

## ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОБОЛОЧКИ ЧАСТОТНОЗАВИСИМОГО РЕЗИСТОРА ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ И РАЗМЕРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ГРАНУЛ

А.А. ХАБИБЗАДЕ, Т.Р. МЕХТИЕВ, А.М. ГАШИМОВ, Н.Р. БАБАЕВА

*Национальная Академия Наук Азербайджана,*

*Институт физики им. Г.М. Абдуллаева,*

*AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Polimer dielektrik və ferrit zərrəciklərin maqnit sahəsində səmtlənən qarışıqdan ibarət tezlikdən asılı rezistor örtüyünün elektrik və maqnit xassələrinin tədqiqinin nəticələri göstərilmişdir.

Представлены результаты исследований электрических и магнитных свойств оболочки частотнозависимого резистора, состоящей из смеси полимерного диэлектрика и ферритовых гранул, ориентированных в магнитном поле.

The investigation results of electric and magnetic properties of frequency-dependent resistor sheath consist of mixture of polymeric dielectric and ferrite granules oriented in magnetic field are represented.

### ВВЕДЕНИЕ

Практическое использование частотнозависимого резистора в устройствах и сетях высокого напряжения определяется электрофизическими, тепловыми, электрическими и магнитными свойствами его ферромагнитной оболочки и степенью ее реакции на сильные импульсные или переменные электромагнитные поля. В работах [1-15] сообщалось об исследованиях различных конструкций ферромагнитной оболочки резистора и на основе теоретических работ [16-18] дана интерпретация полученных экспериментальных результатов.

В настоящей работе представлены результаты изучения электромагнитных свойств ферромагнитной оболочки частотнозависимого резистора, состоящей из смеси полимерного диэлектрика и, ориентированного слабым внешним магнитным полем, ферромагнитного порошка.

### ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

В работе [15] приводится подробное обоснование выбора материалов для ферромагнитной оболочки частотнозависимого резистора, описаны технология ее изготовления и изучение электрических и магнитных характеристик.

В настоящей работе технология создания оболочки была усовершенствована применением в процессе вальцевания слабого магнитного поля, которое приводило к возникновению направленной ориентации ферромагнитных частиц. В процессе отжига, в ферритовой оболочке возникала квазигранулярная структура, подобная полученной в работах. Zn-Ni-ферритовый порошок состава  $Zn_{0,6}Ni_{0,4}Fe_2O_4$  создавался гидротермальной процедурой обработки геля, полученного в результате соосаждения аммиаком соответствующих гидроксидов. Эта методика позволяла получать наноразмерные частицы, как следует из электронно-микроскопических исследований, менее 200Å (рис. 1), ферритового порошка.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оболочка частотнозависимого резистора представляет собой смесь, равномерно распределенных по объему, мелких ферромагнитных частиц - гранул, связанных механически с диэлектриком, и электрически изолированных друг от друга. Концентрация ферромагнитных частиц подбиралась так, чтобы толщина слоя немагнитного полимерного диэлектрика между ферритовыми частицами соответствовала выполнению условия появления туннельного тока в данной структуре. Заметим, что, туннелируя, электроны занимают только вакансии, с одинаковой спиновой поляризацией. При одинаковой спиновой ориентации двух ферромагнетиков, структура феррит-полимер-феррит имеет наименьшее сопротивление.

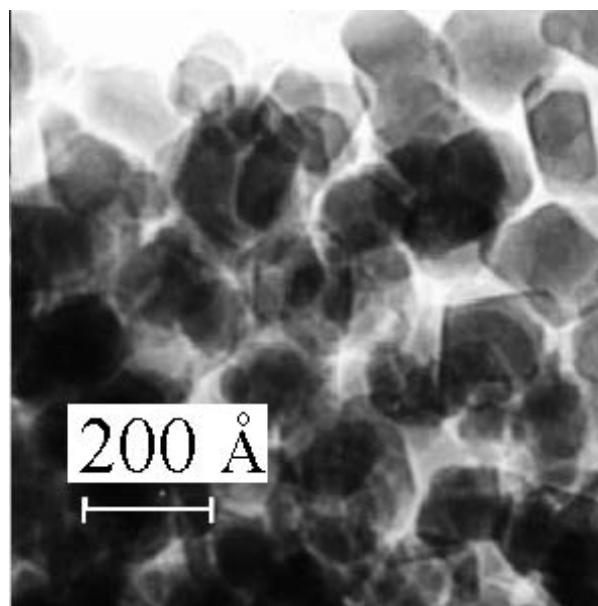


Рис.1 Фотография наночастиц  $Zn_{0,6}Ni_{0,4}Fe_2O_4$

Подробные данные по спектрам частотных зависимостей действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, а также тангенса угла диэлектрических потерь в интервале частот от 1 Гц до 100 МГц для ферромагнитной оболочки резистора были опубликованы нами в работе [13-15].

Из работы [15,19] следует, что для определения значения предельного радиуса частицы, при котором еще сохраняется однородная намагниченность, можно использовать выражение

$$R_c \approx \frac{0.95}{J_s} (10A)^{\frac{1}{2}} \left( Q - \frac{2K}{J_s^2} - \frac{H}{J_s} \right)^{\frac{1}{2}}$$

где  $J_s$  - намагниченность насыщения;  $A$ - параметр обменной энергии;  $K$ - константа анизотропии;  $Q$ - размагничивающий фактор;  $H$ -напряженность поля. Отметим, что частица с радиусом, удовлетворяющим

$$\text{данному уравнению при всех значениях поля } H > -\frac{2K}{J_s},$$

остается однодоменной.

Для частиц диаметром порядка 30 нм при  $T=300K$ , оценка времени релаксации для дает значение порядка  $10^{-6}c$ .

В работе [15,20] были рассмотрены условия формирования различных магнитных структур с ферромагнитным и антиферромагнитным упорядочением в материалах, содержащих ферромагнитные гранулы. Как показали расчеты, для решетки из тонких цилиндрических и сферических гранул с прямоугольной ячейкой при учете магнитостатического взаимодействия энергетически выгодным является формирование магнитных нитей, магнитные моменты которых выстраиваются в виде цепочек так, что намагниченности соседних цепочек направлены в противоположные стороны и, следовательно, результирующий магнитный момент структуры оказывается равным нулю. Для малых концентраций гранул установление ферромагнитного порядка возможно в результате косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости и

$$\text{выполнении условия } \frac{T}{T_c} < \left( \frac{\gamma_1 - \gamma_2 + J^2 I^{-1}}{\gamma_1 + \gamma_2} \right), \text{ где}$$

параметры  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  не зависят от размеров гранул. При больших концентрациях - параметры  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  зависят от размеров гранул.

В работах [15,20] было показано, что магнитное упорядочение в результате процессов спинзависимого туннелирования электронов наблюдается также при плотном расположении гранул в непроводящих матрицах.

В общем случае, намагниченность оболочки резистора определится поляризацией электронов проводимости, которые, как предполагается, заполняют все пространство между магнитными ионами. Отсюда следуют известные соотношения  $m_\alpha(\vec{r}) = \mu_B \psi^+ \hat{\sigma}_\alpha \psi$ , где

$\hat{\sigma}_\alpha$  - матрицы Паули,  $\mu_B$  - магнетон Бора,

$$\psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \psi_1(\vec{r}) \\ \psi_2(\vec{r}) \end{pmatrix}.$$

Если представить магнитную энергию оболочки резистора в виде:

$$H_{sheath} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} j^{\alpha\beta} (\vec{R}_{ij}) M_i^\alpha M_j^\beta + 2\pi \sum_i \left( \frac{N_\alpha M_i^{\alpha 2}}{v_i} \right) + \int d\vec{r} \left\{ A \nabla \psi^+ \nabla \psi + \frac{I \cdot m_\alpha^2(\vec{r})}{2} \right\} - J \int d\vec{r} m_\alpha(\vec{r}) \sum_i \Theta_i(\vec{r}) \left( \frac{M_i^\alpha}{v_i} \right)$$

$$J_{\alpha\beta}(\vec{R}_{ij}) = \frac{1}{v_i v_j} \times \int d\vec{r} \int d\vec{r}' \frac{3(x_\alpha - x'_\alpha)(x_\beta - x'_\beta) - (\vec{r} - \vec{r}') \delta_{\alpha\beta}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^5}$$

$$\Theta_i(\vec{r}) = \begin{cases} 1, & \vec{r} \in v_i, \\ 0, & \vec{r} \notin v_i. \end{cases},$$

где первое слагаемое в  $H_{sheath}$  описывает обменную, второе – собственную магнитодипольную составляющие магнитостатической энергии гранул, третье - энергию магнитной матрицы, а четвертое - энергию обменного взаимодействия, обусловленную намагниченностью электронов проводимости и магнитными свойствами материала гранул. Здесь также введены обозначения:  $J$  есть постоянная обменного взаимодействия,  $(M_i / v_i)$  – намагниченность  $i$ -ой гранулы,  $M_i$  – магнитный момент гранулы,  $v_i$  - объем гранулы,  $\vec{R}_{ij}$  - радиус-вектор между двумя соседними гранулами,  $N_\alpha$  - размагничивающие коэффициенты гранулы,  $A, I$  – параметры,  $i$  и  $j$ - номера гранул,  $\alpha$  и  $\beta$  -  $x, y, z$ . Отсюда, уравнение для функции спиновой плотности можно получить в виде:

$$-\nabla^2 \psi = \frac{1}{m_0} \left( \sum_i \Theta_i(r) \frac{M_i}{v_i} - \frac{I}{J} m_\alpha(r) \right) \hat{\sigma} \psi,$$

где  $m_0 = \frac{M_i}{v_i}$  - намагниченность материала гранулы.

Заметим еще раз, что длина радиуса вектора  $\vec{R}_{ij}$  не может быть меньше размера гранулы и больше характерной длины магнитного взаимодействия  $l$ . В случае, когда характерная длина магнитного взаимодействия  $l = \sqrt{\frac{A}{J m_B m_0}}$  много больше среднего

расстояния между гранулами, из решения уравнения для спиновой плотности следует, что

$$m_{\alpha 0}(r) = \frac{J}{I \cdot V} \sum_i M_i = V^{-1} H_{eff}$$

$$H_{sheath} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} j^{\alpha\beta} (\bar{R}_{ij}) M_i^\alpha M_j^\beta + 2\pi \sum_i \left( \frac{N_i M_i^{\alpha^2}}{v_i} \right) - \frac{1}{2} \frac{J^2}{I \cdot V} \sum_{i,j} M_i M_j$$

Этот результат полностью совпадает с выводом в работе [20]. Здесь  $m_{\alpha 0}(r) = \mu_B \psi_0^+ \bar{\sigma} \psi_0^-$  - намагниченность электронов проводимости. Заметим, что полученный вывод предсказывает парамагнитное поведение электронов проводимости в эффективном магнитном поле  $H_{eff}$ .

Во внешнем переменном магнитном поле основной вклад в частотную зависимость магнитной проницаемости оболочки резистора вносит обменное взаимодействие электронов проводимости с магнитным материалом гранул, которое определяется третьим слагаемым последнего уравнения. Следует заметить, что в расчетах переменных электромагнитных полей учитывались также токи смещения, проводимости и размагничивающая роль вихревых токов. Определение  $\mu$  и  $\epsilon$  методом двух измерений, как предлагалось в работе [21] показало, что в Zn-Ni ферритах в интервале частот до 10 МГц вихревые токи и объемный резонанс чрезвычайно малы.

На рис.2 и 3 приведены зависимости комплексной магнитной проницаемости оболочки резистора от радиуса и концентрации ферромагнитных гранул при частоте переменного поля  $2 \cdot 10^6$  Гц, коэффициенте заполнения 0,65, электропроводности изоляции и ферритовой компоненты  $\sim 10^{-5} \Omega^{-1} \text{см}^{-1}$ .

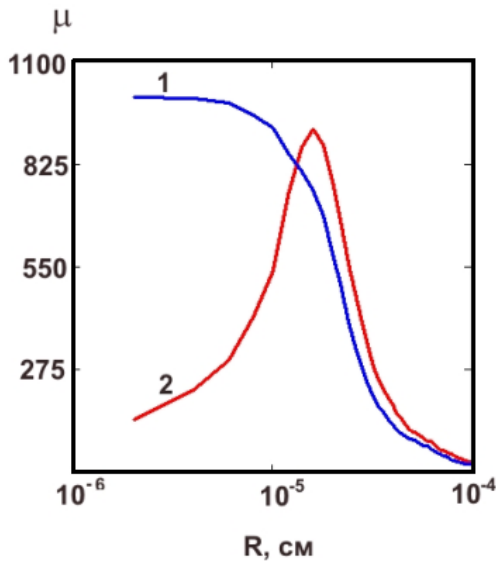


Рис. 2 Зависимости действительной и мнимой составляющих комплексной магнитной проницаемости оболочки резистора от размера ферритовой гранулы при коэффициенте заполнения 0.65 и частоте приложенного переменного поля  $2 \cdot 10^6$  Гц. 1-  $\mu_1$ , 2 -  $\mu_2$ .

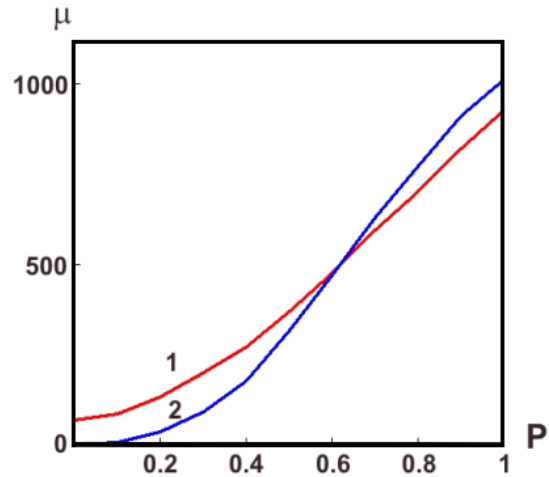


Рис. 3 Зависимости действительной и мнимой составляющих комплексной магнитной проницаемости оболочки резистора от коэффициента заполнения. 1 -  $\mu_1$ , 2 -  $\mu_2$  при постоянном размере ферромагнитной гранулы равном 80 нм.

В области максимальных значений спектра мнимой части магнитной проницаемости при частоте переменного поля  $2 \cdot 10^6$  Гц и коэффициенте заполнения матрицы равном 0.65, рассчитанные размеры ферромагнитных гранул лежат в диапазоне от 40-100 нм. Полученный результат согласуется с электронно-микроскопическими исследованиями (рис. 1). То обстоятельство, что вещественная часть магнитной проницаемости в некоторой области частот переменного поля превышает значение магнитной проницаемости на постоянном токе уже интерпретировалось в работе [21] как преобладающую роль в этой области частот колебательных процессов над релаксационными.

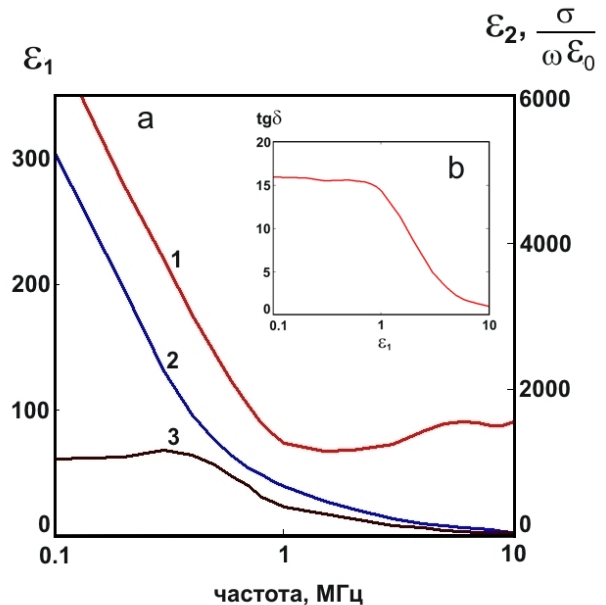


Рис. 4 Частотные зависимости действительной  $\epsilon_1$  и мнимой  $\epsilon_2$  составляющих комплексной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta$  оболочки резистора: а) 1 -  $\epsilon_1$ , 2 -  $\sigma/\omega\epsilon_0$ , 3 -  $\epsilon_2$ ; б)  $\text{tg } \delta$

Результаты исследований диэлектрической проницаемости оболочки резистора в интервале частот от 0,1 до 10 МГц (см. рис. 4, 5) показали, что большая величина  $\text{tg } \delta$ , а следовательно малая добротность, является следствием того, что мнимая часть диэлектрической проницаемости больше вещественной составляющей во всем интервале частот. С другой стороны, как хорошо известно, вещественная составляющая определяет емкостные свойства, поглощение в материале оболочки резистора.

На рис. 5 приведены спектры поглощения (1 - экспериментальный и 2 - теоретический) оболочки частотнозависимого резистора в области частот от 10 до 10<sup>7</sup> Гц. Как показывает анализ, наличие максимума поглощения связано с частотной зависимостью магнитной проницаемости феррита. Пунктирной линией показана граничная частота перехода от трехмерного к двумерному характеру протеканию тока.

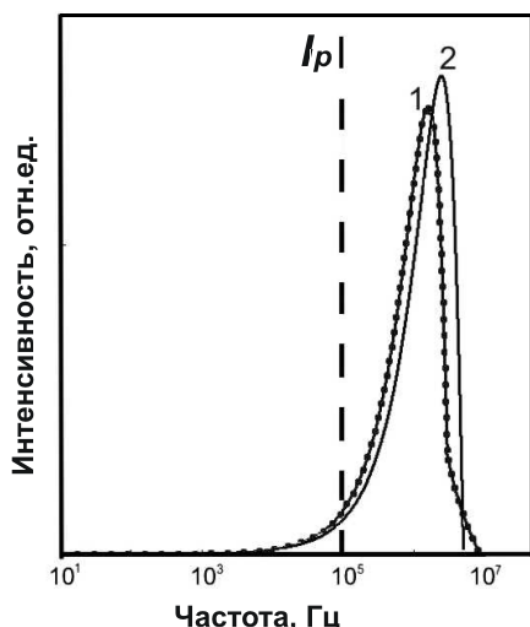


Рис.5. Экспериментальный (1) и теоретический (2) спектры поглощения оболочки частотнозависимого резистора в области частот от 10 до 10<sup>7</sup> Гц.

Исследования показали, что характер протекающего через резистор тока определяется прыжковым механизмом. Полученная зависимость длин прыжков носителей заряда от концентрации ферритовой компоненты в смеси приведена на рис. 6.

Из полученных данных следует, что при заданных концентрациях и равномерном распределении по объему оболочки резистора гранул феррита, все экспериментальные данные располагаются в области, ограниченной кривыми «а» и «b», соответствующих минимальному и максимальному расстояниям между частицами

Экспериментальные исследования температурных зависимостей электропроводности феррит - полимерный диэлектрик-феррит структуры в интервале температур 70-120К указали на доминирование механизма прыжковой проводимости [22-24] с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям. Поскольку аналогичная температурная зависимость прыжкового

механизма наблюдается в аморфных средах, то очевидно, что в исследуемом случае локализованные состояния также будут связаны не с примесями, а со структурными дефектами диэлектрической матрицы и наличием границ раздела диэлектрическая матрица - ферритовая частица. Достоверность этой интерпретации подтверждается тем фактом, что плотность локализованных состояний в зависимости от концентрации ферритовой компоненты имеет значения, изменяющиеся в пределах от 10<sup>21</sup> до 10<sup>22</sup> eV<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>. В интервале температур от 120 до 300К электропроводность зависит от температуры как T<sup>1/2</sup>, что, вероятно, является следствием существенного влияния фоновых процессов на перенос носителей заряда. В работе [23-24] указывается, что вид плотности состояний в окрестности уровня Ферми не зависит от

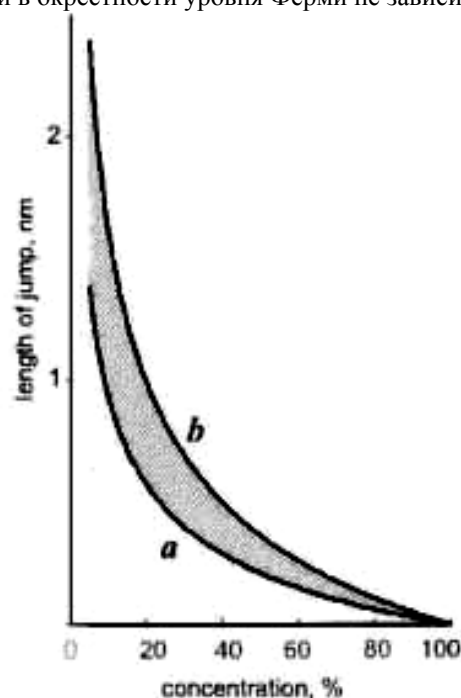


Рис. 6 Зависимости длин прыжков от концентрации ферритовой компоненты в смеси.

характера взаимодействия на малых расстояниях. Таким образом, причиной возникновения зависимости

$$\sigma \sim \exp \left[ \left( -\frac{B_1}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad B_1 = \frac{2.8e^2}{k\epsilon a},$$

где  $a$  - радиус состояния является возникновение кулоновской щели в плотности состояний в окрестности уровня Ферми, которая, как правило, наблюдается в окрестности перехода металл - диэлектрик, где радиус состояния и диэлектрическая проницаемость аномально велики, так как обращаются в бесконечность при приближении к точке перехода.

Таким образом, полученные результаты позволяют утверждать о наличии, по крайней мере, двух механизмов прыжковой проводимости в структуре оболочки частотнозависимого резистора, первый из которых связан с прыжковым механизмом в ферритовой компоненте смеси, а второй - с прыжковым механизмом в структуре феррит-диэлектрик-феррит.

- [1]. *Н.Р. Бабаева* Подавление высокочастотных перенапряжений в высоковольтных электрических сетях и устройствах // Проблемы энергетики, №4, 2005, с. 40-47.
- [2]. *А.М.Гашимов, Т.Р.Мехтиев, Н.Р.Бабаева* Частотнозависимый резистор // Международная конференция «Физика-2005», Баку, 7-9 июня 2005, с.613-617.
- [3]. *А.М.Гашимов, Т.Р.Мехтиев, Н.Р. Бабаева* Возможности ограничения высокочастотных перенапряжений при использовании частотнозависимого резистора / International conference energy of Moldova-2005, Кишинев, 21-24 сентября 2005, с.265-269.
- [4]. *А.М.Gashimov, T.R.Mehdiyev, N.R.Babayeva* Effect of magnetic multi-layer to resistive properties of frequency-dependent resistor / TPE-2006, 3<sup>rd</sup> International conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering, Ankara, Turkey 29-31 may 2006, p. 604-606.
- [5]. *Н.Р. Бабаева* Алгоритм анализа высокочастотных перенапряжений при использовании в цепи коммутации частотнозависимого резистора // Проблемы энергетики, №3-4, 2006, с.32-37.
- [6]. *А.М. Hashimov, T.R.Mehdiyev, N.R. Babayeva* The electric and heat characteristics of frequency-dependent resistor //Fizika, №4,cild XII,2006,p.28-32.
- [7]. *А.М. Gashimov, T.R.Mehdiyev, N.R. Babayeva* On appropriateness of use of frequency-dependent resistor at limitation of high-frequency Overvoltages / Modern Electric Power Systems'06, Wroclaw, Poland, Sept. 6-8, 2006, p.379-382.
- [8]. *Е.В.Дмитриев, А.М.Гашимов, Т.Р.Мехтиев, Н.Р. Бабаева* Тепловые параметры и режим функционирования частотнозависимого резистора / Научная конференция памяти Ю.Н. Вершинина «Электрофизика материалов и установок». Новосибирск, 9-12 января 2007, с.55-60.
- [9]. *Н.Р.Бабаева, А.М.Гашимов, Е.В.Дмитриев, Т.Р. Мехтиев* Изучение скин-эффекта и тепловых режимов работы частотнозависимого резистора // Fizika, № 1-2, с. XIII, 2007, p.102-107.
- [10]. *Н.Р.Бабаева, А.М.Гашимов, Т.Р. Мехтиев* О некоторых особенностях протекания тока через частотнозависимый резистор // Fizika, №4, cild XIII, 2007, p.230-235.
- [11]. *В.Г. Кузнецов, Т.Р. Мехтиев, Н.Р. Бабаева* К расчету характеристик частотнозависимого резистора // - Технична электродинамика, Киев, 2007, с.88-91.
- [12]. *Е.В.Дмитриев, А.М.Гашимов, Н.Р. Бабаева* Алгоритм реализации компьютерной модели высокочастотных процессов в распределительных устройствах, содержащих нелинейные ограничители перенапряжений // - Энергетика (Изв. высш. учебн. заведений и энерг. объединений СНГ), Минск, 2007, № 4,с. 29-38.
- [13]. *T.R.Mehdiyev, A.M. Gashimov, N.R. Babayeva, Y.V.Dmitriyev, A.A.Habibzadeh* The peculiarities of current passing through frequency-dependent resistor. 4-th International Conference on Technical and Physical Problems of Power Engineering TPE-2008, 4-6 September 2008, Pitesti, Romania, II-4 – II-8
- [14]. *Т.Р. Мехтиев, Н.Р.Бабаева, А.М.Гашимов, А.А.Хабибзаде* Электромагнитные процессы в оболочке частотнозависимого резистора. Fizika, №2, cild XIV, 2008, p.80-87.
- [15]. *Т.Р. Мехтиев, А.М.Гашимов, Н.Р.Бабаева, А.А.Хабибзаде* Электрические и магнитные свойства оболочки частотнозависимого резистора. Fizika, №3, cild XIV, 2008, p.207-217.
- [16]. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц* Электродинамика сплошных сред. Наука, 1982, 629с.
- [17]. *A.L.Efros, B.I.Shklovskii* Phys. Stat. Sol.(b), 1976, v.76, p.475
- [18]. *С.О. Гладков* К теории поглощения электромагнитного излучения сильно неоднородными двухкомпонентными системами. ЖТФ, 1999, т.69, вып.7, с. 89-94
- [19]. *Е.И.Кондорский* Изв. АН СССР, сер. физ, 1952, т.16, с.398
- [20]. *Ю.И.Горобец, Ю.И.Джежеря, А.Ф.Кравец* Магнитное упорядочение в гранулированной системе ФТТ, 2000, т.42, вып.1, 121-125
- [21]. *В.В.Кузнецкий* Частотные характеристики магнетодиэлектриков Изв. АН СССР, т.ХХ,№11, серия физическая, 19562
- [22]. *Н.Мотт, Э.Дэвис* Электронные процессы в некристаллических веществах. Изд-во «Мир», Москва, 1974, 472с.
- [23]. *Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос* Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред. УФН, 1975, т.117, вып.3, с.401-435.
- [24]. *Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос* Современное состояние теории прыжковой электропроводности. УФН, 1983, т.141, вып.4, с.711