

**ИЗУЧЕНИЕ СКИН-ЭФФЕКТА И ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЧАСТОТНОЗАВИСИМОГО РЕЗИСТОРА**

**Н.Р.БАБАЕВА, А.М. ГАШИМОВ, Е.В. ДМИТРИЕВ, Т.Р. МЕХТИЕВ**

*Институт Физики  
Национальной Академии Наук Азербайджана  
AZ 1143, г.Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Изучены процессы протекания тока и влияние тепловых процессов на основные параметры частотнозависимого резистора, поверхность токоведущего стержня которого путем опрессовки покрыто ферромагнитной оболочкой.

Processes of passing of a current and influence of thermal processes on key parameters the frequency-depended resistors, a surface of which is covered with ferromagnetic layer by pressure, are investigated.

Изучение возможностей использования частотнозависимых резисторов для эффективной фильтрации внешних и внутренних высокочастотных помех, как показали работы [1-10], стимулировало экспериментальные исследования их электрических, тепловых характеристик, роли геометрических факторов, наличия слоистой структуры ферромагнитного слоя и т.д.

Целью настоящей работы являются исследование процессов протекания скин-тока в ферромагнитной оболочке, нанесенной на поверхность частотнозависимого резистора путем опрессовки, и влияния тепловых процессов на основные параметры этих резисторов (индуктивность, проводимость и др.).

**ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ**

На рис. 1а представлена в общем виде структура частотнозависимого резистора, использованного в эксперименте. В отличие от предыдущих [1-7] использованных структур, поверхность токоведущего стержня (2) была опрессована под давлением смесью порошков алюминия и ферромагнитного материала 300ВНП (1), размерами зерен  $D \sim 200$  мкм. Концентрации проводящей компоненты  $p_{Al} = 0.35$  и, соответственно, плохо проводящей компоненты  $(1-p_{Al}) = 0.65$ . Подбор соотношения компонентов осуществлялся опытным путем так, чтобы эффект подавления высокочастотного (центр частотной полосы около 50 кГц) сигнала при заметном  $\sigma$  (сопротивление ферромагнитной оболочки  $\sim 10^3 \div 10^4$  Ом) был максимален. Толщина слоя  $\delta$  приблизительно была равна 0,5 см, что превышает глубину скин-эффекта на частоте 100 кГц.

После модификации поверхности токоведущего стержня профиль изменения сопротивления по сечению токоведущего стержня достаточно плавно возрастал к его поверхности, см. на рис. 1б. Диаметр токоведущего стержня с модифицированной поверхностью  $R = 2$  см, длина  $l = 50$  см.

**ТЕОРИЯ**

В литературных обзорах при рассмотрении механизмов электропроводности сложных гетерогенных систем сложно выделить преобладающий процесс, вследствие множества возможных контактов проводящих частиц. Вероятность образования сплошных проводящих цепочек в композиции и, как следствие, зависимость удельного сопротивления от концентрации проводящих частиц устанавливается соотношением [18]

$$\rho_m^v = \frac{\rho_0^v}{p \cdot \exp(p^{-\frac{2}{3}} C^2)}$$

где  $\rho_m^v, \rho_0^v$  - удельные сопротивления смеси и проводящей компоненты, соответственно;  $p$  - объемная концентрация проводящей компоненты;  $C^2$  - площадь поперечного сечения проводящих цепочек. Однако определение  $C^2$  представляет собой очень сложную задачу.

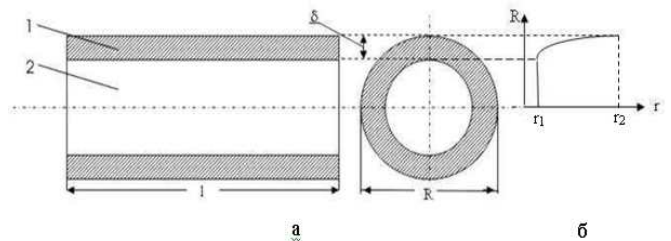


Рис.1 Сечение исследуемого частотнозависимого резистора.

- а) 1 – модифицированная ферромагнитным порошком поверхность токоведущего стержня толщиной  $\delta$ ; 2 – токоведущий алюминиевый стержень диаметром  $R$  и длиной  $l$ .
- б) профиль сопротивления резистора по сечению:  $r_1$  – сопротивление алюминиевой части токоведущего стержня;  $r_2$  – сопротивление на поверхности резистора.

Использованная конструкция позволяет рассматривать созданный частотнозависимый резистор, как перколярованную систему «плохой» - «хороший» проводники, рассмотренную в работах [11-13].

Интересно также проанализировать результаты работ [8-10], в которых рассмотрен скин-эффект в композиционных материалах и предложен метод для подавления высокочастотных помех за счет зависимости скин-эффекта от электропроводности  $\sigma(\omega)$ .

Согласно [11-13] для рассматриваемой системы из трех характерных областей для параметров перколяционного слоя наиболее интересной для нас является вторая, т.е. (смысл и названия принятых обозначений полностью соответствуют работам [11-13])

$$\left(\frac{H}{L}\right)^{2t_2/v_2} \left(\frac{a}{H}\right)^{(s_3+t_3)/v_3} < \frac{\sigma_2}{\sigma_1} < \left(\frac{a}{H}\right)^{(s_3+t_3)/v_3}$$

когда система переходит от «трехмерного» поведения

$$\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} = \sigma_1(p - p_{c,3})^{t_3} = \sigma_1 \left(\frac{\xi_3}{a}\right)^{-t_3/v_3} \quad (1)$$

при  $\xi_3 < \min(l_{p,3}, H), p > p_{c,3}$

$$\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} = \sigma_1(p - p_{c,3})^{-s_3} = \sigma_1 \left(\frac{\xi_3}{a}\right)^{-s_3/v_3} \quad (2)$$

при  $\xi_3 < \min(l_{p,3}, H), p < p_{c,3}$

к «двумерному»

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_1^* \left(\frac{\xi_2}{H}\right)^{-t_2/v_2} \quad (3)$$

при  $\xi_2 < \min(l_{p,2}, L), p > p_{c,1}$ ,

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_2^* \left(\frac{\xi_2}{H}\right)^{-t_2/v_2} \quad (4)$$

при  $\xi_2 < \min(l_{p,2}, L), p < p_{c,1}$

Двумерные асимптотики стыкуются с трехмерными при  $\xi_3 \approx \xi_2 \approx H$ .

Проводимость перколяционного слоя из «плохих» и «хороших» проводников определяется соотношением трех масштабов [11-13]: корреляционной длины  $\xi$

$$\xi_3 = a(p - p_{c,3})^{-v_3}, \quad (5)$$

где  $a$ -толщина слоя перколяции;  $v_3 \approx 0.9$  – критический индекс перколяционной длины;  $p = p_{Li}$ ;  $p_{c,3}$  - порог перколяции  $\approx 0.3117$ ;  $t_3 \approx 1.5 \pm 0.1$ ; толщины слоя  $H$  и масштаба смешанной проводимости  $l_p$ .

$$l_{p,3} = a\gamma^{v_3/(s_3+t_3)} \quad (6)$$

где  $s_3$ - критический индекс  $\approx 0.7$ ;  $\gamma = \sigma_2/\sigma_1 \gg 1$ .

Трехмерные асимптотики имеют место, когда корреляционная длина является наименьшим из этих масштабов.

Эффективная проводимость вблизи порога перколяции определяется соотношением:

$$\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} = \sigma_{c,3}$$

при

$$\begin{aligned} \xi_3 > l_{p,3}, l_{p,3} < H; \quad \sigma_{c,3} &= \sigma_1^{\frac{s_3}{s_3+t_3}} \sigma_1^{\frac{t_3}{s_3+t_3}} = \\ &= \sigma_1 \left(\frac{l_{p,3}}{a}\right)^{-\frac{t_3}{v_3}} = \sigma_1 \left(\frac{l_{p,3}}{a}\right)^{-\frac{s_3}{v_3}} \end{aligned} \quad (7)$$

В двумерном случае

$$\xi_2 = H |p^* - p_{c,2}|^{-v_2},$$

где  $p^*$  - доля эффективных проводников для двумерного слоя;  $p_{c,2}$  – порог перколяции  $\approx 0.59275$ ; критический индекс  $v_2 \approx 4/3$ ;  $t_2 \approx 1.28 \pm 0.1$  [12].

$$l_{p,2} = H(\gamma^*)^{-v_2/(s_2+t_2)}, \quad (8)$$

где  $s_2$  - критический индекс  $= t_2$ ;  $\gamma^* = \gamma \left(\frac{H}{a}\right)^{(s_3+t_3)/v_3}$

Эффективная проводимость в этом случае равная проводимости вблизи порога перколяции определится соотношением:

$$\sigma_{\parallel} \left(\frac{H}{a}\right) = \sigma_{c,3} \left(\frac{l_{p,3}}{H}\right)^{\frac{t_3-s_3}{2v_2}} \quad (9)$$

Оценка величины  $l_{p,2}$  дает значение  $\approx 0.04$ .

Мы предполагаем, что характер протекания тока при скин-эффекте определяется масштабом смешанной проводимости перколяционной системы, т.е. при глубине скин-эффекта меньшей значения  $l_{p,2}$  распространяющийся скин-ток по резистору будет иметь двумерный характер, а большей - трехмерный. Расчет показывает, такое значение  $l_{p,2}$  соответствует частотам сигнала выше, чем  $\approx 100$  кГц.

Использованное нами соотношение проводящей и плохо проводящей компонент соответствует выполнению вышеприведенных условий и значение эффективной электропроводности равно  $\sim 10^3-10^4$ .

Как показано в [11, 14-17], положение масштаба смешанной проводимости в результате зависимости от  $\sigma_1(\omega)$  и  $\sigma_2(\omega)$  должно зависеть от частоты  $\omega$ .

Как следует из полной системы уравнений поля внутри проводника [17], стационарное значение  $\sigma$  имеет место, если период изменения поля велик, соответственно частота поля мала, по сравнению с обратным временем свободного пробега электронов в проводнике. Для металлов при комнатной температуре эти частоты лежат в ИК области спектра. «Плохие» проводники на малых частотах, при выполнении условия  $\omega \ll 4\pi\sigma/\epsilon$ , где  $\epsilon$ -диэлектрическая проницаемость, ведут себя как обычные проводники с постоянной проводимостью. При частотах поля  $\omega \gg 4\pi\sigma/\epsilon$  они ведут себя как диэлектрики с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ .

В соответствии с [11, 14], для перколированной системы наибольший интерес представляют частоты  $\omega \ll 4\pi\sigma/\epsilon$  и  $4\pi\sigma/\epsilon \ll \omega \ll \tau^{-1}$ , где  $\tau$  - время релаксации в металлах, которым отвечают два характерных масштаба смешанной проводимости, соответственно.

$$I_p^0 = a \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^{\frac{-v_3}{s_3+t_3}}; I_p^\omega = a \left(\frac{\omega\epsilon_2}{4\pi\sigma_1}\right)^{\frac{-v_3}{s_3+t_3}} \quad (10)$$

причем

$$\sigma_1(\omega) = \sigma_1(1 + i\omega\tau_1);$$

$$\begin{cases} \sigma_2(\omega) = \sigma_2(1 + i\omega\tau_2) - \text{для } \omega \ll 4\pi\sigma_2/\epsilon_2 \\ \sigma_2(\omega) = \sigma_2 - i\frac{\omega\epsilon_2}{4\pi} - \text{для } \omega \gg 4\pi\sigma_2/\epsilon_2 \end{cases} \quad (11)$$

где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – времена релаксации в проводящей и плохо проводящей компонентах,  $l_p^0$  и  $l_p^\omega$  характерные масштабы на нулевой и  $\omega$  частотах. Соответственно масштабы смешанной проводимости для трехмерного и двухмерного случая определяются, как

$$l_{p,3}(\omega) = a \cdot \gamma(\omega)^{\frac{-\nu_3}{s_3+t_3}} \quad (12)$$

$$l_{p,2}(\omega) = H \cdot [\gamma^*(\omega)]_{s_2+t_2}^{-\nu_2} \quad (13)$$

Смешанная проводимость  $\sigma(\omega)$  в случае, когда  $\gamma \ll 1$  определяется подстановкой (11) в (1),(2). При  $p > p_{c,3}$

$$\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) \cdot (p - p_{c,3})^{\nu_3} + A \cdot \sigma_2(\omega) \cdot (p - p_{c,3})^{-s_3}$$

при  $p < p_{c,3}$

$$\sigma(\omega) = \sigma_2(\omega) \cdot (p_{c,3} - p)^{-s_3} - B \cdot \frac{[\sigma_2(\omega)]^2}{\sigma_1(\omega)} \cdot (p_{c,3} - p)^{-2s_3-t_3}$$

где  $A$  и  $B$  – постоянные  $\sim 1$ .

В непосредственной близости к порогу перколяции при  $\xi > l_{p,2}$

$$\sigma_{||}(H, \omega) = [\sigma_1(\omega) \cdot \sigma_2(\omega)]^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{H}{a}\right)^{\frac{-(t_3-s_3)}{2\nu_3}}$$

В двухмерном случае для  $p^* > p_{c,2}$

$$\sigma_{||}(\omega) = \sigma_1^*(\omega) \cdot (p^* - p_{c,2})^{\nu_2} + A_2 \cdot \sigma_2^*(\omega) \cdot (p^* - p_{c,2})^{-s_2}$$

для  $p^* < p_{c,2}$

$$\sigma_{||}(\omega) = \sigma_2^*(\omega) \cdot (p_{c,2} - p^*)^{-t_2} - B_2 \cdot \frac{[\sigma_2^*(\omega)]^2}{\sigma_1^*(\omega)} \cdot (p_{c,2} - p^*)^{-2s_2-t_2}$$

Все вышесказанное указывает, что проводимость в области малых частот практически определяется проводимостью «хорошего» проводника. В области малых частот изменения проводимости практически не происходят. Это означает, что положение границы смешанной проводимости также практически не меняется.

Однако, эффект перехода от трехмерного к двумерному характеру протеканию тока резко уменьшает глубину скин-эффекта, увеличивает сопротивление протекающему в структуре высокочастотного сигнала. И обратно, зная положение смешанной границы и зависимость глубины скин-эффекта от частоты, можно достаточно найти значения величины проводимости и частоты сигнала, при которых будет происходить переход от трехмерного к двумерному характеру протекания тока.

При применении частотнозависимого резистора в высоковольтных сетях и установках необходимо учитывать зависимость проводимости ферромагнитной обложки от напряженности электрического поля. Из [18] следует, что основное влияние на нелинейность проводимости ферромагнитного слоя оказывает напряженность электрического поля и ширина зазора между проводящими частичками. Ширина зазора согласно расчетам  $\approx 3$  нм. Изменение зазора на 0.1 нм приводит к изменению проводимости на целый порядок, а увеличение напряженности поля в 10 раз – к возрастанию тока в 12 раз.

Ситуация, связанная с частотной зависимостью магнитной проницаемости также прямо связана с концентрацией ферромагнитных частиц и их размерами.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены осциллограммы работы частотнозависимого резистора в режиме подавления высокочастотных помех. Здесь 1 – сигнал на входе частотнозависимого резистора. Виден большой уровень высокочастотных шумов. Уровень 2 соответствует сигналу на выходе частотнозависимого резистора. Видно хорошее подавление высокочастотных шумов.

Все измерения проводились на экспериментальной установке мостового типа для измерения индуктивности, импеданса и активного сопротивления частотнозависимого резистора, блок-схема которой приведена на рис. 3. Она представляет собой высокочувствительный мост, равновесие которого реализуется, если полные сопротивления плеч удовлетворяют уравнению

$$\left(R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C_{NR}}\right) \cdot \frac{1}{i\omega C_2} = \frac{1}{i\omega C_1} \cdot R_c$$

откуда следует

$$R = R_1 \frac{C_2}{C_1}; \quad L = \frac{1}{\omega^2 C_{NR}}; \quad \mu' = L \frac{l}{S};$$

$$\mu'' = (R - R_0) \frac{l}{S\omega}; \quad \text{tg } \delta = \frac{R - R_0}{\omega L}; \quad Q = \frac{\omega L}{C}$$

где  $R_0$  – сопротивление на постоянном токе.

Ток через нелинейное сопротивление  $NR$  равен

$$I = \frac{I_0}{\sqrt{1 + \omega^2 C_{NR}^2}}, \quad \text{где } I_0 \text{ – ток в неразветвленной части}$$

моста. Рабочий диапазон частот моста от 20 Гц до 2 МГц; амплитуда переменного магнитного поля 100 А/м; погрешность измерения индуктивности менее 1%, сопротивления менее 5%; пределы измерения по сопротивлению от 1-3000 Ом; погрешность определения тока  $\pm 1,5\%$ . Диапазон изменения напряжения генератора от 0 до 10 кВ.

При проведении экспериментов напряжение генератора, подаваемое на мост, фиксировалось.

Характеристики измерительной установки сравнивались с измерениями на специализированной установке УИММ-4 для эталонных индуктивностей. С другой стороны, это позволило произвести градуировку датчика электромагнитного поля, расположенного в непосред-

## ИЗУЧЕНИЕ СКИН-ЭФФЕКТА И ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЧАСТОТНОЗАВИСИМОГО.....

венной близости от исследуемого объекта. Расстояние между датчиком электромагнитного поля и исследуемым объектом могло изменяться в достаточно широких пределах (0–1м), что позволило определить зависимость сигнала электромагнитного поля от расстояния до исследуемого объекта.

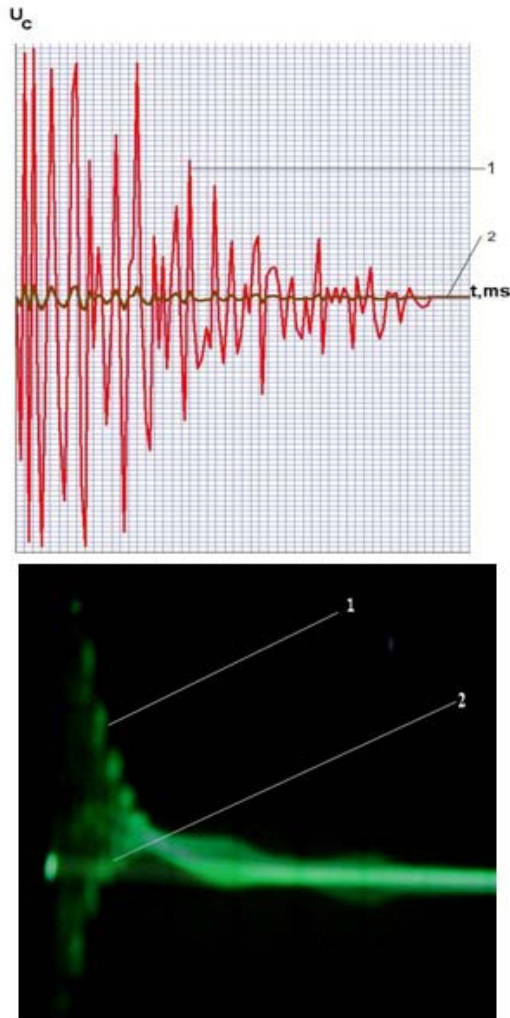


Рис. 2 Уровни высокочастотных шумов 1- на входе резистора; 2-на выходе

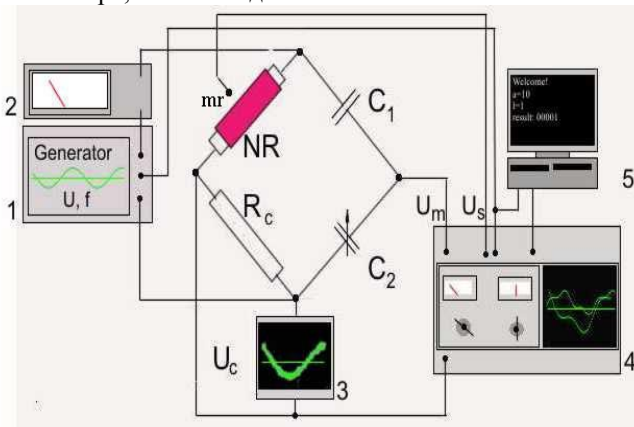


Рис.3. Блок-схема экспериментальной установки 1 – генератор высоковольтных импульсов, 2 – измеритель тока, 3 – измеритель напряжения, 4 – регистрирующая схема, 5 – компьютер для обработки данных, NR – нелинейный резистор,  $R_c$  – эталонное, безиндуктивное сопротивление,  $mr$  – датчик электромагнитного поля.

На рис.4 представлена частотная зависимость сопротивления и индуктивности частотнозависимого резистора. Эксперименты показали, что отклонение от корневой зависимости скин-эффекта в частотнозависимом резисторе, происходит в результате частотной зависимости магнитной проницаемости ферромагнитной оболочки, температурных эффектов и технологии изготовления оболочки. Кривая 3 соответствует идеальному случаю, т.е. в расчете индуктивности использовались магнитная проницаемость 300ВНП, 3' – реальная зависимость индуктивности полученная на частотнозависимом резисторе при измерениях на экспериментальной установке.

Положение прерывистой линии указывает на положение  $l_{p,2}$ , то есть на границу когда характер протекания тока из трехмерного становится двумерным. Сравнение с глубиной скин-эффекта позволяет установить частоту, при которой происходит этот переход. В данном случае частота составляет порядка  $10^5$  Гц.

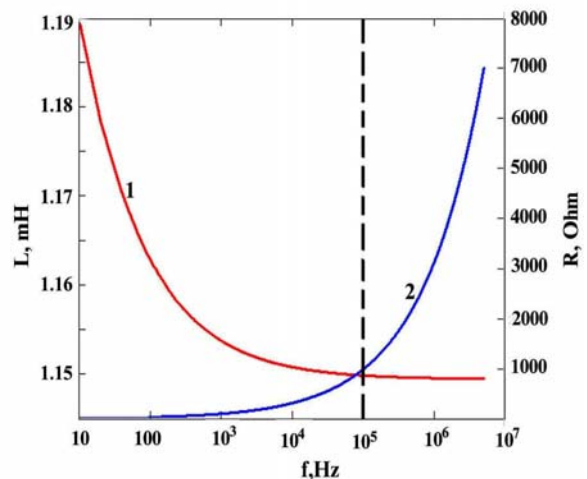
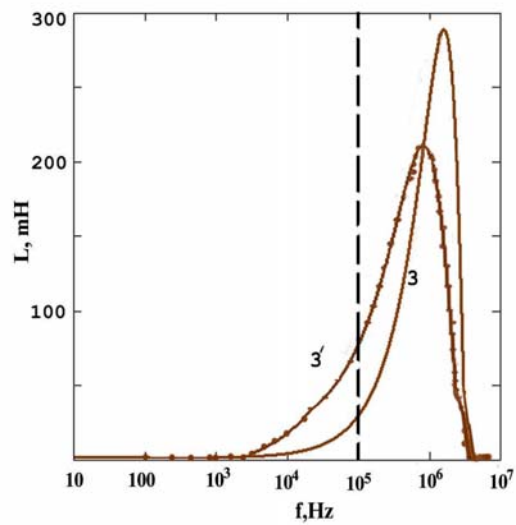


Рис.4. Частотная зависимость сопротивления и индуктивности частотнозависимого резистора: 1 – индуктивность алюминиевой части токоведущей стержня резистора; 2 – сопротивление резистора; 3 – индуктивность всего резистора с учетом частотной зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  ферромагнитного слоя (3 – теоретическая, 3' – экспериментальная); положение прерывистой линии указывает на границу перехода от трехмерного к двумерному характеру протекания тока.

В режиме постоянного включения необходимо соблюдать баланс подводимой и рассеиваемой энергии. Уравнение теплового баланса имеет вид:

$$I^2 R dt = CG d\theta + \alpha S \theta dt,$$

где  $d\theta = I^2 R dt$  - количество выделяемой в резисторе тепловой энергии;  $I$  - ток протекающий через резистор;  $R$  - сопротивление резистора;  $t$  - время включения;  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи;  $S$  - площадь теплоотдающей поверхности;  $G$  - масса резистора.

Температура перегрева резистора:

$$\theta = \frac{I^2 R}{\alpha S} (1 - e^{-t/T}).$$

где  $T = CG / \alpha S$  - постоянная времени перегрева резистора, определяемая как отношение теплопоглощающей способности резистора к его теплоотдающей.

Следует отметить, что температурная зависимость сопротивления ферромагнитной оболочки частотнозависимого резистора должна также определяться температурной зависимостью величиной зазора между зернами проводящей компоненты, т.е.

$$dl_b = D(\alpha_1 - \alpha_2) dt,$$

где  $l_b$ -зазор между зернами;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты линейного расширения проводящей и плохопроводящей компонентов. Изменение удельного сопротивления ферромагнитной оболочки можно представить в виде

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{2}{3} (\alpha_1 E_1 - \alpha_2 E_2) dt,$$

где  $E_1$  и  $E_2$ - модули упругости проводящей и плохопроводящей компонентов.

Температурные эффекты при скин-эффекте начинают проявляться при протекании больших токов и увеличении частоты, протекающего через частотнозависимый резистор, переменного тока.

Уравнение теплопроводности решалось при следующих условиях: температура окружающей среды (воздуха) равна 28°C; температура нагрева токоведущего стержня не должна превышать 100°C. За критическую температуру нагрева ферромагнитной оболочки было принято значение 50°C, соответствующее температурной зависимости магнитной проницаемости 300ВНП (рис.5.). Учитывалось неоднородное распределение плотности тока по сечению токоведущего стержня, исключая неоднородность температуры вдоль длины резистора. Влияние скин-эффекта, особенно заметное на высоких частотах, приводит к возникновению температурного градиента между центром и поверхностью токоведущего стержня и, как следствие, к появлению теплового потока от поверхности к центру.

На рис.6. представлены температурные и вольтамперные характеристики созданного частотнозависимого резистора на разных частотах, где А – для токоведущего

стержня на частоте 50 кГц; В, С, D – для ферромагнитной оболочки; W – допустимая удельная энергия, поглощаемая частотнозависимым резистором,  $\Delta T$  – разница между предельно-допустимой и начальной температурами. Диаметр токоведущего алюминиевого стержня частотнозависимого резистора был равен 1см, а толщина оболочки – 0.5см.

Как показывают исследования динамики временных изменений температурного поля, частотнозависимый резистор способен выдерживать кратковременные перегрузки по температуре ( $\approx 300^\circ\text{C}$ ) за промежутки времени порядка 2 сек., при частоте повторения 1 импульс за 5 сек.

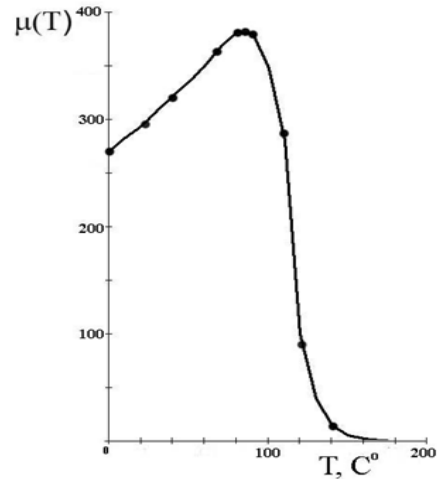


Рис.5. Температурная зависимость магнитной проницаемости ферромагнитного порошка 300 ВНП.

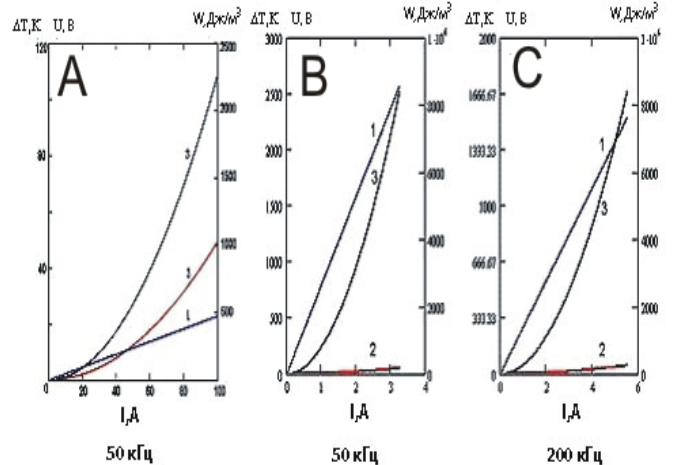


Рис.6. Температурные и вольтамперные характеристики частотнозависимого резистора на разных частотах: А – для токоведущего стержня на частоте 50 кГц; В, С, – для ферромагнитной оболочки. W – допустимая удельная энергия,  $\Delta T$  – разница между предельно-допустимой и начальной температурами.

**ВЫВОДЫ**

Для всех частот, лежащих ниже 42кГц, протекание тока в исследованном в настоящей работе частотнозависимом резисторе имеет объемный характер. Для всех частот, лежащих выше 42кГц, протекание тока имеет двумерный характер.



Характер изменения сопротивления в исследованном частотнозависимом резисторе определяется величиной магнитной проницаемости ферромагнитной оболочки.

Определены временные параметры тепловых процессов для исследованного частотнозависимого резистора и

показано, что частотнозависимый резистор способен выдерживать кратковременные перегрузки по температуре ( $\approx 300^\circ\text{C}$ ) за промежутки времени порядка 2 сек., при частоте повторения 1 импульс за 5 сек.

- [1]. *А.М.Гашимов, Т.Р.Мехтиев, Н.Р.Бабаева* Возможности ограничения высокочастотных перенапряжений при использовании частотнозависимого резистора. International conference Energy of Moldova-2005, September 21-24, Chisinau, p.265-269
- [2]. *А.М.Гашимов, Т.Р.Мехтиев, Н.Р.Бабаева* Частотнозависимый резистор. Международная конференция «Физика - 2005», Баку, 7-9 июнь, 2005, стр. 613-617
- [3]. *А.М.Gashimov, T.R. Mekhtiyev, 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, 29-31 may 2006, Ankara, Turkey, p 604-606
- [4]. *А.М.Gashimov, T.R. Mekhtiyev, N.R.Babayeva* On appropriateness of use of frequency-dependent resistor at Limitation of high-frequency overvoltages. MEPS'06, September 6-8, 2006, Wroclaw, Poland, p.379-382
- [5]. *Н.Р. Бабаева* Алгоритм анализа высокочастотных перенапряжений при использовании в цепи коммутации частотнозависимого резистора. Проблемы энергетики, №3-4, 2006, стр.32-37
- [6]. *Н.Р. Бабаева* Подавление высокочастотных перенапряжений в высоковольтных электрических сетях и устройствах. Проблемы энергетики, №4, 2005, стр. 40-47
- [7]. *Е.В.Дмитриев, А.М.Гашимов, Т.Р.Мехтиев, Н.Р.Бабаева* Тепловые параметры и режим функционирования частотнозависимого резистора. Материалы Конференции, Новосибирск, Россия, 9-12 января 2007, с.
- [8]. *С.М.Коробейников, Л.И.Сарин, А.А.Челазнов* Резистор с частотной зависимостью для уменьшения перенапряжений. Труды Второй Всеросс. Науч. Тех.Конф. «Ограничение перенапряжений и режимы заземления нейтрали сетей 6-35 кВ», Новосибирск, 15-17 октября, 2002, с.52-59.
- [9]. *С.М.Коробейников, Л.И.Сарин, А.А.Челазнов, А.П.Дрожжин* Один способ уменьшения энергии, поглощаемой ОПН. Всеросс.Науч.Тех.Совещ. «Научные аспекты и актуальные проблемы разработки, производства, испытаний и применения ОПН», СПб, ОАО «Электрокерамика», 8-10 октября 2001.
- [10]. *С.М.Коробейников, А.П.Дрожжин, Л.И.Сарин* Скин-эффект в композиционных материалах. Электричество, №7, 2004, с.2-9
- [11]. *А.В.Неймарк* Электрофизические свойства перколяционного слоя конечной толщины. ЖЭТФ, 1990, т.98, вып.2(8), с.611-626
- [12]. *J.P.Clerc, G.Giraud, S.Alexander, E.Guyon* Phys. Rev, B,1980, v.22, p.2489-2494
- [13]. *Strauffer D.* Introduction to percolation theory. London. Tailor and Francis, 1985
- [14]. *A.L. Efros, B.I. Shklovskii,* Phys. Stat. Sol. (b), 1976, v.76, p.475
- [15]. *M. Daoud, F.Family, D.C. Hong,* J. Phys. A, 1988, v.21, p. L917
- [16]. *M. Daoud,* J. Phys. A, 1988, v.21, p. L973
- [17]. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц,* Электродинамика сплошных сред, 1982, 629 с.
- [18]. *В.П.Горелов, Г.А. Пугачев* Композиционные резисторы для энергетического строительства, Наука, 1989, 215с.

Received: 10.02.2007