

03

Магнитные свойства магнитной жидкости на основе ундекана

© И.М. Арефьев, А.Г. Испирян, С.А. Куникин,[†] В.А. Сирунян

Северо-Кавказский федеральный университет,
355009 Ставрополь, Россия

[†] e-mail: kunikin_s_a@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 14 июня 2016 г.)

Представлены результаты исследования магнитных свойств магнитных жидкостей на основе н-ундекана. Проведен анализ особенностей функциональных зависимостей магнитной восприимчивости от температуры в отсутствие и при наличии внешнего подмагничивающего поля. Обнаружено скачкообразное изменение теплоемкости среды, характерное для магнитных фазовых переходов.

DOI: 10.21883/JTF.2017.04.44307.1929

Введение

Магнитная жидкость представляет собой коллоидный раствор ферро- или ферримагнитных частиц (дисперсная фаза) со средним диаметром порядка 10 nm, диспергированных в жидкости-носителе (дисперсионная среда). Для предотвращения коагуляции и седиментации наночастицы дисперсной фазы стабилизируются либо электростатически, либо стерически [1]. Стерическая стабилизация основана на использовании длинных молекул поверхностно-активных веществ, способных эффективно адсорбироваться на поверхности наночастиц и препятствовать их сближению и возможной коагуляции. Именно такой вид стабилизации наиболее часто применяется при синтезе магнитных жидкостей. Ферромагнитные наночастицы (чаще всего магнетитовые), диспергированные в жидкости-носителе, находятся в однодоменном состоянии, а их магнитный момент пропорционален объему частицы. Эти свойства приводят к возникновению активного взаимодействия между наночастицами, связанного одновременно с процессами магнитного диполь-дипольного взаимодействия, стерического отталкивания оболочек и ван-дер-ваальсова взаимодействия. Кроме того, частицы дисперсной фазы в объеме магнитной жидкости эффективно взаимодействуют с внешними силовыми полями. Такого рода внутренние и внешние взаимодействия могут значительно влиять на вязкость, структурные и магнитные свойства магнитных жидкостей, что обуславливает их широкое применение в различных областях науки и техники, например, в магнито-жидкостных уплотнениях, в гироскопах, в динамиках, в магнито-жидкостных сепараторах, в медицине и др.

Не меньший интерес магнитные жидкости представляют для фундаментальной науки как модельная среда, позволяющая изучать процессы взаимодействия частиц и влияние на них внешних силовых полей. Наличие сильных межчастичных взаимодействий приводит к возникновению различного рода структур [2,3], существенно влияющих на макроскопические свойства среды. Очевидно, что наиболее сильно внутренние процессы сказыва-

ются на магнитных свойствах магнитных коллоидов, таких как магнитная восприимчивость и намагниченность. Эти параметры позволяют изучать не только статические свойства среды, обусловленные различными микроскопическими процессами, но и кинетику процессов взаимодействия наночастиц, релаксации их намагниченности [4–6]. Изучение процессов структурообразования в такой среде под воздействием внешних силовых полей и внутренних процессов также представляет отдельный интерес. В настоящее время наиболее хорошо изучены процессы, связанные с формированием и динамикой достаточно крупных ($\approx 10\text{--}50\ \mu\text{m}$) структур. Однако уже в течение нескольких десятилетий не утихают споры о возможности возникновения в магнитных жидкостях состояния магнитного упорядочения в виде так называемого суперспинового или дипольного стекла [7,8]. Возможность перехода среды в такое состояние при низких температурах рассматривается в работах [9,10], а в работах [11,12] указывается на влияние диполь-дипольных межчастичных взаимодействий на процессы магнитной релаксации в этом состоянии.

Динамика намагничивания магнитных жидкостей определяется процессами ориентации магнитных моментов наночастиц вдоль определенного направления. Характерное время такого поворота определяется конкретным механизмом релаксации магнитного момента: либо броуновским вращением всей частицы с жестко закрепленным магнитным моментом, либо поворотом магнитного момента относительно самой частицы — неелевская релаксация. Время броуновского вращения определяется вязкостью среды η и гидродинамическим объемом частицы V_h , учитывающим наличие стерического и немагнитного слоев на поверхности частицы, и может быть рассчитано как

$$\tau_B = \frac{3\eta V_h}{kT}. \quad (1)$$

Время неелевской релаксации зависит от энергии кристаллографической анизотропии, и в случае отсутствия

внешних силовых полей оно может быть определено как

$$\tau_N = \tau_0 \exp\left(\frac{KV_m}{kT}\right), \quad (2)$$

где V_m — объем магнитного ядра частицы, а K — энергия магнитной кристаллографической анизотропии. Как известно из различных источников, для массивных образцов магнетита величина K лежит в пределах от 23 до 100 kJ/m^3 . Также в нескольких работах, например [13], отмечается, что эта величина зависит от размера частиц магнетита. На основании данных мессбауэровской спектроскопии в [13] для частиц размером порядка 13 нм было получено значение $K = 78 \text{ kJ/m}^3$, в то время как $\tau_0 \approx 10^{-9} \text{ s}$. В общем случае процесс релаксации магнитного момента определяется одновременно и броуновским вращением, и неелевской релаксацией, и вычисляется из соотношения [14]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_N} + \frac{1}{\tau_B}. \quad (3)$$

Однако в любом случае один из механизмов является доминирующим. Так, например, для частицы размером 13 нм при комнатной температуре с $\tau_N \approx 0.4 \text{ s}$, в то время как $\tau_B \approx 2.8 \mu\text{s}$ в предположении, что частица обладает немагнитным слоем толщиной 2 нм и взвешена в н-ундекане. Следовательно, в таком состоянии частица будет вести себя преимущественно как броуновская.

Необходимо отметить, что формулы (1) и (2) применимы только в случае отсутствия внешних силовых полей. Как показано в работе [15], в случае если внешнее магнитное поле величиной H направлено параллельно оси анизотропии наночастицы, время релаксации ее магнитного поля определяется как

$$\tau_N(H) = \frac{\tau_0}{1-h^2} \sqrt{\frac{\pi}{\sigma}} [(1+h) \exp(-\sigma\{1+h^2\}) + (1-h) \exp(-\sigma\{1-h^2\})]^{-1}, \quad (4)$$

где $h = \frac{H}{H_c}$, $H_c = \frac{2K}{M}$, $\sigma = \frac{KV}{kT}$, а M_s — намагниченность насыщения материала частицы. Таким образом, процессы релаксации магнитного момента наночастиц и, как следствие, релаксации намагниченности магнитной жидкости очень чувствительны к воздействию внешних по отношению к самой частице магнитных полей (эффективное магнитное поле). Последнее, очевидно, является суперпозицией внешнего по отношению к объему жидкости магнитного поля и микроскопического магнитного поля, создаваемого самими магнитными частицами. Вклад микроскопического поля зависит от различных факторов — температуры, концентрации и гранулометрического состава наночастиц. К настоящему времени известно большое количество работ, где проведены попытки расчета величины как микроскопического, так и эффективного магнитных полей. Сравнение экспериментальных результатов и теоретических расчетов,

проведенных по различным моделям, привело нас к заключению, что наилучшим образом статические свойства реальных магнитных коллоидов описывает модель, рассмотренная в [16].

Резюмируя все вышесказанное, приходим к выводу, что изучение процессов релаксации макроскопических магнитных параметров среды, таких как намагниченность в постоянном магнитном поле и динамическая магнитная восприимчивость, позволяет провести экспериментальный анализ процессов магнитной релаксации наночастиц и, как следствие, изучить процессы межчастичного взаимодействия.

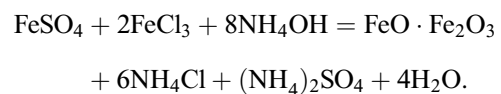
Объект и методы исследования

В настоящей работе проведены исследования магнитных свойств магнетитовой магнитной жидкости на основе н-ундекана.

Синтез

В работе в качестве образцов исследования использовались магнитные жидкости на основе высокодисперсного магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного поверхностно-активным веществом — олеиновой кислотой $\text{C}_8\text{H}_{17}\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)_7-\text{COOH}$ — и диспергированного в н-ундекане $\text{C}_{11}\text{H}_{24}$ — углеводороде из класса алканов.

Синтез магнитных жидкостей проводили в три основных стадии: получение дисперсной фазы, ее стабилизация поверхностно-активным веществом и диспергирование в расчетном количестве жидкости-носителя. Дисперсную фазу — магнетит (феррит железа $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ с кристаллической структурой обращенной шпинели) — получали методом химической конденсации по реакции, впервые предложенной Элмором [17]:



Варьируя условия синтеза (концентрация используемых растворов солей железа и аммиака, pH-среды, температура, скорость подачи растворов и скорость перемешивания), можно получать магнетит с требуемой морфологией и размером частиц [18]. Стабилизация дисперсной фазы и диспергирование частиц дисперсной фазы в дисперсионной среде при синтезе магнитных жидкостей проводились в соответствии с методиками, защищенными патентами [19,20]. Выбор ундекана в качестве дисперсионной среды обусловлен широким применением магнитных жидкостей на основе маловязких жидкостей-носителей (экспериментально определенное значение динамической вязкости ундекана составляет $1.15 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ при 20°C) в ряде магнитожидкостных устройств, например в гироскопах [21]. Следовательно,

Физические свойства образцов

№ образца	$\rho, \text{g/cm}^3$	$M_s, \text{kA/m}$	χ	$\langle d \rangle, \text{nm}$
1	1.273	36.15	6.17	7.71
2	1.472	52.25	7.92	6.92
3	1.506	53.62	8.43	6.97

комплексные фундаментальные исследования маловязких магнитных жидкостей, безусловно, помогут расширить спектр областей применения подобных МЖ, проложив мостик от фундаментальной к прикладной науке.

Коллоидальная (агрегативная и седиментационная) стабильность, а также устойчивость синтезированных магнитных жидкостей в магнитных полях как главные критерии получения воспроизводимых результатов при исследованиях и практического применения МЖ определялись с использованием методик, рассмотренных в работах [22,23].

Методы исследования

Изучение магнитных свойств образцов проводилось путем анализа кривых намагничивания и функциональных зависимостей магнитной восприимчивости. Определение основной кривой намагничивания проводилось с помощью вибрационного магнитометра LakeShore VSM 7410. Далее путем анализа полученных данных проводилось определение начальной магнитной восприимчивости и намагниченности насыщения образца. Кроме того, кривая намагничивания использовалась для проведения процедуры магнитной гранулометрии, которая позволяла определить размер магнитного ядра наночастиц. В настоящее время широко известны несколько методов определения дисперсного состава в ансамбле наночастиц путем анализа их магнитных характеристик, но в настоящей работе использовались только два метода [24,25]. Для их реализации использовались численные методы аппроксимации экспериментальных результатов с возможностью варьирования параметров функции распределения. Существенным недостатком такого косвенного метода определения дисперсного состава исследуемого образца является необходимость выбора модельной функции. В нескольких работах [26,27] указывается, что наиболее приемлемо реальный гранулометрический состав магнитных коллоидов описывают логнормальное и гамма-распределения. Наши исследования показали, что наилучшим образом кривая намагничивания может быть аппроксимирована моделями, использующими логнормальное распределение. Данные, полученные в результате анализа кривых намагничивания (намагниченность насыщения, начальная магнитная восприимчивость и средний размер дисперсных частиц), приведены в таблице.

Исследования функциональных зависимостей магнитной восприимчивости проводились на установке, подробно описанной в [28]. Эта установка позволяет проводить измерения динамической магнитной восприимчивости в диапазоне частот 12 Hz–10 kHz при температурах от 77 до 400 К. Также установка позволяет проводить исследования магнитных свойств образца под воздействием внешнего магнитного поля. В настоящей работе такие измерения были проведены для случая параллельной ориентации постоянного и переменного (измерительного) магнитных полей.

Результаты и их обсуждение

Исследования зависимости магнитной восприимчивости образцов от температуры проводились на частоте измерительного поля 320 Hz. В ходе этих исследований было установлено, что при увеличении температуры образца действительная часть динамической магнитной восприимчивости меняется немонотонно. Так, в отсутствии постоянного подмагничивающего поля при переходе образца из твердого состояния в жидкое магнитная восприимчивость начинает расти существенно быстрее (рис. 1). При достижении комнатных температур темпы роста замедляются, и при температуре порядка 310 К все образцы достигают максимальной величины магнитной восприимчивости, после чего последняя начинает монотонно убывать.

Похожим образом ведет себя и зависимость мнимой части комплексной магнитной восприимчивости (рис. 2). Вплоть до температуры плавления происходит практически линейный рост ее величины. При переходе через точку плавления наклон кривой существенно возрастает. Максимального значения мнимая часть магнитной восприимчивости достигает при температуре около 280 К,

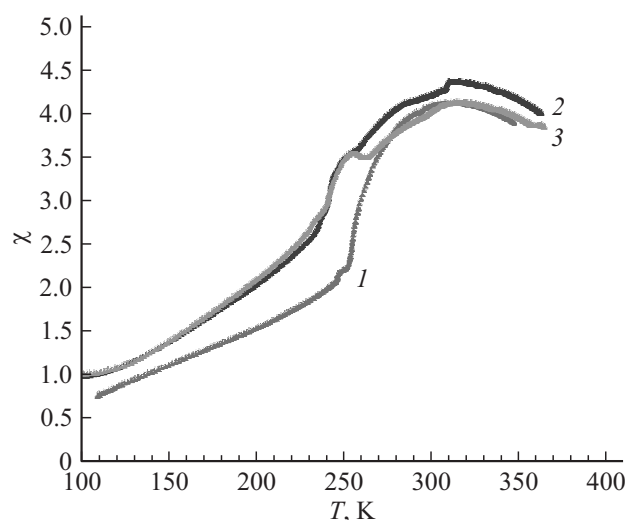


Рис. 1. Температурная зависимость действительной части комплексной магнитной восприимчивости в отсутствие внешнего подмагничивающего поля. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

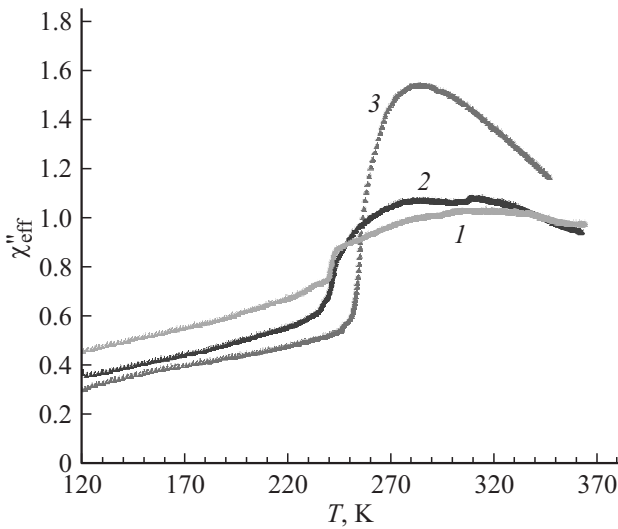


Рис. 2. Температурная зависимость мнимой части комплексной магнитной восприимчивости в отсутствие внешнего подмагничивающего поля. Номера кривых соответствует номерам образцов в таблице.

что значительно ниже аналогичной температуры для действительной части комплексной магнитной восприимчивости.

Воздействие постоянного подмагничивающего поля, параллельного измерительному, существенно изменяет ход зависимостей как действительной, так и мнимой частей магнитной восприимчивости (рис. 3). Так, температурные зависимости действительной части магнитной восприимчивости в диапазоне температур 100–200 К монотонно возрастают, затем наблюдается стадия плато. При температуре 230 К начинается резкое уменьшение величины восприимчивости среды, сменяющееся ростом при переходе через температуру плавления. Дальнейшее увеличение температуры для образцов № 2 и 3 приводит к монотонному росту действительной части комплексной магнитной восприимчивости. Иначе ведет себя аналогичная зависимость для образца № 1, которая при температуре 270 К меняет характер с возрастания на убывание.

Для всех образцов воздействие постоянного подмагничивающего поля приводит к исчезновению максимума на температурной зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости. Кроме того, для всех исследованных образцов было установлено, что эта величина скачкообразно увеличивается в температурном диапазоне менее 10 К после перехода дисперсионной среды в жидкое состояние, при этом для образца № 1 после скачка вплоть до температуры 300 К наблюдается стадия плато, сменяющаяся ростом.

Похожие зависимости уже были описаны нами ранее в работе [28], где возникновение максимума в области температур, соответствующих жидкому состоянию дисперсионной среды, было объяснено с позиции одноча-

стичной модели, которая предполагала, что ориентация магнитного момента частиц дисперсионной фазы вдоль направления поля происходит путем броуновского вращения всей частицы. При росте температуры вязкость дисперсионной среды уменьшается, тем самым облегчая ориентацию частицы. В то же время с этим происходит рост тепловой энергии наночастиц, приводящий к переориентации магнитного момента последних относительно направления измерительного магнитного поля. Одновременное действие этих двух факторов приводит к возникновению максимума на температурной зависимости как действительной, так и мнимой частей магнитной восприимчивости. При этом модель предполагает, что максимум мнимой части этой зависимости наблюдается при существенно более низких температурах, чем на действительной, что и наблюдается в эксперименте. Воздействие постоянного подмагничивающего поля приводит к смещению максимума в область более высоких температур, что приводит к исчезновению экстремума на температурных зависимостях в образцах № 2 и 3.

Максимум на температурной зависимости действительной части комплексной магнитной восприимчивости для образца № 1 при воздействии внешнего подмагничивающего поля смещается в диапазон более низких температур (рис. 4), что не соответствует модели, описанной нами в [28]. Однако, как оказалось, его возникновение можно описать, если предположить возможность объединения наночастиц в кластеры под воздействием внешнего магнитного поля. При этом ядрами образования кластеров могут служить большие частицы, присутствующие в объеме среды. Косвенным подтверждением этого предположения являются результаты исследования дисперсии мнимой части комплексной магнитной восприимчивости. Так, в отсутствие внешнего подмагничивающего поля эта зависимость является монотонно

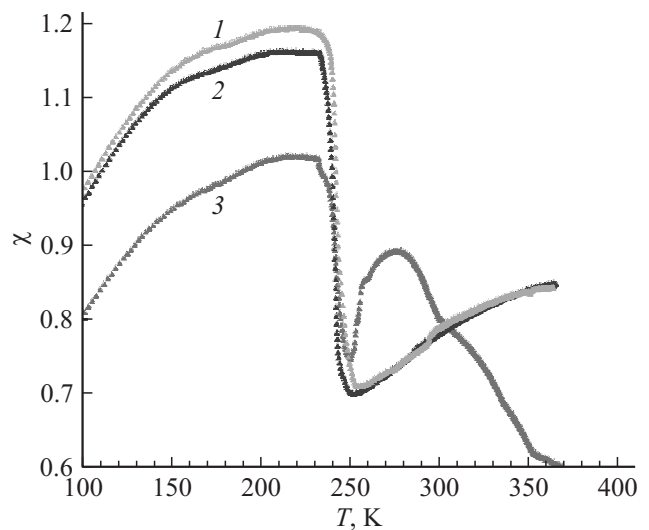


Рис. 3. Температурная зависимость действительной части комплексной магнитной восприимчивости во внешнем подмагничивающем поле 9.6 кА/м. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

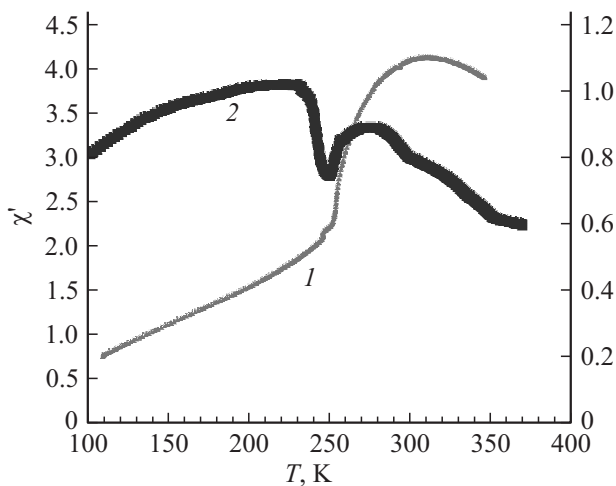


Рис. 4. Температурная зависимость действительной части комплексной магнитной восприимчивости образца № 3 (см. таблицу) в отсутствие внешнего подмагничивающего поля (кривая 1, левая ось), в подмагничивающем поле 9.6 кА/м (кривая 2, правая ось).

убывающей во всем диапазоне исследуемых частот, а при включении постоянного магнитного поля на ней возникает максимум. При этом частота, соответствующая экстремуму этой зависимости, растет с увеличением напряженности постоянного подмагничивающего поля. Следует отметить, что аналогичные зависимости для образцов № 2 и № 3 являются монотонно убывающими во всем диапазоне частот и напряженностей внешнего подмагничивающего поля, использованных в эксперименте.

Частота, соответствующая этому максимуму ω_m , определяется временем релаксации τ магнитного момента ансамбля наночастиц и связана с ним соотношением $\omega_m \tau = 1$. В диапазоне температур, соответствующих жидкому состоянию дисперсионной среды, как было указано выше, релаксация магнитного момента наночастиц связана с их броуновским вращением, время которого определяется (1).

С помощью выражений (1) при учете условия максимума магнитной восприимчивости был произведен расчет размера релаксирующих наночастиц, который составил величину порядка 37 нм. Для подтверждения наличия в объеме среды магнитных наночастиц такой величины нами была предпринята попытка модификации метода магнитной гранулометрии путем введения двух функций распределения: одна отвечает наличию небольших частиц размером порядка среднего, а вторая связана с наличием частиц, превышающих средний размер в несколько раз. Однако эти расчеты привели к возникновению противоречивых результатов, предполагающих наличие частиц размером менее 2 нм, что физически невозможно. Таким образом, модификация метода магнитной гранулометрии не позволила подтвердить наше предположение о наличии крупных частиц в объеме среды.

Не менее интересным с точки зрения понимания процессов намагничивания в ансамбле магнитных наночастиц является возникновение максимума действительной части комплексной магнитной восприимчивости в диапазоне температур, соответствующих твердому состоянию дисперсионной среды. В такой ситуации броуновские степени свободы наночастиц блокированы, и ориентация магнитного момента может происходить только за счет вращения последнего относительно самой наночастицы — неелевская релаксация. Время этого процесса может быть определено с помощью соотношения (4).

Магнитная действительная часть комплексной магнитной восприимчивости магнитной жидкости может быть описана выражением [29]

$$\chi' = \int \left(\chi_\infty(\tau) - \frac{(\chi_0(\tau) - \chi_\infty(\tau))f(\tau)}{1 + (\omega\tau)^2} \right) d\tau, \quad (5)$$

где χ_0 и χ_∞ — статическая магнитная восприимчивость и высокочастотная магнитная восприимчивость, ω — частота измерительного поля, τ — время релаксации магнитного момента наночастицы, а $f(\tau)$ — функция, описывающая спектр времен релаксации.

Выражения (4) и (5) позволяют провести анализ вида зависимости действительной части магнитной восприимчивости от температуры. Для этого необходимо знать величины χ_0 , χ_∞ , $f(\tau)$, а точнее их зависимость от температуры. Мы провели исследования динамической восприимчивости. В работе [29] было показано, что магнитная восприимчивость магнитных коллоидов при частотах порядка единиц гигагерц, как минимум, на порядок меньше аналогичной величины в низкочастотном диапазоне. Наши исследования динамической магнитной восприимчивости проводились при достаточно низких частотах измерительного поля (320 Hz), следовательно, мы можем пренебречь величиной χ_∞ по сравнению с χ_0 . Как было указано выше, начальная магнитная восприимчивость магнитной жидкости наилучшим образом описывается зависимостью [25]

$$\chi = \chi_L \left(1 + \frac{\chi_L}{3} + \frac{\chi_L^2}{144} \right), \quad (6)$$

где $\chi_L = \frac{\mu_0 n_m m^2}{3kT}$, а n_m — концентрация частиц, обладающих магнитным моментом m . Так как магнитный момент частицы дисперсной фазы может быть определен как $m = M_s V$, где M_s — намагниченность насыщения материала частицы, а V — ее объем, несложно установить, что $n_m = n f(r)$, где n — числовая концентрация частиц в объеме жидкости, а $f(r)$ — функция распределения частиц по размерам. Очевидно, что функции $f(r)$ и $f(\tau)$ связаны друг с другом через объем наночастицы и формулу (4). Выражения (4)–(6) позволяют провести численное моделирование зависимости действительной части комплексной магнитной восприимчивости от температуры при воздействии внешнего магнитного поля.

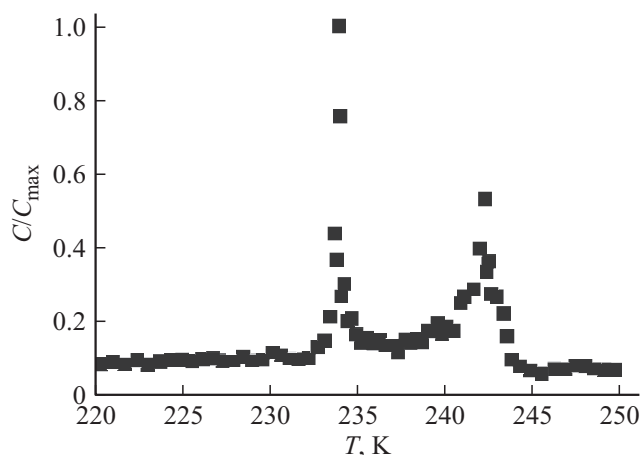


Рис. 5. Температурная зависимость теплоемкости, нормированной на ее максимальную величину, для образца № 3 (см. таблицу) в постоянном подмагничивающем магнитном поле 9,6 кА/м.

Проведенный анализ показал, что такая модель достаточно хорошо описывает температурную зависимость магнитной восприимчивости в температурном диапазоне ниже 200 К, однако она не предполагает возможности возникновения минимума на этой зависимости в присутствии внешнего магнитного поля. Однако анализ процесса нагрева образца в магнитном поле показал, что в области температур, соответствующих началу резкого снижения восприимчивости, теплоемкость исследуемой среды резонансно возрастает, как показано на рис. 5. В работе [30] аналогичная зависимость наблюдалась при численном моделировании процесса магнитного упорядочения в ансамбле магнитных наночастиц. Таким образом, объяснение такого характера температурной зависимости магнитной восприимчивости в диапазоне температур 220–240 К может быть проведено с точки зрения фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние.

Заключение

В настоящей работе проведено комплексное исследование магнитных свойств магнитной жидкости на основе ундекана. Установлено, что возникновение максимума на температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитной жидкости в области температур, соответствующих жидкому состоянию, может быть объяснено с точки зрения одночастичной модели, описанной в работе [28]. Возникновение минимума на этой зависимости в области температур, соответствующих твердому состоянию дисперсионной среды, вероятнее всего, связано с переходом в магнитоупорядоченное состояние.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект № 16-03-00054а) и Министерства науки и образования РФ в форме субсидии на выполнение государ-

ственного задания для Северо-Кавказского федерального университета и Ивановского государственного энергетического университета.

Список литературы

- [1] Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
- [2] Dikanskii Y.I., Nechaeva O.A., Zakinyan A.R., Konstantinova N.Y. // *Colloid J.* 2007. Vol. 69. N 6. P. 691–694.
- [3] Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Куникин С.А., Золотухин А.А. // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. Вып. 5. С. 135–139.
- [4] Fannin P.C. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. Vol. 252. № 1–3 SPEC. ISS. P. 59–64.
- [5] Fannin P.C., Charles S.W. // *J. Phys. E.* 1989. Vol. 22. N 6. P. 412–415.
- [6] Fannin P.C., Scaife B.K.P., Charles S.W. // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 1988. Vol. 21. N 6. P. 1035–1036.
- [7] Minakov A.A., Zaitsev I.A., Lesnih U.I. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1990. Vol. 85. N 1–3. P. 60–62.
- [8] Nakamae S., Tahri Y., Thibierge C., L'Hôte D., Vincent E., Dupuis V., Dubois E., Perzynski R. // *J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 105. N 7. P. 1–11.
- [9] Taketomi S. // *Phys. Rev. E.* 1998. Vol. 57. N 3. P. 3073–3087.
- [10] Zhang J., Boyd C., Luo W. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. P. 390–393.
- [11] Luo W., Nagel S.R., Rosenbaum T.F., Rosensweig R.E. // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 67. N 19. P. 2721–2724.
- [12] Jin D., Kim H. // *Bull. Korean Chem. Soc.* 2013. Vol. 34. N 6. P. 1715–1721.
- [13] Lehlooh A.F., Mahmood S.H., Williams J.M. // *Phys. B.* 2002. Vol. 321. N 1–4. P. 159–162.
- [14] Odenbach S. // *Appl. Rheol.* 2000. Vol. 10. N 4. P. 178–184.
- [15] Brown W.F. // *Phys. Rev.* 1963. Vol. 130. N 5. P. 1677–1686.
- [16] Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // *Phys. Rev. E. Stat. Nonlin. Sof. Mat. Phys.* 2001. Vol. 64. N 9. P. 041405.
- [17] Elmore W.C. // *Phys. Rev.* 1938. Vol. 54. N 4. P. 309–310.
- [18] Griбанов N.M., Bibik E.E., Buzunov O.V., Naumov V.N. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1990. Vol. 85. N 1–3. P. 7–10.
- [19] Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б. Патент на изобретение РФ. № 2517704. 2014.
- [20] Арефьев И.М., Арефьева Т.А. Патент на изобретение РФ № 2558143. 2015.
- [21] Перминов С.М. Патент на изобретение РФ. № 2373496. 2009.
- [22] Arefyev I.M., Arefyeva T.A., Kazakov Y.B. // *J. Nano-Electron. Phys.* 2013. Vol. 5. N 4. P. 37–39.
- [23] Arefyev I.M., Arefyeva T.A. // *J. Nano-Electron. Phys.* 2014. Vol. 6. N 3. P. 55–56.
- [24] Диканский Ю.И. // *Магнитная гидродинамика.* 1982. № 3. С. 33–36.
- [25] Ivanov A., Kuznetsova O. // *Coll. J.* 2006. Vol. 68, N 4. P. 430–440.
- [26] Woodward R.C., Heeris J., Pierre T.G.S., Saunders M., Gilbert E.P., Zhang Q., Riffle J.S. // *J. Appl. Cryst.* (2007). Vol. 40. P. 495–500.
- [27] Lacava B.M., Azevedo R.B., Silva L.P., Lacava Z.G.M., Neto K.S., Buske N., Bakuzis A.F., Morais P.C. // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77. N 12. P. 1876–1878.
- [28] Куникин С.А., Диканский Ю.И. // *ЖТФ.* 2010. Т. 80, № 6. С. 112–116.
- [29] Fannin P.C., Marin C.N., Malaescu I., Stefu N. // *J. Phys. Condens. Matter.* 2007. Vol. 19. N 3. P. 036104.
- [30] Camp P.J. // *Phys. Rev. E.* 2003. Vol. 68. N 6. P. 061506.