Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского
Серия «Физика». Том 14 (53). 2001 г. №1. С. 76-79

УДК 537.621.3

Пономаренко В.И., Лагунов И.М.

КВАЗИМАГНЕТИКИ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Композиционные немагнитные материалы, ведущие себя как магнетики в переменном электромагнитном поле, являются перспективными для использования в технике сверхвысоких частот, например, в качестве радиопоглощающих. В настоящее время теория искусственных магнетиков на основе металлизированных сферических частиц, распределенных в диэлектрической матрице, построена в предположении, что поляризуемость частицы в ансамбле такая же, как у отдельной частицы, окруженной средой - матрицей [1,2]. Такое предположение, соответствующее приближению Максвелла Гарнетта [3], наиболее адекватно случаю упорядоченного расположения частиц [4]. В реальных композитах, однако, порядок в расположении включений отсутствует. Целью настоящей работы является расчет свойств искусственных магнетиков на основе металлизированных сферических частиц, беспорядочно распределенных в матрице. Такую структуру наиболее адекватно описывает модель Браггемана , в соответствии с которой каждую частицу следует считать окруженной «эффективной средой», диэлектрическая и магнитная проницаемости которой такие же, что и у композита [3,4].

Для рассматриваемой структуры выполняется равенство [4]:

$$N_2 m_0 + S_1 = 0, \text{ где } S_1 = \frac{3(1-c)\mu(\mu_1 - \mu)}{\mu_1 + 2\mu} \qquad (1)$$

где с - объемная концентрация включений, μ_1 - магнитная проницаемо[сть] матрицы, N_2 - число частиц - включений в единице объема композита, m_0 - магнитная поляризуемость частицы в среде с магнитной проницаемостью μ, равной эффективной магнитной проницаемости композита.

Для частицы радиуса a из материала с магнитной проницаемостью μ_2, покрытой проводящей пленкой с поверхностным сопротивлением ρ и помещенной в среду с магнитной проницаемостью μ, имеем [1]:

$$m_0 = 4\pi a^3 \mu (1 - Z)/(1 + 2Z), \qquad (2)$$

$$Z = Q\mu, \quad Q = \frac{1}{\mu_2} - \frac{i\omega a}{2\rho},$$

где ω - циклическая частота. Подставляя (2) в (1) и учитывая, что $4\pi a^3 N_2 = c$, получим квадратное уравнение относительно μ. Решение этого уравнения имеет вид:

$$\mu = B + \sqrt{B^2 + C}, \tag{3}$$

$$B = \frac{(2-t)A\mu_1 + 2t - 1}{4A(t+1)}, \quad t = \frac{c}{1-c}, \quad C = \frac{\mu_1}{A}, \quad A = \frac{1}{\mu_2} - \frac{i\omega a \mu_0}{2\rho},$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума. В (3) и ниже величины μ, μ_1, μ_2 имеют смысл относительных магнитных проницаемостей.

Для расчета эффективной диэлектрической проницаемости композита следует воспользоваться равенствами (1), (2), сделав в них формальные замены

$$\mu \to \varepsilon, \qquad \mu_{1,2} \to \varepsilon_{1,2}, \qquad m_0 \to p_0,$$

где ε_1 и ε_2 - диэлектрические проницаемости матрицы и включений соответственно, p_0 - электрическая поляризуемость металлизированной частицы в среде с диэлектрической проницаемостью ε [1]:

$$p_0 = 4\pi a^3 \varepsilon (1 - \tilde{Z}/(1+2\tilde{Z})), \qquad \tilde{Z} = \tilde{Q}\varepsilon, \qquad \tilde{Q} = \frac{\rho b \omega}{\rho b \omega \varepsilon_2 + 2i}. \tag{4}$$

Формула для расчета ε имеет вид:

$$\varepsilon = \tilde{B} + \sqrt{\tilde{B}^2 + \tilde{C}^2}, \tag{5}$$

$$\tilde{B} = \frac{(2-t)\tilde{A}\varepsilon_1 + 2t - 1}{4\tilde{A}(t+1)}, \qquad \tilde{C} = \frac{\varepsilon_1}{\tilde{A}}, \qquad \tilde{A} = \frac{\rho b \omega \varepsilon_0}{\rho b \omega \varepsilon_0 \varepsilon_2 + 2i},$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума. В (5) и ниже величины ε, ε_1, ε_2 имеют смысл относительных диэлектрических проницаемостей.

Отметим, что в частном случае неметаллизированных включений, когда $\rho \to \infty$, формулы (3), (5) совпадают с формулой Браггемана.

На рисунках приведены результаты расчетов частотных зависимостей действительной (рис.1) и мнимой (рис.2) частей μ для упорядоченной структуры (кривые 1) и неупорядоченной (кривые 2) при следующих значениях параметров:

$$a = 0{,}5 \text{ мм}; \quad c = 0{,}3; \quad \mu_1 = \mu_2 = 1; \quad \varepsilon_1 = 3; \quad \varepsilon_2 = 6;$$

$$\rho = \rho'(1 + \kappa i \omega_0/\omega); \quad \rho' = 1{,}51 \text{ Ом}; \quad \kappa = 10; \quad \omega_0/2\pi = 10 \text{ ГГц},$$

где ω_0 - циклическая частота квазимагнитного резонанса в упорядоченной структуре. Из рисунков видно, что разупорядочение приводит к сдвигу частоты квазимагнитного резонанса, уменьшению экстремальных значений $Jm\,\mu$ и $\mathrm{Re}\,\mu$, уширению резонансной кривой $Jm\ \mu(\omega)$ и изменению формы кривых $\mathrm{Re}\ \mu(\omega)$, $Jm\ \mu(\omega)$.

Как для упорядоченной структуры, так и для неупорядоченной величина ε слабо зависит от частоты на частотах 2 ГГц $< \omega/2\pi <$ 50 ГГц, при этом разупорядочение приводит к увеличению как действительной, так и мнимой частей ε. Так, при значениях параметров, приведенных выше, на частоте 10 ГГц имеем $\varepsilon = 6{,}8 + 0{,}01i$ для упорядоченной и $\varepsilon = 18 + 0{,}5i$ для неупорядоченной структуры.

Как показали численные расчеты, при уменьшении параметра κ, определяющего соотношение между $\mathrm{Re}\ \rho$ и $Jm\ \rho$ на частоте ω_0, характер дисперсии магнитной проницаемости упорядоченного композита плавно меняется от парамагнитного типа при $\kappa = 10$ к диамагнитному типу при $\kappa = 0$. При этом дисперсионные зависимости $\mu(\omega)$ сближаются для упорядоченной и неупорядоченной структур. Напротив, различие между модулями значений ε упорядоченных и неупорядоченных структур у диамагнетиков несколько больше, чем у парамагнетиков. Так, для диамагнетика с упорядоченной структурой и частотой квазимагнитного резонанса $\omega_0/2\pi$ = 10 Ггц на этой же частоте $\varepsilon = 6{,}9 + 0{,}1i$, тогда как для неупорядоченной структуры $\varepsilon = 18 + 8{,}5i$.

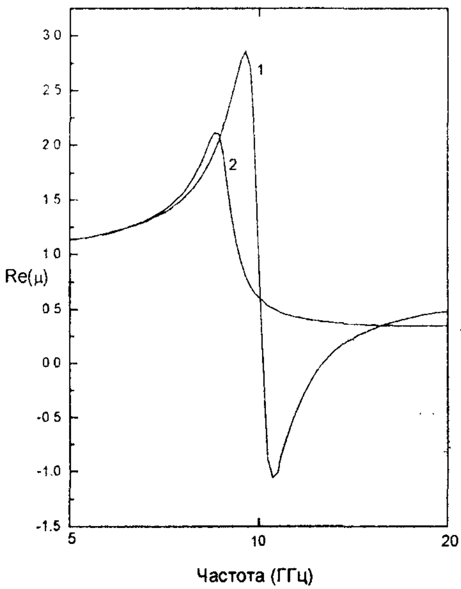

Рис. 1.

Рис. 1 Частотная зависимость действительной части μ

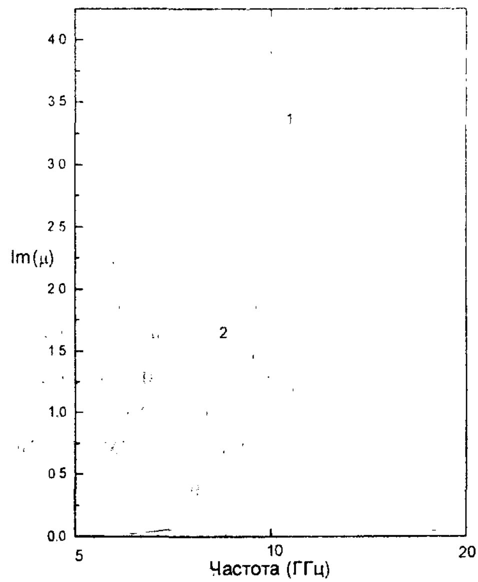

Рис.2.

Рис. 2 Частотная зависимость мнимой части μ

В настоящей работе проанализирован искусственный магнетик с предельно разупорядоченной структурой. Аналогичный анализ может быть проведен и для промежуточных вариантов упорядочения на основе подхода, предложенного в $[4]$. Такой анализ требует предварительного решения задачи о поляризуемости трехслойной частицы в квазистатическом поле. Это решение не содержит принципиальных трудностей и может быть получено тем же методом, что и в случае двухслойной частицы $[1,3]$.

Список литературы

1. Пономаренко В.И., Мировицкий Д.И. Искусственный диэлектрик с металлизованными магнитодиэлектрическими включениями // Радиотехника. 1991. Т.36. № 6. С. 76.-78
2. Казанцев Ю.Н., Костин М.В., Крафтмахер Г.А., Пономаренко В.И., Шевченко В.В. Искусственные парамагнетики // Радиотехника и Электроника. 1994. Т.39. №10. С. 1652-1655.
3. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.- 655 с.
4. Тимошенко А.М., Пономаренко В.И. Обобщенная формула для эффективных проницаемостей неоднородной среды со сферическими включениями // Радиотехника и Электроника. 1996. Т. 41. № 4. С. 412.

Статья поступила в редакцию 02.04.2001 г.