ \AA}$.

Эффективная толщина металлических и диэлектрических слоев определялась по времени напыления пленок при известной скорости осаждения. Ранее [2] методом атомно-силовой микроскопии были проведены исследования топографии однослойных пленок FeNi, Co, W, которые специально изготавли-

вались для этой цели. Показано, что однослойная металлическая пленка FeNi с эффективной толщиной $d = 7 \text{ \AA}$ имеет островковый характер, с размером островков около 15–30 нм, причем островки отстоят друг от друга в среднем на расстоянии до 1.5–5 нм. Если взять среднее расстояние между островками $d = 2$ нм и средний диаметр островков равным $r = 18$ нм, то число островков на единицу площади будет равно $N = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Доля объема занятая металлическими островками равна $V/V_0 = N\pi r^2 = 0.64$. Подобную островковую структуру имели металлические пленки Co ($d = 9 \text{ \AA}$) и W ($d = 12 \text{ \AA}$), но с большими размерами островков.

Из структур 1–3 изготавливались прямоугольные образцы шириной 0.5–1.5 мм и длиной 2–3.5 мм. Омические контакты создавались путем нанесения узких полосок индия на поверхность пленки вдоль противоположных сторон прямоугольника. Схематическое изображение образца представлено на вставке рис. 1а.

При исследовании активной и реактивной дифференциальных проводимостей структур на основе островковых металлических пленок к образцу прикладывалось напряжение $U = U_0 + U_1 \cos(\omega t)$. Амплитуда переменного напряжения равнялась $U_1 = 10^{-2}$ В. Постоянное электрическое напряжение U_0 изменялось от нуля примерно до 15 В (электрическое поле в образцах изменялось от $F = 0$ до $F \approx 60$ В/см). Измерение дифференциальной проводимости осуществлялось при частоте внешнего электрического поля $f = \omega/2\pi = 12$ кГц. Данная частота являлась оптимальной для отдельного измерения активной и реактивной составляющих импеданса исследуемых структур с помощью фазочувствительного детектирования, поскольку при этой частоте величины активной и реактивной составляющих импеданса образцов оказались близкими по порядку величины. Следует подчеркнуть, что напряжение на этих структурах по фазе запаздывало относительно колебаний тока, т.е. мнимая часть импеданса носила емкостной характер. Сопротивление и емкость пленки FeNi, приведенные к единице площади, при температуре $T = 300$ К равнялись соответственно $R = 7.7 \cdot 10^4$ Ом и $C = 3.3 \cdot 10^{-11}$ Ф, сопротивление пленки кобальта $R = 4.45 \cdot 10^7$ Ом, емкость $C = 4.3 \cdot 10^{-13}$ Ф. При этом емкость диэлектрической подложки площадью $S = 1 \text{ см}^2$ в воздушной среде примерно равна $C_s \approx 5 \cdot 10^{-14}$ Ф. Погрешность измерения проводимости и емкости составляла около 5%.

На рис. 1 представлены зависимости дифференциальной проводимости $\sigma(0)$ и емкости $C(0)$ пермал-

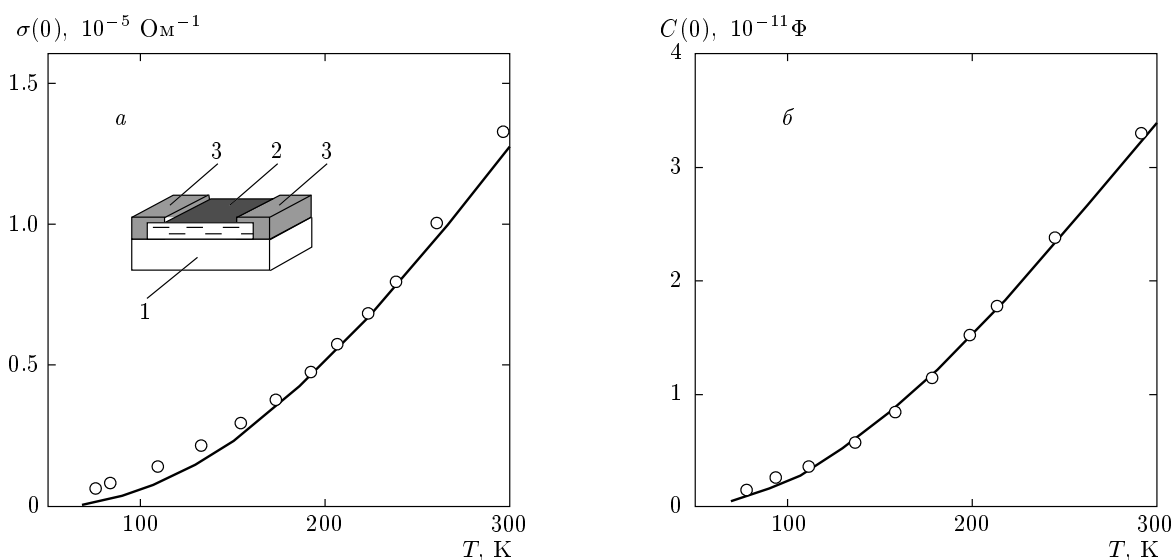


Рис. 1. Зависимости дифференциальной проводимости $\sigma(0)$ (а) и емкости $C(0)$ (б) островковой пленки FeNi от температуры. На вставке — схематическое изображение образца: 1 — диэлектрическая подложка, 2 — пленка, 3 — электрические контакты

лоевой (FeNi) пленки от температуры, где $\sigma(0)$ — дифференциальная проводимость пленки, приведенная к единице площади, при $U_0 = 0$ и $C(0)$ — емкость пленки, приведенная к единице площади, при $U_0 = 0$. Характер зависимости емкости структуры от температуры практически не отличается от характера температурной зависимости проводимости, что указывает на общую причину изменения емкости и проводимости от температуры.

Зависимость емкости островковой пленки FeNi от частоты представлена на рис. 2. На вставке этого рисунка представлена зависимость дифференциальной проводимости σ_0 островковой пленки FeNi от частоты. На рис. 2 видно, что проводимость пленки с увеличением частоты практически не изменяется, а величина емкости с увеличением частоты резко уменьшается. Зависимость емкости островковой пленки FeNi от частоты были представлены эмпирическим уравнением $C \sim 1/\omega^{0.7}$. На графике это эмпирическое уравнение обозначено сплошной кривой. Наблюдается хорошее совпадение между экспериментальной кривой и эмпирической кривой. Очевидно, что проводимость структуры на переменном токе с изменением частоты будет изменяться по закону $\sigma_\omega \propto \omega C \propto \omega^s$, где $s = 0.3$, и при $\omega \rightarrow 0$ величина $\sigma_\omega \rightarrow 0$.

Выше отмечалось, что образцы структур для исследования изготавливались в виде прямоугольника (вставка рис. 1а), а электрические контакты наносились узкой полоской на противоположных кон-

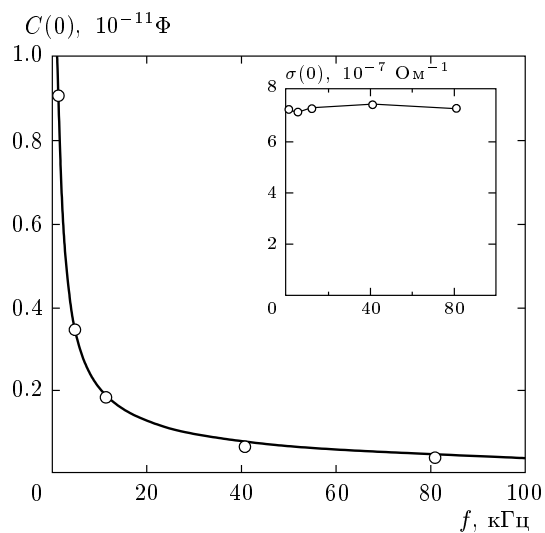


Рис. 2. Зависимость емкости островковой пленки FeNi от частоты. На вставке — зависимость дифференциальной проводимости $\sigma(0)$ островковой пленки FeNi от частоты

цах этого прямоугольника. Как показали исследования, величина емкости таких образцов во всем диапазоне измеряемых температур (рис. 1б) много больше емкости подложки ($C_s \approx 5 \cdot 10^{-14}$ Ф). Поскольку емкость подложки «соединена» параллельно с емкостью пленки, емкость измеряемого образца определяется практически емкостью пленки. При этом емкость пленки может быть обусловлена

либо контактными явлениями электрод–пленка, либо объемными свойствами пленки. Для разрешения данного вопроса были проведены измерения емкости двух образцов, изготовленных на основе пленки FeNi. Эти образцы различались только расстоянием между электрическими контактами ($L_1 = 2$ мм, $L_2 = 4$ мм). Если емкости этих двух образцов будут равными, то причина возникновения емкости пленки обусловлена, очевидно, контактными явлениями электрод–пленка. Как показали измерения, емкость образца с расстоянием между электрическими контактами $L_1 = 2$ мм была примерно в 1.9 раза больше, чем емкость образца с $L_2 = 4$ мм. В этом случае емкость определяется объемными свойствами пленки.

Выше отмечалось, что исследуемые пленки состоят из металлических островков, которые по всем направлениям отделены один от другого диэлектриком (Al_2O_3). В этой связи исследуемые пленки можно рассматривать как мелкодисперсную смесь. Поскольку расстояние между электрическими контактами образцов много больше масштабов неоднородностей в пленке, по отношению к среднему электрическому полю исследуемые структуры являются однородной и изотропной средой и как таковые могут характеризоваться определенным эффективным значением диэлектрической проницаемости [18]. Величину эффективной диэлектрической проницаемости материала пленки можно оценить по измеренным значениям емкости структуры. Поскольку в исследуемых образцах электрическое поле направлено вдоль пленки, а общая толщина D пленки (например, для структуры FeNi $D \approx 270 \text{ \AA}$) много меньше расстояния между электродами, рассматривать образец как емкость конденсатора с плоскопараллельными электродами некорректно. Оценить величину диэлектрической проницаемости пленки возможно, если предположить, что емкость пленки и подложки определяется выражением $C = \epsilon \epsilon_0 D A$, где ϵ — эффективная диэлектрическая проницаемость пленки, ϵ_0 — электрическая постоянная, D — общая толщина пленки с металлическими и диэлектрическими слоями, A — параметр, учитывающий продольные и поперечные размеры и форму образца. Сравнивая емкость подложки с емкостью пленки и зная величину диэлектрической проницаемости подложки и ее толщину, можно приближенно оценить величину эффективной диэлектрической проницаемости пленок $\epsilon = C \epsilon_s D_s / C_s D$, где C , D — емкость и толщина пленки; ϵ_s , C_s , D_s — диэлектрическая проницаемость, емкость и толщина подложки. Вычисленная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости системы металлических островков на

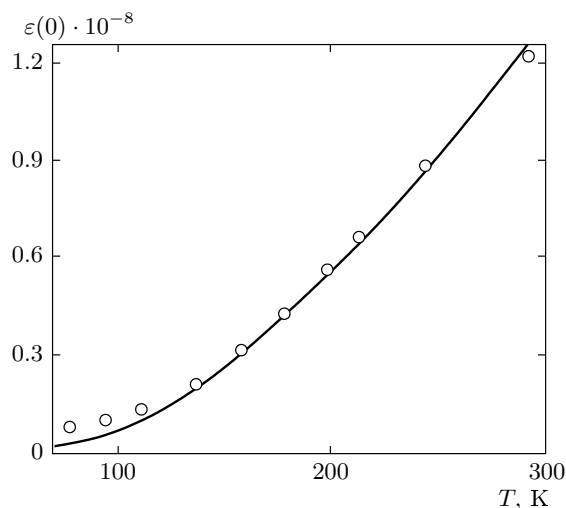


Рис. 3. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости островковой пленки FeNi от температуры

основе FeNi от температуры при $U_0 = 0$ представлена на рис. 3. На этом рисунке видно, что с ростом температуры величина эффективной диэлектрической проницаемости увеличивается. Но что больше всего обращает на себя внимание, это anomalно высокое значение эффективной диэлектрической проницаемости островковых пленок во всем диапазоне измеряемых температур — 10^7 – 10^8 . Для сравнения низкочастотная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков, характеризующихся высокими значениями диэлектрической проницаемости, имеет величину порядка 10^4 – 10^5 [19].

В этих же структурах было изучено влияние электрического поля на их диэлектрические свойства. Были измерены зависимости активной и реактивной составляющих проводимости структур от электрического поля. Из анализа зависимостей реактивной проводимости образцов определялась диэлектрическая проницаемость пленок. На рис. 4 представлены зависимости относительной диэлектрической проницаемости и относительной проводимости от электрического поля (ϵ и σ — диэлектрическая проницаемость и проводимость пленок при $F \neq 0$, $\epsilon(0)$ и $\sigma(0)$ — диэлектрическая проницаемость и проводимость пленок при $F = 0$). Структуры на основе FeNi и Co измерялись при температуре $T = 77$ К, а структура на основе W измерялась при температуре $T = 300$ К. Диэлектрическая проницаемость и проводимость пленок на основе FeNi при $F = 0$ равны: $\epsilon(0) = 8.5 \cdot 10^6$, $\sigma(0) = 6.1 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ при $T = 77$ К, пленок на основе Co составляют:

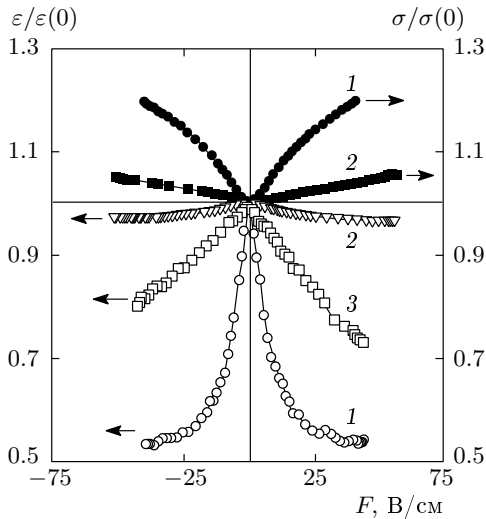


Рис. 4. Зависимости относительной диэлектрической проницаемости и относительной проводимости от электрического поля: 1 — структура на основе FeNi, измерялась при температуре $T = 77$ К; 2 — Co, $T = 77$ К; 3 — W, $T = 300$ К

$\varepsilon(0) = 4 \cdot 10^6$, $\sigma(0) = 2.25 \cdot 10^{-8}$ Ом $^{-1}$ при $T = 77$ К, пленок на основе W: $\varepsilon(0) = 1.2 \cdot 10^7$, $T = 300$ К. На рис. 4 видно, что эффективная диэлектрическая проницаемость пленок с ростом электрического поля уменьшается, а проводимость увеличивается. Наиболее резкий рост проводимости и наиболее резкое уменьшение диэлектрической проницаемости наблюдается в электрических полях от $F = 0$ до $F \approx 25$ В/см (например, рис. 4 (кривые 1)). Дальнейшее увеличение электрического поля приводит к более медленному росту проводимости и, практически, к насыщению величины диэлектрической проницаемости.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате проведенных измерений зависимостей активной и реактивной дифференциальных проводимостей структур на основе металлических наностростровов Co, W, FeNi от температуры и электрического поля было установлено:

1. Проводимость в измеряемых структурах с ростом температуры увеличивается, что указывает на диэлектрический характер проводимости, причем для безразмерной проводимости g всех исследуемых образцов в области измеряемых температур выполняется условие $g = G/(e^2/\hbar) \ll 1$, где G — проводимость образца, а величина $e^2/\hbar = 2.44 \cdot 10^{-4}$ Ом $^{-1}$ —

квантовая проводимость. Образцы, где выполняется условие $g \ll 1$, демонстрируют диэлектрический характер проводимости [10].

2. Напряжение на этих структурах по фазе запаздывает относительно колебаний тока, т.е. мнимая часть импеданса носит емкостный характер.

3. Характер зависимости емкости структуры от температуры практически не отличается от характера температурной зависимости проводимости.

4. Проводимость структуры на переменном токе с изменением частоты изменяется по закону $\sigma_\omega \propto \omega^s$, где $s = 0.3$, и при $\omega \rightarrow 0$ имеем $\sigma_\omega \rightarrow 0$.

5. Измеренная низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость структур на основе островковых металлических пленок является положительной величиной.

6. С ростом температуры величина эффективной диэлектрической проницаемости увеличивается.

7. Эффективная диэлектрическая проницаемость пленок с ростом электрического поля уменьшается, а проводимость увеличивается.

Выше отмечалось, что характер зависимости емкости структуры (или диэлектрической проницаемости) от температуры практически не отличается от характера температурной зависимости проводимости. Такое поведение диэлектрической проницаемости материалов возможно, если эти материалы обладают металлическими свойствами. Тогда вещественную часть диэлектрической проницаемости проводящих сред, например, в приближении Друде можно представить в виде

$$\varepsilon = \varepsilon' - \frac{4\pi\sigma(0)\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1)$$

где ε' — диэлектрическая проницаемость проводника, $\sigma(0)$ — проводимость при $\omega = 0$, τ — время релаксации электрона по импульсу [20]. Для металлов при низких частотах справедливо, что $\varepsilon' \ll 4\pi\sigma(0)\tau/(1 + \omega^2\tau^2)$. Тогда вещественная часть диэлектрической проницаемости в металлах при низких частотах ($\omega\tau \ll 1$) будет отрицательной величиной и равна $\varepsilon = -4\pi\sigma(0)\tau/(1 + \omega^2\tau^2)$. Таким образом, вещественная часть диэлектрической проницаемости в металлах $\varepsilon \sim \sigma(0)\tau$ и ε по абсолютной величине будет изменяться с изменением $\sigma(0)$. С другой стороны, вещественная часть диэлектрической проницаемости в металлах при низких частотах ($\omega\tau \ll 1$) является отрицательной величиной. В таких структурах с отрицательной диэлектрической проницаемостью должен наблюдаться эффект «отрицательной емкости» [21], т.е. напряжение на этих

структурах должно по фазе опережать ток (мнимая часть импеданса будет иметь индуктивный характер). Проведенные измерения структур с металлическими наночастицами показали, что переменное напряжение, приложенное к этим структурам, по фазе запаздывает относительно колебаний тока (мнимая часть импеданса носит емкостной характер). Следовательно, мы измеряли положительную действительную часть диэлектрической проницаемости и, следовательно, измеряемые структуры не проявляют металлических свойств на низкой частоте.

Таким образом, материалы, созданные на основе металлических наностроек, на низкой частоте проявляют диэлектрические свойства, поскольку в них наблюдается активационный характер проводимости ($g \ll 1$), а диэлектрическая проницаемость структур является положительной величиной. Основная особенность этих материалов связана с их аномально высоким значением диэлектрической проницаемости $\epsilon \sim 10^7$ – 10^8 .

Возможно, что высокое значение диэлектрической проницаемости структур обусловлено суммарной емкостью промежутков между металлическими островками. Величину емкости однослойной системы, состоящей из отдельных не взаимодействующих металлических островков, разделенных диэлектриком, можно оценить из выражения $C = \epsilon \epsilon_0 A/d(1-V/V_0)$ [22], где A — площадь электродов, d — расстояние между электродами, $\epsilon = 10$ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, который окружает металлические наночастицы. Для оценки была выбрана островковая пленка FeNi с эффективной толщиной $d = 7 \text{ \AA}$ и размерами островков около 150–300 \AA . Расстояние между островками составляло до 15–50 \AA [2]. Если взять среднее расстояние между островками $d = 20 \text{ \AA}$, а средний радиус островков равным $r = 180 \text{ \AA}$, то число островков на единицу площади будет равно $N = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Тогда доля объема, занятая металлическими островками, равна $V/V_0 = 0.64$. Если считать для оценки толщину слоя диэлектрика и высоту металлических островков одинаковыми $m = 20 \text{ \AA}$, то емкость структуры с нейтральными металлическими островками площадью 1 см^2 будет равна $C = 5.2 \cdot 10^{-19} \text{ Ф}$. Экспериментально полученное значение емкости данной пленки примерно равно $C = 5 \cdot 10^{-13} \text{ Ф}$, что на шесть порядков больше емкости, полученной из оценки суммарной емкости промежутков между металлическими островками. Следует подчеркнуть, что величина емкости системы, состоящей из отдельных не взаимодействующих металлических островков,

разделенных диэлектриком, не должна зависеть от температуры.

Наблюдаемое высокое значение эффективной диэлектрической проницаемости структур с металлическими наностройками, в которых наблюдается диэлектрический характер проводимости, и температурная зависимость диэлектрической проницаемости показывают, что природа диэлектрической проницаемости в проводящих системах с металлическими наночастицами принципиально отличается от природы диэлектрической проницаемости как в сплошных металлических пленках, так и в системах с наностройками, где отсутствует проводимость. Выше отмечалось, что температурная зависимость диэлектрической проницаемости пленок по характеру практически не отличается от температурной зависимости проводимости этих пленок (рис. 1а и рис. 3). Такое поведение этих зависимостей возможно, если причины изменения диэлектрической проницаемости и проводимости пленок с изменением температуры в основе имеют одну и ту же природу.

Ранее обсуждалось [17], что температурные зависимости проводимости пленок подчиняются активационному закону и эту зависимость можно представить с помощью выражения $\sigma(0) \propto T \exp(-E/kT)$. Поскольку характер зависимости емкости структуры от температуры практически не отличается от характера температурной зависимости проводимости, то и емкости островковых пленок, измеренные в настоящей работе, и вычисленные значения эффективной диэлектрической проницаемости пленок можно аппроксимировать активационными уравнениями: $C_0 \propto T \exp(-E/kT)$, $\epsilon(0) \propto T \exp(-E/kT)$, которые представлены на рис. 1, 3 в виде сплошных кривых. Подгоночный параметр $E \approx 2.4 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ оказался один и тот же для всех трех кривых, k — постоянная Больцмана.

В работах [3, 17] подробно обсуждались зависимости изменения проводимости островковых металлических пленок от температуры и электрического поля и механизмы переноса носителей заряда в электрическом поле. Показано, что механизм активационной проводимости пленок с системой металлических наностроек обусловлен двумя последовательными процессами [12, 16]. Во-первых, при температуре, отличной от нуля, за счет туннельных переходов электронов между металлическими островками устанавливается термодинамическое равновесие, в котором часть островков приобретает положительный заряд или отрицательный. Энергия системы изменяется на величину $E \propto e^2/\epsilon R$, где R — продоль-

ные размеры металлических островков. Число таких заряженных островков $N_{\pm} \propto T \exp(-E/kT)$ [17]. Во-вторых, в результате возникновения заряженных островков появляются условия для проводимости за счет туннелирования между заряженными и нейтральными островками без существенного изменения энергии системы $\Delta E \propto (e^2/\varepsilon)(1/R_1 - 1/R_2)$. Значение энергии ΔE определяется разбросом геометрических размеров островков.

Выше отмечалось, что причина высокой положительной диэлектрической проницаемости и механизм переноса носителей заряда наноструктур определяются одним и тем же явлением. Как показано, проводимость наноструктур связана с появлением избыточных зарядов на отдельных островках (положительных и отрицательных), число которых $(N_+ + N_-)$ с ростом температуры увеличивается. Именно эти избыточные заряды островков ответственны за туннельный перенос носителей заряда в наноструктурной структуре.

С другой стороны, поскольку ток в наноструктурах определяется туннелированием [12, 16, 17], избыточные носители заряда на островках можно считать «временно» локализованными. Время нахождения избыточных зарядов на островках определяется вероятностью их туннелирования. В период времени нахождения избыточных зарядов на наноструктурах их перемещение ограничено размерами металлического островка и, следовательно, пары положительно и отрицательно заряженных островков можно рассматривать как диполи. Число диполей пропорционально $(N_+ + N_-)/2$. Очевидно, емкость и положительная диэлектрическая проницаемость наноструктурной структуры в значительной степени определяются концентрацией этих диполей. Таким образом, температурные зависимости диэлектрической проницаемости $\varepsilon(T)$, проводимости $\sigma(T)$ и емкости $C(T)$ структур определяются температурной зависимостью концентрации заряженных наноструктур $(N_+ + N_-)$.

Вывод о наличии диполей в структуре также подтверждается из анализа измерений зависимости емкости островковой пленки FeNi от частоты, представленной на рис. 2. Как отмечалось выше, проводимость структуры на переменном токе с изменением частоты изменяется по закону $\sigma_{\omega} \propto \omega C \propto \omega^s$, где $s = 0.3$. Такое поведение проводимости на переменном токе σ_{ω} в неупорядоченных структурах возможно, если вещество содержит диполи [23]. Величина эффективной диэлектрической проницаемости структур с ростом частоты уменьшается ($\varepsilon \propto \omega^{-0.7}$).

Следует подчеркнуть, что измерения емкости и диэлектрической проницаемости структуры проводились в диапазоне частот от 1 до 100 кГц, где проводимость измеряемых образцов определяется туннельным переносом электронов между наноструктурами. В этой области частот наблюдается положительная диэлектрическая проницаемость образцов.

При увеличении частоты внешнего электрического поля поглощаемая структурой электромагнитная энергия, возможно, будет определяться проводимостью внутри металлических островков. Тогда структура будет проявлять металлическую проводимость, а диэлектрическая проницаемость структуры может быть отрицательной величиной (в случае, если частота электромагнитного поля по величине будет меньше плазменной частоты). Следовательно, для частотной зависимости диэлектрической проницаемости структуры, возможно, будет существовать диапазон частот, в котором будет иметь место переход от низкочастотной положительной диэлектрической проницаемости к отрицательной диэлектрической проницаемости при более высоких частотах электрического поля.

Величина относительной эффективной диэлектрической проницаемости островковых пленок с ростом электрического поля уменьшается (рис. 4). На этом же рисунке видно, что с ростом электрического поля наблюдается увеличение проводимости пленок. На первый взгляд, уменьшение относительной эффективной диэлектрической проницаемости пленок с ростом электрического поля противоречит экспериментам, где наблюдался рост диэлектрической проницаемости с ростом температуры из-за роста концентрации заряженных островков. Действительно, увеличение проводимости в пленках с ростом электрического поля в определенной степени обусловлено ростом концентрации заряженных островков [3] и можно было ожидать, что и эффективная диэлектрическая проницаемость пленок будет с увеличением электрического поля увеличиваться. Однако в проводящих системах с металлическими наночастицами, где перенос носителей заряда определяется их туннелированием между островками, диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной и приближенно, так же как и для металлических пленок, вещественную часть диэлектрической проницаемости можно представить в виде

$$\varepsilon = \varepsilon' - f(\omega)\sigma(0), \quad (2)$$

где ε' — положительная диэлектрическая проницаемость, связанная с концентрацией диполей заряженных островков, $\sigma(0)$ — проводимость при $\omega = 0$,

$f(\omega)$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от частоты внешнего электрического поля. На рис. 4 видно, что с ростом электрического поля проводимость увеличивается. В работе [3] отмечалось, что увеличение проводимости пленок с увеличением электрического поля в значительной степени обусловлено ростом вероятности туннелирования носителей заряда между заряженными и нейтральными островками. Поскольку величина диэлектрической проницаемости, связанная с проводимостью $f(\omega)\sigma(0)$, отрицательна и с ростом электрического поля увеличивается по абсолютной величине, очевидно, диэлектрическая проницаемость ϵ уменьшается, что и наблюдается экспериментально (рис. 4).

Таким образом, в работе проведены измерения температурных зависимостей активной и реактивной дифференциальных проводимостей пленок с системой металлических наностроек Co, W, FeNi. Эти измерения выполнены в комплексе с исследованием зависимостей активной и реактивной проводимостей пленок от электрического поля. Из анализа зависимостей реактивной проводимости пленок вычислялась эффективная диэлектрическая проницаемость пленок. Обнаружено аномально высокое положительное значение эффективной диэлектрической проницаемости пленок во всем диапазоне измеряемых температур. Показано, что эффективная диэлектрическая проницаемость пленок с ростом электрического поля уменьшается, а проводимость увеличивается. Природа высокой эффективной диэлектрической проницаемости пленок обусловлена островковым характером металлических пленок и связана с поляризацией диполей, образованных парами отрицательно и положительно заряженных металлических островков. Изменение величины низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости систем на основе наностроек металлических пленок под действием электрического поля обусловлено ростом вероятности туннелирования носителей заряда между заряженными и нейтральными островками при увеличении электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Fedorovich, A. G. Naumovets, and P. M. Tomchuk, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9955 (1999).
2. А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **123**, 1067 (2003).
3. А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **130**, 500 (2006).
4. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979), с. 288.
5. B. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts, and Y. Arie, *Adv. Phys.* **24**, 407 (1975).
6. Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев, А. А. Ликальтер, В. В. Рыльков, М. А. Седова, *ФТТ* **41**, 944 (1999).
7. Д. А. Закгейм, И. В. Рожанский, И. П. Смирнова, С. А. Гуревич, *ЖЭТФ* **118**, 637 (2000).
8. J. Klafter and Ping Sheng, *J. Phys. C* **17**, L93 (1984).
9. S. T. Chui, *Rhys. Rev. B* **43**, 14274 (1991).
10. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
11. J. Zhang and B. I. Shklovskii, *Rhys. Rev. B* **70**, 115317 (2004).
12. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).
13. I. P. Zvaygin and R. Keiper, *Phys. Stat. Sol. (b)* **230**, 151 (2002).
14. N. Markovic, C. Christiansen, D. E. Grupp, A. M. Mack, G. Martinez-Arizala, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. B* **62**, 2195 (2000).
15. C. J. Adkins and E. G. Astrakharchik, *J. Phys.: Condens. Matter.* **10**, 6651 (1998).
16. C. A. Neugebauer and M. V. Webb, *J. Appl. Phys.* **33**, 74 (1962).
17. А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **126**, 954 (2004).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (2001), с. 71.
19. М. П. Шаскольская, *Акустические кристаллы*, справочник, Наука, Москва (1982), с. 310.
20. J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Cambridge Univ. Press (1972) (пер. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1974), с. 313).
21. Н. А. Пенин, *ФТП* **30**, 626 (1996).
22. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике*, т. 5, Мир, Москва (1966), с. 198.
23. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1982), с. 74.