

УДК 538.95+541.18  
PACS 61.46.+w, 75.20.-g, 76.50.+g

## Ферромагнитный резонанс в суспензии наночастиц с одноосной анизотропией

И. С. Поперечный<sup>a,b</sup>, Ю. Л. Райхер<sup>a</sup>, В. И. Степанов<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт механики сплошных сред УрО РАН  
614013, Пермь, ул. Акад. Королева, 1

<sup>b</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
614990, Пермь, Комсомольский проспект, 29  
email: ipoperechny@yandex.ru

Представлена последовательная теория ферромагнитного резонанса в разбавленной суспензии наночастиц с одноосной анизотропией произвольной величины. Предложенный подход учитывает в явном виде тепловые флуктуации магнитного момента диспергированных частиц, а также зависимость от величины приложенного поля ориентационной упорядоченности их осей анизотропии. На основе развитого метода изучен высокочастотный отклик магнитной жидкости при различных температурах. Показано, что в некотором температурном диапазоне линия поглощения расщепляется на две компоненты. Резонансное поле, отвечающее первой из них, слабо зависит от температуры и близко к значению, соответствующее изотропному магнетику. Вторая компонента проявляется только в области пониженных температур, когда происходит частичное текстурирование суспензии под действием подмагничивающего поля. При охлаждении системы эта компонента смещается в сторону меньших полей. Ширина указанного диапазона существенно зависит от величины анизотропии и добротности частиц.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость; ферромагнитный резонанс; суперпарамагнитная частица

*Поступила в редакцию 12.09.2016; принята к опубликованию 04.10.2016*

## Ferromagnetic resonance in a suspension of nanoparticles with uniaxial anisotropy

I. S. Poperechny<sup>a,b</sup>, Yu. L. Raikher<sup>a</sup>, V. I. Stepanov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Institute of Continuous Media Mechanics, Russian Academy of Science  
614013, Perm, Ural Branch, Acad. Koroleva, 1,

<sup>b</sup> Perm National Research Polytechnic University  
614990, Perm, Komsomolsky prospekt 29  
email: ipoperechny@yandex.ru

A kinetic theory of ferromagnetic resonance in a suspension of nanoparticles with uniaxial anisotropy of arbitrary strength is proposed. The presented approach explicitly takes into account thermal fluctuations of magnetic moment for the dispersed particles and specifies the orientational distribution function of their anisotropy axes at any external field and temperature. The developed theory is used for studying the high-frequency response of a magnetic fluid at different temperatures. It is shown that in a certain temperature interval the absorption line splits into two components. The resonance field, corresponding to the first one, is almost temperature-independent and close to the value for an isotropic magnet. The second component appears only at reduced temperatures, when orientational texturing of the suspension occurs due to the action of magnetizing field. As the temperature of the system goes down, that latter component shifts towards lower fields. The width of this interval is essentially dependent on the magnitude of the particle anisotropy and the precession damping constant.

**Keywords:** magnetic fluid; ferromagnetic resonance; superparamagnetic particle

Received 12.09.2016; accepted 04.10.2016

doi: 10.17072/1994-3598-2016-3-05-11

## 1. Введение

В последнее десятилетие магнитные наночастицы применяются в самых разнообразных системах, начиная от солнечных батарей и заканчивая живыми организмами [1]. Очевидно, что эффективное использование наноматериалов возможно без детального понимания их свойств. Одним из самых мощных методов изучения магнитных систем является ферромагнитный резонанс (ФМР). С появлением нанотехнологий теория ФМР получила новый импульс к развитию, поскольку стандартный подход (атермическое уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта) оказался непригодным. Дело в том, что наночастицы суперпарамагнитны – их отклик существенно зависит от температуры из-за тепловых флуктуаций магнитного момента. В недавней работе [2] мы построили теорию ФМР для одноосных наночастиц, закрепленных в твердой матрице (например, в полимере). Не меньший интерес, однако, представляет изучение резонансного отклика частиц, диспергированных в жидких средах. Запрос на последовательную теорию тем более велик, что проблема интенсивно изучается экспериментально, см. например, [3–7]. Между тем к настоящему времени имеется лишь два приближенных подхода: квантовая теория Ногиновой и соавторов [4] и кинетический метод Райхера–Степанова [8]. В методической схеме [4] наночастица рассматривается как гигантский обменный кластер с дискретным набором состояний. Заселенность уровней подчиняется распределению Больцмана, а спектр поглощения представляет собой суперпозицию всех возможных переходов между разрешенными уровнями. Очевидно, что это описание годится только для частиц, размер которых не превосходит единиц нанометров. Метод Райхера–Степанова основан на кинетическом уравнении Брауна для ориентационной функции распределения магнитного момента [9]. Достоинством метода является последовательный учет тепловых флуктуаций магнитного момента и вращательной подвижности частиц, но при этом схема [8] позволяет рассматривать только частицы, эффективное поле анизотропии которых значительно меньше подмагничивающего поля спектрометра. В настоящей работе кинетический подход обобщен на случай суспензии частиц с одноосной анизотропией произвольной величины.

## 2. Ферромагнитный резонанс

Рассмотрим магнитную жидкость на основе однодоменных частиц с анизотропией типа «лег-

кая ось». Будем считать, что объемная доля магнетика много меньше единицы (разбавленная суспензия), и взаимодействием диспергированных частиц между собой можно пренебречь. В этом случае магнитная энергия каждой частицы

$$U = -M_s V (\mathbf{e} \cdot \mathbf{H}) - KV (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})^2 \quad (1)$$

складывается только из энергии Зеемана во внешнем поле  $\mathbf{H}$  (первое слагаемое) и энергии анизотропии (второе слагаемое). В выражении (1) величина  $M_s$  – намагниченность частицы,  $V$  – ее объем,  $K$  – константа анизотропии, а  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{n}$  – единичные векторы магнитного момента  $\boldsymbol{\mu} = M_s V \mathbf{e}$  и оси легкого намагничивания соответственно.

Для наблюдения ферромагнитного резонанса к суспензии прикладывается стационарное  $\mathbf{H}_0$  и радиочастотное  $\mathbf{h}(t)$  поля, которые ортогональны друг другу. Если жидкость заморожена, то частицы неподвижны, и для каждой из них угол  $\psi$  между направлением подмагничивающего поля и осью легкого намагничивания  $\mathbf{n}$  фиксирован. В этой ситуации отклик системы на пробное поле  $\mathbf{h}(t)$  можно найти, рассчитав парциальные динамические восприимчивости для каждого  $\psi$  и усреднив результат с помощью заданной – независимой от приложенного поля – функции распределения осей  $f(\psi)$ . Последнее может быть, например, изотропным. Такая задача была решена нами в работе [2].

Частицы, взвешенные в жидкости, будучи ориентационно свободными, стремятся повернуться так, чтобы магнитный момент  $\mathbf{e}$ , ось анизотропии  $\mathbf{n}$  и намагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  были сонаправлены. Полной коллинеарности этих векторов препятствуют тепловые флуктуации: вращательное броуновское движение частиц. Очевидно, что степень ориентационной упорядоченности осей легкого намагничивания, которую описывает функция распределения осей  $f(\psi)$ , зависит от величины внешнего поля.

Таким образом, теория ФМР в магнитной жидкости должна включать в себя решение двух задач. Во-первых, описание резонансного отклика суперпарамагнитной частицы, ось анизотропии которой составляет заданный угол  $\psi$  с направлением подмагничивающего поля. Во-вторых, определение вида ориентационной функции распределения  $f(\psi)$  при заданном внешнем поле и усреднение парциальных ФМР спектров с помощью этой функции.

При решении первой задачи ограничимся линейной постановкой. В самом деле, возбуждающее поле  $\mathbf{h}(t)$  в экспериментах по ФМР имеет круговую частоту  $\omega \sim 60 \cdot 10^9$  рад/с. Создать поле большой амплитуды в гигагерцовом диапазоне крайне

сложно, поэтому в подавляющем большинстве измерений  $\mathbf{h}(\mathbf{e}) \ll H_0$ , что и позволяет представить средний магнитный момент частицы  $\mathbf{e}$  в виде суммы равновесного значения  $\mathbf{e}_0$  и малой неравновесной добавки  $\delta\mathbf{e} \ll \mathbf{e}_0$ .

Основные положения теории линейного ФМР в суперпарамагнитной частице содержатся в работе [2]. Кратко напомним их. Магнитный момент однодоменной частицы испытывает тепловые флуктуации, поэтому ее состояние описывается ориентационной функцией распределения  $W(\mathbf{e}, \mathbf{n}, t)$ . Последняя подчиняется уравнению Брауна [10]

$$2\tau_D \frac{\partial W}{\partial t} = \hat{\mathbf{J}} \cdot W \left( \hat{\mathbf{J}} + \frac{1}{\alpha} \nabla \right) \left( \ln W + \frac{U}{k_B T} \right); \quad (2)$$

здесь  $\nabla = \frac{\partial}{\partial \mathbf{e}}$  – оператор градиента на единичной

сфере,  $\hat{\mathbf{J}} = \mathbf{e} \times \nabla$  – оператор бесконечно малого поворота,  $U$  – магнитная энергия (1),  $\alpha$  – константа затухания,  $\gamma$  – гиромагнитное (магнитомеханическое) отношение, а  $\tau_D = (1 + \alpha^2) \mu / (2\alpha \gamma k_B T)$  – характерное время вращательной диффузии магнитного момента. Очевидно, что равновесным решением этого уравнения является функция Больцмановского вида.

В типичном ФМР эксперименте измеряется производная по намагничивающему полю от энергии, которую частица поглощает за цикл изменения зондирующего поля. Теоретический аналог этой величины может быть найден после решения уравнения Брауна (2). Введем сферическую систему координат с полярной осью вдоль намагничивающего поля и представим функцию распределения в виде ряда по нормированным сферическим гармоникам

$$W(\theta, \varphi, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=-l}^{k=l} b_{l,k}(t) Y_{l,k}(\theta, \varphi), \quad (3)$$

определяемым согласно

$$\begin{aligned} Y_{l,k}(\vartheta, \varphi) &= \\ &= (-1)^k \sqrt{\frac{(2l+1)(l-k)!}{4\pi(l+k)!}} P_{l,k}(\cos \vartheta) e^{ik\varphi}, \quad (4) \\ -l \leq k \leq l, \quad Y_{l,k}^* &= (-1)^k Y_{l,-k} \end{aligned}$$

где  $P_{l,k}$  – присоединенные полиномы Лежандра, а  $\theta$  и  $\varphi$  – полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{e}$ . Вследствие ортонормированности сферических функций коэффициенты  $b_{l,k}(t)$  являются моментами функции распределения:

$$b_{l,k} = \int W(\vartheta, \varphi) Y_{l,k}^* \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \langle Y_{l,k}^* \rangle, \quad (5)$$

а в силу вещественности последней удовлетворяют равенству  $b_{l,-k} = (-1)^k b_{l,k}^*$ . Подстановка ряда (3) в (1) приводит к системе рекуррентных уравнений

для переменных  $b_{l,k}(t)$ . Для решения указанной системы удобно перейти к безразмерным величинам. В качестве меры намагничивающего и пробного полей выберем параметры  $\mathbf{Q} = \gamma \mathbf{H}_0 / \omega$  и  $\mathbf{q}(t) = \gamma \mathbf{h}(t) / \omega$ , а для характеристики анизотропии и температуры  $\varepsilon = \gamma K / \omega M_s$  и  $\zeta_L = \mu \omega / \gamma k_B T$  соответственно. Используя условие  $q(t) \ll Q$ , представим моменты  $b_{l,k}(t)$  в виде суммы равновесного значения и малой неравновесной добавки  $b_{l,k} = b_{l,k}^0 + \delta b_{l,k}(t)$ . Полагая  $\delta b_{l,k} \ll b_{l,k}^0$ , линеаризуем полученную систему и выполним над ней Фурье-преобразование. Это даёт систему линейных алгебраических уравнений относительно Фурье-коэффициентов  $\delta b_{l,k}^\omega$ , комбинации которых определяют динамический магнитный момент частицы:

$$\begin{aligned} \langle \delta e_x^\omega \rangle &= \sqrt{\frac{2\pi}{3}} (\delta b_{1,-1}^\omega - \delta b_{1,1}^\omega); \\ \langle \delta e_y^\omega \rangle &= -i \sqrt{\frac{2\pi}{3}} (\delta b_{1,1}^\omega + \delta b_{1,-1}^\omega); \\ \langle \delta e_z^\omega \rangle &= \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \delta b_{1,0}^\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

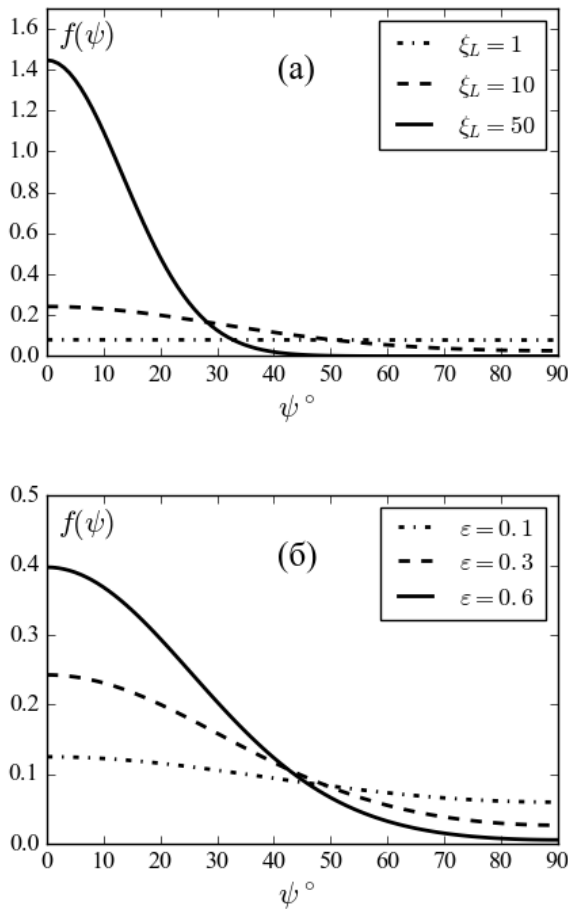
Будем полагать, что зондирующее поле имеет правую круговую поляризацию, плоскость которой ортогональна намагничивающему полю. В этом случае исчерпывающую информацию о резонансных свойствах системы содержит динамическая восприимчивость  $\chi_+ = \delta e_+^\omega / q_+^\omega$ , устанавливающая связь между циркулярными компонентами магнитного момента  $\delta e_+^\omega = \delta e_x^\omega + i \delta e_y^\omega$  и пробного поля  $q_+^\omega = q_x^\omega + i q_y^\omega$ . Зависимость производной мнимой части восприимчивости  $d\chi_+'' / dQ$  от безразмерного поля  $Q$  является теоретическим аналогом спектра ФМР, измеряемого в эксперименте.

Перейдем к вопросу о распределении осей анизотропии для частиц в магнитной жидкости. Поскольку возбуждающее поле мало ( $q(t) \ll Q$ ), в первом приближении можно считать, что это распределение стационарно и определяется исключительно намагничивающим полем  $Q$ . Это означает, что доля частиц  $f(\psi)$ , для которых угол между осью анизотропии и намагничивающим полем равен  $\psi$ , может быть найдена путем интегрирования равновесной функции распределения  $W(\mathbf{e}, \mathbf{n}, t)$  по всем возможным направлениям магнитного момента  $\mathbf{e}$ . Указанный расчёт выполнен в работе [8], где показано, что функция  $f(\psi)$  представима в виде

$$\begin{aligned} 4\pi f(\psi) &= \\ &= 1 + \frac{\sum_{k=1}^{\infty} (4k+1) I_{2k+1/2}(\xi) R_{2k}(\sigma) P_{2k}(\cos \psi)}{I_{1/2}(\xi)}, \quad (7) \end{aligned}$$

где параметры  $\xi = \mu H_0/k_B T$  и  $\sigma = KV/k_B T$  являются соответственно мерой энергии Зеемана и энергии анизотропии в единицах температуры. Функция  $P_{2k}(x)$  под знаком суммы представляет собой полином Лежандра порядка  $2k$ , а  $I_{2k+1/2}(\xi)$  – модифицированную функцию Бесселя полуцелого порядка;  $R_{2k}(\sigma)$  определена согласно

$$R_{2k}(\sigma) = \frac{\int_0^1 P_{2k}(x) e^{\sigma x^2} dx}{\int_0^1 e^{\sigma x^2} dx}. \quad (8)$$



**Рис. 1.** Ориентационная функция распределения осей легкого намагничивания  $f(\psi)$ : а – при различных температурах:  $\xi_L=1, 10$  и  $50$  (параметр анизотропии  $\varepsilon=0.3$ ); б – при различной величине анизотропии:  $\varepsilon=0.1, 0.3$  и  $0.6$  (температурный параметр  $\xi_L=10$ ). Намагничивающее поле  $Q=1$  в обоих случаях

На рис. 1 показана ориентационная функция распределения  $f(\psi)$  осей легкого намагничивания при разных значениях температуры (а) и анизотропии (б). Как видно из рис. 1, а, понижение температуры системы приводит к ориентационному текстурированию суспензии, т. е. к возрастанию доли тех частиц, оси которых сонаправлены с за-

данным внешним полем  $Q$ . При фиксированной температуре к тому же результату приводит увеличение анизотропии частиц (см. рис. 1, б).

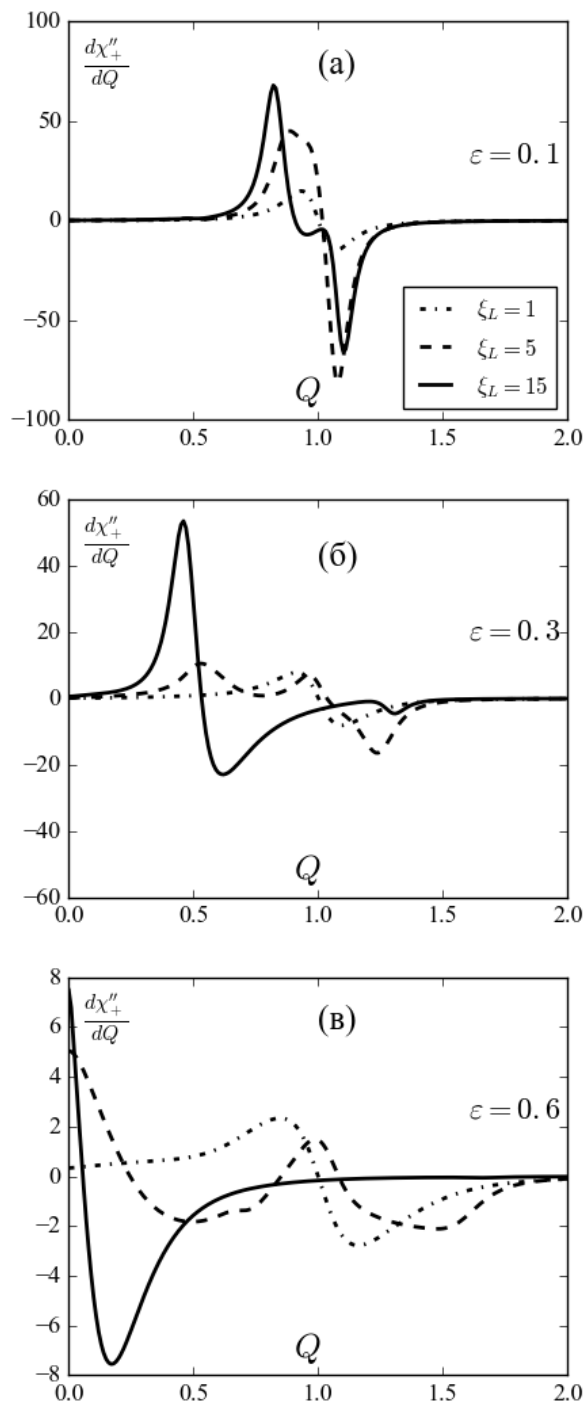
### 3. Результаты

Изложенным выше методом были рассчитаны ФМР спектры разбавленной магнитной жидкости. На рис. 2 показаны линии поглощения при параметрах анизотропии  $\varepsilon = 0.1$  (а),  $0.3$  (б) и  $0.6$  (в) и при различных значениях  $\xi_L$ . При высокой температуре ( $\xi_L = 1$ , штрихпунктирные линии) спектры имеют тот же вид, что и в случае ансамбля случайно ориентированных частиц, закрепленных в твердой матрице (ср. рис. 5 из работы [2]). Этот результат вполне ожидаем, поскольку при высокой температуре, как показывает рис. 1, распределение осей анизотропии частиц в магнитной жидкости является изотропным.

При малой анизотропии ( $\varepsilon = 0.1$ , рис. 2, а) понижение температуры, то есть увеличение параметра  $\xi_L$ , сначала приводит к небольшому сдвигу спектра в сторону больших полей. Однако начиная с некоторой температуры направление сдвига меняется на противоположное. Особенно отчетливо это демонстрирует температурная зависимость резонансного поля  $Q_r$ , определяемого условием  $d\chi_r^*/dQ = 0$  (обращение сигнала в нуль). Как показывает рис. 3, а, при  $\xi_L^{-1} \propto T \gtrsim 0.1$  поле  $Q_r$  превышает единицу, а при  $\xi_L^{-1} \lesssim 0.1$ , напротив, меньше этого значения. Этот эффект имеет простое объяснение. Если температура суспензии достаточно высока ( $\xi_L^{-1} \gtrsim 0.1$ ), то распределение осей легкого намагничивания близко к изотропному, см. рис. 1. Согласно работе [2] в этом случае резонансное поле  $Q_r$  ансамбля частиц превосходит единичное значение и слегка возрастает при понижении температуры. Однако при дальнейшем понижении температуры указанная изотропность распределения теряется – оси частиц ориентируются преимущественно вдоль подмагничивающего поля, так что угол  $\psi \approx 0$ . Как показано в той же работе [2], при малых углах  $\psi$  спектр ФМР всегда сдвинут влево и резонансное поле  $Q_r < 1$ . Поэтому охлаждение магнитной жидкости приводит к сдвигу ФМР спектра влево, в сторону меньших полей, если температура достаточно низка.

На рис. 2, б показаны ФМР спектры для магнитной жидкости при умеренной анизотропии частиц ( $\varepsilon = 0.3$ ), а на рис. 3, б – соответствующая температурная зависимость резонансного поля  $Q_r$ . Понижение температуры и в этом случае сначала вызывает сдвиг резонансных линий в сторону больших полей ( $Q_r > 1$ ), а затем – в сторону меньших ( $Q_r < 1$ ). Однако переход от одного поведения к другому происходит скачком. Более того, в узком интервале температур ( $0.1 \lesssim \xi_L^{-1} \lesssim 0.15$ )

спектр оказывается расщепленным на две компоненты (см. пунктирные линии на рис. 2, б и 3, б).



**Рис. 2.** Спектры ФМР магнитной жидкости при параметрах анизотропии: а –  $\epsilon=0.1$ ; б –  $0.3$ ; в –  $0.6$ ; значения безразмерной температуры  $\xi_L = 1$  (пунктирные линии),  $\xi_L = 5$  (штрихпунктирные линии),  $\xi_L = 15$  (сплошные линии); константа затухания  $\alpha=0.05$

Первая компонента (верхняя ветвь на рис. 3, б) существует при высокой температуре ( $\xi_L^{-1} \gtrsim 0.15$ ).

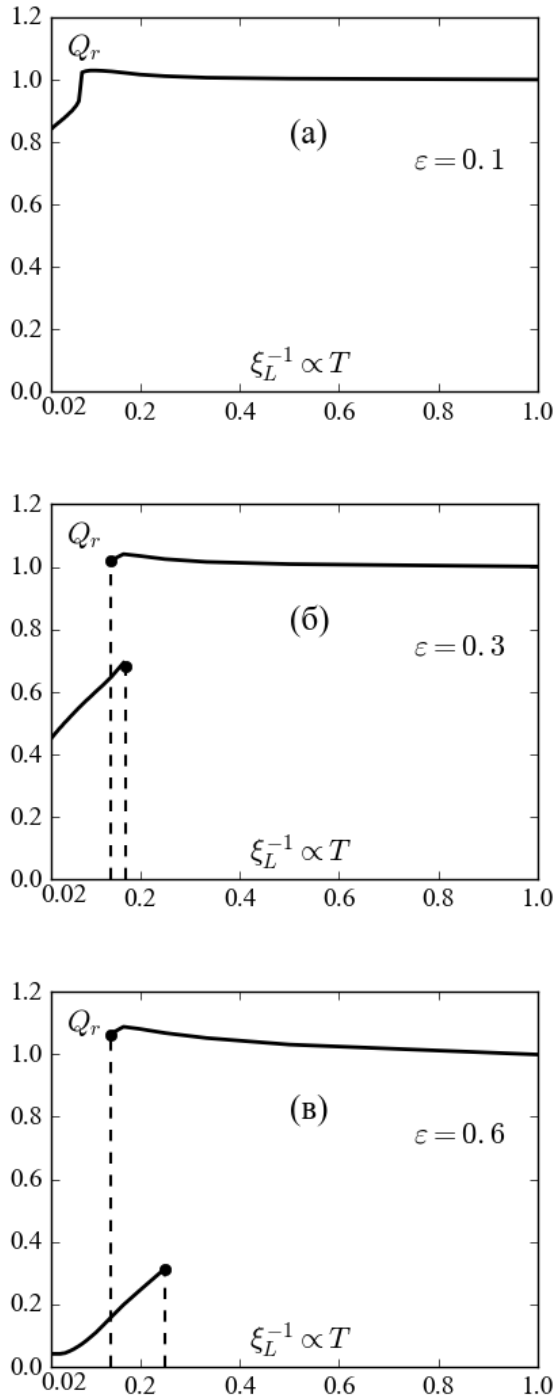
Она отвечает резонансу в суспензии частиц, оси  $\mathbf{n}$  которых существенно разориентированы; резонансное поле в этом случае близко к единице. Нижняя ветвь, напротив, возможна только при не очень высоких температурах ( $\xi_L^{-1} \lesssim 0.2$ ) и отвечает резонансу в текстурованной суспензии, когда оси легкого намагничивания направлены преимущественно вдоль поля  $Q$ . Эти результаты находятся в качественном соответствии с экспериментальными работами, (см., например, работу [4]), где измерены ФМР спектры для суспензии частиц маггемита. Согласно измерениям, в некоторой области температур спектр магнитной жидкости содержит две компоненты, первая из которых смещается в сторону меньших полей при охлаждении системы, а положение второй почти не зависит от температуры.

Спектры ФМР для магнитной суспензии высокоанизотропных частиц ( $\epsilon = 0.6$ ) при некоторых температурах также двухкомпонентны (см. рис. 2, в и рис. 3, в). Сравнение разных панелей на рис. 3 ясно показывает, что увеличение анизотропии приводит к повышению температуры, при которой зарождается низкополевая компонента, отвечающая текстурованной суспензии. Очевидной причиной этого является то, что при заданной температуре упорядочение осей повышается при увеличении анизотропии частиц (см. рис. 1). Это означает, что диапазон температур, где спектр состоит из двух компонент, становится шире при возрастании анизотропии частиц.

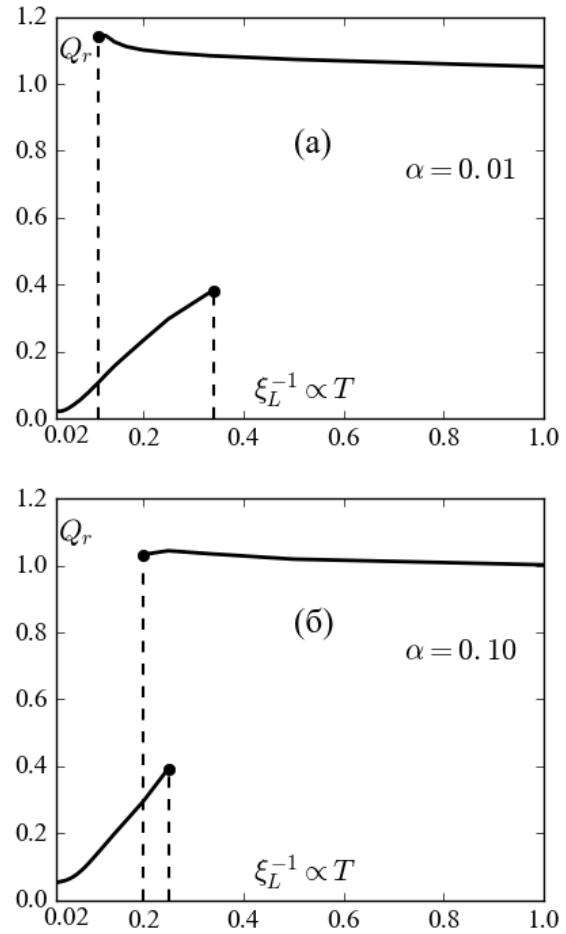
Как показывает рис. 4, указанная область температур определяется не только величиной анизотропии частиц, но и их добротностью. Видно, что возрастание константы затухания прецессии  $\alpha$  приводит к сужению температурного интервала, в котором спектр расщеплен. Очевидно, это связано с тем, что увеличение  $\alpha$  приводит к уширению парциальных ФМР спектров для частиц с заданным углом  $\psi$  и, как результат, сглаживанию линии поглощения магнитной жидкости.

Таким образом, выполненное рассмотрение показывает, что расщепление резонансной линии наступает при выполнении двух условий. С одной стороны, нужен значительный разброс осей анизотропии, т. е. функция распределения не должна иметь острого максимума при  $\psi = 0$ . Как видно из рис. 1, это условие выполняется тем лучше, чем выше температура. С другой стороны, необходима сильно выраженная зависимость резонансного поля  $Q_r$  от угла  $\psi$ . Согласно работе [2] угловая дисперсия поля  $Q_r$  тем значительнее, чем ниже температура системы и чем больше анизотропия частиц. Очевидно, что указанные условия выполняются одновременно только в том случае, если температура имеет некоторое промежуточное значение, а анизотропия частиц не является малой. При этом температурный интервал, где происходит расщеп-

ление ФМР спектра магнитной суспензии, оказывается тем шире, чем больше значение параметра анизотропии  $\varepsilon$  и чем выше добротность диспергированных частиц.



**Рис. 3.** Температурная зависимость резонансного поля при различных значениях параметра анизотропии: а –  $\varepsilon=0.1$ ; б –  $0.3$ ; в –  $0.6$ ; константа затухания прецессии  $\alpha=0.05$



**Рис. 4.** Температурная зависимость резонансного поля при различных значениях константы затухания прецессии: а –  $\alpha=0.01$ ; б –  $0.1$ ; параметр анизотропии  $\varepsilon=0.6$

#### 4. Заключение

Представлена последовательная теория ферромагнитного резонанса в разбавленной суспензии суперпарамагнитных частиц. На основе развитого подхода изучен высокочастотный отклик магнитной жидкости при различных температурах. Показано, что в некоторой области температур спектр поглощения расщепляется на две компоненты. Резонансное поле, отвечающее первой из них, слабо зависит от температуры и близко к значению  $\omega/\gamma$ . Вторая компонента проявляется только в области пониженных температур, когда происходит частичное текстурирование суспензии под действием подмагничивающего поля. При охлаждении системы эта компонента смещается в сторону меньших полей. Ширина и границы температурного диапазона, в котором линия поглощения расщеплена, существенно зависят от величины анизотропии частиц и константы затухания прецессии, что позволяет использовать развитый метод для их точного определения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-96002.

## Список литературы

1. Hosokawa M., Nogi K., Naito M., Yokoyama T. (Eds.) *Nanoparticle Technology Handbook*. Amsterdam: Elsevier, 2012. 730 p.
2. Poperechny I. S., Raikher Yu. L. Ferromagnetic resonance in uniaxial superparamagnetic particles // *Physical Review B*. 2016. Vol. 93, 014441.
3. Fannin P. C., Marin C. N., Raj K., Couper C., Barvinsch P. An experimental study of the dynamic properties of nanoparticle colloids with identical magnetization but different particle size // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2012. Vol. 324. P. 3443–3447.
4. Noginova N., Chen F., Weaver T., Giannelis E. P., Bourlinos A. B., Atsarkin V. A. Magnetic resonance in nanoparticles: between ferro- and paramagnetism // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2007. Vol. 19, 246208.
5. Noginov M. M., Noginova N., Amponsah O., Bah R., Rakhimov R., Atsarkin V. A. Magnetic resonance in iron oxide nanoparticles: Quantum features and effect of size // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008. Vol. 320. P. 2228–2232.
6. Novoselova J. P., Safronov A. P., Samatov O. M., Beketov I. V., Khurshid H., Nemati Z., Strikanth H., Denisova T. P., Andrade R., Kurlyandskaya G. V. Laser Target Evaporation Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Nanoparticles for Water-Based Ferrofluids for Biomedical Applications // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2014. Vol. 50, 4600504.
7. Shankar A., Chand M., Kumar S., Singh V. N., Basheed G. A., Thakur S., Pant R. P. Spin resonance investigations on water-based magnetite ferrofluid // *Magnetohydrodynamics*. 2013. Vol. 49. P. 310–316.
8. Raikher Yu. L., Stepanov V. I. Ferromagnetic resonance in a suspension of single-domain particles // *Physical Review B*. 1994. Vol. 50. P. 6250–6259.
9. Brown W. F. Thermal fluctuations of a single-domain particle // *Physical Review*. 1963. Vol. 130. P. 1677–1686.

## References

1. Hosokawa M., Nogi K., Naito M., Yokoyama T. (Eds.) *Nanoparticle Technology Handbook*. Amsterdam: Elsevier, 2012. 730 p.
2. Poperechny I. S., Raikher Yu. L. Ferromagnetic resonance in uniaxial superparamagnetic particles. *Physical Review B*, 2016, vol. 93, 014441.
3. Fannin P. C., Marin C. N., Raj K., Couper C., Barvinsch P. An experimental study of the dynamic properties of nanoparticle colloids with identical magnetization but different particle size. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2012, vol. 324, pp. 3443–3447.
4. Noginova N., Chen F., Weaver T., Giannelis E. P., Bourlinos A. B., Atsarkin V. A. Magnetic resonance in nanoparticles: between ferro- and paramagnetism. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2007, vol. 19, 246208.
5. Noginov M. M., Noginova N., Amponsah O., Bah R., Rakhimov R., Atsarkin V. A. Magnetic resonance in iron oxide nanoparticles: Quantum features and effect of size. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, vol. 320, pp. 2228–2232.
6. Novoselova J. P., Safronov A. P., Samatov O. M., Beketov I. V., Khurshid H., Nemati Z., Strikanth H., Denisova T. P., Andrade R., Kurlyandskaya G. V. Laser Target Evaporation Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Nanoparticles for Water-Based Ferrofluids for Biomedical Applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2014, Vol. 50, 4600504.
7. Shankar A., Chand M., Kumar S., Singh V. N., Basheed G. A., Thakur S., Pant R. P. Spin resonance investigations on water-based magnetite ferrofluid. *Magnetohydrodynamics*, 2013, vol. 49, pp. 310–316.
8. Raikher Yu. L., Stepanov V. I. Ferromagnetic resonance in a suspension of single-domain particles. *Physical Review B*, 1994, vol. 50, pp. 6250–6259.
9. Brown W. F. Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Physical Review*, 1963, vol. 130, pp. 1677–1686.

**Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:**

Поперечный И. С., Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Ферромагнитный резонанс в суспензии наночастиц с одноосной анизотропией // Вестник Пермского университета. Физика. 2016. № 3 (34). С. 5–11. doi: 10.17072/1994-3598-2016-3-05-11

**Please cite this article in English as:**

Poperechny I. S., Raikher Yu. L., Stepanov V. I. Ferromagnetic resonance in a suspension of nanoparticles with uniaxial anisotropy // Bulletin of Perm University. Physics, 2016, no. 3 (34), pp. 5–11. doi: 10.17072/1994-3598-2016-3-05-11