

Министерство образования и науки Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «САРАТОВСКИЙ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики твёрдого тела

**ВЛИЯНИЕ УЧЕТА АГЛОМЕРАТОВ МАГНЕТИТОВЫХ ЧАСТИЦ НА  
ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ  
ПО СПЕКТРУ ОТРАЖЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
СВЧ-ДИАПАЗОНА**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ  
студентки 2 курса 201 группы по направлению 11.04.04 «Электроника и  
наноэлектроника» факультетаnano- и биомедицинских технологий  
Кухарчик Анастасии Сергеевны

Научный руководитель

доцент, к.ф.-м.н.

должность, уч. степень, уч.  
звание

А.Э. Постельга

подпись, дата

инициалы, фамилия

Зав. кафедрой

профессор, д.ф.-м.н.

должность, уч. степень, уч.  
звание

Д.А. Усанов

подпись, дата

инициалы, фамилия

Саратов, 2018

## ВВЕДЕНИЕ

Параметры магнитных жидкостей можно определять по взаимодействию коллоида с электромагнитным излучением. Так, например, в работах [1,2] описано взаимодействие электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне с магнитной жидкостью. Такое взаимодействие описывается теорией динамического намагничивания однодоменной частицы во внутреннем поле анизотропии и внешнем намагничающем поле. Экспериментально это подтверждено, например, в [3], где описано влияние температуры на коэффициент отражения электромагнитной волны от магнитной жидкости и согласованы между собой экспериментальные и расчетные данные. Учет наличия агломератов должен приводить к более точному теоретическому описанию взаимодействия магнитной жидкости с электромагнитной волной СВЧ диапазона и, соответственно, к увеличению точности определения параметров [4].

**Цель работы:** учесть влияние агломератов магнетитовых частиц на точность определения параметров магнитной жидкости по спектру отраженного электромагнитного излучения СВЧ диапазона.

Реализация цели работы обеспечивалась решением следующих задач:

- провести анализ известных методов определения параметров магнитной жидкости;
- получить частотную зависимость коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при различных температурах с учетом влияния агломератов;
- сравнить частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости без учета влияния агломератов и с его учетом с экспериментальными данными;
- определить насколько увеличилась точность при определении параметров магнитной жидкости по спектру отраженного электромагнитного излучения СВЧ диапазона с учетом влияния агломератов.

## **1 Общие сведения о магнитной жидкости**

В первой главе рассматриваются основные виды магнитных жидкостей, способы их получения и применения на практике. Также рассматриваются свойства магнитных жидкостей и взаимодействие СВЧ-излучения с ферромагнитными коллоидами.

## **2 Способы определения параметров магнитной жидкости**

Во второй главе рассмотрены известные методы по определению параметров магнитной жидкости. Отмечены способы определения параметров коллоидов по различным зависимостям от электромагнитного излучения СВЧ-диапазона. Также отмечено, что ранее при определении свойств и параметров магнитной жидкости не учитывалось влияние агломератов, образующихся под воздействием внешнего магнитного поля.

## **3 Экспериментальная часть**

### **3.1 Методика проведения эксперимента**

Для измерения коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне применялся мостовой метод [3,4] с использованием двойного волноводного тройника, в измерительное плечо которого помещался слой магнитной жидкости, полностью заполняющий поперечное сечение волновода. Принципиальная схема радиоинтерференционной установки, использовавшейся для измерений, изображена на рисунке 1.

Были измерены частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с напряженностью 11,5 кЭ при температуре 253 К и 293 К.

Изотермичность образца обеспечивалась коротким временем измерения спектра 80 мс. Использование при решении обратной задачи зависимостей спектра отраженного излучения СВЧ диапазона при различных температурах по сравнению с использованием коэффициентом, измеренного при одной фиксированной температуре, позволяет более точно и за меньшее количество итераций определять параметры магнитной жидкости. Толщина слоя составляла 20 мм, расстояние до короткозамыкающего поршня 175 мм. Источником однородного магнитного поля служил электромагнит на основе катушек Гельмгольца.

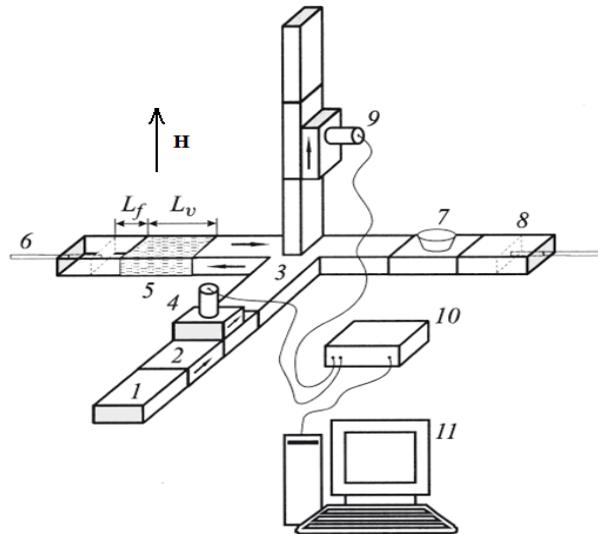


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки: 1 – источник сигнала (СВЧ-генератор), 2 – вентиль, 3 – двойной волновой тройник, 4, 9 – полупроводниковый СВЧ-диод, 5 – слой магнитной жидкости, 6, 8 – короткозамыкающие поршни, 7 – аттенюатор, 10 – аналогоцифровой преобразователь, 11 – компьютер

### 3.2 Методика теоретического расчета

Расчет параметров производится в ходе решения обратной задачи. Необходимо найти такие значения параметров, при которых функция невязки  $S$  (1) становится минимальной.

$$S(d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg} \delta, l) = \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg} \delta, l) - R_{exp}(\omega_i))^2, \quad (1)$$

$R$

$$= \frac{\gamma_0^2 \operatorname{sh}(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) - 2\gamma \cdot \gamma_0 \operatorname{ch}(\gamma L_f)e^{-2\gamma_0 L_v} - \gamma^2 \operatorname{sh}(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}{\gamma^2 \operatorname{sh}(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) + 2\gamma \cdot \gamma_0 \operatorname{ch}(\gamma L_f) + \gamma^2 \operatorname{sh}(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}, \quad (2)$$

где  $\gamma_0$  – постоянная распространения СВЧ волны в пустой части волновода,  $\gamma$  – постоянная распространения в участке волновода, полностью заполненном магнитной жидкостью,  $L_v$  – толщина слоя магнитной жидкости,  $L_f$  – расстояние до короткозамыкающего поршня,  $R_{exp}$  – экспериментальные значения (п шт.) коэффициента отражения для различных частот  $\omega_i$ ,  $R$  – теоретически рассчитанный коэффициент отражения для различных частот  $\omega_i$ ,  $d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg} \delta$  – средний диаметр магнетитовых частиц, объемная доля твердой фазы, диэлектрическая проницаемость и тангенс угла

диэлектрических потерь магнитной жидкости, соответственно,  $l$  – эффективная толщина агломератов.

Нахождение минимума функции невязки (1) сводится к решению следующей системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial \varphi} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial d} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l)}{\partial d} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l)}{\partial \varepsilon} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial (\operatorname{tg}\delta)} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg}\delta, l)}{\partial (\operatorname{tg}\delta)} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Постоянная распространения на участке волновода, полностью заполненного магнитной жидкостью, учитывает наличие агломератов. В дальнейшем, вместо  $\gamma$  в формулу (2) необходимо подставить найденное значение  $\gamma_{eff}$ , зависящее от искомых параметров и учитывающее наличие агломератов.

Агломераты распределены как по поперечному сечению волновода, так и вдоль направления распространения электромагнитного излучения СВЧ диапазона. Для учета распределения агломератов по поперечному сечению (рис. 2 а, б) будем использовать теорию возмущений.

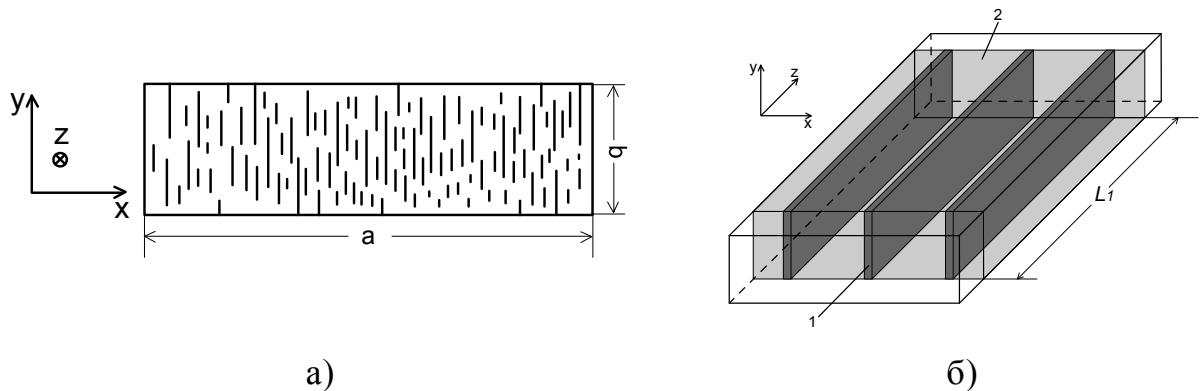


Рисунок 2 – а) Схематичное изображение агломератов в поперечном сечении волновода, а – длина широкой стенки волновода, б – длина узкой стенки волновода; б) схематичное изображение слоя магнитной жидкости с

агломератами, протяженными вдоль направления распространения СВЧ излучения, вдоль оси  $z$ , 1 – агломераты магнитных частиц в магнитной жидкости 2, L1–толщина слоя с агломератами.

Основная формула объемного возмущения волновода имеет вид [5]

$$\gamma_1 - \gamma_0 = \omega \frac{\int_A (\Delta\epsilon * E \cdot E_0 + \Delta\mu * H \cdot H_0) ds}{\int_A ([E_0 \times H] + [E \times H_0]) ds}, \quad (4)$$

где  $\gamma_1$ ,  $E$ ,  $H$  – постоянная распространения, векторы напряженности электрического и магнитного поля СВЧ волны на участке волновода, содержащем материал, выступающий в качестве возмущения;  $\gamma_0$ ,  $E_0$ ,  $H_0$  – на участке невозмущенного волновода;  $\Delta\epsilon$  и  $\Delta\mu$  – разность между абсолютными диэлектрическими и магнитными проницаемостями материала, выступающего в качестве возмущения, и невозмущенной среды,  $A$  – площадь поперечного сечения волновода.

В случае, когда включения, рассматриваемые в качестве возмущения среды, слабо изменяют поле в волноводе, можно считать [6], что

$$E = E_0, \quad H = \frac{\gamma_1}{\gamma_0} H_0 \quad (5)$$

Комплексная постоянная распространения  $\gamma_1$  определялась численными методами из уравнения

$$(\gamma' + j\gamma'') - \gamma_0 + \omega \frac{\int_A \left[ \Delta\epsilon(x, y) \frac{\omega^2 \pi^2}{a^2} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \Delta\mu(x, y, \varphi_{agl}) \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_0} \frac{\pi^2}{\mu^2 \mu_0^2 a^2} \left( \gamma_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \frac{\pi^2}{a^2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \right) \right] dx dy}{\int_A \left[ \left( 1 + \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_0} \right) \frac{\omega \pi^2}{\mu \mu_0 a^2} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sqrt{-\frac{\pi^2}{a^2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \gamma_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)} \right] dx dy} = 0, \quad (6)$$

$$\mu = \mu(\omega, d, \varphi, \epsilon, \operatorname{tg}\delta), \quad (7)$$

где  $\gamma_0$  – постоянная распространения в невозмущенном волноводе,  $\gamma_1 = \gamma' + j\gamma''$  – искомая комплексная постоянная распространения в волноводе с учетом возмущения в виде агломератов,  $\omega$  – круговая частота электромагнитного излучения СВЧ диапазона,  $a$  – размер широкой стенки волновода,  $\Delta\epsilon(x, y)$ ,  $\Delta\mu(x, y, \varphi_{agl})$  – разность между абсолютными диэлектрическими и магнитными проницаемостями материала, выступающего в качестве возмущения, и невозмущенной среды в каждой

точке поперечного сечения волновода,  $\varphi_{agl}$  – объемная доля твердой фазы частиц магнетита, принявших участие в агломерации. При этом учитывалось, что с увеличением концентрации агломератов объемная доля твердой фазы в магнитной жидкости без агломератов уменьшается  $\varphi = \varphi_0 - \varphi_{agl}$ .

Объемная доля  $\varphi_{agl}$  рассчитывалась следующим образом

$$\varphi_{agl} = \frac{V_{agl}}{V_{total}}, \quad (8)$$

где  $V_{agl}$  – объем магнетита, содержащегося в агломератах,  $V_{total}$  – объем магнитной жидкости

$$V_{total} = a \cdot b \cdot L_v, \quad (9)$$

где  $a$  и  $b$  – геометрические размеры поперечного сечения волновода. Объем магнитной жидкости представлялся в виде чередующихся слоев магнитной жидкости с агломератами  $L_1$  и без агломератов  $L_2$  (рис. 3).

Общее количество слоев с агломератами составляет  $N = L_v / (L_1 + L_2)$ . Тогда объем магнетита, содержащегося в агломератах  $V_{agl}$ , выражается формулой

$$V_{agl} = A_{agl} L_1 N = A_{agl} \frac{L_1 L_v}{L_1 + L_2}, \quad (10)$$

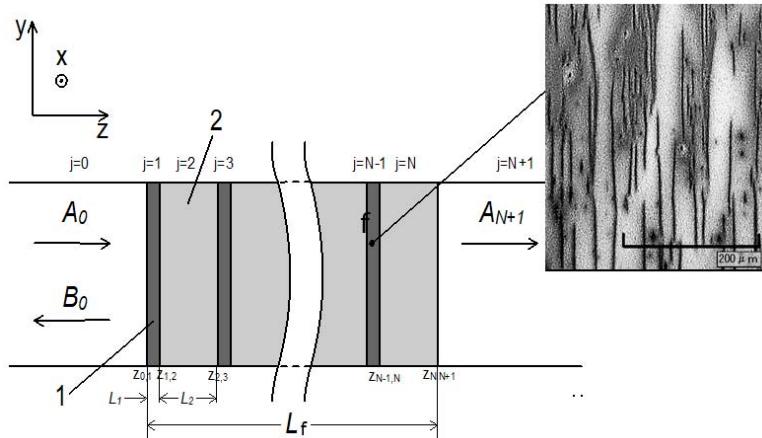


Рисунок 3 – Структура из чередующихся слоев невозмущенной и возмущенной агломератами магнитной жидкости, используемая при расчете частотной зависимости коэффициента отражения с использованием метода матриц передачи: 1 – участок волновода с магнитной жидкостью без возмущения; 2 – участок волновода с магнитной жидкостью, возмущенный агломератами

Подставляя (6) и (7) в (5), получим формулу для объемной доли твердой фазы частиц магнетита, принявших участие в агломерации

$$\varphi_{agl} = \frac{A_{agl}}{a \cdot b} \cdot \frac{L_1}{(L_1 + L_2)}, \quad (11)$$

где  $A_{agl}$  – площадь поперечного сечения волновода, занимаемая агломератами, определяется из анализа изображений, полученных с использованием оптического микроскопа.

Предполагается, что частицы имеют нормальное распределение по размерам. В процессе агломерации принимают участие наиболее крупные частицы, что объясняется наличием броуновского движения. Оно препятствует агрегации частиц, которая происходит за счет диполь-дипольных и Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий.

Для учета распределения агломератов вдоль оси  $z$  будем использовать метод матриц передачи [7].

Выражения для компонент поля с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны имеют вид

$$\begin{aligned} E_j &= E(x)(A_j e^{-\gamma_j z} + B_j e^{\gamma_j z}), \\ H_j &= -\gamma_j H(x)(A_j e^{-\gamma_j z} - B_j e^{\gamma_j z}), \\ E_{j+1} &= E(x)(A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}), \\ H_{j+1} &= -\gamma_{j+1} H(x)(A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} - B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}) \end{aligned} \quad (12)$$

Используя условия непрерывности

$$\begin{aligned} A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} &= A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} \\ -\gamma_j A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + \gamma_j B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} &= -\gamma_{j+1} A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + \gamma_{j+1} B_{j+1} \end{aligned} \quad (13)$$

можно записать следующее выражение для компонент матрицы передачи

$$T(z_{j,j+1}) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} \\ \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

которая связывает коэффициенты  $A_j, B_j$  и  $A_{j+1}, B_{j+1}$ , определяющие амплитуды падающих и отраженных волн по обе стороны от границы  $z_{j,j+1}$ , соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = T(z_{j,j+1}) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} \quad (15)$$

Коэффициенты  $A_{N+1}$  и  $B_0$ , определяющие амплитуды волны, прошедшей через многослойную структуру (рис. 3), и волны, отраженной от нее, связаны

с коэффициентом  $A_0$ , определяющим амплитуду падающей волны, следующим соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{T}_N \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где

$$\mathbf{T}_N = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_N[1, 1] & \mathbf{T}_N[1, 2] \\ \mathbf{T}_N[2, 1] & \mathbf{T}_N[2, 2] \end{pmatrix} = \prod_{j=N}^0 \mathbf{T}_{j,(j+1)} = \mathbf{T}(z_{N,N+1})\mathbf{T}(z_{N-1,N}) \dots \mathbf{T}(z_{1,2})\mathbf{T}(z_{0,1})$$

– матрица передачи слоистой структуры, состоящей из  $N$  слоев (рис. 3).

Записывая коэффициент отражения  $R = B_0/A_0$  через элементы матрицы передачи  $\mathbf{T}_N$  в соответствии с соотношением (34), получим

$$R_{tm} = -\frac{\mathbf{T}_N[2, 1]}{\mathbf{T}_N[2, 2]} \quad (17)$$

Будем рассматривать множество чередующихся слоев магнитной жидкости без агломератов и с агломератами. Постоянные распространения в данных слоях будут  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$ , соответственно.

Определив коэффициент отражения (17), можно найти эффективную постоянную распространения через всю многослойную структуру путем решения обратной задачи. Для однослойной структуры толщиной  $L_v$  с искомой эффективной постоянной распространения  $\gamma_{eff}$  функция невязки имеет вид

$$S_2(\gamma_{eff}) = [R_0 - R_{tm}]^2, \quad (18)$$

где  $R_0 = \frac{(\gamma_0^2 - \gamma_{eff}^2) \cdot sh(\gamma_{eff} L_v)}{(\gamma_0^2 + \gamma_{eff}^2) \cdot sh(\gamma_{eff} L_v) + 2\gamma_{eff}\gamma_0 \cdot ch(\gamma_{eff} L_v)}$  – коэффициент отражения для

данной структуры,  $R_{tm}$  – коэффициент отражения от слоя магнитной жидкости, представленного в виде многослойной структуры, рассчитанный методом матриц передачи (17),  $\gamma_0$  – постоянная распространения в пустой части волновода.

### 3.3 Расчет параметров

С помощью программного пакета Gwiddion было получено распределение агломератов по длинам и толщинам.

Поперечное сечение волновода представлялось в виде сетки – двумерного битового массива  $bit(x,y)$ . Каждый элемент массива представляет собой участок волновода площадью  $step_x \times step_y$ . Если в элементе хранится

значение 1, значит, соответствующая данному элементу площадь занята агломератом, если 0 – агломерата нет. Схематическое изображение массива представлено на рис. 4.

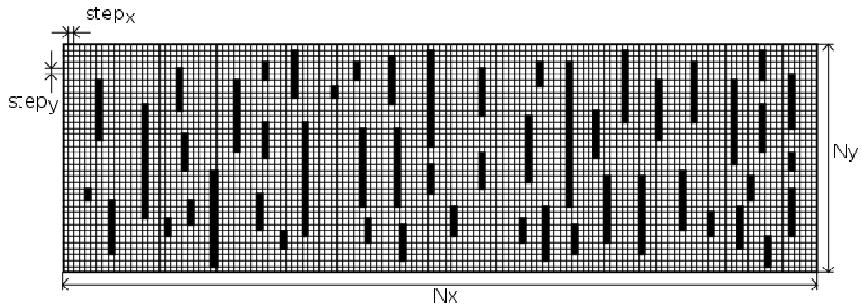


Рисунок 4 – Схематическое изображение поперечного сечения волновода – сетки двумерного битового массива

При расчете учитывалось, что на спектр отражения влияют только магнетитовые частицы. Такой учет можно произвести, введя для агломератов эффективные размеры. Эффективная толщина агломератов  $l$  определяется в ходе решения обратной задачи – .

Решая (25) численным методом с учетом битового массива, находим постоянную распространения  $\gamma_1$ .

Для определения эффективной постоянной распространения  $\gamma_{eff}$  на участке волновода, заполненного магнитной жидкостью, с учетом распределения агломератов вдоль оси  $z$ , использовался метод матриц передачи. Объем магнитной жидкости представлялся в виде многослойной структуры, состоящей из множества чередующихся слоев магнитной жидкости с агломератами магнитных частиц толщиной  $L_1 = 1$  мкм и без агломератов толщиной  $L_2 = 10$  мкм. Данные значения толщин взяты из анализа изображений, полученных с использованием оптического микроскопа. Ввиду симметрии распределения агломератов по всем трем осям, что было подтверждено с использованием оптического микроскопа при изменении фокусного расстояния, можно считать, что расстояние между слоями с агломератами равно среднему расстоянию между агломератами, которое составило 10 мкм. Толщина слоя с агломератами принимается равной средней ширине агломератов 1 мкм. Поправка на плотность упаковки и наличие слоя ПАВ уже учитывается в  $\gamma_1$ .

Найденная  $\gamma_{eff}$  использовалась в выражении (2), при определении

значения функции невязки (1). Полученное значение сохранялось, изменялись величины искомых параметров магнитной жидкости и расчет повторялся. В итоге, методом последовательных приближений, были найдены искомые значения параметров, при которых функция (1) принимает наименьшее значение.

### 3.4 Выводы

На рисунке 5 показаны частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ диапазона при различных температурах для схемы измерений, представленной на рисунке 1.

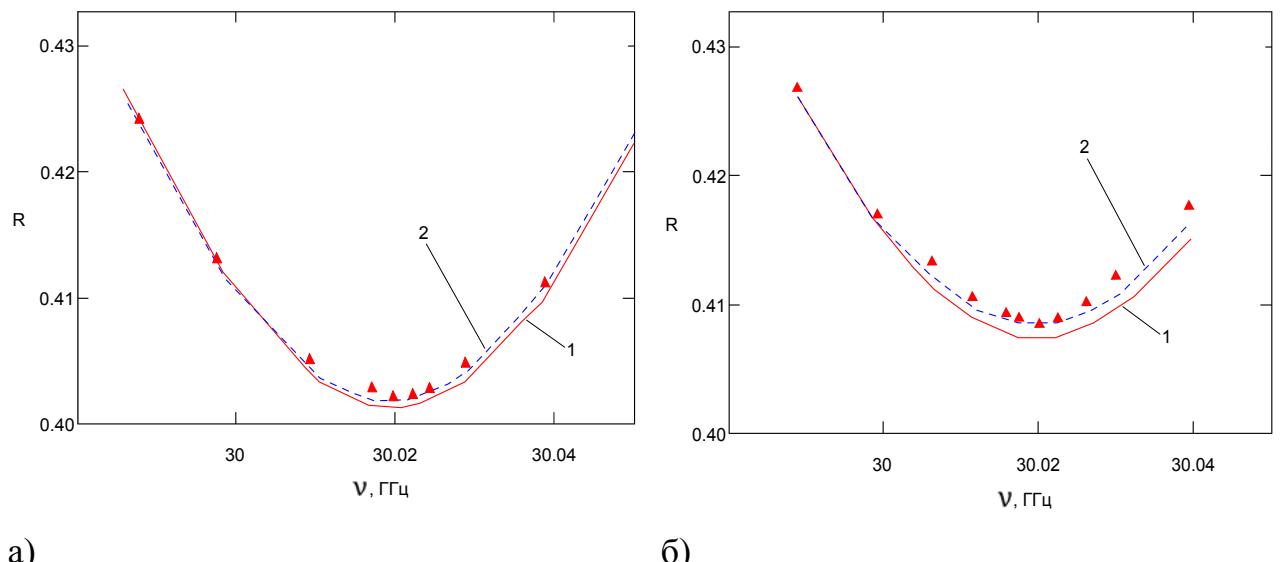


Рисунок 5 – Частотные зависимости коэффициентов отражения

электромагнитного излучения СВЧ диапазона при различных температурах (а-  
253К, б-293К); 1 – без учета агломератов, 2 – с учетом агломератов

Кривая 1 рассчитана без учета агломератов, кривая 2 рассчитана с учетом агломератов, образующихся при величине внешнего магнитного поля 11.5 кЭ, распределенных по объему магнитной жидкости. Из результатов, приведенных на рисунке 5, следует, что частотная зависимость, рассчитанная с учетом пространственного распределения агломератов, лучше совпадает с экспериментальными данными, показанными на рисунке 5 треугольниками, чем зависимость, рассчитанная без учета агломератов.

Результаты расчетов параметров без учета и с учетом наличия агломератов сведены в таблицу 3, где  $\Delta = \frac{|x_1 - x_0|}{x_0} \cdot 100\%$  – относительная разница между значениями искомого параметра, рассчитанного без учета  $x_0$  и с учетом агломератов  $x_1$ .

Таблица 3 – Параметры магнитной жидкости, рассчитанные без и с учетом влияния агломератов

Параметр	$x_0$	$x_0$	$\Delta, \%$
$d, \text{ нм}$	8	8,28	3,5
$\varphi$	0,144	0,135	6,3
$\varepsilon$	3,58	3,19	10,9
$\operatorname{tg}\delta$	0,045	0,052	15,5

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проделанной работы был проведен анализ известных методов определения параметров магнитной жидкости. Стоит отметить, что ранее при расчетах не учитывалось влияние агломератов, образующихся в магнитной жидкости под действием магнитного поля.

В результате решения обратной задачи были определены следующие параметры магнитной жидкости:

- средний диаметр магнетитовых частиц;
- объемная доля твердой фазы;
- диэлектрическая проницаемость;
- тангенс угла диэлектрических потерь.

Удалось установить, что учет наличия агломератов и их влияния приводит к лучшему совпадению частотных зависимостей коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости в магнитном поле. Точность расчетов увеличивается, что позволяет повысить точность определения параметров.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 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 Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э., Райхер Ю.Л., Степанов В.И. // ЖТФ, 2006,т.76, №11,с.126-129.
- 4 Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Курганов А.В. // ЖТФ, 2001,т.71, №12,с.26-29.
- 5 Никольский В.В.// Радиотехника и электроника, 1957,т.2, №2, с.157-171.
- 6 Чэмплин К.С., Армстронг Д.Б. // ТИРИ, 1962,т.50, №2,с.272-273
- 7 Усанов Д.А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С. // ЖТФ, 2006, т.76, вып. 5.