

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОБОЛОЧКИ ЧАСТОТНОЗАВИСИМОГО РЕЗИСТОРА

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

*Национальная Академия Наук Азербайджана,
Институт физики им. Г.М. Абдуллаева,
AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Təqdim olunan işdə polimer dielektrik və ferrit tozunun qeyri-bircins qarışığından təşkil olunmuş tezlikdən asılı rezistorun üst örtüyünün elektrik və maqnit xüsusiyyətlərinin tədqiqindən alınmış nəticələr şərh olunur. Üst örtüyünün maqnit xüsusiyyətləri, yükdaşıyıcıların köçürmə prosesləri elektrik keçiriciliyinin konsentrasiya və temperatur asılılıqları təqdim olunmuşdur. Cərəyanın qeyri-bircins mühitdən keçməsinin xarakteri, sıçrayış keçiriciliyi, spin cərəyanının mümkünü mexanizmləri müəyyən edilmişdir. Skin effektinin qeyri-bircins maddədən dəyişən cərəyanın keçməsinə təsirinə baxılmışdır. Nəzəri və təcrübi olaraq tezlikdən asılı rezistorun üst örtüyünün yüksək tezlikli manialəri spektrləri tədqiq edilmişdir.

В настоящей работе представлены результаты исследований электрических и магнитных свойств оболочки частотнозависимого резистора, состоящей из неоднородной смеси ферритового порошка и полимерного диэлектрика. Исследованы магнитные свойства оболочки, процессы переноса носителей заряда, концентрационные, температурные зависимости электропроводности. Установлен характер процессов транспорта тока через неоднородную смесь, наличие, по крайней мере, двух механизмов прыжковой проводимости, наличие спинового тока. Рассмотрено влияние скин-эффекта на протекание переменного тока через неоднородную смесь. Экспериментально и теоретически исследованы спектры поглощения высокочастотных помех оболочкой частотнозависимого резистора.

The investigation results of electric and magnetic properties of frequency-dependent resistor membrane consisting from ferrite powder and polymer dielectric are presented in present work. The membrane magnetic properties, processes of charge carrier transition, concentration, temperature dependences of electric conduction have been investigated. The character of current transport processes through heterogeneous impurity, the presence at least of two hopping mechanisms, and presence of spin current have been established. The influence of skin-effect on the behavior of alternating current through heterogeneous impurity has been considered. The absorption spectrums of high-frequency disturbances by the frequency-dependent resistor membrane have been experimentally and theoretically investigated.

ВВЕДЕНИЕ

Способность частотнозависимого резистора поглощать электромагнитное излучение в интервале частот от 50 Гц до 50 МГц представляет собой большой интерес, поскольку возможность применения этих резисторов в устройствах и сетях высокого напряжения существенно определяется электрофизическими, тепловыми, электрическими и магнитными свойствами их ферромагнитных оболочек в сильных импульсных или переменных (низко- и высокочастотных) полях. К настоящему времени были созданы и исследованы [1-12] различные конструкции ферромагнитных оболочек частотнозависимого резистора, в которых использовались различные смеси, содержащие диэлектрические и ферромагнитные, или металлические и ферромагнитные порошки. В этих работах ферромагнитная оболочка рассматривалась как (см. [9-11]) перколированная смесь и изучались ее электрические и магнитные свойства. Хорошо известны теоретические работы [13-14], в которых исследовались два варианта определения диэлектрической проницаемости для смесей в приближении сферических частиц в постоянном электрическом поле, когда, по отношению к среднему электрическому полю, смесь можно было считать однородной и изотропной средой. В первом случае, рассмотрены мелкодисперсные смеси, в которых все частицы смеси изотропны и разность между диэлектрическими проницаемостями малы по сравнению с самими диэлектрическими проницаемостями. Во втором случае рассматривались эмульсии с произвольной разницей между диэлектрическими проницаемостями среды и диспергированной, малой концентрации, примесной фазы.

В работе [15] была рассмотрена теория поглощения электромагнитного излучения сильно неоднородными двухкомпонентными системами. Композит представлял собой тонкую пленку двухкомпонентной смеси, состоящую из диэлектрической матрицы и макроскопических магнитных частиц. Было показано, что поглощение электромагнитных излучений можно изменять, добавляя в основную матрицу магнитные, металлические и другие инородные вещества. В случае металлических включений, диапазон поглощения смещается в сторону возрастания частот, что связано с уменьшением времени релаксации электронной подсистемы. Заметим, что в радиочастотном диапазоне $10^{13} - 10^{11}$ Гц в полярных диэлектриках наблюдается также дипольная поляризация, не зависящая от частоты. В области релаксационной дисперсии, когда диполи не успевают переориентироваться за полупериод изменения электрического поля, наблюдаются релаксационные потери. На низких частотах в неоднородных диэлектриках в спектре поляризации наблюдаются структуры и, связанные с ними, потери, имеющие максимум на частоте релаксации миграционной поляризации, при которой электрические заряды на протяжении длительного промежутка времени накапливаются на границах раздела неоднородностей.

В настоящей работе представлены результаты исследований электрических и магнитных свойств ферромагнитной оболочки частотнозависимого резистора толщиной от 2 до 5 мм в переменном электрическом поле, выполненной на основе резко неоднородной смеси полимерного диэлектрика (поливинилхлорид) и ферромагнитного (никель-цинкового) порошка.

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

На рис. 1 приведены фотографии микроструктуры оболочки частотнозависимого резистора, полученные на электронном микроскопе в разных режимах увеличения при 45% объемной концентрации наполнителя. В качестве наполнителя использовался цинк-никелевый ферромагнитный материал 300ВНП. Выбор этого ферромагнитного материала связан, прежде всего, с нелинейностью его частотной характеристики магнитной проницаемости, малыми потерями на перемагничивание, которые складываются, в основном, из потерь на

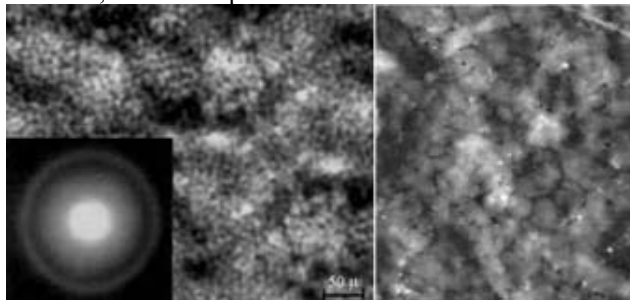


Рис. 1 Фотографии микроструктуры оболочки частотнозависимого резистора полученные на электронном микроскопе в разных режимах увеличения при 45% объемной концентрации наполнителя.

Матрица, на основе поливинилхлорида, заполнялась ферромагнитным порошком, предварительно обработанным для лучшего сцепления с матрицей в растворе стеариновой кислоты и бензина. Избыток растворителя удалялся высушиванием ферромагнитного порошка при температуре 23°C.

Заполнение матрицы наполнителем производилось постепенно, методом горячего вальцевания до достижения необходимой концентрации. В экспериментах максимальная концентрация ферромагнитных частиц в объеме была равна $x=0.65$. Известно [16], что предельные концентрации наполнителя определяются его свойствами и степенью взаимодействия с поливинилхлоридом. Как указывается в [16], особенности температурных зависимостей объемного расширения смеси при высоких концентрациях наполнителя можно объяснить термоупругими напряжениями, возникающими в результате различия коэффициентов расширения полимера и наполнителя. Полученные нами концентрации наполнителя до температуры 100°C не приводили к разрушению смеси порошков. Далее композиция измельчалась и прессовалась вокруг токоведущего стержня в вакуумной печи под давлением около 10^{-1} Па и температуре 160°C. Форма ферромагнитных частиц, достаточно равномерно распределенных по объему матрицы, размерами не более 50 мкм, были близки к сферической. Следует отметить [23], что в образцах толщиной до 0,8 см и при частотах от 0,1-50 МГц размерные эффекты не сказываются, и, следовательно, комплексные магнитные проницаемости никель-цинкового ферритового наполнителя могут определяться по результатам отдельных магнитных и электрических измерений. С другой стороны, ферромагнитная оболочка частотнозависимого резистора имеет большие размеры и, следовательно, вполне возможно наблюдение объемного резонанса.

гистерезис и вихревые токи, а также широкое применение его в перестраиваемых контурах радиоаппаратуры. Подбор соотношения диэлектрической и ферромагнитной компонент смеси осуществлялся по максимальному эффекту подавления высокочастотного сигнала (центр частотной полосы около 50 кГц).

Фотографии микроструктуры получены для сечения оболочки перпендикулярного оси "z" резистора. Как показывает анализ, ферромагнитная порошковая компонента в среднем имеет одинаковую объемную плотность по всей оболочке резистора.

ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАТРИЦЫ ОБОЛОЧКИ

Дифференциальные спектры частотных зависимостей действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, а также тангенса угла диэлектрических потерь исследовались в интервале частот от 1 Гц до 100 МГц на автоматической измерительной установке, реализующей метод вариации реактивной проводимости. Управление и обработка экспериментальных данных производились компьютером. Дифференциальные спектры получались непосредственным дифференцированием экспериментальных зависимостей. Относительная погрешность измерений не превышала 2%.

Калибровка экспериментальной установки производилась по дифференциальным частотным спектрам действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, а также тангенса угла диэлектрических потерь матрицы диэлектрика, которые приведены на рис.2.

Поливинилхлорид относится к линейным полярным полимерам с большим значением диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь, что обуславливается ассиметричностью строения элементарных звеньев макромолекулы, благодаря чему возникает дипольно-релаксационная поляризация. Полярные группы в поливинилхлориде жестко связаны с главной цепью. В зависимости от положения диполя в электрическом поле меняется связанность ориентационного движения боковой полярной группы относительно главной цепи. Очевидно, что диполь – C-Si в поливинилхлориде в состав которого входит углерод основной цепи, и в стеклообразном состоянии может смещаться только при участии некоторого отрезка главной цепи. Естественно, что этот процесс релаксации имеет некоторые черты, свойственные закономерностям дипольно-эластических потерь, но он может наблюдаться значительно ниже температуры стеклования. Следовательно, этот процесс не связан с тепловым движением сегментов цепи.

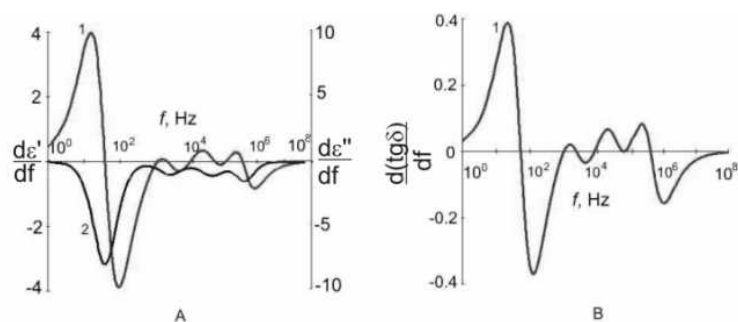


Рис. 2 Дифференциальные частотные спектры а - ε' , ε'' и б - $(tg \delta)'$ диэлектрической проницаемости ПВХ матрицы. Здесь 1 – мнимая, 2 – действительная части диэлектрической проницаемости.

Как и следовало ожидать, действительная часть диэлектрической проницаемости выше 700 Гц слабо зависит от частоты внешнего переменного поля, и ее размытая структура соответствует вкладу различных полярных групп и радикалов в спектр дипольно-ориентированной поляризации.

Количество наблюдаемых структур в спектре действительной части магнитной проницаемости поливинилхлорида при 23С указывает, что спектр можно интерпретировать набором четырех дебаевских функций, то есть

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \Delta\varepsilon \sum_{i=1}^4 \frac{g_i}{1 + (\omega\tau_i)^2};$$

$$\varepsilon'' = \Delta\varepsilon \sum_{i=1}^4 \frac{g_i(\omega\tau_i)}{1 + (\omega\tau_i)^2}; \quad tg \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

где ε_{∞} - диэлектрическая проницаемость для частоты $\omega \gg \frac{1}{\tau_0}$, равная 4.289; τ_0 - время релаксации i-го

процесса; $\Delta\varepsilon = (\varepsilon_c - \varepsilon_{\infty}) = 10.0$ - полная ширина дисперсии i-го набора времен релаксации; ε_c - диэлектрическая проницаемость для $\omega \ll \frac{1}{\tau_0}$, равной 14.289; g_i -

весовой коэффициент для i-го релаксатора. В изучаемом диапазоне частот, полученные значения весовых коэффициентов и времен релаксации хорошо совпадали с данными [17].

Анализ полученных спектров указывал, что особенности дисперсии диэлектрической проницаемости определяются дипольно-групповой поляризацией молекул поливинилхлорида. Как было показано в работе [17], даже незначительное содержание в объеме полимера, отличающихся по химическому составу полярных пластификаторов, например цирконата-титаната свинца, должно приводить к набору времен релаксаций дипольно-ориентированной поляризации в широком диапазоне частот внешнего электрического поля. Дисперсии структур спектра комплексной диэлектрической проницаемости с одной стороны обуславливались содержанием в основной цепи исследуемого полимера полярных радикалов -С-С1, с другой - содержанием в пластификаторах полярных групп молекул. Отметим, что пластификаторы, как известно, уменьшают вязкость полимера вследствие снижения энергии межмолекулярного взаимодействия и изменяют времена релаксации процессов дипольно-

ориентационной поляризации полярных групп и радикалов. Применение порошка никель-цинкового феррита в качестве наполнителя для поливинилхлорида было обусловлено следующими обстоятельствами. Во-первых, широким использованием никель-цинковых ферритов в электронных устройствах для перестройки частоты. Это позволяло решить задачу создания ферромагнитной оболочки частотнозависимого резистора с заданными магнитными свойствами. Во-вторых, известно, что цинковые соединения служат стабилизаторами для поливинилхлорида и эти смеси широко применяются, например в производстве прозрачных окон. Для никель-цинковых ферритов характерна относительно большая диэлектрическая проницаемость, которая зависит от частоты и состава материала. С повышением частоты, диэлектрическая проницаемость ферритов уменьшается. Так, никель-цинковые ферриты на частоте 1 кГц имеют $\varepsilon = 400$, а на частоте 10 МГц $\varepsilon = 15$. С другой стороны, хорошо известно, что на поляризационные свойства ферритов большое влияние оказывают ионы переменной валентности, увеличение концентрации которых приводит к возрастанию диэлектрической проницаемости материала. На рис. 3 приведены дифференциальные спектры диэлектрической проницаемости и функции диэлектрических потерь $tg \delta$ в зависимости от частоты переменного электрического поля и концентрации наполнителя. Здесь кривая 1 соответствует объемной концентрации наполнителя (на 1 см^3) равной 25%, 2 - равной 45%, 3 - 65%.

Как было сказано выше, основные вклады в поляризацию полярных полимеров вносят ориентационная и деформационная составляющие. Деформационная поляризация устанавливается за время от 10^{-14} до 10^{-12} с. Наведенные диполи возникают настолько быстро, что их смещение проявляется при любых частотах переменного поля, т.е. этот процесс практически не зависит от частоты ω . Ориентация диполей происходит не мгновенно, а за вполне заметное время. Таким образом, диэлектрические потери, отражающие количество теплоты, выделяющегося при прохождении тока в единице объема диэлектрика, указывают, что причиной рассеивания энергии является заторможенность ориентационной поляризации. Таким образом, зависимость диэлектрической проницаемости полярных полимеров от частоты переменного поля определяется ориентационной поляризацией диполей, то есть величиной дипольного момента и, соответственно, полярностью групп, их числа, расположения,

температуры. Наблюдаемое смещение спектров комплексной диэлектрической проницаемости и диэлектрических потерь исследуемой смеси в область более низких частот, при повышении концентрации наполнителя в матрице, объясняется взаимодействием частиц ферромагнитного порошка с полярными радикалами (-С-Cl) матрицы, как это показано в работе [17]. При отсутствии вышеуказанного взаимодействия, положение максимумов функции диэлектрических потерь не должно было практически меняться. Высокое значение диэлектрической проницаемости ферритового наполнителя на низких частотах должно приводить к сильной доменной поляризации и, соответственно, взаимодействия полярных радикалов матрицы с частицами наполнителя будет приводить к дисперсии спектров диэлектрической проницаемости. С другой стороны, существенное снижение диэлектрической проницаемости на высоких частотах (после 10 МГц) снижает доменную поляризацию и, соответственно,

дисперсия диэлектрической проницаемости оболочки резистора в высокочастотной области спектров уменьшается. Подтверждая вышесказанное, полученные экспериментальные результаты (рис.3) указывают на дисперсию первого максимума, наблюдаемого на рис.2 при 37 Гц и практическое отсутствие дисперсии остальных максимумов спектров. Это означает, что наблюдаемые изменения спектра отражают взаимодействие полярных радикалов (-С-Cl) матрицы с частицами наполнителя.

ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТЬ ОБОЛОЧКИ

Как указывалось ранее, оболочка частотнозависимого резистора представляет собой неоднородную смесь, конгломерат, достаточно равномерно распределенных по объему, мелких ферромагнитных частиц, связанных механически с диэлектриком, и при небольших концентрациях электрически изолированных друг от друга.

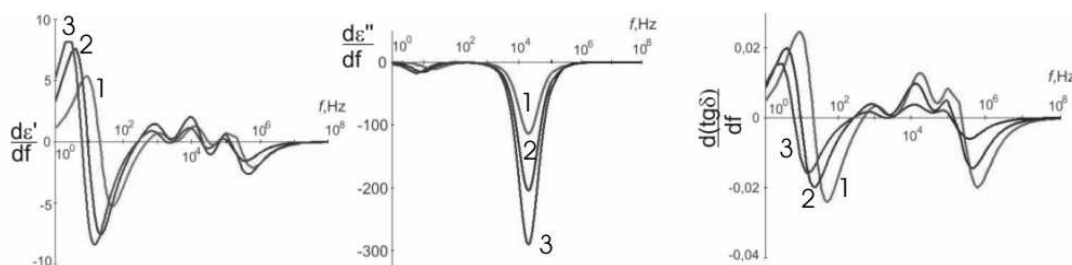


Рис. 3 Дифференциальные спектры диэлектрической проницаемости (а,в) и функции диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ (с) в зависимости от частоты переменного электрического поля и концентрации наполнителя (ферромагнитный порошок). Здесь кривая 1 соответствует концентрации наполнителя равной 0.25, 2 – равной 0.45, а 3 – равному 0.65.

Такая неоднородная структура, при условии, что электрическая проводимость диэлектрика ничтожно мала, подобна структуре магнитодиэлектриков, обладает малыми электрическими потерями и постоянством магнитной проницаемости. Решение задачи о влиянии неоднородности материала на частотную зависимость его электрической поляризации связано с учетом в модели проводимости композита процесса диффузии подвижных зарядов. Диффузия «размазывает» заряд по объему, изменяя распределение поля в системе и тем сильнее, чем меньше размер неоднородностей относительно дебаевского радиуса. На низких частотах в каждый момент времени распределение зарядов будет равновесным по отношению к величине переменного электрического поля в данный момент времени. С ростом концентрации зарядов диффузия играет все меньшую роль, заряд, как бы, прижимается к поверхности раздела. На частотах значительно превышающих частоту дисперсии, градиент концентрации подвижных зарядов не успевает возникнуть, и диффузионный поток становится не существенным. Таким образом, физический смысл возрастания активной проводимости с увеличением частоты переменного электрического поля заключается в существующем в системе ограничении на скорость установления равновесного состояния поляризации. Из вышесказанного можно сделать вывод, что низкочастотная область связана с поляризацией образца, как целого, а высокочастотная – с поляризацией отдельных проводящих включений.

Применение в качестве наполнителя никель-цинкового ферритового порошка еще более усложняет задачу, поскольку механизм электронной проводимости полупроводников переходных элементов (Fe, Ni и т.д.) не объясняется в рамках зонной теории, поскольку из-за слабого взаимодействия собственные функции 3d-электронов соседних атомов или ионов в решетке не перекрываются. Механизм электропроводности в этих соединениях обусловлен процессами электронного обмена между ионами переменной валентности («прыжковый механизм»), то есть необходимо, чтобы в эквивалентных местах кристаллической решетки располагались ионы одного и того же элемента с различными зарядами. Известно, что такая решетка присуща соединениям окислов переходных элементов со структурой шпинели, например магнетита. Элементарная ячейка ферритовой шпинели имеет пространственную группу (O7h—F3dm) и представляет собой куб, образуемый 8 молекулами MeOFe_2O_3 и состоящий из 32 анионов O^{2-} . Здесь Me - Ni^{2+} , Co^{2+} , Fe^{2+} , Mn^{2+} , Mg^{2+} , Li^{1+} и Cu^{2+} .

Анионы кислорода образуют плотную гранецентрированную кубическую упаковку, содержащую 64 тетраэдрических (A) и 32 октаэдрических (B) пустоты, частично заселенных катионами Fe^{3+} и Me^{2+} . В зависимости от того, какие ионы и в каком порядке занимают пустоты A и B, различают прямые шпинели (немагнитные) и обращенные шпинели (ферромагнитные). В обращенных шпинелях половина ионов Fe^{3+} находится в тетраэдрических промежутках, а в

октаэдрических промежутках – 2-я половина ионов Fe^{3+} и ионы Me^{2+} . При этом намагниченность M_A октаэдрической подрешетки больше тетраэдрической M_B , что приводит к возникновению ферромагнетизма. Никель-цинковые ферриты являются обращенными шпинелями и представляют собой твердые растворы замещения, образованные двумя простыми ферритами, один из которых $NiFe_2O_4$ является ферромагнетиком, а другой $ZnFe_2O_4$ – не обладающей магнитными свойствами. Катионы цинка в структуре шпинели всегда занимают тетраэдрические узлы, что способствует антипараллельной ориентации спинов катионов Fe^{3+} железа, находящихся в одной октаэдрической подрешетке. Состав твердого раствора с учетом распределения катионов по кислородным междоузлиям характеризуется формулой: $(Zn_x^{2+}Fe_{1-x}^{3+})[Ni_{1-x}^{2+}Fe_{1+x}^{3+}]O_4$. То обстоятельство, что ионы Fe^{2+} легко замещаются двухвалентными ионами Ni^{2+} и Zn^{2+} объясняет статистическое распределение по октаэдрическим пустотам ионов Ni^{2+} и Fe^{3+} и высокую электропроводность соединения. Так как разновалентные катионы занимают кристаллографически и энергетически эквивалентные позиции в решетке, то реакции электронного обмена должны протекать с незначительной энергией активации (ΔE), которая составляет около 0,05 эВ. Вхождение цинка в кристаллическую решетку сопровождается вытеснением железа в октаэдрические позиции. Соответственно уменьшается намагниченность тетраэдрической (A) подрешетки и степень компенсации магнитных моментов катионов, находящихся в различных подрешетках (A и B). В результате увеличение концентрации немагнитного компонента приводит к увеличению намагниченности насыщения (и, следовательно, B_s) твердого раствора, ослабляет обменное взаимодействие типа А-О-В, что выражается в монотонном снижении температуры Кюри (T_k) при увеличении мольной доли $ZnFe_2O_4$ в составе феррошпинели.

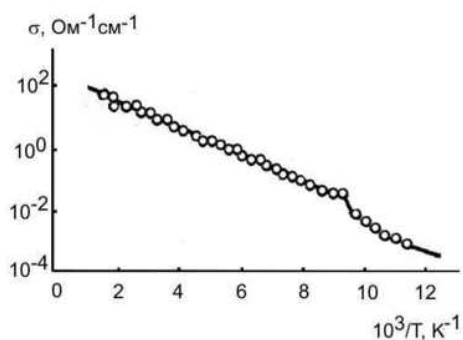


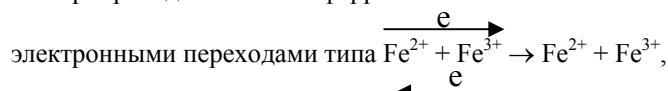
Рис.4 Температурная зависимость электропроводности феррита $(Zn_{0.6}^{2+}Fe_{0.4}^{3+})[Ni_{0.4}^{2+}Fe_{1.6}^{3+}]O_4$

В области $x > 0,5$ магнитные моменты ионов в тетраэдрической подрешетке уже не в состоянии ориентировать антипараллельно себе магнитные моменты катионов, находящихся в В-подрешетке, что приводит к быстрому спаду индукции насыщения, уменьшению кристаллической анизотропии, возрастанию начальной магнитной проницаемости феррита. Максимальному значению проницаемости соответствует точка в треугольнике составов с ориентировочными

координатами 50% Fe_2O_3 , 15% NiO и 35% ZnO , которой соответствует твердый раствор $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$, где $x \approx 0,7$.

На рис. 4 приведена температурная зависимость электропроводности феррита $(Zn_{0.6}^{2+}Fe_{0.4}^{3+})[Ni_{0.4}^{2+}Fe_{1.6}^{3+}]O_4$. Интересно заметить, что на температурной зависимости вблизи 120К наблюдается излом, аналогичный обнаруженному излому в магнетите. Резкое уменьшение электропроводности магнетита в настоящее время интерпретируется следующим образом. При понижении температуры до некоторого критического значения электроны под влиянием обменного поля, создаваемого катионами Fe^{2+} и Fe^{3+} , находящимися в октаэдрах, локализуются на этих катионах, ориентируясь своими спинами антипараллельно магнитным моментам катионов железа. Этот процесс создает в области температур до критической ближний магнитный порядок, а при достижении критической температуры – дальний порядок. Таким образом, при критической температуре происходит магнитный фазовый переход индуцированного типа.

Из вышесказанного следует [18,19], что электропроводность Zn-Ni феррита объясняется



или дырочными переходами типа $Ni^{3+} + Ni^{2+} \rightarrow Ni^{3+} + Ni^{2+}$, которые происходят с затратой энергии активации без изменения решетки. Переход от Ni^{2+} к Fe^{3+} требует затрат энергии и является менее вероятным.

Электроны, участвующие в обмене, можно рассматривать как носители заряда, концентрация которых не зависит от температуры. Однако показано, что с повышением температуры увеличивается вероятность перехода между ионами переменной валентности и температурная зависимость удельного сопротивления ферритов с достаточной точностью

описывается зависимостью $\rho = \rho_{\infty} \cdot \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)$, где

k - постоянная Больцмана, T - температура, E_a – энергия активации. Последнее, подтверждает результаты исследований температурной зависимости электропроводности, показанной на рис.4. С увеличением концентрации двухвалентных ионов железа проводимость феррита линейно возрастает, а энергия активации уменьшается. Отсюда следует, что при сближении ионов переменной валентности высота энергетических барьеров, которые преодолевают электроны при переходе между соседними ионами уменьшается. Например, у никель-цинковых ферритов энергия активации электропроводности уменьшается от 0,5 до 0,1 эВ. (Наибольшей концентрацией ионов Fe^{2+} обладает магнетит, удельное сопротивление которого равно $5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м).

Известно [20], что значение предельного радиуса частицы, при котором еще сохраняется однородная намагниченность, можно определить из выражения

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

где J_s - намагниченность насыщения; A - параметр обменной энергии; K - константа анизотропии; Q -размагничивающий фактор; H . напряженность поля. Отметим, что частица с радиусом, удовлетворяющим данному уравнению при всех значениях поля $H > -\frac{2K}{J_s}$, остается однодоменной. Для простых, ОЦК

и ГЦК решеток условие абсолютной однодоменности имеет вид:

$$R < R_c \approx \frac{0.95}{J_s} \left(\frac{10cB}{a_0 Q_R} \right)^{\frac{1}{2}}$$

где $c = 1/2, 1$ и 2 для ОЦК и ГЦК решеток соответственно; $B = z^2 A$ -параметр обменной энергии; z - число некомпенсированных спинов на атом; A - обменный интеграл; a_0 - параметр кристаллической решетки; Q_R - размагничивающий фактор однодоменного эллипсоида вдоль короткой оси.

Характерно, что однодоменная частица с критическим радиусом обладает максимальной коэрцитивной силой. При дальнейшем уменьшении радиуса частица, так как атомные моменты удерживаются обменными силами, сохраняет однородную намагниченность, однако в системе частиц увеличивается вероятность броуновского движения вектора суммарного магнитного момента. Вероятность такого процесса пропорциональна $\exp(E/k_B T)$, где E – зависит от константы анизотропии и объема частицы и имеет смысл энергетического барьера, при преодолении которого тепловые флуктуации могут вызвать вращение магнитного момента. Таким образом, система частиц с радиусами меньше критического ведет себя подобно ансамблю парамагнитных атомов, обладающих большим магнитным моментом. Оценка времени релаксации для частиц диаметром порядка 30 нм при $T=300K$ дает значение порядка 10^{-6} с. Естественно, что величина энергетического барьера, а следовательно и времени релаксации, зависит от напряженности внешнего магнитного поля. Полная намагниченность смеси, как известно, определится выражением

$$J = J_s V_0 \int_0^{\infty} \left(cth \frac{J_s WH}{k_B T} - \frac{k_B T}{J_s WH} \right) f(W) dW ,$$

где $f(W)$ – функция распределения частиц по размерам.

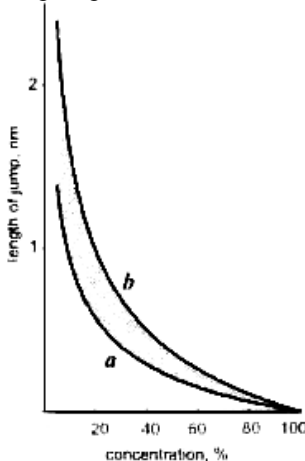


Рис. 5 Зависимости длин прыжков от концентрации ферритовой компоненты в смеси.

На рис. 5 приведена зависимость длин прыжков от концентрации ферритового компонента в смеси.

Как показывает анализ, все экспериментальные данные по длинам прыжков располагаются в заштрихованной области, ограниченной кривыми «а» и «b», соответствующих минимальному и максимальному расстояниям между двумя частицами, при данной концентрации и равномерном распределении по объему частиц феррита. Длина прыжков носителей заряда

оценивалась по выражению $l(T) = \frac{3}{8} a \left(\frac{B}{T} \right)^{\frac{1}{4}}$, в

котором величина «В» определялась из экспериментальных данных по электропроводности всей смеси. Полученная из экспериментов зависимость распределения длин прыжков от температуры свидетельствовала о наличии, по крайней мере, двух механизмов прыжковой проводимости, первый из которых связан с прыжковым механизмом в ферритовой компоненте смеси, а второй – с прыжковым механизмом в структуре феррит-диэлектрик-феррит.

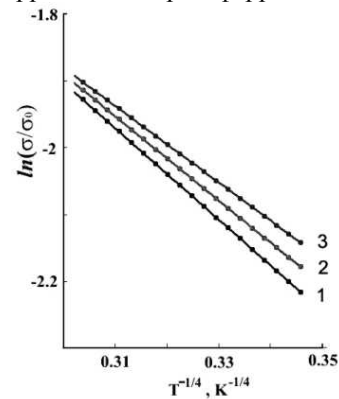


Рис. 6 Температурная зависимость электропроводности смеси феррит-полимерный диэлектрик в области от 70 до 120К. Здесь 1-25%; 2 – 45%; 3-65% концентрация ферритовой компоненты в смеси.

Экспериментальные результаты исследований температурных зависимостей электропроводности феррит -полимерный диэлектрик-феррит структуры в интервале температур 70-120К указывают на доминирование механизма прыжковой проводимости [23] с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям для трех концентраций ферритовой компоненты: 1 - 25%; 2 – 45%; 3-65%. Наблюдаемая температурная зависимость прыжкового механизма характерна для аморфных сред. Поэтому локализованные состояния связаны не с примесями, а со структурными дефектами диэлектрической матрицы и существованием границ раздела диэлектрическая матрица - ферритовая частица. Такая интерпретация оказывается вполне достоверной, поскольку плотность локализованных состояний в зависимости от концентрации ферритовой компоненты имеет высокие значения, изменяющиеся в пределах от 10^{21} до $10^{22} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$.

В интервале температур от 120 до 300К характер изменения электропроводности с температурой, как показано на рис. 7, имеет $T^{1/2}$ зависимость, что, вероятно, является следствием существенного влияния фононных процессов на перенос носителей заряда. В

работе [25] указывается, что вид плотности состояний в окрестности уровня Ферми не зависит от 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.

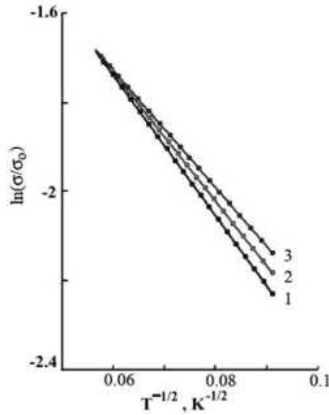


Рис.7 Температурная зависимость электропроводности смеси феррит-полимерный диэлектрик в области от 120 до 300К. Здесь 1-25%; 2 – 45%; 3-65% концентрация ферритовой компоненты в смеси.

Толщина слоя немагнитного полимерного диэлектрика между ферритовыми частицами при этом, соответствует выполнению условия появления туннельного тока в данной структуре. Возникший туннельный ток содержит две составляющие, соответствующие двум возможным ориентациям спина электронов. Туннелируя, электроны занимают только вакансии, с одинаковой спиновой поляризацией. Отсюда следует, что при одинаковой спиновой ориентации двух ферромагнетиков, структура феррит-полимер-феррит будет обладать наименьшим, а при противоположной ориентации – наибольшим сопротивлением. Если считать, что все ферритовые зерна имеют одинаковые параметры и размеры, распределение их носит хаотический характер распределения по спину в объеме, то суммарный туннельный ток должен был бы равняться нулю. Предложенная в работе [21] модель спин зависимого переноса электронов через структуру ферромагнетик-диэлектрик-ферромагнетик, указала на существенную роль параметров туннельного барьера и ферромагнетика, а также на возникновение осциллирующей магнитосопротивления при изменении толщины диэлектрика или внешнего напряжения смещения в результате изменения интерференции волновых функций.

Согласно этой модели, величину туннельного тока можно оценить, воспользовавшись уравнением Тсу-Исаки [22] :

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar^3} m_{f\sigma}^* \iint T(E_z, E_{\parallel})(f_1 - f_3) dE_z dE_{\parallel}$$

$$T = \frac{k_{col} m_{em}^*}{k_{em} m_{col}^* |t_{ii}|^2}; \quad t_{ii} = \left(\prod_i t_i \right); \quad t_i = \begin{pmatrix} e^{ik_i z_i} + e^{-ik_i z_i} \\ \frac{ik_i}{m_i^*} e^{ik_i z_i} - \frac{ik_i}{m_i^*} e^{-ik_i z_i} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} e^{ik_{i+1} z_i} + e^{-ik_{i+1} z_i} \\ \frac{ik_{i+1}}{m_{i+1}^*} e^{ik_{i+1} z_i} - \frac{ik_{i+1}}{m_{i+1}^*} e^{-ik_{i+1} z_i} \end{pmatrix};$$

$$k_{col} = \frac{\sqrt{2m_{col}^* \left(E_z \pm \frac{\hbar_0}{2} + eV \right)}}{\hbar}; \quad k_{em} = \frac{\sqrt{2m_{em}^* \left(E_z \pm \frac{\hbar_0}{2} \right)}}{\hbar};$$

$$k_i = \frac{\sqrt{2m_d^* \left(E_z - U_0 + \frac{1}{n} eV - eV_S \delta(z - z_1)(z - z_2) + e\phi_i \frac{n^2}{i(n-i+1)} - \left(1 - \frac{m_d^*}{m_{cm}^*} \right) E_{\parallel} \right)}}{\hbar};$$

$$i = 1, 2, \dots, n$$

здесь: I - туннельный ток; f_1 и f_3 – функции Ферми-Дирака в областях эмиттера и коллектора, соответственно; T – коэффициент прохождения волны; k_i и m_i^* - волновой вектор и эффективная масса i -ой области барьера соответственно; z_i – координата раздела i -ой и $(i+1)$ -ой областей барьера; $m_{em}^*, m_{col}^*, m_d^*$ -

эффективные массы электрона в эмиттере, коллекторе и в диэлектрике; E_z, E_{\parallel} - продольная и поперечная составляющие энергии электрона; V – напряжение, прикладываемое к структуре феррит - полимерный диэлектрик – феррит; t_{ii} - элемент матрицы передачи; a - толщина барьера; U_0 - высота потенциального барьера; V_S – потенциал рассеяния; ϕ_i – потенциал силы

изображения в i -ой области; \hbar - постоянная Планка; h_0 - молекулярное поле внутри диэлектрика.

При туннелировании электрона через потенциальный барьер поперечная составляющая энергии постоянна, то есть $k_{\perp} = \text{const}$. В качестве параметров для расчетов были приняты: высота потенциального барьера – 2.0 eV; ширина потенциального барьера – 1-2 nm; эффективные массы электронов спин-вверх, спин-вниз и в барьере $1.27m_0$, $1.36m_0$ и $0.4 m_0$, соответственно; молекулярное поле – 1.9eV; потенциал рассеяния – 0-0.2eV.

При проведении расчетов было также принято во внимание, наличие частотной зависимости протекания тока через смесь феррита и диэлектрика, то есть учет скин-эффекта. Тогда, при протекании переменного электрического тока по цилиндрическому проводнику значение плотности тока на расстоянии r от оси провода

определяется величиной $j_0 \frac{M_0(kr)}{M_0(ka)}$, где $M_0(kr)$ –

модифицированная функция Бесселя. Если рассматривать использованную в настоящей работе смесь феррита и полимерного диэлектрика как перколяционную систему и воспользуемся результатами работы [11], то заметим, что характер протекания тока при скин-эффекте определяется масштабом смешанной проводимости.

При глубине скин-эффекта меньше масштаба смешанной проводимости, распространяющийся в структуре ток будет иметь двумерный характер, а больше - трехмерный. Проводимость в области малых частот, в основном, определяется проводимостью «хорошего» проводника и, как следует из экспериментов и ранее указывалось в [11], изменение проводимости и положение границы смешанной проводимости в этой области также практически не происходит. Заметим также, что при прыжковом механизме проводимость в переменном электрическом поле зависит от частоты и определяется выражением [24]:

$$\sigma(\omega) \approx \omega \left[\ln \left(\frac{\omega_{ph}}{\omega} \right) \right]^4, \text{ где } \omega_{ph} - \text{частота фононов}$$

приближенно равная 10^{12} c^{-1} .

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОБОЛОЧКИ.

Известно, что значения коэрцитивной силы и начальной магнитной проницаемости определяются не только составом материала, но и его структурой. На величину последней существенно влияют наличие микроскопических пор и других дефектов, мешающих свободному перемещению доменных границ, размер и концентрация зерен, температура и т.д.

На рис.8-9 показаны температурные зависимости магнитной проницаемости ферромагнитной оболочки резистора для различных размеров зерен и концентраций ферромагнитного порошка. На рис. 10 приведена зависимость относительного тангенса угла магнитных потерь и магнитной проницаемости от величины магнитной индукции. Все эти измерения производились на измерителе иммитанса по стандартной методике с погрешностями 0,1% для R,L,C и 0.001% при измерении тангенса угла магнитных потерь. Низкое значение тангенса угла магнитных потерь связано с тем, что

выбранная ферритовая компонента имеет малые потери на вихревые токи, а в слабых магнитных полях и потери на гистерезис. Температурные исследования позволили определить температурную область работы (от -50 до 150C). Дополнительные исследования позволяют предположить, что ферромагнитная оболочка сохраняет свои свойства до -100C.

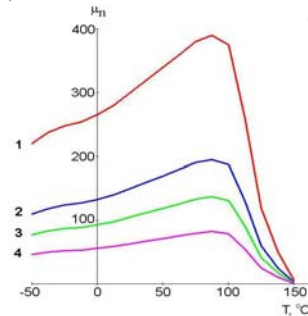


Рис.8 Температурные зависимости магнитной проницаемости для ферромагнитной оболочки при постоянной концентрации и разным размером зерна ферромагнитной компоненты: 1 – 150 мк, 2 – 60 мк, 3 – 45 мк, 4 – 15 мк.

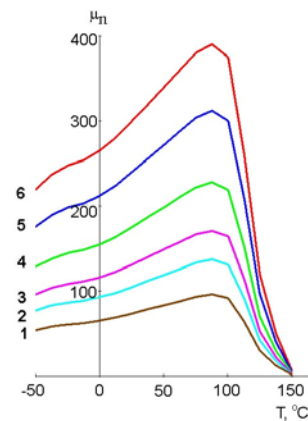


Рис.9 Температурные зависимости магнитной проницаемости для ферромагнитной оболочки при постоянном размере зерна ферромагнитной компоненты и разной концентрации: 1 – 2%, 2 – 4%, 3 – 7%, 4 – 10%, 5 – 20%, 6 – 35%.

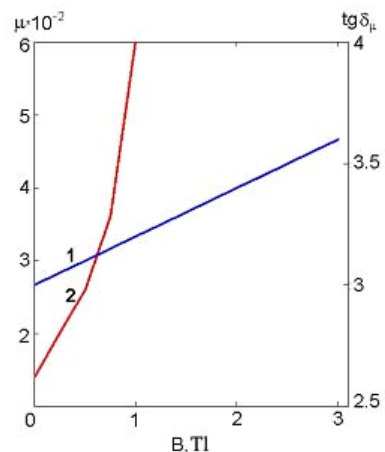


Рис.10 Зависимость магнитной проницаемости(1) и относительного тангенса угла магнитных потерь (2) от величины индукции на частоте 2,5 МГц.

Магнитные свойства ферромагнитной оболочки частотнозависимого резистора как функцию магнитной проницаемости, размера и концентрации зерен ферромагнитной компоненты можно теоретически

проанализировать, допустив, что все ферромагнитные частицы одинаковы и имеют форму шара радиуса R, каждая ферромагнитная частица изолирована от соседних частиц тонким диэлектрическим слоем, имеющим малую проводимость. Для всей смеси в качестве значений действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости принимаются их средние значения по всему объему. Как известно, при

больших концентрациях ферромагнитных частиц в смеси невозможно точно учесть взаимовлияние соседних частиц. Поэтому, для расчета магнитной проницаемости изучаемой смеси воспользуемся [26].

Отсюда

$$\mu_w = 1 + \frac{3(V + jW) - \frac{2}{p} + \sqrt{(V + jW)^2 \left(9 - \frac{8}{p}\right) + (V + jW) \frac{4}{p} + \frac{4}{p^2}}}{\frac{4}{3p} [2 - (V + jW)]}$$

где

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{K_1 ch2b + L_1 \cos 2a - M_1 \sin 2a - N_1 sh2b}{K_3 ch2b + L_3 \cos 2a - 2M_3 \sin 2a - 2N_3 sh2b} \\ W &= 3 \frac{K_2 ch2b + L_2 \cos 2a - M_2 \sin 2a - N_2 sh2b}{K_3 ch2b + L_3 \cos 2a - 2M_3 \sin 2a - 2N_3 sh2b} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} a - jb = X = R - \sqrt{-\omega\gamma(\mu'' + j\mu') \frac{4\pi}{c^2}}, \quad a^2 + b^2 = \lambda^2, \\ \mu' - 1 = \rho, \quad \rho^2 + \mu''^2 = \alpha^2, \quad a\mu'' - b\rho = h, \quad a\rho + b\mu'' = \delta, \\ 2\alpha^2 + 3\rho = d, \\ K_1 = d + 2b(h - 3b) + \lambda^2(d - \lambda^2 + \rho + 3), \quad N_1 = 2bd + \lambda^2(h - 3b) \\ M_1 = 2ad + \lambda^2(\delta + 3a), \quad L_1 = d + 2b(h - 3b) + \lambda^2(\rho + 3 - d - \lambda^2) \\ K_2 = 2b(\delta + a) + \mu'', \quad L_2 = 2a(h - b) - \mu'', \\ M_2 = 2a\mu'' - \lambda^2(h - b), \quad N_2 = 2b\mu'' + \lambda^2(\delta + a), \\ K_3 = \alpha^2 + 4bh + \lambda^2(\lambda^2 + 2\rho + \alpha^2), \\ L_3 = -\alpha^2 - 4bh + \lambda^2(-\lambda^2 - 2\rho + \alpha^2), \\ M_3 = \delta\lambda^2 + a\alpha^2, \quad N_3 = h\lambda^2 + b\alpha^2 \end{aligned} \right\}$$

Этим выражением определяется как мнимая, так и действительная части комплексной магнитной проницаемости, которые являются функциями концентрации, размера, магнитных и электрических свойств ферромагнитных зерен, а также частоты приложенного переменного поля. На рис. 11,12 приведены рассчитанные зависимости комплексной магнитной проницаемости от радиуса (при частоте приложенного переменного поля равной $2 \cdot 10^6$ Гц) и концентрации ферромагнитных частиц при коэффициенте заполнения 0,65, комплексной магнитной проницаемости ферромагнитного вещества $300 - j 20$, электропроводности изоляции и ферритовой компоненты $\sim 10^{-5} \Omega^{-1} \text{см}^{-1}$. Рассчитанные значения близки к экспериментальным.

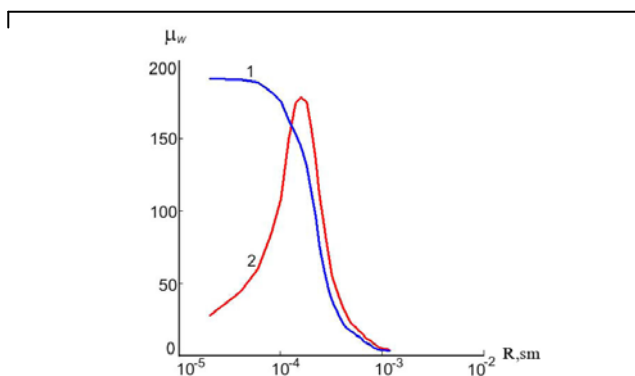


Рис. 11 Зависимость комплексной магнитной проницаемости от размера зерна ферромагнитной компоненты. Частота приложенного переменного поля равна $2 \cdot 10^6$ Гц. 1 - μ'_w , 2 - μ''_w .

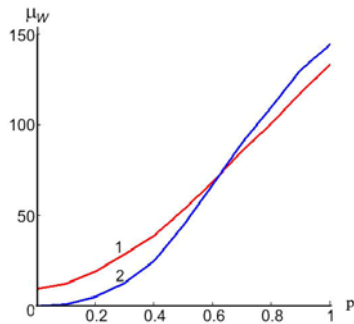


Рис. 12 Зависимость комплексной магнитной проницаемости ферромагнитной компоненты от коэффициента заполнения. 1 - μ'_w , 2 - μ''_w .

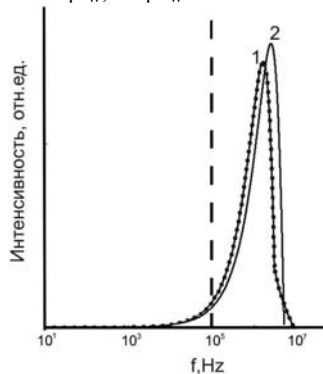


Рис.13. Экспериментальный (1) и теоретический (2) спектры поглощения оболочки частотнозависимого резистора в области частот от 10 до 10^7 Гц.

На рис.13 показаны экспериментальный и теоретический спектры поглощения в области частот от 10 до 10^7 Гц оболочки частотнозависимого резистора. Изменений экспериментального спектра поглощения практически не наблюдается до напряжений 1000 В.

Наличие максимума поглощения обусловлено частотной зависимостью магнитной проницаемости феррита, частотной зависимостью индуктивности резистора, переходом от трехмерного к двумерному характеру протекания тока, а также разностью спин-вверх и спин-вниз спинового тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детально рассмотрены физические свойства компонентов и работа оболочки частотнозависимого резистора, представляющей собой неоднородную смесь Zn-Ni ферритового порошка с полярным полимерным диэлектриком – поливинилхлоридом.

Рассмотрены механизмы транспорта заряда, как в отдельных компонентах, так и через всю структуру феррит- полимерный диэлектрик-феррит, магнитные свойства оболочки и их зависимость от концентрации и размера ферромагнитных зерен. Экспериментально установлено наличие двух типов прыжкового механизма переноса заряда в данной структуре.

Проведен теоретический анализ протекания тока в переменном поле, в котором учтены неравномерное распределение плотности тока по сечению частотнозависимого резистора в результате скин-эффекта, переход от трехмерного к двумерному характеру протекания тока, наличие спин-вверх и спин-вниз спиновых токов.

Рассчитана магнитная проницаемость оболочки частотнозависимого резистора, ее зависимость от размера и концентрации зерен наполнителя. Дан теоретический анализ экспериментальных спектров поглощения оболочки частотнозависимого резистора в области частот от 10 до 10^7 Гц.

- [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, 3rd 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 електродинамика, 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]. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц* Электродинамика сплошных сред. Наука, 1982, 629с.
- [14]. *A.L.Efros, B.I.Shklovskii* Phys. Stat. Sol.(b), 1976, v.76, p.475
- [15]. *С.О. Гладков* К теории поглощения электромагнитного излучения сильно неоднородными двухкомпонентными системами. ЖТФ, 1999, т.69, вып.7, с. 89-94
- [16]. *В.М.Ульянов, Э.П.Рыбкин, А.Д.Гудкович, Г.А.Пишин* Поливинилхлорид, М.: Химия, 1992, 288с.
- [17]. *О.С.Гефле, С.М. Лебедев, Ю.П. Похолков* Частотные спектры комплексной диэлектрической проницаемости композиционных диэлектриков на основе поливинилхлорида. Изв. Томского политехн. университета, 2007, т.310, №1, с. 87-91
- [18]. *E. J. W. Verwey, P. W. Hayman and F.C.Romein* J. Chem. Phys. 15, 181, 1947.
- [19]. *E.J.Verwey* Semiconducting Materials, London, Butterworths Sci, Publ., 1951
- [20]. *Е.И.Кондорский* Изв. АН СССР, сер. физ, 1952, т.16, с.398
- [21]. *С.А.Игнатенко, А.Л.Данилюк, Б.Е.Борисенко* Осцилляции магнитосопротивления в структуре ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик. ЖТФ, 2005, т.75, вып.6, с.8-12
- [22]. *Ferry D., Goodnick S.* Transport in Nanostructures Cambridge, 1997, 512 p.
- [23]. *Н.Мотт, Э.Дэвис* Электронные процессы в некристаллических веществах. Изд-во «Мир», Москва, 1974, 472с.
- [24]. *Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос* Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред. УФН, 1975, т.117, вып.3, с.401-435.
- [25]. *Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос* Современное состояние теории прыжковой электропроводности. УФН, 1983, т.141, вып.4, с.711
- [26]. *Б.И.Фрадкин* Некоторые вопросы теории магнитодиэлектриков. Изв. Акад. Наук СССР, 1952, т.XVI, №4, p.481-497