

УДК 532.61.096; 537.62
PACS 47.65 Cb; 68.03 Cd

Особенности температурной зависимости поверхностного натяжения капельных агрегатов в магнитных жидкостях

А. С. Иванов^{a,b}, К. А. Хохрякова^b

^a Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15

^b Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, г. Пермь, ул. Ак. Королева, 1
email: lesnichiy@icmm.ru

Экспериментально исследована температурная зависимость поверхностного натяжения межфазной границы в магнитной жидкости, претерпевающей магнитоуправляемый фазовый переход первого рода вида «газ-жидкость». Визуальное наблюдение капель конденсированной фазы (капельных агрегатов) производилось посредством термостатированной горизонтальной прозрачной ячейки Хеле-Шоу. Коэффициент поверхностного натяжения определялся по стандартной методике вытягивания капли во внешнем постоянном однородном магнитном поле. Показано, что с ростом температуры поверхностное натяжение капельных агрегатов возрастает. Аномальный рост (в сравнении с обычными однокомпонентными жидкостями) межфазного натяжения обусловлен температурной зависимостью гранулометрического состава капельных агрегатов: чем выше температура, тем крупнее частицы в составе агрегатов. Увеличение размеров частиц приводит к росту магнитодипольных и Вандер-Ваальсовых межчастичных взаимодействий, что, в конечном счете, вызывает увеличение эффективного поверхностного натяжения несмотря на увеличение температуры.

Ключевые слова: магнитные жидкости; фазовый переход; поверхностное натяжение; гранулометрия; магнитодипольные взаимодействия

Поступила в редакцию 30.09.2017; принята к опубликованию 27.11.2017

Temperature dependence of interface tension of drop-like aggregates in magnetic fluids

A. S. Ivanov^{a,b}, K. A. Khokhryakova^b

^a Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

^b Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, 614013, Academician Korolev Street, 1
email: lesnichiy@icmm.ru

Experimental investigation of interface tension temperature dependence of drop-like aggregates in magnetic fluids undergoing first-order phase transition of the “gas-liquid” type was carried out. Visual observation of the condensed phase drops (drop-like aggregates) was performed in a thermostatically controlled transparent horizontal Hele-Shaw cell. The interface tension coefficient was defined according to the standard technique of a drop elongation in a homogeneous constant applied magnetic field. It is shown that the interface tension grows with the rise of temperature. The anomalous behavior (if compared to ordinary one-component fluids) of surface tension can be explained in the framework of the granulometric aspect of the temperature-dependent phase transi-

tion: at high temperatures only the largest particles are capable of aggregating into drops of the new phase. The enlargement of the average diameter of aggregating particles inside the condensed phase drops leads to the increase of magneto-dipole and van der Waals interparticle attraction, what results in the growth of the effective interface tension coefficient.

Keywords: magnetic fluids; phase transition; surface tension; granulometry; magneto-dipole interactions

Received 30.09.2017; accepted 27.11.2017

doi: 10.17072/1994-3598-2017-4-71-77

1. Введение

Воздействие внешнего магнитного поля способно вызвать (как правило, обратимый) фазовый переход в магнитной жидкости, в результате которого часть коллоидных частиц перейдет в состав новой сильноконцентрированной «жидкой» фазы, дискретно распределенной по объему исходного образца в виде т.н. капельных агрегатов [1], обладающих межфазным натяжением σ и окруженных слабоконцентрированной «газообразной» фазой. Появление капельных агрегатов (размером от 1 мкм до 0.1 мм) в результате магнитной конденсации коллоидных частиц аналогично процессу образования капелек тумана во влажном воздухе при понижении температуры.

Однако новообразованная конденсированная «жидкая» фаза в магнитных коллоидах отличается от исходного образца не только повышенной концентрацией коллоидных частиц, но и принципиально другим дисперсным составом, поскольку в состав капельных агрегатов входят лишь самые крупные коллоидные частицы, доля которых в исходном образце не превышает нескольких (2–5) процентов. В качестве демонстрации на рис. 1 приведены соответствующие кривые функций распределения частиц по размерам для типичной жидкости вида «магнетит – олеиновая кислота – керосин». Средний диаметр коллоидных частиц в обычной магнитной жидкости составляет примерно 10 нм, а в конденсированной фазе – около 20 нм. Соответствующие магнитные моменты (пропорциональные объему частицы, т.е. кубу диаметра) отличаются на порядок, а магнитная восприимчивость (предположительно) отличается более чем на 2 порядка ввиду нелинейной концентрационной зависимости восприимчивости. Эти обстоятельства позволяют говорить о конденсированной фазе как о принципиально новом магнитном коллоидном материале, свойства которого на сегодняшний день малоизвестны, и которые необходимо изучать как посредством натурального эксперимента, так и посредством теоретического анализа и численного моделирования. Предлагаемое исследование посвящено малоизученному аспекту температурной зависимости $\sigma(T)$ межфазного натяжения капельных агрегатов, в особенности ре-визии и критике применимости теории линейно

намагничиваемых (магнитная проницаемость $\mu = \text{const}$) сред к капельным агрегатам магнитных жидкостей.

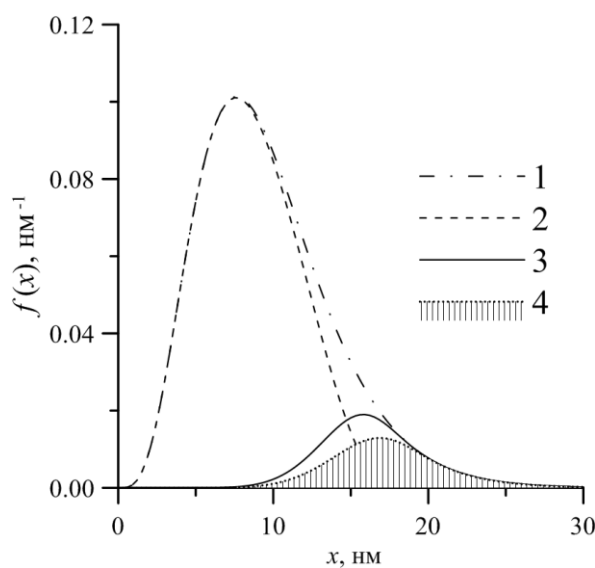


Рис. 1. Типичная функция плотности вероятности $f(x)$ Г-распределения коллоидных частиц по диаметрам магнитных ядер x исходного образца (1), газовой (2) и жидкой фазы (3) при комнатной температуре. Площадь заштрихованной области под кривой (4) равна доле коллоидных частиц, способных при высокой температуре (ок. 90°C) перейти в состав «жидкой» фазы в результате магнитоуправляемого фазового перехода 1 рода

2. Методика проведения и обработки экспериментальных измерений

С момента появления работ Ж.-К. Бакри с коллегами [2-4] изучение межфазного поверхностного натяжения капельных агрегатов (а также капель «обычной» магнитной жидкости) происходит следующим образом: агрегат (или каплю однородной жидкости) помещают во внешнее магнитное поле H_0 , в результате чего капля принимает равновесную форму, близкую к форме вытянутого эллипсоида вращения. При этом агрегат характеризуется определенной магнитостатической F_M и поверхностной энергией F_S , а для состояния равновесия выполняется условие:

$$\frac{\partial(F_S + F_M)}{\partial c} = 0, \quad (1)$$

где c – эксцентриситет эллипсоида. Поверхностная энергия $F_S = \sigma S$ пропорциональна площади эллипсоида S и коэффициенту поверхностного натяжения σ , причём если речь идет о капельных агрегатах, дискретно распределенных в исходной жидкости, то под σ понимается коэффициент межфазного поверхностного натяжения между «жидкой» и «газообразной» фазами. Магнитостатическая энергия равна [5]

$$F_M = -\frac{\mu_0 V H_0^2}{2} \frac{\mu_I (\mu_{II} - \mu_I)}{\mu_I + n(\mu_{II} - \mu_I)}, \quad (2)$$

где V – объем эллипсоида, μ_{II} и μ_I – магнитная проницаемость капельного агрегата и окружающей среды, связанные с соответствующими магнитными восприимчивостями χ_{II} и χ_I известными выражениями вида $\mu = 1 + \chi$, n – размагничивающий фактор эллипсоида (например, для сферы $n = 1/3$), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная. Формула (2) справедлива для случая «линейно намагничивающейся» среды, когда капельный агрегат представляет собой магнетик эллипсоидальной формы, намагниченность которого изменяется по линейному закону:

$$M_{II} = \chi_{II} H_{II},$$

$$\mu_{II} = 1 + \chi_{II},$$

где H_{II} – напряженность поля внутри агрегата, M_{II} – его намагниченность. Предполагается, что также по линейному закону меняется и намагниченность окружающей жидкости $M_I = \chi_I H_I$. Указанные ограничения, как будет показано ниже, весьма значительны, что на практике сильно ограничивает использование этой аналитической теории, вместо которой следует применять прямое вычисление магнитостатической энергии [5]^

$$F_M = -\int_V \left(\int_0^{H_0} \mu_0 M_{II} dH_0 \right) dV, \quad (3)$$

где $M_{II}(H_{II})$ – кривая намагничивания капельного агрегата исследуемого образца. Экспериментальное измерение этой кривой намагничивания представляет собой большие сложности, так как предполагает магнитную сепарацию капельных агрегатов. Подобная работа была проведена однажды И.Ю. Шурубором [6], на основе которой была выработана процедура вычисления кривой $M_{II}(H_{II})$ по кривой $M(H)$ исходной магнитной жидкости, не подвергшейся фазовому расслоению. Для этой цели сначала проводится гранулометрический анализ исходного образца и определяются параметры α , x_0 функции Г-распределения частиц [9]:

$$f(x) = \frac{x^\alpha \exp(-x/x_0)}{x_0^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)} \quad (4)$$

(см. кривая 1 на рис. 1). Далее численно, исходя из постоянства критического (для фазового перехода) параметра магнитодипольного взаимодействия λ^* , вычисляется полином $\theta(T)$, определяющий температурную зависимость гранулометрического состава «газовой» f_I и «жидкой» f_{II} фаз [6-8] для конкретной температуры (см. кривые 2 и 3 на рис. 1):

$$f_I(x, T) = f(x) \exp\left(-\theta(T) \left[\frac{x}{x_0}\right]^\gamma\right), \quad (5)$$

$$f_{II}(x, T) = f(x) - f_I(x, T).$$

Параметр λ^* является собой отношение магнитодипольной энергии к тепловой для двух соприкасающихся частиц. Так как фазовый переход носит пороговый характер, критический параметр λ^* имеет для дипольных систем известное [6-8] постоянное значение. Зная функцию распределения частиц по размерам (т.е. нормированную $f_{II}(x, T)$ из (5)) внутри капельных агрегатов, образующихся при температуре T , можно вычислить их намагниченность в рамках современной модели среднего поля [9, 10]:

$$M_{II}(T) = n_{II} \int_0^{+\infty} m(x) f_{II}(x, T) L(\xi_e) dx, \quad (6)$$

где $m(x)$ – магнитный момент частицы, L – функция Ланжевена, ξ_e – модифицированный параметр Ланжевена [10], n_{II} – числовая плотность частиц в агрегате. Значение n_{II} равно отношению гидродинамической концентрации коллоидных частиц ϕ_{II} в капельном агрегате к среднему объему одной частицы V_0 , который легко вычислить посредством известной функции f_{II} . Согласно [2-4], значение $\phi_{II} \approx \pi/6$, т.е. коэффициенту плотной упаковки простой кубической решётки, что и использовалось нами в расчетах. Таким образом, система уравнений (1)–(6) позволяет по известным значениям T , H_0 и размерам агрегата (полуоси капли эллипсоидальной формы) вычислить соответствующее значение поверхностного натяжения $\sigma(T)$.

3. Результаты и интерпретация измерений

Экспериментально исследована температурная зависимость поверхностного натяжения $\sigma(T)$ капельных агрегатов по стандартной методике [2-4] с учетом современных достижений в области магнитной гранулометрии магнитных жидкостей [6-10]. Экспериментальная установка представляет собой горизонтальную прозрачную термостатированную ячейку Хеле-Шоу, помещенную в рабочую область катушек Гельмгольца (см. рис. 2). Иссле-

дуемая жидкость заливалась тонким слоем в герметичную прямоугольную полость размерами примерно 2x2 см и толщиной 0.1 мм. Периметр ячейки формировался изогнутым медным проводом и герметизировался эпоксидным клеем. Нижняя плоскость ячейки выполнена в виде стеклянной пластины толщиной 10 мм согласно требованиям прочности, прозрачности и теплопроводности. Верхняя плоскость ячейки вырезалась по размеру из стеклянной фотопластинки с предварительно удаленным фоточувствительным слоем. Температура магнитной жидкости задавалась теплообменниками – медными пластинами, последовательно подключенными к общему жидкостному термостату. Контроль установившейся температуры образца и её однородности вдоль слоя осуществлялся двумя медь-константановыми термопарами (не показаны на рис. 2). Термопары располагались в тонких канавках нижней стеклянной пластины, вырезанных алмазной фрезой в направлении, совпадающем с силовыми линиями внешнего магнитного поля. Спаи термопар оказывались в непосредственной близости от слоя жидкости. У первой термопары горячий спай располагался в ячейке Хеле-Шоу, а холодный – в сосуде Дьюара с таящим льдом. Оба спаи второй термопары находились на противоположных краях ячейки, что позволяло измерять неоднородность температуры вдоль слоя.

Для каждой фиксированной температуры T_i измерялась зависимость размеров капельных агрегатов от напряженности магнитного поля. Поперечный и продольный размеры капельных агрегатов измерялись по фотокадрам ячейки в программном комплексе COMEF. Для каждой пары значений T_i , H_{0i} использовалась выборка из 5–10 капельных агрегатов, попавших в поле кадра, для определения соответствующего усредненного значения $\sigma(T_i)$.

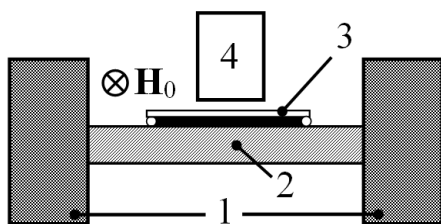


Рис. 2. Экспериментальная установка для измерения $\sigma(T)$ (в разрезе): 1 - теплообменник, 2 - стеклянная пластина, 3 - тонкий слой магнитной жидкости толщиной 0.1 мм, 4 - окуляр инструментального микроскопа, H_0 - напряженность магнитного поля катушек Гельмгольца (не показаны на рисунке)

Далее посредством «линейной» (по формуле (2)) и «нелинейной» теории (по формуле (3)) производились вычисления значений $\sigma(H_i, T_i)$. На

рис. 3 в качестве примера приведены экспериментальные результаты измерений, обработанные в рамках «линейного» приближения (2) для одного из испытуемых образцов с объемной долей магнетита $\varphi = 0.0214$ и параметрами Γ -распределения частиц по размерам: $\alpha = 0.75$, $x_0 = 3.56$ нм. Как видно из рис. 3, в слабых полях ($H < 100$ А/м) расчетные значения $\sigma \sim 10^{-5}$ Н/м совпадают с ранее публиковавшимися данными в работах И.Ю. Шурубора [6]. С ростом напряженности поля H расчетное значение σ сильно возрастает до значений 10^{-3} – 10^{-2} Н/м, что следует считать артефактом по причине того, что кривая намагничивания $M_{II}(H_{II})$ капельных агрегатов, образовавшихся в этом образце, становится заметно нелинейной уже при $H > 100$ А/м (см. рис. 4).

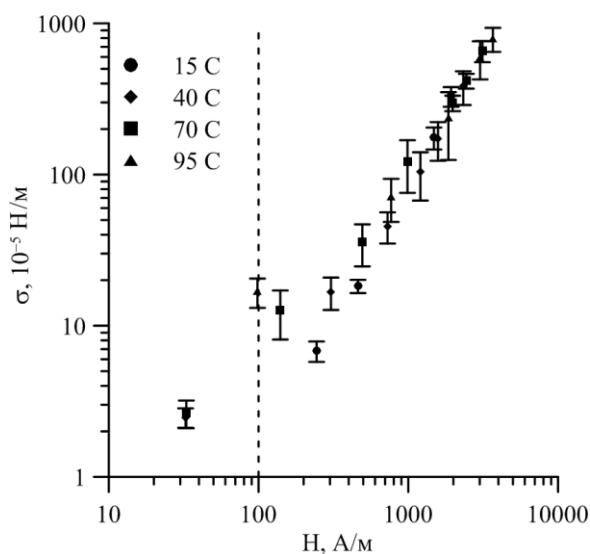


Рис. 3. Зависимость σ от температуры и напряженности магнитного поля внутри агрегата, вычисленная в рамках «линейного» приближения (2). Вертикальная пунктирная линия условно разделяет точки на достоверные (слева) и заведомо недостоверные (справа)

Значит, все точки графика, располагающиеся правее пунктирной вертикальной черты, следует считать недостоверными, так как для них не применима формула (2).

Начальная восприимчивость капельных агрегатов $\chi \sim 10^2$ стремительно падает с ростом H , а пренебрежение этим фактом в (2) даёт сильно завышенные оценки $\sigma(H, T)$. Корректный учет кривой намагничивания позволяет избежать завышенных значений коэффициента $\sigma(H, T)$, как показано на рис. 5. Тем не менее характерные значения все равно на несколько порядков выше данных [6]. Основной причиной тому является не столько корректный учёт гранулометрических параметров, сколько сильная зависимость $\sigma(H)$.

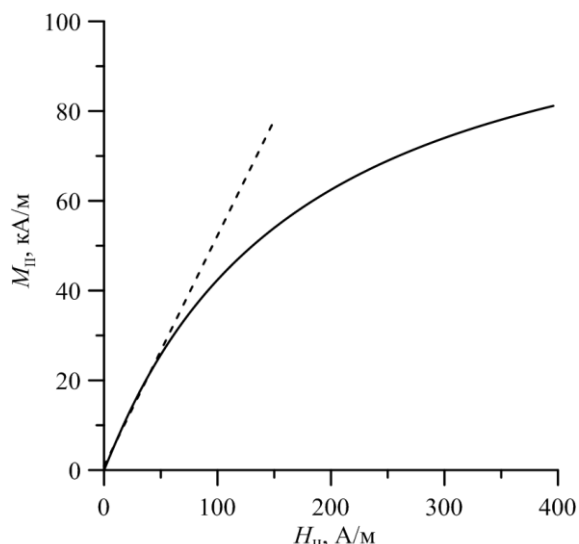


Рис. 4. Кривая намагничивания конденсированной «жидкой» фазы того же образца, что и на рис. 3 ($T = 15^\circ\text{C}$). Пунктирная линия – касательная к начальному участку, для которого в первом приближении выполняется линейный закон намагничивания

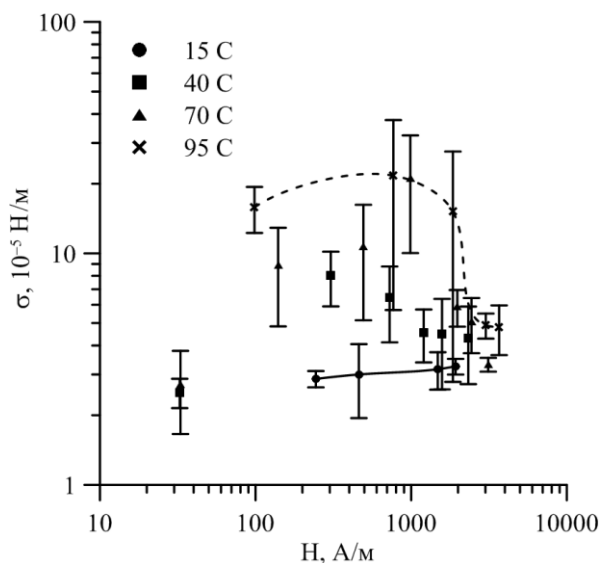


Рис. 5. Зависимость $\sigma(H, T)$, вычисленная в рамках «нелинейного» приближения (3) для того же образца магнитной жидкости (см. рис. 3). Пунктирная и сплошная линии для точек, измеренных при минимальной и максимальной температурах, получены сплайн интерполяцией

Тем не менее, несмотря на различный подход к вычислению $\sigma(H, T)$ в рамках «линейного» и «нелинейного» приближения, неизменным является возрастание коэффициента поверхностного натяжения с ростом температуры (для одних и тех же значений поля H). Аномальный рост (в сравнении с обычными однокомпонентными жидкостями) межфазного натяжения обусловлен температурной зависимостью гранулометрического состава ка-

пельных агрегатов: чем выше температура, тем крупнее частицы в составе агрегатов. Увеличение размеров частиц приводит к росту магнитодипольных и Ван-дер-Ваальсовых межчастичных взаимодействий. Формально влияние этих взаимодействий приводит к увеличению эффективного поверхностного натяжения, несмотря на увеличение температуры. Этот вывод, полученный в результате численной обработки экспериментальных измерений, также подтверждается следующим наблюдением: капельные агрегаты, сформированные при самой высокой температуре (95°C), являлись наиболее долгоживущими. Это проявилось в том, что после выключения магнитного поля H_0 капельные агрегаты, сформировавшиеся при 15°C , распались на систему капель и затем быстро (десятки секунд) «испарились», т.е. коллоидные частицы, составлявшие «жидкую» фазу, переходили обратно в окружающую «газовую» фазу, и тем самым фазовый переход первого рода являлся обратимым. В противоположность сказанному при выключении внешнего поля капельные агрегаты, сформировавшиеся при высокой температуре 95°C , распались на систему капель, которые не «испарились» даже спустя двое суток, сохраняя способность вытягиваться под действием кратковременного включения внешнего поля и обратно восстанавливать сферическую форму, что явно свидетельствовало о значительно повышенном натяжении этих капель. В этом случае удалось наблюдать необратимый фазовый переход первого рода.

4. Заключение и критическая оценка результата

Экспериментально исследована температурная зависимость поверхностного натяжения межфазной границы в магнитной жидкости, претерпевающей магнитоуправляемый фазовый переход первого рода вида «газ-жидкость». Показано, что с ростом температуры поверхностное натяжение капельных агрегатов возрастает. Этот результат наблюдается при обработке экспериментальных данных в рамках линейной (рис. 3) и нелинейной (рис. 5) теорий с тем различием, что проведенная ревизия применимости линейной теории посредством магнитной гранулометрии (рис. 4) выявила ранее не предполагавшуюся [2–8] значительную ограниченность последней случаем слабых ($\sim 10^2$ А/м) магнитных полей. Аномальный рост (в сравнении с обычными однокомпонентными жидкостями) межфазного натяжения обусловлен температурной зависимостью гранулометрического состава капельных агрегатов: чем выше температура, тем крупнее частицы входят в состав агрегатов при фазовом переходе [7–8]. Учет этой закономерности в расчетной схеме (4)–(6) позволяет численно объяснить экспериментально наблюдае-

мое увеличение поверхностного натяжения капельного агрегата, несмотря на увеличение температуры.

Следует сделать несколько критических замечаний относительно полученных расчетных зависимостей $\sigma(H, T)$.

Во-первых, схема вычислений (1) учитывает лишь баланс магнитной и поверхностной энергий, в то время как с увеличением размеров частиц возрастает вклад сил Ван-дер-Ваальса, который никак не учитывается. Это существенный недостаток, так как, по всей видимости, именно Ван-дер-Ваальсово притяжение способно длительное время (больше суток) удерживать капельные агрегаты от «испарения» после выключения внешнего поля.

Во-вторых, σ в уравнениях считается постоянной величиной по всей поверхности агрегата и зависит только от (однородного) расчетного поля внутри эллипсоидального агрегата H , что заведомо неправильно, так как вблизи поверхности агрегата напряженность поля не является однородной.

Сказанное выше означает, что данные, представленные на рис. 5, относятся не к истинному значению поверхностного натяжения, а к его некоторому эффективному значению. При этом, конечно, снижается точность вычисления истинного поверхностного натяжения капельных агрегатов для испытываемого образца.

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы на 2016–2018 гг. «Динамика концентрированных ферроколлоидов при больших энергиях межчастичных взаимодействий», номер госрегистрации 01201457908.

Список литературы

1. Hayes C. F. Observation of association in ferromagnetic colloid // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1975. Vol. 52. P. 239–243. DOI: 10.1016/0021-9797(75)90194-0.
2. Bacri J.-C., Salin D. Instability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field // *Journal de Physique Lettres*. 1982. Vol. 43. N. 17. P. 649–654. DOI: 10.1051/jphyslet:019820043017064900.
3. Bacri J.-C., Salin D., Massart R. Study of the deformation of ferrofluid droplets in a magnetic field // *Journal de Physique Lettres*. 1982. Vol. 43. N. 6. P. 179–184. DOI: 10.1051/jphyslet:01982004306017900.
4. Bacri J.-C., Salin D. Bistability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1983. Vol. 39. P. 48–50. DOI: 10.1016/0304-8853(83)90395-5
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М: Наука, 1982. 620 с.
6. Шурубор И. Ю. Расслоение ферроколлоидов: условия образования и магнитные свойства капельных агрегатов: Дис. на соиск. учён. степ. к.ф.-м.н. Свердловск, 1989. 157 с.
7. Pshenichnikov A. F., Shurubor I. Yu. The effect of temperature on the separation of polydisperse magnetic fluids // *Magnetohydrodynamics*. 1988. Vol. 24. P. 417–420.
8. Pshenichnikov A. F., Shurubor I. Yu. Stratification of magnetic fluids: conditions of formation and magnetic properties of drop-like aggregates // *Bulletin of Academy of Sciences USSR. Physical Series*. 1987. Vol. 51. P. 1081–1087.
9. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magnetogranulometric analysis of concentrated ferrocolloids // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1996. Vol. 161. p. 94–102. DOI: 10.1016/S0304-8853(96)00067-4
10. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetogranulometric analysis of ferrocolloids: second-order modified mean field theory // *Colloid Journal*. 2006. Vol. 68. P. 430–440. DOI: 10.1134/S1061933X06040065

References

1. Hayes C. F. Observation of association in ferromagnetic colloid. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1975, vol. 52, pp. 239–243. DOI: 10.1016/0021-9797(75)90194-0
2. Bacri J.-C., Salin D. Instability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field. *Journal de Physique Lettres*, 1982, vol. 43, no. 17, pp. 649–654. DOI: 10.1051/jphyslet:019820043017064900.
3. Bacri J.-C., Salin D., Massart R. Study of the deformation of ferrofluid droplets in a magnetic field. *Journal de Physique Lettres*, 1982, vol. 43, no. 6, pp. 179–184. DOI: 10.1051/jphyslet:01982004306017900.
4. Bacri J.-C., Salin D. Bistability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1983, vol. 39, pp. 48–50. DOI: 10.1016/0304-8853(83)90395-5
5. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press, 1963. 417 p.
6. Shurubor I. Yu. Stratification of ferrocolloids: conditions of formation and magnetic properties of drop-like aggregates. *PhD thesis*, Sverdlovsk, (in Russian). 1989. 157 p.
7. Pshenichnikov A. F., Shurubor I. Yu. The effect of temperature on the separation of polydisperse magnetic fluids. *Magnetohydrodynamics*, 1988, vol. 24, pp. 417–420.
8. Pshenichnikov A. F., Shurubor I. Yu. Stratification of magnetic fluids: conditions of formation and magnetic properties of drop-like aggregates. *Bulletin of Academy of Sciences USSR. Physical Series*. 1987. Vol. 51. P. 1081–1087.

- tin of Academy of Sciences USSR, Physical Series*, 1987, vol. 51, pp. 1081–1087.
9. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magnetogrulometric analysis of concentrated ferrocolloids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1996, vol. 161, p. 94–102.
10. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetogrulometric analysis of ferrocolloids: second-order modified mean field theory. *Colloid Journal*, 2006, vol. 68, pp. 430–440.
DOI: 10.1134/S1061933X06040065

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Иванов А. С., Хохрякова К. А. Особенности температурной зависимости поверхностного натяжения капельных агрегатов в магнитных жидкостях // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 4 (38). С. 71–77. doi: 10.17072/1994-3598-2017-4-71-77

Please cite this article in English as:

Ivanov A. S., Khokhryakova K. A. Peculiar temperature dependence of interface surface tension of drop-like aggregates in magnetic fluids. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no. 4 (38), pp. 71–77. doi: 10.17072/1994-3598-2017-4-71-77