

12,13

## Спектры импеданса тонких пермаллоевых пленок с nanoостровковой структурой

© Б.А. Беляев<sup>1,2</sup>, Н.А. Дрокин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева,  
Красноярск, Россия

E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 15 июня 2011 г.)

В диапазоне частот 0.0001–100 МГц исследовано поведение спектров импеданса островковых пермаллоевых пленок, полученных вакуумным напылением на оптически полированные подложки из ситалла. Разработана резистивно-емкостная модель пленок и определены ее параметры, для которых наблюдается хорошее согласие с экспериментальными результатами частотных зависимостей действительной и мнимой компонент импеданса. Изучены закономерности в поведении электрофизических характеристик при изменении толщины образцов и величины зазора между измерительными электродами. Определены величины относительной диэлектрической проницаемости исследуемых пленок, достигающие значений  $\epsilon \sim 10^7 - 10^8$ , и вычислены времена релаксации структуры.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг., интеграционного проекта № 5 СО РАН, проекта № 21.1 Президиума РАН.

### 1. Введение

Как известно, композитные нанокристаллические материалы проявляют необычные электрические и магнитные свойства, которые могут использоваться при создании новых элементов микроэлектроники. Большой интерес представляют, в частности, ультрадисперсные смеси различных веществ, нанопорошки, нанопроволоки, нановолокна, нанотрубки, а также наноструктуры на основе тонких островковых металлических пленок. Природа некоторых наблюдаемых в них эффектов до конца еще не изучена, поэтому исследование таких материалов — важная и актуальная задача не только для прикладной, но и для фундаментальной науки. Специфические свойства большинства ультрадисперсных материалов связаны со значительным увеличением объемной доли границ раздела структурных образований при уменьшении их размера. Это нередко приводит к существенным изменениям некоторых физических характеристик. Например, изделия из таких материалов, как правило, обладают повышенной прочностью за счет значительного увеличения твердости [1,2], обусловленной присутствием дефектов высокой плотности, так как границы зерен или кристаллитов имеют ярко выраженную неравновесную структуру. Магнетомягкие материалы на основе металлических мультислойных нанокристаллических структур обладают узкой шириной линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и высокой магнитной проницаемостью в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) [3], если размеры кристаллитов значительно меньше радиуса корреляции, связанного с обменным взаимодействием между ними [4]. В этом случае наблюдается уширение линий ФМР за счет хаотическо-

го разброса осей кристаллографической анизотропии в кристаллитах уменьшается до величины, обусловленной реальным затуханием используемого материала.

Однако при синтезе сверхтонких пленок наблюдаются некоторые особенности организации наноструктур на поверхности подложки. Так, на начальных стадиях осаждения пленок (при их толщине до нескольких десятков ангстрем) возникают равномерно распределенные по площади подложки металлические островки, которые пространственно разделены между собой. Несомненно, электрофизические свойства островковых пленок существенным образом отличаются от свойств сплошных пленок, несмотря на то что кристаллическая структура островков в большинстве случаев аналогична структуре массивного материала. Как показывают эксперименты, такие структуры по своим свойствам оказываются близки к полупроводникам. В частности, их удельное электросопротивление намного выше сопротивления массивного материала, а проводимость с ростом температуры экспоненциально растет, так как зачастую она либо определяется прыжковой проводимостью, либо обусловлена туннелированием электронов через потенциальные барьеры между островками [5]. С увеличением толщины пленок островки начинают частично перекрываться друг с другом и выше порога перколяции (порога протекания) образец становится металлическим.

Современные технологические установки позволяют очень точно контролировать процесс напыления пленок заданных толщин, поэтому такие структуры хорошо воспроизводимы и являются удобными объектами для физических исследований, а также для возможных их технических применений. Уникальные электрофизические свойства островковых образований позволяют ис-

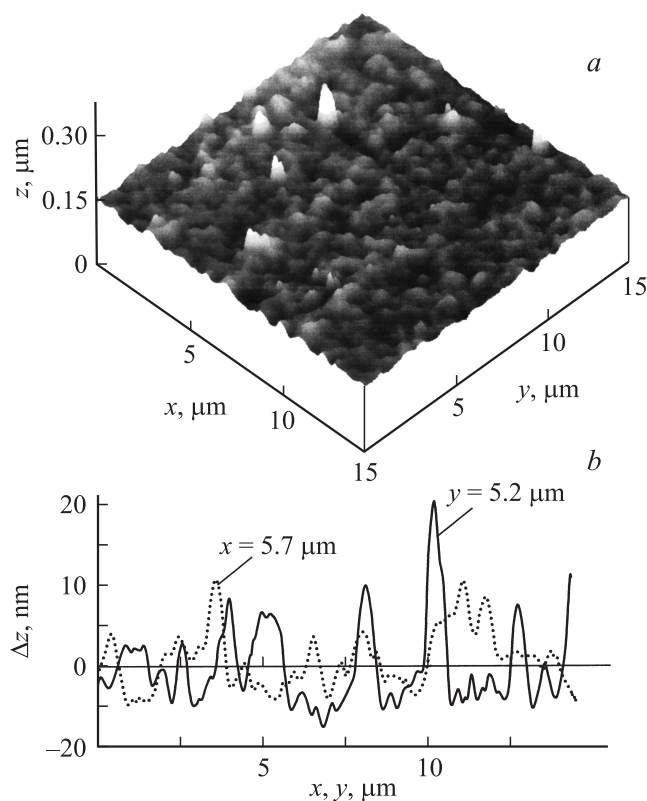
пользовать такие материалы в качестве датчиков физических величин, элементов микроэлектроники и спинтроники [6]. При определенных технологических режимах синтеза островковых пленок наблюдается тенденция к самоорганизации островковых образований, что позволяет создавать структурно упорядоченные наноматериалы для оптики, например фотонные кристаллы [7,8]. В пространственно модулированных (по толщине) слоистых структурах на основе пленок из ферромагнитных и немагнитных металлов (Co/Cu, Ni/Cu и др.) обнаружены эффекты гигантского магнитосопротивления [9,10]. А при излучении электрофизических свойств островковых многослойных пленок на основе Co, W, FeNi выявлены anomalно высокие значения эффективной диэлектрической проницаемости, достигающие величин  $\epsilon \sim 10^7 - 10^8$  [11].

Необходимо отметить, что реальные островковые пленки и создаваемые на их основе мультислойные системы далеко не идеальны даже на сравнительно небольших площадях — как по химическому составу, так и по структуре. Это во многом связано с тонкостями используемых технологий и точностью контролирования условий напыления пленок, варьирование которых может приводить к существенному изменению электрофизических характеристик образцов [12]. В связи с этим попытки обобщить имеющиеся экспериментальные результаты и выявить закономерности в поведении структурных, магнитных, электрических и других характеристик островковых структур пока оказываются проблематичными.

Настоящая работа посвящена исследованию спектров электрического импеданса однослойных островковых FeNi пленок различных толщин, изготовленных путем термического напыления пермаллоя на диэлектрическую подложку при определенных технологических условиях. Экспериментально измерялось полное комплексное сопротивление  $Z^* = Z' + iZ''$  (импеданс) слоистой структуры подложки — пленка в диапазоне частот от 100 Hz до 100 MHz. Здесь  $Z'$  и  $Z''$  — активная (действительная) и реактивная (мнимая) составляющие вектора импеданса, которые позволяют определять и анализировать как диэлектрические, так и электропроводящие характеристики материалов [13]. В работе предложена резистивно-емкостная модель пленок и определены ее параметры, для которых наблюдается хорошее согласие с измерениями, анализируются полученные результаты и обсуждаются некоторые методические вопросы эксперимента.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Тонкие пленки изготавливались стандартным методом термического испарения металла в вакууме [14]. В качестве металла использовался пермаллой состава Ni<sub>80</sub>-Fe<sub>20</sub> весовых процентов, а осаждение паров производилось на полированные ситалловые подложки толщиной 0.5 mm, подогретые до 200°C, при этом скорость

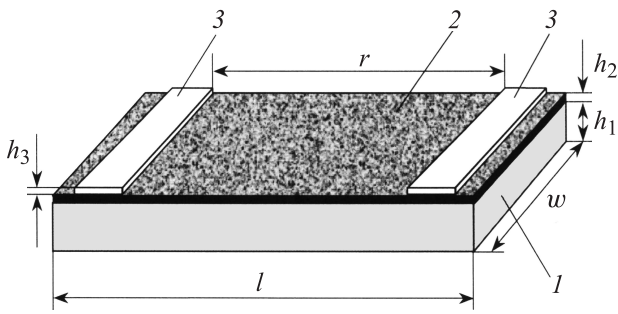


**Рис. 1.** Фрагмент поверхности пленки по данным атомно-силовой микроскопии (a) и профиль неровностей образца относительно среднего уровня (b): вдоль оси  $x$  — сплошная линия, вдоль оси  $y$  — пунктир.

осаждения составляла около 0.5 nm/s. Скорость осаждения и эффективная толщина полученных образцов островковых пленок контролировались в процессе напыления кварцевым измерителем толщины пленки КИТП-5, предварительная калибровка которого осуществлялась по результатам измерений контрольных образцов с использованием рентгеноспектрального флуоресцентного анализа [15], позволяющего определять толщины пленок с точностью  $\pm 1$  nm.

Структура поверхности изготовленных пленок толщиной от 1 до 5 nm исследовалась путем сканирования на атомно-силовом микроскопе. Типичная картина участка поверхности размером  $15 \times 15 \mu\text{m}$  приведена на рис. 1, a для пленки толщиной 3 nm. На рис. 1, b представлены сечения, сделанные параллельно оси  $x$  (при  $y = 5.2 \mu\text{m}$ ) и параллельно оси  $y$  (при  $x = 5.7 \mu\text{m}$ ), показывающие профили неоднородностей в образце. Как видно, максимальные значения „выбросов“ по высоте достигают величины 30 nm, а характерные размеры неоднородностей по осям  $x$  и  $y$  составляют примерно 2–3  $\mu\text{m}$ .

Геометрия исследуемых образцов показана на рис. 2. Подложка (1) для пермалловой пленки (2) изготавливалась из ситалла с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1 = 10$  в виде прямоугольной пластины размером  $l \times w \times h_1 = 20 \times 10 \times 0.5 \text{ mm}^3$ . На поверхности пленки



**Рис. 2.** Исследуемый образец, состоящий из подложки (1) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ , пермаллоевой пленки  $\text{Ni}_{80}\text{-Fe}_{20}$  (2) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  и контактов (3).

наносились электроды (3) шириной 1 мм и толщиной  $h_3 \sim 50\text{--}100\ \mu\text{m}$ , изготовленные из индия, золотой фольги или контактола на основе графита. Расстояние между электродами ( $r$ ) изменялось в пределах от 1–10 мм. Нанесенные на образец электроды подключались отрезками проводников длиной  $\sim 20$  мм к автоматическим измерителям импеданса WK 4270 (Wayne Kerr Electronics, England) и BM 538 (Tesla, Czech Republic), работающих соответственно в диапазонах частот  $f = 0.0001\text{--}1$  и 1–100 МГц. Индуктивность проводов  $L \leq 1\ \mu\text{H}$  начинала вносить еле заметный вклад в измеряемые значения импеданса лишь на частотах  $f > 90$  МГц.

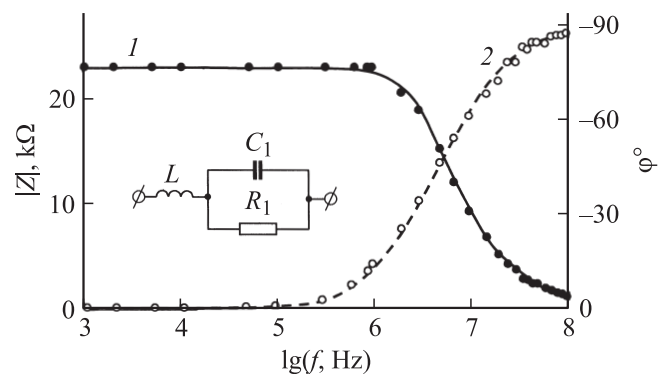
В процессе измерения на каждой выбранной частоте измерялся модуль импеданса  $|Z|$  и угол сдвига фаз между током и напряжением  $\varphi$ . Затем вычислялись и строились частотные зависимости действительной ( $Z' = |Z| \cdot \cos \varphi$ ) и мнимой ( $Z'' = |Z| \cdot \sin \varphi$ ) компонент импеданса. Как известно, в методике импедансной спектроскопии для анализа результатов измерения необходимо построить модель исследуемого объекта в виде электрической цепи, состоящей из активных (резисторов) и реактивных (емкостей и индуктивностей) элементов. При этом сама схема и параметры ее элементов подбираются так, чтобы частотные зависимости действительной и мнимой компонент импеданса созданной модели были бы близки к измеренным. Такой подход позволяет не только объяснить природу наблюдаемых закономерностей при протекании переменного электрического тока в образце, но и рассчитать времена релаксации исследуемых материалов. Выбор той или иной электрической схемы определяется индивидуально для каждого объекта в зависимости от характера поведения  $|Z|$ ,  $\varphi$ , а также годографа импеданса, построенного в координатах  $Z'$ ,  $Z''$  [16].

В островковых пленках в переменном электрическом поле на противоположных сторонах островков возникают индуцированные заряды, поэтому каждая пара разноименно заряженных участков соседних островков, разделенных зазором, может рассматриваться как конденсатор, обладающий не только потерями на проводимость в металле, но и „утечкой“ заряда за счет

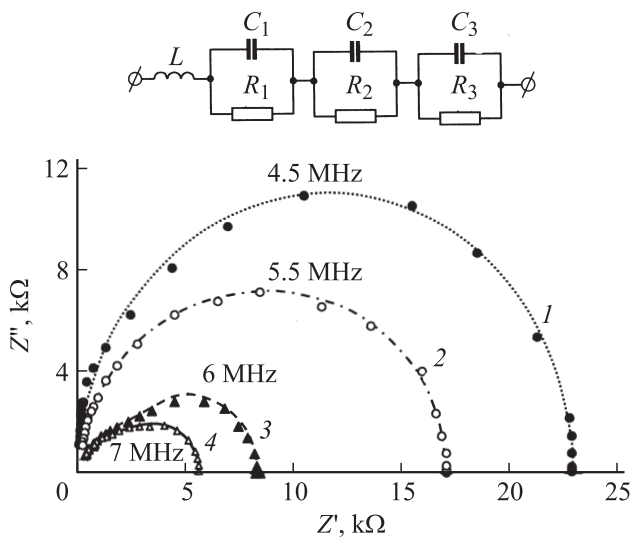
туннельной проводимости электронов через потенциальный барьер зазора. В рамках такого представления для анализа исследуемых материалов может подойти простая эквивалентная схема, содержащая емкость и резистор, подключенный к ней параллельно. Однако, как будет показано ниже, такая схема достаточно хорошо согласуется с экспериментом лишь для очень тонких образцов ( $h_2 \leq 2$  нм). Для более „толстых“ пленок требуется усложнение эквивалентной схемы, так как в них вероятны процессы частичного слияния металлических островков и образование некоторых неоднородных планарных структур, которые могут обладать, во-первых, индуктивностью, а во-вторых, целым набором времен релаксации. Важно отметить, что иногда требуется еще и учитывать влияние на измеряемый импеданс активных и реактивных сопротивлений барьеров, возникающих в области контакта металлических электродов с островковой пленкой.

### 3. Результаты измерений

Спектры импеданса исследуемых образцов измерялись при комнатной температуре  $\sim 23^\circ\text{C}$  и сравнительно малой амплитуде переменного напряжения на образце (0.7 В), чтобы исключить его нагревание. Отметим, что ток в исследуемых пленочных структурах по фазе всегда опережал напряжение, что говорит о преимущественно емкостном характере реактивной проводимости образцов. В качестве примера на рис. 3 приведена частотная зависимость модуля импеданса  $|Z|$  и угла  $\varphi$  для пленки FeNi толщиной  $h_2 = 1.6$  нм при расстоянии между электродами  $r = 10$  мм. Видно, что вплоть до частоты  $f \sim 500$  кГц значение  $|Z|$  соответствует омическому (активному) сопротивлению пленки, так как фазовый угол  $\varphi$  близок к нулю. Однако при дальнейшем увеличении частоты в общую проводимость пленки начинает вносить свой вклад ток смещения, и на максимально высоких частотах, при которых фазовый угол достигает значения практически  $-90^\circ$ , импеданс полностью определяется реактивной компонентой про-



**Рис. 3.** Частотная зависимость  $|Z|$  (1) и угла  $\varphi$  (2) пленки FeNi толщиной 1.6 нм при расстоянии между электродами  $r = 10$  мм. На вставке показана модель образца.



**Рис. 4.** Годографы импеданса пленки толщиной 1.6 nm при расстоянии между электродами  $r = 10, 6, 2$  и  $1$  mm (кривые 1–4 соответственно). На годографах указаны частоты положения максимумов. Точки — эксперимент, линии — численная аппроксимация по эквивалентной схеме, показанной на вставке.

водимости (электрической емкостью между островками пленочного образца).

На рис. 4 приведены годографы импеданса для этого же образца, построенные при различных расстояниях ( $r$ ) между электродами. Видно, что годограф (1) представляет собой практически правильную полуокружность с центром, лежащим на оси абсцисс. Такое поведение годографа характерно для электрической цепи, приведенной на вставке к рис. 3. Последовательно включенный в параллельную  $R_1C_1$  цепь индуктивный элемент  $L$  в данном случае моделирует лишь индуктивность подводящих проводов. Расчет активных и реактивных элементов схемы проводился в соответствии со следующим выражением для полного импеданса схемы:

$$Z^* = \frac{R_1(1 - j\omega R_1 C_1)}{1 + (\omega R_1 C_1)^2} + j\omega L, \quad (1)$$

где  $\omega$  — круговая частота (rad/s).

Очевидно, что действительная и мнимая компоненты импеданса в этом случае будут выражаться соотношениями

$$Z' = \frac{R_1}{1 + (\omega C_1 R_1)^2}, \quad (2)$$

$$Z'' = \omega L - \frac{\omega C_1 R_1^2}{1 + (\omega C_1 R_1)^2}. \quad (3)$$

Наиболее хорошее согласие полученных результатов измерений характеристик импеданса с расчетом (см. кривые 1, 2 на рис. 3 и кривая 1 на рис. 4) достигается при следующих значениях параметров эквивалентной схемы, показанной на вставке на рис. 3:  $C_1 = 1.5$  pF,  $R_1 = 22.9$  kΩ,  $L = 1.8$  μH. Время

релаксации такой схемы составляет величину  $\tau = RC = 3.44 \cdot 10^{-8}$  s. Это значение близко к времени релаксации, рассчитанному по частоте наблюдаемого на годографе максимума  $f_{\max} = 4.5$  MHz (см. рис. 4, кривая 1):  $\tau = 1/(2\pi f_{\max}) = 3.54 \cdot 10^{-8}$  s.

Как и следовало ожидать, при каждом уменьшении зазора  $r$  между электродами исследуемого образца происходит монотонное уменьшение активного сопротивления пленки, величине которого соответствует значение точки пересечения каждого годографа на рис. 4 с осью абсцисс справа ( $R_1 = Z'$  при  $\omega \rightarrow 0$ ). При этом частоты, на которых наблюдаются максимумы годографов, лишь немного смещаются в область более высоких частот от 4.5 до 7 MHz. Это свидетельствует о том, что при уменьшении зазора между электродами падение сопротивления участка образца почти полностью компенсируется возрастанием его емкости, обеспечивая тем самым относительно небольшое изменение времени релаксации  $\tau$ . Следует отметить, что такое поведение  $\tau$  для пленки толщиной 1.6 nm — это лишь частный случай. Для более тонких и более толстых образцов времена релаксации зависят от расстояния между электродами гораздо сильнее. Например, в пленке толщиной 1 nm при изменении  $r$  от 10 до 1 mm  $\tau$  уменьшается примерно в два раза от  $5 \cdot 10^{-6}$  до  $1 \cdot 10^{-7}$  s, а в пленке толщиной 18 Å  $\tau$  изменяется еще больше — от  $2.3 \cdot 10^{-8}$  до  $6 \cdot 10^{-9}$  s.

С уменьшением  $r$ , как видно на рис. 4, форма годографов становится все более асимметричной. В связи с этим для определения резистивно-емкостных характеристик исследуемого участка пленки эквивалентная схема с элементами  $R_1C_1$ , показанная на вставке рис. 3, дополнялась еще одним или двумя последовательно включенными аналогичными звеньями  $C_2R_2$  и  $C_3R_3$  (см. вставку на рис. 4). При этом импеданс вычислялся по формуле

$$|Z| = \left| \frac{R_1}{1 + j\omega C_1 R_1} + \frac{R_2}{1 + j\omega C_2 R_2} + \frac{R_3}{1 + j\omega C_3 R_3} \right|. \quad (4)$$

Результаты расчета годографов для различных значений  $r$  показаны на рис. 4 различными линиями (кривые 2–4). Значения соответствующих активных и реактивных элементов эквивалентных схем в зависимости от  $r$  приведены в табл. 1.

Как видно, при уменьшении межэлектродного зазора от 10 до 1 mm значение  $C_1$  первого звена эквивалентной

**Таблица 1.** Параметры элементов эквивалентных схем для различных расстояний  $r$  образца толщиной 1.6 nm

$r$ , mm	$C_1$ , pF	$C_2$ , pF	$C_3$ , pF	$R_1$ , kΩ	$R_2$ , kΩ	$R_3$ , kΩ
1	14.0	4.00	3.37	5.61	1.96	0.53
2	10.1	4.50	2.94	7.20	2.10	0.58
6	4.92	2.28	5.40	9.10	7.64	0.32
10	1.65	0	0	22.9	0	0

схемы монотонно увеличивается от 1.65 до 14.0 pF, а соответствующее ему сопротивление  $R_1$ , напротив, монотонно уменьшается от 22.9 до 5.61 kΩ. В то же время не наблюдается каких-либо закономерностей в изменении значений  $C_2$  и  $C_3$ , а также  $R_2$  и  $R_3$ . Это позволяет предположить, что элементы  $R_1C_1$ , вероятнее всего, моделируют „внутреннюю“ часть пленочного образца между контактами, а элементы  $R_2C_2$  и  $R_3C_3$  отображают состояние контактных областей. Такое предположение

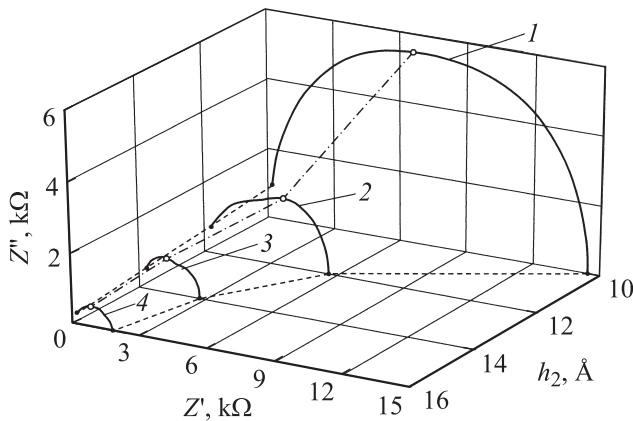


Рис. 5. Годографы импеданса для четырех толщин пленок FeNi  $h_2 = 1.0, 1.2, 1.4$  и  $1.6$  nm (кривые 1–4 соответственно).

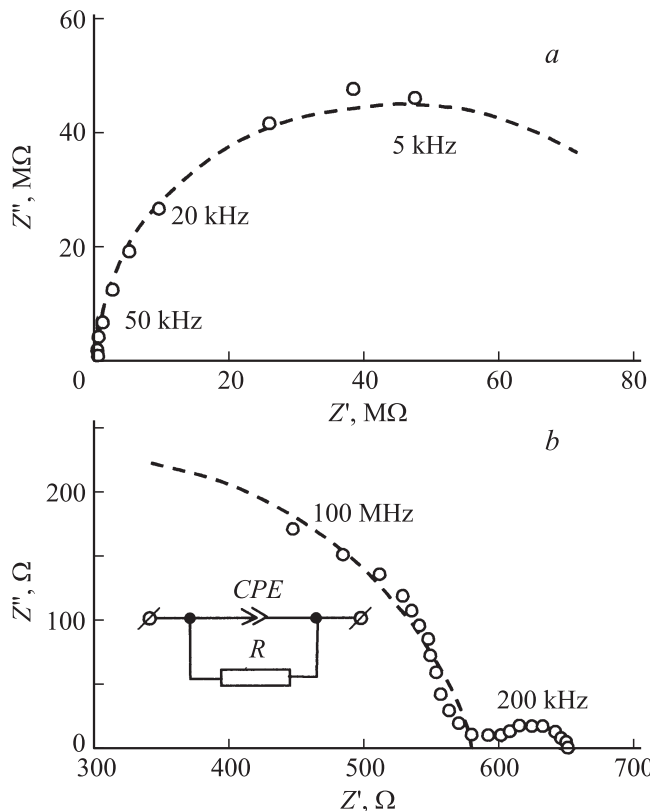


Рис. 6. Годографы импеданса пленок FeNi толщиной  $h_2 \sim 0.7$  nm при расстоянии между электродами  $r = 1$  mm (a) и  $h_2 = 5.0$  nm при  $r = 10$  mm (b).

Таблица 2. Параметры эквивалентных схем в зависимости от  $h_2$

$h_2, \text{nm}$	$C_1, \text{pF}$	$R_1, \text{k}\Omega$	$\tau_{R_1C_1} \cdot 10^{-8} \text{ s}$
1.0	5	100	50
1.3	12	11	1.3
1.6	14	5.6	7.8
1.8	20	1.0	2
2.0	16	0.9	1.4

подтверждается также и тем, что элементы  $R_2C_2$  и  $R_3C_3$  изменяются при замене позолоченных контактов на контакты из индия или графита, однако наблюдаемая закономерность в поведении величин  $R_1C_1$  полностью сохраняется. Анализ таблицы показывает, что емкость образцов  $C_1$  начинает превышать емкость контактов  $C_2, C_3$  лишь при зазорах  $r \sim 1-2$  mm. Такие зазоры можно считать оптимальными, поэтому для проведения последующих измерений использовался зазор  $r = 1$  mm.

На рис. 5 приведены годографы, полученные в результате аппроксимации измеренных спектров импеданса с использованием резистивно-емкостных моделей исследуемых пленок FeNi различных толщин  $h_2 = 1.0, 1.2, 1.4$  и  $1.6$  nm. У всех образцов были одинаковые зазоры между измерительными электродами  $r = 1$  mm. Как видно, при увеличении толщины пленок уменьшается как активная  $Z'$ , так и реактивная  $Z''$  составляющие их импеданса, а максимумы годографов, обозначенные светлыми точками, монотонно смещаются в область высоких частот в интервале от 5 (для кривой 1) до 30 MHz (для кривой 4). В табл. 2 для ряда измеренных образцов, отличающихся толщиной  $h_2$ , приведены значения реактивных  $C_1$  и активных  $R_1$  элементов эквивалентной схемы межэлектродной области при  $r = 1$  mm. В последнем столбце таблицы указаны времена релаксации. Видно, что с увеличением толщины пленок от 1.0 до 1.8 nm емкость  $C_1$  монотонно возрастает от 5 до 20 pF, что естественно можно связать с ростом числа островков и уменьшением расстояний между ними. С дальнейшим ростом толщины пленок начинается, по-видимому, процесс слияния островков, который, собственно, и объясняет некоторое уменьшение емкости образца при его толщине 2.0 nm.

На рис. 6 показаны годографы для исследованных пленочных образцов наименьшей толщины  $h_2 = 0.7$  nm (a) и наибольшей толщины  $h_2 = 5.0$  nm (b). Штриховая линия на рис. 6, a соответствует расчету годографа с использованием эквивалентной схемы (см. вставку на рис. 3) с активным сопротивлением  $R_1 = 120$  kΩ и емкостью  $C_1 = 4$  pF. При этом несложно оценить время релаксации образца, которое составляет величину  $\tau = 4.8 \cdot 10^{-7}$  s. Однако аппроксимировать экспериментально измеренный участок годографа для „толстого“ образца, показанного на рис. 6, b, удается лишь при использовании эквивалентной схемы с зависящим от частоты емкостным элементом (CPE) и активным сопро-

тивлением  $R$  (см. вставку на рис. 6, *b*). Импеданс  $Z_{CPE}$  определяется следующим выражением [17]:

$$Z_{CPE} = \frac{1}{Y_0(j\omega)^n}, \quad (5)$$

где  $Y_0$  — частотно-независимый множитель,  $n$  — показатель нелинейности емкостного элемента. В результате подбора параметров эквивалентной схемы для наилучшего совпадения ее характеристики на выбранном участке спектра с результатами измерений (см. рис. 6, *b*) были получены следующие значения:  $R = 578 \Omega$ ,  $Y_0 = 4 \text{ pF}$  и  $n = 0.85$ . Наличие нелинейного элемента  $CPE$  в эквивалентной схеме свидетельствует о существовании целого набора времен релаксации  $\tau_i = R_i C_i$ , существование которого может быть связано с высокой дисперсией размеров островков, обусловленной их слиянием на некоторых участках с образованием островков существенно больших размеров. Оценочное среднее время релаксации данного образца составляет величину  $\langle \tau \rangle \sim 2.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ .

#### 4. Обсуждение полученных результатов

Для определения диэлектрической проницаемости вещества обычно используется метод, основанный на замещении воздушного зазора плоскопараллельного измерительного конденсатора исследуемым образцом. В этом случае диэлектрическая проницаемость рассчитывается как отношение емкости конденсатора с образцом к емкости пустого конденсатора. Однако для исследуемой нами слоистой структуры с металлической nanoостровковой пленкой такой метод некорректен, так как распределение электрического поля в подложке без пленки и распределение поля в слоистой структуре пленка–подложка существенно различаются. Поэтому для оценки величины диэлектрической проницаемости образца необходим метод, позволяющий рассчитать емкость слоистой структуры подложка–FeNi–пленка с металлическими планарными электродами заданной геометрии. Основой такого расчета может служить метод конформных отображений, суть которого состоит в преобразовании электрического поля планарной слоистой структуры в поле, создаваемое виртуальными плоскопараллельными конденсаторами, содержащими между своими электродами подложку с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ , пленку с диэлектрической проницаемостью величиной  $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$  и воздух  $\epsilon = 1$  соответственно [18]. Этот метод в литературе получил название „метода частичных емкостей“.

Если считать, что в пленочном образце с металлическими островками переменное электрическое поле сосредоточено преимущественно в объеме пленки, то емкость  $C_1$  слоистой структуры (см. рис. 2) может быть

рассчитана по следующей упрощенной формуле [19]:

$$C_1 = \epsilon_0 \left[ \frac{\omega \epsilon_1}{\pi} \ln \left( \frac{16(h_1 - h_2)}{\pi r} \right) + \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{r/h_2 + (4/\pi) \ln 2} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума. Эта формула соответствует параллельному соединению емкости подложки с емкостью самой островковой структуры. Вычисленное из этого соотношения значение относительной диэлектрической проницаемости системы металлических nanoостровков, образующих пленку со средней толщиной  $1.6 \text{ nm}$  и  $r = 1 \text{ nm}$ , дает огромное значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon_2 \approx 1.4 \cdot 10^8$ . Так как частотная зависимость импеданса исследуемых структур, как правило, хорошо описывается обычными схемами на основе сосредоточенных  $RC$  элементов, очевидно, что вычисленные значения диэлектрической проницаемости от частоты не зависят.

Интересно отметить, что такие же большие значения  $\epsilon \sim 10^7 - 10^8$  были получены в работе [11] для однослойных и многослойных островковых структур на основе Co, W, FeNi. Расчет диэлектрической проницаемости в этой работе проводился с использованием следующего соотношения:

$$\epsilon_2 = \frac{C_1 \epsilon_1 h_1}{C_s h_2}, \quad (7)$$

где  $C_s$  — емкость между измеряемыми электродами в отсутствие пленки, которую, очевидно, несложно измерить, изготовив для эксперимента соответствующий образец. В нашем случае емкость структуры без пленки  $C_s \approx 0.3 \text{ pF}$  при  $r = 1 \text{ nm}$ . В результате диэлектрическая проницаемость, вычисленная по формуле (7), для исследованных нами образцов оказалась также в пределах  $\epsilon_2 \approx 10^7 - 10^8$ .

Столь большие значения диэлектрической константы трудно объяснить простой поляризацией nanoостровков, когда положительные и отрицательные заряды возникают на противоположных сторонах каждого отдельного островка. Представляя в этом случае модель образца в виде сетки соединенных последовательно и параллельно емкостей, можно вычислить диэлектрическую проницаемость для реальных размеров таких гранулированных систем, которая оказывается на порядки меньше измеренной на реальных островковых пленках.

Для объяснения природы наблюдаемой высокой диэлектрической проницаемости исследованных пермалловых тонких пленок необходимо принимать во внимание и другие возможные механизмы поляризации в них, например, связанные с особыми физическими свойствами металлических островков на подложке [20]. Обычно считается, что равновесное состояние электронного газа в мелких частицах или островках без учета тепловых флуктуаций электронейтрально. Однако существующая зависимость поверхностной энергии электронного газа (уровня химпотенциала) от расстояния, формы и размеров частиц может привести к перераспределению электронов между островками. При этом минимум свободной энергии достигается, если электроны частиц с

**Таблица 3.** Зависимость диэлектрической проницаемости от толщины пермаллоевой пленки

Параметр	Величина			
$h_2, \text{nm}$	1.0	1.2	1.4	1.6
$\varepsilon$	$2.0 \cdot 10^7$	$9.5 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^8$

большим значением химического потенциала  $\mu$  переходят на частицы с меньшим  $\mu$ . В результате соседние островки в тонкой пленке оказываются противоположно заряженными.

Перераспределение электронов между островками может быть связано также и с другими механизмами, например, происходить за счет туннельных переходов. Действительно, при туннельных переходах время нахождения зарядов на островке может быть сравнительно большим, поэтому вся система островков в пленке также оказывается заряженной [11]. Наличие туннельных переходов электронов через потенциальные барьеры между островками доказывает факт экспоненциального уменьшения удельного электросопротивления в исследуемых пленках с ростом температуры.

Как в первом, так и во втором из упомянутых механизмов соседние пары положительно и отрицательно заряженных островков могут рассматриваться как диполи, которые за счет поляризации вносят значительный вклад в величину диэлектрической проницаемости пленки.

Очевидно, что емкость и диэлектрическая проницаемость таких структур должна определяться концентрацией заряженных островков, которая увеличивается с ростом толщины пленок. В подтверждение сказанному в табл. 3 приведены значения относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  нескольких исследуемых пленок в зависимости от их толщины  $h_2$  при расстоянии между электродами  $r \sim 0.9-1.2 \text{ nm}$ , вычисленные из измеренных величин емкости  $C_1$  с использованием формулы (6). Как видно, при увеличении толщины образцов от 1.0 до 1.6 nm наблюдается тенденция к увеличению диэлектрической проницаемости.

## 5. Заключение

Таким образом, на образцах тонких пермаллоевых пленок, имеющих nanoостровковую структуру, измерены частотные зависимости импеданса в диапазоне от 100 Hz до 100 MHz. Показано, что для измерений спектров импеданса островковых структур в названном диапазоне оптимальная область толщин FeNi пленок 1.0–2.0 nm. Измерения на более тонких пленках ограничены аппаратными возможностями из-за резко возрастающего электросопротивления и уменьшения емкости между островками. А на более толстых образцах существенно уменьшается время релаксации и постепенно исчезает островковая структура.

Для анализа результатов измерений рассматривались модели на основе эквивалентных электрических схем

на сосредоточенных элементах. Получены полные комплексные сопротивления пленок и времена релаксации. Описаны методы определения относительной диэлектрической проницаемости островковых пленок, которая имеет огромные значения  $\varepsilon \sim 10^7-10^8$ . Показано, что дисперсия диэлектрической проницаемости островковых структур отсутствует. Поэтому исследуемые образцы хорошо моделируются либо одной эквивалентной RC-цепью для тонких образцов, характеризуемой одним временем релаксации, либо несколькими RC-цепями для сравнительно „толстых“ образцов, характеризующихся набором времен релаксации.

Рассмотрена природа механизмов, которые могут приводить к перераспределению электронов между островками тонкой пермаллоевой пленки, заряжая соседние островки противоположными знаками. В результате структуру островковая пленка–диэлектрическая подложка можно рассматривать как сетку электрических диполей, поляризация которой вполне может объяснить наблюдаемые в эксперименте столь высокие значения диэлектрической проницаемости.

## Список литературы

- [1] Н. Gleiter. Acta mater. V. **48**. P. 1–29 (2000).
- [2] Р.А. Андриевский. Рос. хим. журн. **XLVI**, 5, 50 (2002).
- [3] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов. ФТТ **50**, 4, 650 (2008).
- [4] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, А.А. Лексиков. ФТТ **52**, 8, 1549 (2010).
- [5] Н. Мотг, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1982). 74 с.
- [6] И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников. Природа **91**, 24 (2001).
- [7] Е.Е. Старостин, А.Г. Колмаков. Физика и химия обработки материалов **5**, 38 (1998).
- [8] П.Н. Дьяченко, Ю.В. Микляев. Компьютерная оптика **31**, 31 (2007).
- [9] П.А. Грюнберг. УФН **178**, 12, 1 (2008).
- [10] Н. Kubota, R. Sato, T. Miyazaki. J. Magn. Mater. **167**, 12 (1997).
- [11] А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин. ЖЭТФ **134**, 578 (2008).
- [12] Р.В. Телеснин. Тонкие ферромагнитные пленки. Мир, М. (1964). 355 с.
- [13] E. Barsoukov, J.R. Macdonald. Impedance spectroscopy: theory, experiment and application. Willey, N.Y. (2005). 595 p.
- [14] Р. Суху. Магнитные тонкие пленки. Мир, М. (1967). 423 с.
- [15] Г.В. Бондаренко А.П. Долгарев. В сб.: Аппаратура и методы рентгеновского анализа, Машиностроение, Л. (1983). С. 128
- [16] А.К. Иванов-Шниц, И.В. Мушин. Ионика твердого тела. Т. 1. Изд-во СПбГУ, СПб. (2000). 616 с.
- [17] Б.М. Графов, Е.У. Укше. Электрохимические цепи переменного тока. Наука, М. (1973). 128 с.
- [18] О.Г. Вендик, С.П. Зубко, М.А. Никольский. ЖТФ **69**, 4, 1 (1999).
- [19] А.Н. Деленив. ЖТФ **69**, 4, 8 (1999).
- [20] Э.Л. Нагаев. УФН **162**, 9, 49 (1992).