

03

Определение параметров магнитной жидкости по температурной зависимости сверхвысокочастотного спектра отражения

© Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, С.В. Алтынбаев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия
e-mail: usanovda@info.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 17 февраля 2012 г. В окончательной редакции 1 марта 2013 г.)

Исследована возможность одновременного определения трех параметров магнитной жидкости: диэлектрической проницаемости, объемной доли твердой фазы и диаметра частиц магнитной жидкости по температурной зависимости спектра отражения сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения. Отраженный сигнал регистрировался с помощью СВЧ-интерферометра, помещенного в магнитное поле, в качестве нагрузки СВЧ-интерферометра использован слой магнитной жидкости. Анализ спектральной зависимости коэффициента отражения и его температурной зависимости позволил получить информацию об исследуемых свойствах магнитной жидкости и уточнить значение диэлектрической проницаемости магнитной жидкости, а также получить значение эффективной диэлектрической проницаемости наноразмерных магнитных частиц.

Описание взаимодействия излучения с магнитной жидкостью удобно описывается теорией динамического намагничивания однодоменной частицы во внутреннем поле анизотропии и внешнем намагничивающем поле, начало которой положено в работах [1,2].

В работе [3] показана возможность определения двух параметров магнитной жидкости: диаметра частиц и объемной доли твердой фазы магнитной жидкости по спектру отраженного сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения. При теоретическом описании авторами [3] не указано, каким образом получено используемое в работе значение диэлектрической проницаемости магнитной жидкости.

В настоящей работе исследована возможность определения трех параметров магнитной жидкости: диаметра частиц, объемной доли твердой фазы и диэлектрической проницаемости магнитной жидкости по спектру отраженного СВЧ-излучения. По полученным экспериментальным значениям диэлектрической проницаемости рассчитана эффективная диэлектрическая проницаемость магнитных частиц. Также при определении параметров магнитной жидкости исследована возможность использования в расчетах температурных зависимостей коэффициента отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости, помещенной в постоянное магнитное поле.

Принципиальная схема радиоинтерференционной установки, использованной для измерений, изображена на рис. 1. Источником сигнала служил СВЧ-генератор 1 качающейся частоты 8-мм диапазона, включенный через вентиль 2 в Н-плечо двойного волноводного тройника 3. Мощность сигнала, поступающего в Н-плечо тройника, контролировалась с помощью полупроводникового СВЧ-диода 4, установленного в этом плече. В результате интерференции волн, отраженных от нагрузки в опорном плече и от слоя магнитной жидкости 5 в измерительном плече, помещенной между двумя тонкими, „прозрачными“ для СВЧ-диэлектрическими прокладками и

препятствующими растеканию магнитной жидкости по волноводу, в Е-плече двойного волноводного тройника формируется разностный СВЧ-сигнал. Для регулировки фаз и амплитуд интерферирующих сигналов в опорном и измерительном плече двойного волноводного тройника расположены подвижные короткозамыкающие поршни 6, 8 и аттенюатор 7.

Сигнал, протестированный с помощью СВЧ-диода 9, расположенного в Е-плече волноводного тройника, поступал через аналогоцифровой преобразователь 10 в компьютер 11, где сравнивался с сигналом, поступающим с СВЧ-диода 4, расположенного в Н-плече волноводного тройника. Конструкция измерительного

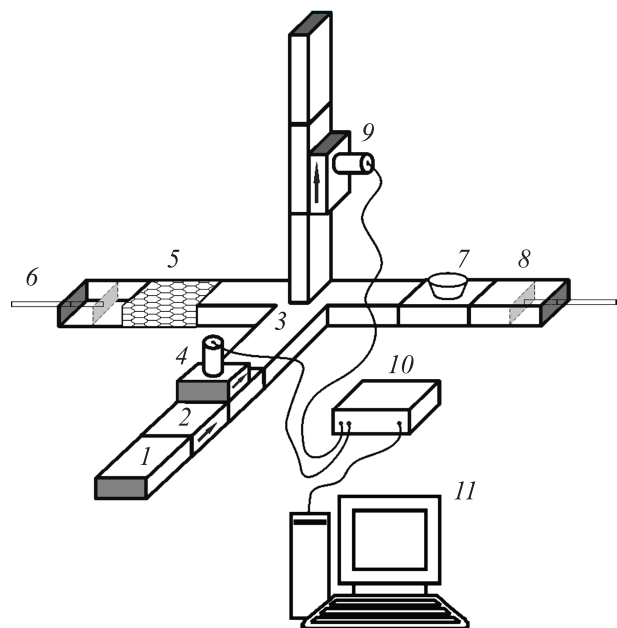


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию температурной зависимости коэффициента отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости.

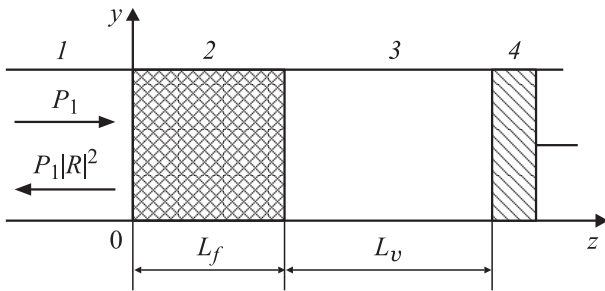


Рис. 2. Схема заполнения волновода слоем магнитной жидкости. 1, 3 — незаполненные области волновода, 2 — магнитная жидкость, 4 — короткозамыкающий поршень.

плеча установки показана на рис. 2. Созданная таким образом резонансная интерференционная система позволяла обеспечить чувствительность, достаточную для регистрации информативного сигнала.

В качестве исследуемой магнитной жидкости использовалась магнитная жидкость на основе керосина с магнетитовыми частицами, стабилизированными олеиновой кислотой. В ходе эксперимента была измерена частотная зависимость коэффициента отражения СВЧ-излучения от полубесконечного слоя керосина, анализ которой показал, что дисперсия диэлектрической проницаемости керосина в используемом интервале частот (\$\Delta f = 2\$ GHz) отсутствует.

Коэффициент линейного расширения керосина составляет \$9.6 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}\$, у фторопласта — \$95 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}\$, учет влияния изменения не приводил к заметному изменению определяемых параметров, т.е. пренебрежение зависимостью размера ячейки от температуры является вполне обоснованным.

Для определения параметров магнитной жидкости нужно решить так называемую обратную задачу. Решение обратной задачи сводится к нахождению минимума функционала

$$S(d, \varphi, \varepsilon) = \sum_{i=1}^n [R_{\text{theor}}(f_i, d, \varphi, \varepsilon) - R_{\text{exp}}(f_i)]^2, \quad (1)$$

где

$$R = \frac{\gamma_0^2 \text{sh}(\gamma L_f) (1 + \exp(-2\gamma_0 L_v)) - \gamma^2 \text{sh}(\gamma L_f) \times (1 - \exp(2\gamma_0 L_v)) - 2\gamma\gamma_0 \text{ch}(\gamma L_f) \exp(-2\gamma_0 L_v)}{\gamma_0^2 \text{sh}(\gamma L_f) (1 + \exp(-2\gamma_0 L_v)) + \gamma^2 \text{sh}(\gamma L_f) (1 - \exp(2\gamma_0 L_v)) + 2\gamma\gamma_0 \text{ch}(\gamma L_f)}, \quad (2)$$

где

$$\gamma_0^2 = \frac{\pi^2}{\alpha^2} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0, \quad \gamma^2 = \frac{\pi^2}{\alpha^2} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu^*$$

— постоянные распространения электромагнитной волны в вакууме и в слое магнитной жидкости соответственно, \$L_f\$ — длина слоя магнитной жидкости, \$L_v\$ — расстояние от короткозамыкающего поршня до слоя магнитной жидкости, \$a\$ — размер широкой стенки волновода, \$\omega\$ — частота, \$\varepsilon_0\$ и \$\mu_0\$ — электрическая и

магнитная постоянные, \$\varepsilon\$ и \$\mu^*\$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости магнитной жидкости.

Магнитная проницаемость магнитной жидкости определяется как

$$\mu^* = 1 + \chi'_m - i\chi''_m,$$

где \$\mu^*\$ — комплексная магнитная проницаемость магнитной жидкости, \$\chi'_m\$ и \$i\chi''_m\$ — действительная и мнимая части магнитной восприимчивости:

$$\chi'_m = \frac{\gamma \varphi M_d L(\sigma)}{\omega H_n} \frac{(1 + \eta^2)^2 H_n^4 + (\eta^2 - 1) H_n^2}{(1 + \eta^2)^2 H_n^4 + 2(\eta^2 - 1) H_n^2 + 1},$$

$$\chi''_m = \frac{\gamma \varphi M_d L(\sigma)}{\omega H_n} \frac{\eta H_n^2 (1 + H_n^2 (1 + \eta^2))}{(1 + \eta^2)^2 H_n^4 + 2(\eta^2 - 1) H_n^2 + 1},$$

$$\eta = \xi \left[\frac{1}{L(\sigma)} - \frac{1}{\sigma} \right], \quad \sigma = \frac{\mu_0 M_d V}{kV} H.$$

Здесь \$L(\sigma)\$ — функция Ланжевена, \$H_n\$ — приведенное магнитное поле (\$H_n = \frac{\gamma H}{\omega}\$), \$V = \frac{\pi d^3}{6}\$ — объем ферромагнитной частицы, \$d\$ — диаметр феррочастиц.

Нахождение минимума функционала (1) сводится к решению следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial S}{\partial d} = 2 \sum_{i=1}^n [R_{\text{theor}}(f, d, \varphi, \varepsilon) - R_{\text{exp}}(f)] \frac{\partial R(f, d, \varphi, \varepsilon)}{\partial d} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial \varphi} = 2 \sum_{i=1}^n [R_{\text{theor}}(f, d, \varphi, \varepsilon) - R_{\text{exp}}(f)] \frac{\partial R(f, d, \varphi, \varepsilon)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} = 2 \sum_{i=1}^n [R_{\text{theor}}(f, d, \varphi, \varepsilon) - R_{\text{exp}}(f)] \frac{\partial R(f, d, \varphi, \varepsilon)}{\partial \varepsilon} = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Для решения обратной задачи были разработаны алгоритм и программа в среде программирования LabView 8.5.

В проведенном модельном эксперименте была учтена максимальная погрешность измерительной аппаратуры, которая в используемом диапазоне значений коэффициента отражения не превышает \$\pm 5\%\$, что приводило к ошибке в определении искомых параметров, не превышающей \$\pm 1\%\$.

Результаты работы программы для различных температур приведены в табл. 1 (\$H = 11.5\$ кОе, \$f = 29-32\$ GHz, \$d = 4\$ nm, \$\varphi = 0.15\$, число итераций \$n = 25\$ на каждом измерении).

Далее в алгоритм решения программы был добавлен анализ температурных зависимостей коэффициента отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости.

Таблица 1.

Измерение	\$d\$, nm	\$\varphi\$	\$\varepsilon\$
1 (при \$T = 293\$ K)	4	0.142	3.58
2 (при \$T = 313\$ K)	4	0.146	3.61
3 (при \$T = 333\$ K)	4	0.143	3.44
4 (при \$T = 293\$ K)	4	0.142	3.59
5 (при \$T = 273\$ K)	4	0.144	3.56
6 (при \$T = 253\$ K)	4	0.144	3.57

Таблица 2.

d, nm	φ	ε
4	0.143	3.52

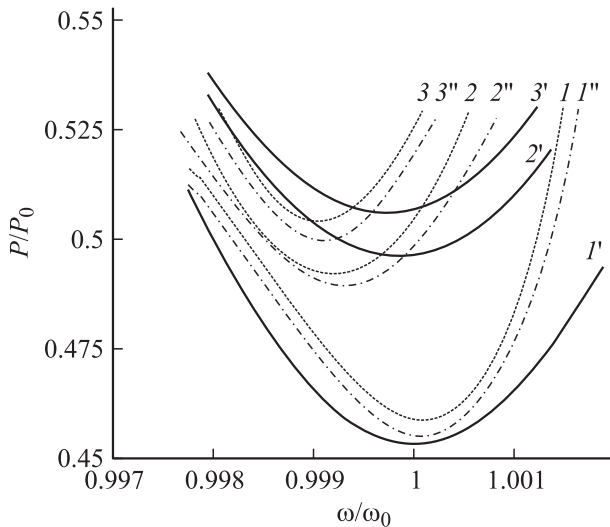


Рис. 3. Зависимости относительной мощности излучения P/P_0 , отраженного от слоя магнитной жидкости, от частоты излучения, нормированной на частоту ω_0 , соответствующую минимуму зависимости P/P_0 , при 293 К для различных значений температуры T, K : 1 — 293, 2 — 313, 3 — 333. (1–3 — теоретические кривые, рассчитанные для $\varepsilon = 3$; 1'–3' — результат эксперимента, 1''–3'' — теоретические кривые, рассчитанные для $\varepsilon = 3.52$).

Результаты работы программы приведены в табл. 2 ($H = 11.5 \text{ kOe}$, $f = 29\text{--}32 \text{ GHz}$, $d = 4 \text{ nm}$, $\varphi = 0.15$, число итераций $n = 15$).

На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические температурные зависимости спектра отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости для значений температуры в окрестностях комнатной. 1–3 — теоретические кривые, рассчитанные для параметров магнитной жидкости, полученных в результате решения двухпараметровой обратной задачи и диэлектрической проницаемости, рассчитанной по теоретическим соотношениям [3], 1'–3' — результат эксперимента, 1''–3'' — теоретическая кривая, рассчитанная для параметров магнитной жидкости, которые были определены в результате решения трехпараметровой обратной задачи и приведены в табл. 2. Частота ω_0 , соответствующая минимуму зависимости $P/P_0 = f(\omega/\omega_0)$, составила 30.5 GHz.

На рис. 4 представлены экспериментальные и теоретические температурные зависимости спектра отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости для значений температуры в области „азотных“ температур. 1–3 — теоретическая кривая, рассчитанная для параметров магнитной жидкости, полученных в результате решения двухпараметровой обратной задачи и диэлектрической проницаемости, рассчитанной по теоретиче-

ским соотношениям [3], 1'–3' — результат эксперимента, 1''–3'' — теоретическая кривая, рассчитанная для параметров магнитной жидкости, которые были определены в результате решения трехпараметровой обратной задачи и приведены в табл. 2. Частота ω_0 , соответствующая минимуму зависимости $P/P_0 = f(\omega/\omega_0)$, составила 30.5 GHz.

Стоит отметить, что при постановке модельного математического эксперимента при решении обратной задачи в качестве экспериментальных данных использовались результаты расчетов прямой задачи с искусственно внесенной 5% случайной погрешностью. Относительная погрешность полученных параметров в результате работы программы составила менее 1%. Погрешность измерительной установки в эксперименте составляет не более 5%.

Для расчета эффективного значения диэлектрической проницаемости магнитной жидкости можно использовать формулу Нильсена (Nielsen), как это сделали авторы работы [6], позволяющую дать математическое описание зависимости комплексной диэлектрической проницаемости магнитной жидкости от объемной доли включений

$$\varepsilon_{ml}(\varepsilon_k, \varphi) = \varepsilon_0 \frac{1 + AB(\varepsilon_{\text{mag}})\varphi}{1 - B(\varepsilon_{\text{mag}})\Psi(\varphi)\varphi}, \quad (4)$$

где

$$B = \frac{\varepsilon_{\text{mag}}/\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_{\text{mag}}/\varepsilon_0 + A}, \quad \Psi(\varphi) = 1 \frac{1 - PF}{PF^2} \varphi,$$

PF — предельный объем, занимаемый наполнителем. Коэффициент A позволяет учитывать влияние формы включений и может менять свое значение от 1.5 (для сферических частиц) до 4 (для частиц в форме чешуек).

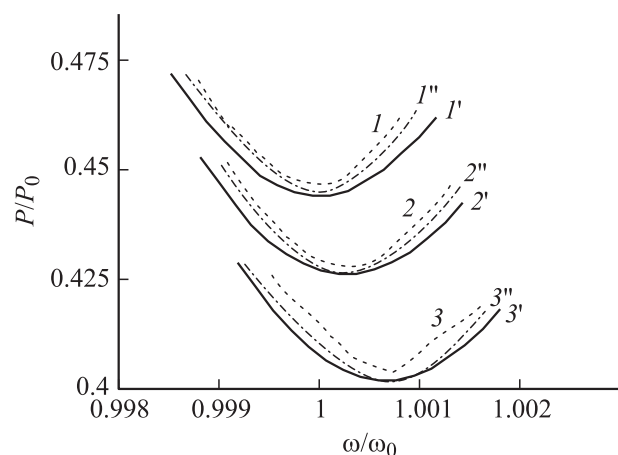


Рис. 4. Относительная мощность излучения P/P_0 , отраженного от слоя магнитной жидкости в зависимости от частоты, нормированной на частоту ω_0 , соответствующую минимуму зависимости $P/P_0 = f(\omega/\omega_0)$, при 293 К для различных значений температуры T, K : 1 — 293, 2 — 273, 3 — 253. (1–3 — теоретические кривые, рассчитанные для $\varepsilon = 3$, 1'–3' — результат эксперимента, 1''–3'' — теоретические кривые, рассчитанные для $\varepsilon = 3.52$).

В отличие от известных формул Максвелла-Гарнетта (Maxwell-Garnett), Оделевского применение формулы Нильсена позволяет расширить диапазон значений φ (объемной доли твердой фазы) до 0.35, в котором наблюдается удовлетворительное соответствие расчетных значений экспериментальным данным.

С использованием представленных в табл. 2 экспериментальных данных и выражения (4) можно посчитать эффективную диэлектрическую проницаемость магнитных частиц: $\epsilon_{\text{mag,eff}} = 14.73$.

Анализируя результаты экспериментальных вычислений, можно видеть, что эффективная диэлектрическая проницаемость магнитных частиц лежит в пределах табличных значений диэлектрической проницаемости для оксидов железа (Fe_2O_3 , Fe_3O_4). Кроме того, можно сделать вывод, что использование при решении обратной задачи зависимостей спектра отраженного СВЧ-излучения при различных температурах по сравнению с использованием $R(\omega)$, измеренного при одной фиксированной температуре, позволяет более точно и за меньшее количество итераций определять параметры магнитной жидкости.

Использование найденных в настоящей работе параметров магнитной жидкости в решении прямой задачи позволяет построить спектры отражения СВЧ-излучения, лучше совпадающие с экспериментальными по сравнению с полученными с использованием результатов решения двухпараметровой обратной задачи [4,5].

Предложенная схема вычислений позволяет более точно определять параметры магнитной жидкости: диаметр частиц, объемную долю твердой фазы и диэлектрическую проницаемость магнитной жидкости, что позволяет уточнить модель. Однако еще остаются возможности для дальнейшего уточнения модели, в частности учет распределения ферромагнитных частиц по размерам, а также учет несферичности вышеуказанных частиц.

Список литературы

- [1] Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 1060–1073.
- [2] Гехт Р.С., Игнатченко В.А., Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1300–1311.
- [3] Усанов Д.А., Скрипаль Ан.В., Скрипаль Ал.В., Курганов А.В. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 12. С. 26–29.
- [4] Усанов Д.А., Скрипаль Ан.В., Скрипаль Ал.В., Постельга А.Э., Райхер Ю.Л., Степанов В.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 126–129.
- [5] Усанов Д.А., Скрипаль Ан.В., Скрипаль Ал.В., Постельга А.Э. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 146–148.
- [6] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Романов А. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 1. С. 106–110.