

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук

(30 мая 2007 г.)

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200710f.1139

30 мая 2007 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Аксенов В.Л.** (Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва). *Нейтронная рефлектометрия слоистых магнитных систем.*

2. **Авдеев М.В.** (Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Московская область). *Структурные особенности магнитных жидкостей.*

Краткое содержание 2-го доклада публикуется ниже.

PACS numbers: 61.12.Ex, **61.20.** – p, 75.50.Mm
DOI: 10.3367/UFNr.0177.200710g.1139

Структурные особенности магнитных жидкостей

М.В. Авдеев

1. Введение

Магнитные жидкости (МЖ), или феррожидкости, представляют собой жидкие дисперсии магнитных наночастиц с характерным размером 10 нм, что соответствует однодоменному состоянию в таких частицах и определяет суперпарамагнитное поведение данных систем [1]. Для компенсации диполь-дипольного притяжения между магнитными частицами их покрывают стабилизирующим слоем, в частности, из поверхностно-активных веществ (ПАВ) (рис. 1). Если параметр стабильности (отношение энергий притяжения и отталкивания) в магнитной жидкости больше или порядка единицы, то при воздействии на нее внешнего магнитного поля может происходить специфическая агрегация наночастиц в линейные цепочки, выстроенные вдоль поля. Такая агрегация резко изменяет все свойства МЖ, делая их анизотропными относительно направления магнитного поля. Это, в свою очередь, обуславливает многочисленные необычные эффекты в МЖ [1]. Интерес представляет также ряд поверхностных эффектов, связанных с реакцией свободной поверхности МЖ на внешнее магнитное поле [1]. Магнитные жидкости широко применяются в технических устройствах [1, 2]. Активно развиваются их медико-биологические приложения [3–5].

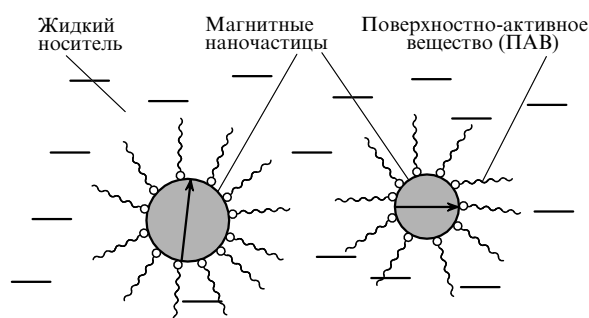


Рис. 1. Принципиальная схема строения магнитных жидкостей. Характерный размер магнитных наночастиц, покрытых оболочкой ПАВ, соответствует их однодоменному состоянию намагниченности, обозначенному жирными стрелками внутри частиц.

В данном докладе представлены последние результаты исследования структуры различных типов МЖ на наномасштабе (1–100 нм) посредством метода малоуглового рассеяния нейтронов. Задачей этих структурных исследований является определение и регулирование параметров атомной и магнитной структур наночастиц в магнитных жидкостях. В связи с этим мы коснемся здесь проблемы определения немагнитного слоя в магнитных наночастицах и особенностей стабилизации магнитных жидкостей. Другой класс структурных задач связан с описанием и регулированием взаимодействия между частицами.

2. Предмет исследований и метод

Выделим два основных вида магнитных жидкостей, результаты исследования которых отражены в данном докладе.

Стабилизация магнитных частиц в органических неполярных жидкостях осуществляется посредством хемосорбции ПАВ на поверхности частиц. Классическим ПАВ для этой цели является олеиновая кислота ($C_{18}H_{34}O_2$), ненасыщенная монокарбоксильная кислота. Достаточно большая длина молекулы (1,8 нм), а также ее изгиб в середине из-за наличия двойной связи обеспечивают незарядовое (стерическое) отталкивание между оболочками разных частиц.

В полярных жидких основах, в том числе в воде, взаимодействие между лиофильной головкой ПАВ и

жидкостью конкурирует с адсорбцией головы ПАВ на поверхности магнитных частиц. Для предотвращения этого взаимодействия используется двойная стерическая стабилизация, когда для описанных выше частиц с одним слоем ПАВ формируют второй слой ПАВ за счет его физической адсорбции на первом слое. При этом требуется избыток второго ПАВ в растворе.

Основным методом представляемых исследований является малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН). В ходе эксперимента по МУРН анализируется упругое рассеяние нейтронов на неоднородностях с размерами 1–100 нм. Дифференциальное сечение рассеяния нейтрона является функцией вектора рассеяния $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ — разности между волновыми векторами падающего (\mathbf{k}_0) и рассеянного (\mathbf{k}) пучков. При рассеянии на магнитных наночастицах к ядерной компоненте рассеяния добавляется магнитное рассеяние — результат взаимодействия магнитных моментов нейтрона и частиц. При малых концентрациях наночастиц (объемная доля магнитного материала в МЖ $\varphi_m < 3\%$) рассеяние на МЖ соответствует рассеянию на отдельных частицах. В отсутствие внешнего магнитного поля на образце магнитные моменты наночастиц в МЖ разориентированы, поэтому обе компоненты рассеяния изотропны по отношению к направлению вектора \mathbf{q} и, таким образом, сечение зависит только от модуля $q = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$, где λ — длина волны нейтрона, θ — угол рассеяния. Для сечения можно записать

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) \approx F_N^2(q) + \frac{2}{3} F_M^2(q), \quad (1)$$

где F_N и F_M — соответственно амплитуды ядерного и магнитного рассеяния — фурье-образы распределения плотностей ядерной и магнитной длин рассеяния внутри одной наночастицы. Длина магнитного рассеяния зависит от угла между вектором рассеяния и направлением магнитного момента частицы. При хаотичной ориентации моментов соответствующее усреднение дает фактор $2/3$ в формуле (1). Важным элементом использования МУРН является возможность вариации контраста в системе. Данная методика базируется на анализе изменений рассеяния при варьировании контраста $\Delta\rho = \langle\rho\rangle - \rho_s$ — разности между средними плотностями длины рассеяния частицы и растворителя. В работах [6–11] показаны последние возможности применения вариации контраста для магнитных жидкостей.

Ядерная и магнитная компоненты рассеяния могут быть непосредственно разделены с помощью малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов [12, 13]. При намагничивании системы и поляризации падающего нейтронного пучка вдоль (–) или против (+) направления поля намагничивания сечение рассеяния становится анизотропным. Для двух состояний поляризации нейтронов имеем

$$I^+(q, \varphi) = F_N^2(q) + (F_M^2(q) - 2PF_N(q)F_M(q)) \sin^2 \varphi, \quad (2a)$$

$$I^-(q, \varphi) = F_N^2(q) + (F_M^2(q) + 2PF_N(q)F_M(q)) \sin^2 \varphi, \quad (2b)$$

где φ — радиальный угол в распределении интенсивности рассеяния на плоскости детектора за образцом (перпендикулярной пучку нейтронов); P — относительная степень поляризации пучка нейтронов. Анализируя анизотропию рассеяния согласно (2), можно выделить

ядерный и магнитный формфакторы рассеяния F_N^2 , F_M^2 и получить информацию непосредственно об амплитудах рассеяния в виде произведения $F_N(q)F_M(q)$. Следует отметить два важных момента в отношении применения данной методики к МЖ. Во-первых, получаемая информация относится к структуре МЖ во внешнем магнитном поле, которая может отличаться от структуры МЖ в его отсутствие. Во-вторых, магнитные частицы в МЖ, как правило, обладают широкой полидисперсностью, поэтому выражения (1), (2) должны быть усреднены по соответствующей функции распределения по размерам, что затрудняет интерпретацию данных (в частности это касается интерференционного члена $F_N(q)F_M(q)$).

Возможен также и полный поляризационный анализ, в котором учитывается изменение поляризации при рассеянии. Такая схема эксперимента была применена в [14, 15] для разделения ядерной и магнитной компонент рассеяния в МЖ. С одной стороны, она значительно сложнее, чем рассматриваемая в данном докладе, и требует существенно большего экспериментального времени для обеспечения должной статистики. С другой стороны, она может использоваться для немагнитных образцов. Характерные особенности структуры частиц МЖ могут быть определены по так называемым интегральным параметрам кривых МУРН. Так, радиус инерции частиц R_g дает усредненную информацию о распределении плотности длины рассеяния внутри частиц. Он определяется из приближения Гинье при малых q ($qR_g < 1$):

$$I(q) \approx I(0) \exp\left(-\frac{1}{3} R_g^2 q^2\right), \quad (2)$$

где $I(0)$ — интенсивность рассеяния вперед. Радиус инерции изменяется при изменении контраста в системе. В случае полидисперсной или магнитной системы интерпретация данного параметра становится более сложной, так как в него дополнительно включается информация о функции распределения по размерам и магнитной составляющей рассеяния. При увеличении концентрации наночастиц в МЖ в рассеянии начинают проявляться эффекты межчастичной интерференции. Примеры качественного и количественного анализа таких эффектов приводятся в разделе 5.

3. К определению немагнитного поверхностного слоя в магнитных наночастицах

Известно, что удельная намагниченность для магнитных наночастиц падает с уменьшением их размера. Предполагается, что причиной данного эффекта является образование немагнитного слоя на поверхности наночастиц из-за отклонения спиновых моментов атомов от направления намагниченности домена на границе раздела. Гипотеза о таком слое естественным образом объясняет результаты различных экспериментов, включая анализ намагниченности [16–19], эффект Мёссбауэра [20, 21], структурную дифракцию поляризованных нейтронов [22] и др., которые дают оценки толщины данного слоя в диапазоне 0,1–0,8 нм. Обсуждаемые спиновые отклонения получили подтверждение в теоретических расчетах [23]. Однако напрямую экспериментальным образом немагнитный поверхностный слой в магнитных нано-

частицах не наблюдался. По мнению автора при работе с порошками магнитных наночастиц, на которых проведено большинство экспериментов, значительную роль играют эффекты магнитного взаимодействия между частицами, включая квантовые эффекты при контакте частиц. В связи с этим наиболее чистым видится эксперимент для слабоконцентрированных коллоидных растворов (жидких или твердых) магнитных наночастиц.

Наши первые попытки наблюдения такого слоя посредством МУРН связаны с использованием магнитных жидкостей, приготовленных по промышленной технологии [24–26]. Наномagnetит был получен реакцией конденсации солей трех- и двухвалентного железа и диспергирован в органические неполярные жидкости (бензол, циклогексан, декагидронафталин). Для стабилизации использовались олеиновая (ОК) или миристиновая (МК) кислоты. Приготовленные таким способом магнитные наночастицы в МЖ характеризуются довольно широкой функцией распределения по размерам, которая имеет логнормальный вид:

$$D_N(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}SR} \exp \left[-\frac{\ln^2(R/R_0)}{2S^2} \right], \quad (3)$$

где параметры R_0 и S характеризуют средний радиус и дисперсию распределения соответственно. Стабилизация посредством ОК и МК дает разные функции (3). Данный эффект обсуждается в разделе 4.

На рисунке 2 приведены формфакторы ядерного и магнитного рассеяния, полученные из рассеяния поляризованных нейтронов [12]. Кривые ядерного рассеяния хорошо подгоняются с помощью модели "сферическое ядро–оболочка", отражающей концепцию структуры частиц. Модель дает оценку параметров функции распределения магнитных частиц по размерам (см. табл.) и толщину слоя ПАВ $h \approx 0,14$ нм, которая совпадает для двух МЖ. Результаты находятся в полном согласии с данными вариации контраста в отсутствие магнитного поля, что подтверждает неизменность ядерной структуры МЖ при помещении ее в магнитное поле.

Таблица

Образец	R_0		δ	S	
	Рассеяние	Намагниченность		Рассеяние	Намагниченность
ОК	3,4 нм	2,7 нм	0,7 нм	0,38	0,37
МК	2,4 нм	2,3 нм	0,1 нм	0,28	0,28

Компонента магнитного рассеяния указывает на сложные корреляции между магнитными моментами частиц [12, 13]. Как видно из рис. 2, их длина превышает ядерный размер магнитных частиц. Причина этого, по-видимому, связана с влиянием диполь-дипольного взаимодействия на ориентацию магнитных моментов частиц даже при их сравнительно малой концентрации ($\varphi_m \sim 1\%$) и в присутствии внешнего магнитного поля. Существенным фактором, мы полагаем, является сильная полидисперсность магнитных частиц. При этом положение самих частиц при данных концентрациях можно рассматривать как слабокоррелированное. Дальнейшее снижение концентрации частиц для уменьшения магнитных корреляций требует особого рассмотрения,

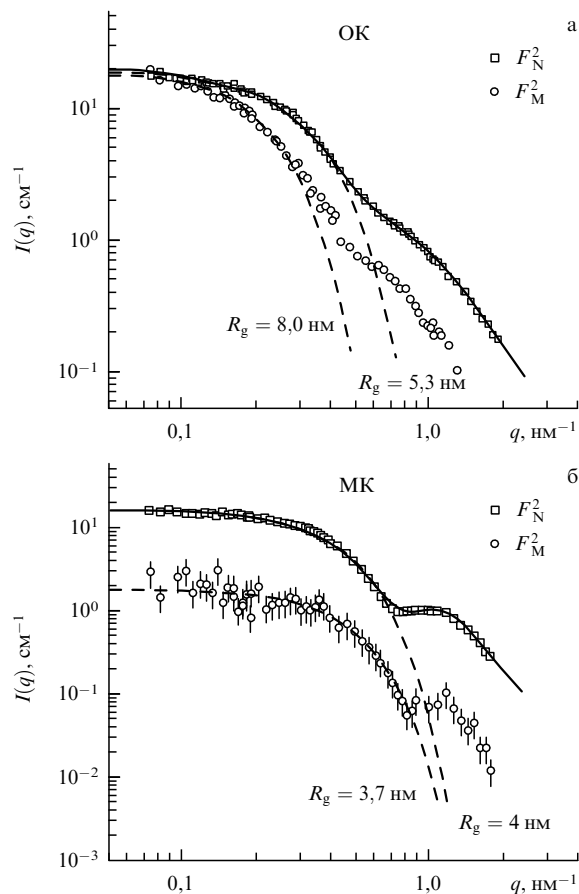


Рис. 2. Разделенные ядерные и магнитные компоненты нейтронного рассеяния по данным рассеяния поляризованных нейтронов для магнитных жидкостей на основе дейтерированного циклогексана с магнетитом, покрытым олеиновой (ОК) и миристиновой (МК) кислотами, $\varphi_m = 3\%$, $H = 2,5$ Тл [12]. Сплошные кривые — подгонка с помощью модели "сферическое ядро–оболочка" с учетом полидисперсности (3). Штриховые кривые — приближение Гинье (2) с указанием наблюдаемого радиуса инерции.

так как при этом значительно уменьшается детектируемое рассеяние и, следовательно, снижается точность эксперимента. Интересной особенностью данных по магнитному рассеянию является тот факт, что результат сложения полученных в магнитном поле ядерной и магнитной компонент рассеяния согласно (1) дает очень хорошее совпадение с кривой рассеяния, полученной в отсутствие магнитного поля. Это означает, что количественные характеристики магнитных корреляций, имеющих место в отсутствие поля, сохраняются при достижении полей насыщения. В настоящее время нами рассматриваются возможности реализации таких корреляций в МЖ.

Таким образом, диполь-дипольное взаимодействие в МЖ затрудняет возможность прямого определения магнитного размера наночастиц с помощью малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов и сравнения его с аналогичным ядерным размером. Тем не менее определенный с высокой точностью в данных экспериментах ядерный размер можно сравнивать с результатами других методов, например анализа намагниченности, который дает информацию о магнитном размере. Такое сравнение представлено в таблице. Кривые намагниченности исследуемых жидкостей были обработаны в

приближении Ланжевена с учетом полидисперсности вида (3). Разность средних размеров, полученных двумя методами, дает оценку толщины немагнитного слоя δ . Из таблицы следует важный вывод о том, что толщина данного слоя зависит от размера частиц: чем больше частица, тем больше разница между ее ядерным и магнитным размерами.

4. Стабилизация магнитных жидкостей монокарбоксильными кислотами

Как было отмечено в разделе 2, высокие стабилизирующие свойства олеиновой кислоты при приготовлении магнитных жидкостей связывают с изгибом в середине ее молекулы. Этот вывод следует из того факта, что насыщенный аналог ОК — стеариновая кислота ($C_{18}H_{36}O_2$) — является крайне слабым стабилизатором. До сих пор обозначенное различие в эффективности стабилизации для двух кислот полностью не объяснено [27]. Недавно в результате структурных исследований изменения структуры магнитных жидкостей при отклонениях от оптимального состава было обнаружено [12], что короткие монокарбоксильные кислоты, миристиновая ($C_{14}H_{28}O_2$) и лауриновая ($C_{12}H_{24}O_2$) кислоты, проявляют гораздо большую эффективность стабилизации наномангнетита в органических неполярных основах, чем стеариновая кислота, но параметры функции распределения по размерам стабилизированных магнетитовых частиц (средний радиус и дисперсия) значительно меньше по сравнению с таковыми в случае олеиновой кислоты. Это фактически уже было продемонстрировано на рис. 2 и в таблице, где представлены результаты анализа ядерной компоненты рассеяния для МЖ на основе бензола. Аналогичные результаты получены для МЖ на основе циклогексана и декагидронафталина. При этом толщина слоя ПАВ практически совпадает для двух типов кислот во всех основах. Таким образом, можно сделать вывод, что эффективность стабилизации монокарбоксильных кислот в значительной степени связана с упругими свойствами адсорбционного слоя, которые определяют (согласно энергетическому условию) стабилизированную функцию распределения по размерам магнетита в МЖ. Если олеиновая кислота является наиболее эффективным стабилизатором наномангнетита (полученного в результате реакции конденсации) в широком диапазоне радиуса частиц, 1–100 нм, то короткие насыщенные монокарбоксильные кислоты (миристиновая и лауриновая кислоты) стабилизируют этот интервал частично, диспергируя в жидкость только часть малых частиц.

Обнаруженные структурные особенности обсуждаемых МЖ объясняют различие их магнито-реологических свойств [26]. Индуцируемый внешним магнитным полем скачок в вязкости для МЖ с олеиновой кислотой составляет $\sim 30\%$, в то время как в МЖ с миристиновой или лауриновой кислотой он значительно меньше, $\sim 10\%$. Более сильный эффект в первом случае связан с влиянием частиц большего размера на течение жидкости в магнитном поле. При этом абсолютные значения вязкости МЖ с миристиновой или лауриновой кислотой, $\eta \sim 0,083$ Па·с, фактически на порядок меньше, чем у МЖ с олеиновой кислотой, $\eta \sim 0,775$ Па·с, что является следствием большей объемной фракции в них малых частиц и более узкого распределения частиц по размерам.

5. Взаимодействие частиц

Верхний предел объемной магнитной фракции в высокостабильных МЖ составляет $\sim 25\%$. Данное ограничение связано как с существованием фракции ПАВ в МЖ, так и со взаимодействием между частицами. Взаимодействие между частицами определяет и отклик системы на внешнее магнитное поле. Поэтому описание потенциала взаимодействия в МЖ является крайне актуальной задачей для создания МЖ с управляемыми свойствами. Данная задача в общем случае является очень сложной из-за полидисперсности частиц, а также зависимости магнитного взаимодействия от относительной ориентации частиц. Качественная оценка характера взаимодействия продемонстрирована на рис. 3, где сравниваются [28, 29] зависимости МУРН от концентрации для двух видов МЖ: неполярной МЖ с одиночной стабилизационным слоем ПАВ (бензол) и полярной МЖ с двой-

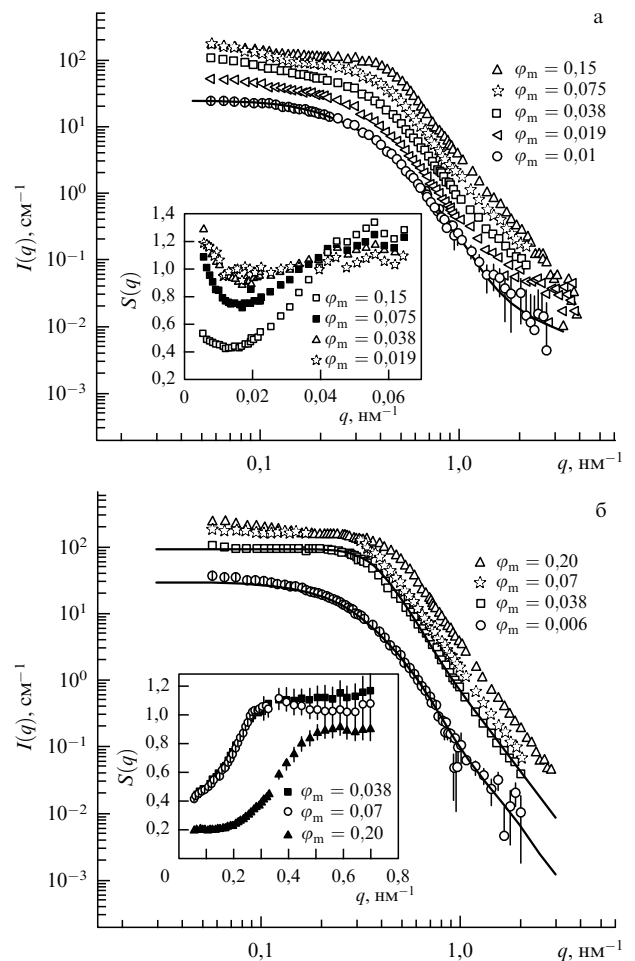


Рис. 3. Зависимость кривых МУРН от концентрации наночастиц магнетита для МЖ (а) на основе органического неполярного растворителя (бензол) с одиночной стабилизацией олеиновой кислотой и (б) на основе полярного растворителя (пентанол) с двойной стабилизацией олеиновой и додецилбензолсульфоновой кислотами. Сплошные линии для кривых при минимальной концентрации — подгонка моделью "невзаимодействующие сферы" с учетом полидисперсности (3). Сплошная линия для МЖ на пентаноле при $\phi_m = 0,038$ — подгонка моделью "жесткие полидисперсные сферы" с использованием формализма Врия [30, 31]. На вставках показаны эффективные структурные факторы — результат деления кривых рассеяния на кривую, полученную при минимальной концентрации.

ным слоем ПАВ (пентанол). Данные МЖ обладают высокой стабильностью при концентрациях магнитного материала вплоть до $\varphi_m \sim 25\%$ [25]. Рассеяние снято для образцов на обычных недеитерированных жидких основах. В этом случае рассеяние на слое ПАВ практически полностью компенсировано и видны только магнитные частицы. Вследствие сильного контраста между магнитным материалом и растворителем магнитным рассеянием можно пренебречь, т.е. изменения в кривых рассеяния с концентрацией связаны только с пространственной корреляцией частиц в МЖ. Получаемые кривые МУРН сходны с кривыми рассеяния рентгеновского излучения. Использование нейтронов обусловлено возможностью достижения более малых значений q , что является существенным при анализе характера взаимодействия. Для обоих типов МЖ при самых малых концентрациях кривые хорошо описываются моделью полидисперсных сфер с распределением по размерам типа (3), соответствующей рассеянию на магнитных частицах. Хотя для полидисперсных систем выделение структурного фактора невозможно, характер потенциала взаимодействия все же можно установить по эффективному структурному фактору $S(q)$ — отношению кривых рассеяния и формфактора, определенного при минимальной концентрации. Эффективные структурные факторы для исследуемых МЖ представлены на вставках рис. 3. Из их сравнения видна принципиальная разница между двумя МЖ. В неполярной МЖ $S(q)$ качественно соответствует сложному потенциалу взаимодействия — притяжение на больших расстояниях с отталкиванием при контакте. В полярной МЖ из-за большей оболочки ПАВ наблюдается полное экранирование притяжения и $S(q)$ близок к структурному фактору твердых невзаимодействующих сфер с соответствующим сглаживанием по полидисперсности. Действительно, при не очень высоких концентрациях ($\varphi_m \sim 4\%$) для данной МЖ кривые рассеяния могут быть описаны с помощью формализма Врия [30, 31] для твердых полидисперсных сфер. Соответствующая подгонка (рис. 3б) дает характерный радиус взаимодействия (радиус жестких сфер), который совпадает с радиусом полных частиц. Последний включает в себя радиус магнитного ядра и толщину оболочки ПАВ. Из сравнения полного радиуса и радиуса магнитного ядра, полученного из анализа слабоконцентрированного образца, была оценена [28] толщина двойного слоя ПАВ $h \approx 2,3$ нм. Она существенно меньше, чем сумма длин ПАВ, используемых для формирования двойного слоя ($2 \times 1,8$ нм = 3,6 нм), что указывает на сильное перекрытие подслоев ПАВ. При больших концентрациях имеет место сильное понижение эффективного структурного фактора (вставка на рис. 3б). Мы полагаем, что это связано с возможностью перекрытия оболочек ПАВ разных частиц при их сближении. В этом случае трудно определить объемную долю взаимодействующих частиц. Используемая для нормировки объемная доля жестких частиц завышена, что и приводит к "смягчению" эффективного структурного фактора.

Наблюдаемая разница в характере взаимодействия объясняет значительное различие в магнореологических свойствах двух типов МЖ [24, 25]. Так, в МЖ на пентаноле практически отсутствует магнетовязкостный эффект — увеличение вязкости под действием внешнего магнитного поля. Этот эффект напрямую связан с образованием цепочечных агрегатов. Полученные дан-

ные о взаимодействии частиц подтверждают тот факт, что для образования агрегатов необходима довольно сильная компонента притяжения в потенциале взаимодействия, которая наблюдается в неполярной МЖ. Добавление слоя ПАВ экранирует притяжение, и цепочечные агрегаты не образуются. Высококонцентрированные МЖ с низким магнетовязкостным эффектом используются, например, в высоковакуумных подшипниках, где любое образование агрегатов нежелательно.

При использовании деитерированных растворителей для анализа зависимости рассеяния на МЖ от концентрации частиц существенным становится вклад магнитного рассеяния. Эксперименты по МУРН в этом случае указывают [29] на крайне сложный вид полного структурного фактора, так как мы имеем дело с трудно интерпретируемой комбинацией эффективного ядерного и магнитного структурных факторов. Качественно можно сказать, что вид эффективного магнитного структурного фактора, отражающего корреляции в ориентациях магнитных моментов частиц существенно отличается от вида ядерного структурного фактора, ответственного за корреляции положений частиц.

6. Заключение

Методом малоуглового рассеяния нейтронов проведены структурные исследования наноуровня (1–100 нм) основных типов высокостабильных МЖ.

Исследованы особенности ядерной и магнитной структур частиц в слабоконцентрированных МЖ на неполярных органических растворителях. Показано, что предположение о наличии немагнитного слоя на поверхности магнитных наночастиц требует наличия зависимости его толщины от размера частиц. Обнаружены сложные и сравнительно сильные корреляции магнитных моментов частиц МЖ, которые сохраняются во внешнем магнитном поле. При этом положение частиц с хорошей точностью можно рассматривать как нескоррелированное. На основе структурных исследований показана принципиальная возможность стабилизации магнитных жидкостей насыщенными монокарбокислотными кислотами. При этом разница в эффективности стабилизации по сравнению с классической стабилизацией — ненасыщенной олеиновой кислотой — может быть объяснена энергетическим условием стабильности (упругие свойства оболочки ПАВ).

На основе анализа взаимодействия между частицами по данным малоуглового рассеяния нейтронов показана принципиальная разница между магнитными жидкостями с одиночной и двойной стабилизацией. Для слабоконцентрированных магнитных жидкостей с двойной оболочкой ПАВ впервые успешно применено описание жестких полидисперсных сфер, из чего получена дополнительная структурная информация.

Автор выражает признательность В.Л. Аксенову (РНИИ "Курчатовский институт"), А. Шрайеру (Исследовательский центр ГКСС, ФРГ), Л. Векашу (Центр фундаментальных и высокотехнологичных прикладных исследований отделения Тимишоары Румынской академии) и Л. Рошта (Институт физики твердого тела и оптики Венгерской академии) за поддержку представленной работы и ее плодотворные обсуждения. Экспериментальные данные, представленные в докладе, были получены в ходе совместной работы с В.М. Гарамусом

(ГКСС), М. Балашою и А.А. Феоктистовым (ЛНФ ОИЯИ), Д. Бикой и О. Мариникой (ЦФВПИ Румынской академии), Д. Тороком (ИФТТО Венгерской академии).

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, Государственные контракты № 02.445.11.7003 (Научные школы), № 02.434.11.2033, № 02.442.11.7375 (Молодые ученые) и фонда INTAS, стипендия для молодых ученых № 04-83-2582.

Список литературы

- Rosensweig R E *Ferrohydrodynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985)
- Berkovski B (Ed.-in-Chief), Bashtovoy V (Ed.) *Magnetic Fluids and Applications Handbook* (New York: Begell House, 1996)
- Häfeli U et al. (Eds) *Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers* (New York: Plenum Press, 1997)
- Jordan A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **225** 118 (2001)
- Proc. of the 6th Intern. Conf. on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, SCAMC-06; J. Magn. Magn. Mater.* **311** (2007)
- Avdeev M V et al., in *FLNP Annual Report 2005* (Dubna: JINR, 2006)
- Balasoiu M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** e225 (2006)
- Perzinsky R et al., in *GeNF Annual Report 2005* (Geestchaht: GKSS, 2006)
- Avdeev M V, Feoktystov A V, Garamus V M, in *GeNF Annual Report 2006* (Geestchaht: GKSS, 2007)
- Avdeev M V *J. Appl. Cryst.* **40** 56 (2007)
- Балашою М, Авдеев М В, Аксенов В Л *Кристаллография* **52** 528 (2007)
- Avdeev M V et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **311** 6 (2007)
- Avdeev M V et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **270** 371 (2004)
- Аксельрод Л А и др. *ЖЭТФ* **91** 531 (1986)
- Mériguet G et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **18** S2685 (2006)
- Kaiser R, Miskolczy G *J. Appl. Phys.* **41** 1064 (1970)
- Berkowitz A E et al. *Phys. Rev. Lett.* **34** 594 (1975)
- Mollard P, Germi P, Rousset A *Physica B* **86–88** 1393 (1977)
- Han D H et al. *J. Appl. Phys.* **76** 6591 (1994)
- Haneda K, Morrish A H *J. Appl. Phys.* **63** 4258 (1988)
- Tronc E et al. *Hyperfine Interact.* **112** 97 (1998)
- Lin D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **145** 343 (1995)
- Kodama R H et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 394 (1996)
- Vékás L et al. *Prog. Colloid Polymer Sci.* **117** 104 (2001)
- Bica D et al. *Prog. Colloid Polymer Sci.* **125** 1 (2004)
- Vékás L, Bica D, Avdeev M V *China Particuology* **5** 43 (2007)
- Tadmor R et al. *Langmuir* **16** 9117 (2000)
- Avdeev M V et al. *J. Colloid Interface Sci.* **295** 100 (2006)
- Török G et al. *Romanian Rep. Phys.* **58** 293 (2006)
- Vrij A *J. Chem. Phys.* **71** 3267 (1979)
- Frenkel D et al. *J. Chem. Phys.* **84** 4625 (1986)