

- [4] S o d o m k a L. *Mechanoluminescence a její pouziti*. Praha, 1985, 225 s.
- [5] Т а р д е н а к Э.Э. В сб.: Методы и аппаратура для исследования люминесценции. Рига, 1985, с. 58-99.
- [6] С и л и н ь А.Р., Т р у х и н А.Н. Точечные дефекты и электронные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO_2 . Рига, 1985. 244 с.
- [7] Б е р ш т е й н В.А., Е г о р о в В.М. - Высокомолек. соед. А., 1985, т. 27, № 11, с. 2440-2448.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20 26 октября 1988 г.

ЖИДКИЕ ФЕРРОКОЛЛОИДЫ С ВЫСОКОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТЬЮ

А.Ф. П ш е н и ч н и к о в, И.Ю. Ш у р у б о р

Начальная магнитная восприимчивость известных к настоящему времени ферроколлоидов (магнитных жидкостей) не превышает 10-12 единиц. Результаты [1] показывают, однако, что возможно существование ферроколлоидов с аномально высокой восприимчивостью $\sim 10^2$. Такими ферроколлоидами являются капельные агрегаты, образующиеся в магнитной жидкости под действием внешнего магнитного поля. Ниже приводятся результаты измерения физических свойств вещества агрегатов, выделенного с помощью магнитной сепарации из коллоидного раствора магнетита в керосине. Методики измерения начальной восприимчивости и получения кривых намагничивания аналогичны использовавшимся в [2]. В капельных агрегатах межчастичные магнитодипольные взаимодействия проявляются наиболее сильно, поэтому анализ полученных результатов позволяет оценить максимальный вклад этих взаимодействий в статические и динамические свойства ферроколлоидов. Особый интерес при этом представляет гипотеза [3, 4] о возможном переходе магнитной жидкости в состояние дипольного стекла. Если такие переходы возможны, то они должны реализоваться в первую очередь именно в капельных агрегатах - высококонцентрированных ферроколлоидах с крупными однодоменными частицами.

При температуре $T = 295$ К исследуемый образец имел намагниченность насыщения 84 кА/м, начальную восприимчивость $\chi = 61$ и плотность 1.76 г/см³. Средний магнитный момент коллоидной частицы находился из гранулометрического анализа и оказался равным $\langle m \rangle = 4.5 \cdot 10^{-19}$ А·м², что в 2-4 раза превышает величину $\langle m \rangle$ типичных магнетитовых коллоидов. Частотные зависимости

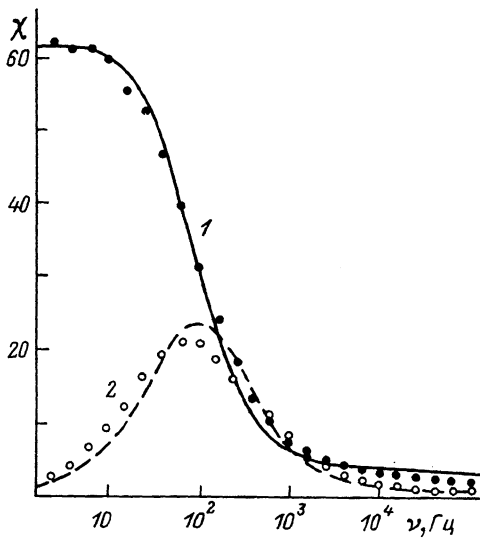


Рис. 1. Зависимость действительной (1) и мнимой (2) частей динамической восприимчивости от частоты. Точки - эксперимент, кривые - расчет по формулам (1), (2).

действительной χ_1 и мнимой χ_2 частей восприимчивости приведены на рис. 1. Вследствие больших размеров частиц дисперсия восприимчивости наблюдается в основном в области низких частот $10-10^3$ Гц. КвазиДебаевский вид дисперсионных кривых служит косвенным

признаком броуновского механизма релаксации намагниченности, при котором магнитный момент поворачивается в поле вместе с самой частицей [5]. Предположение о преобладании в капельных агрегатах броуновского механизма релаксации имеет важное значение. Из него следует, что даже в ферроколлоидах с максимальным уровнем магнитодипольного взаимодействия (каковым является исследуемый образец) частицы сохраняют вращательные степени свободы и состояние типа дипольного стекла с хаотически „замороженными“ магнитными моментами не реализуется.

Для оценки влияния межчастичных взаимодействий на спектр времен релаксации экспериментальные данные сопоставлялись с результатами численного моделирования, проведенного в рамках одночастичного приближения. В ферроколлоидах с начальной восприимчивостью $\chi \lesssim 10$ такое приближение дает качественно правильные результаты. Взаимодействие частиц приводит к увеличению статической восприимчивости и эффективной вязкости коллоида и перенормировке дисперсного состава, связанной с образованием кластеров [2, 5]. Если $f(x)$ - плотность распределения коллоидных частиц по диаметру x магнитного ядра, то формулы Дебая дают следующие выражения для χ_1 и χ_2 :

$$\chi_1 = \frac{\chi_H}{\langle x^6 \rangle} \int_0^{\infty} \frac{x^6 f(x)}{1 + \omega^2 \tau^2} dx, \quad (1)$$

$$\chi_2 = \frac{\chi_H}{\langle x^6 \rangle} \int_0^{\infty} \frac{x^6 \omega \tau f(x)}{1 + \omega^2 \tau^2} dx, \quad (2)$$

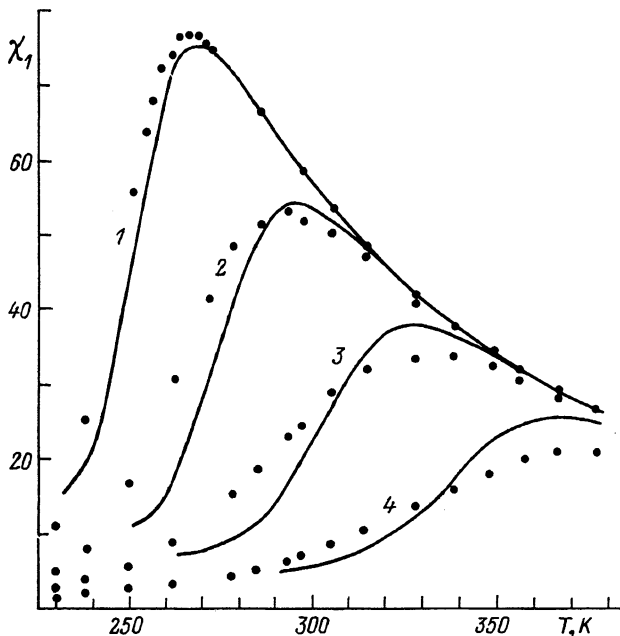


Рис. 2. Температурная зависимость действительной части динамической восприимчивости. Точки - эксперимент, кривые - расчет по формуле (1). Частота: 1 - 2.5 Гц, 2 - 25 Гц, 3 - 250 Гц, 4 - 2500 Гц.

где χ_N - статическая восприимчивость, ω - круговая частота, τ - время релаксации. В качестве последнего нужно взять брауновское время $\tau_B = 3\eta_{эф} V(kT)^{-1}$ для частиц с замороженным моментом и неелевское τ_N , если частицы суперпарамагнитны. Здесь $\eta_{эф}$ - эффективная вязкость коллоида, V - суммарный объем частицы и сольватной оболочки, k - постоянная Больцмана, T - температура.

В проведенных расчетах эффективная вязкость $\eta_{эф}$ служила подгоночным параметром. Поправка на вклад неелевских частиц при $\tau_N \ll \tau_B$ рассчитывалась по данным [6]. В области, где «работают» оба механизма релаксации ($\tau_N \sim \tau_B$), использовалось приведенное время $\tau = \tau_N \tau_B (\tau_N + \tau_B)^{-1}$. Дисперсный состав описывался гамма-распределением

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

параметры x_0, α которого определялись независимо из магнито-гранулометрического анализа. Результаты расчета, соответствующие $\eta_{эф} = 0.15$ Па·с, приведены на рис. 1. Видно, что подбором эффек-

тивной вязкости удается хорошо описать дисперсионные кривые, что и подтверждает сделанное ранее предположение о преобладающей роли броуновской релаксации намагниченности. Вязкость исследуемого ферроколлоида, определенная с помощью капиллярного вискозиметра, оказалась равной 0.06 Па·с, т.е. в 2.5 раза меньше $\zeta_{эф}$. Такое расхождение не является принципиальным и легко объясняется неньютоновскими свойствами концентрированных ферроколлоидов [7].

Как и в случае обычных ферроколлоидов [5], температурная зависимость восприимчивости исследованного образца немонотонна (рис. 2). В области высоких температур восприимчивость уменьшается в основном за счет дезориентирующего действия теплового движения. При низких температурах происходит блокировка броуновского механизма релаксации в результате экспоненциального увеличения вязкости ($\omega\tau_b \gg 1$). При $T \approx 210$ К жидкость отвердевает, и восприимчивость уменьшается на порядок. Ее величина при этом определяется только вкладом суперпарамагнитных частиц. Острых изломов, характерных для дипольных стекол, не обнаружено. В полях напряженностью $0.2 \leq H \leq 100$ А/м восприимчивость не зависит от поля во всем диапазоне исследованных температур (в меньших полях измерения не проводились). Расчет по формулам (1), (2), выполненный с учетом экспериментальных данных по зависимости вязкости и статической восприимчивости от температуры, удовлетворительно описывает экспериментальные результаты (рис. 2). Эти формулы, в частности, предсказывают немонотонное изменение восприимчивости с температурой и правильно описывают изменение температуры максимума с частотой.

Таким образом, как частотные, так и температурные зависимости начальной восприимчивости удовлетворительно описываются формулами Дебая даже в случае предельно концентрированных ферроколлоидов с относительно крупными частицами. Роль магнитодипольных взаимодействий может быть сведена формально к перенормировке эффективной вязкости и увеличению статической восприимчивости. Резкие изломы на кривых $\chi(T)$ и аномалии теплоемкости, наблюдаемые в ряде работ (например, в [8]), связаны, по нашему мнению, не с магнитодипольным взаимодействием, а с фазовыми переходами в жидкости-носителе и с взаимодействием защитных оболочек.

Л и т е р а т у р а

- [1] Пшеничников А.Ф., Шурубор И.Ю. - Изв. АН СССР, серия физическая, 1987, т. 51, № 6, с. 1081-1087.
- [2] Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В., Морозов К.И. - Магнитная гидродинамика, 1987, № 1, с. 37-43.
- [3] Минаков А.А., Мягков А.В., Веселаго В.Г. В кн.: Неравновесные процессы в магнитных суспензиях. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1986, с. 3-8.

- [4] Минаков А.А., Мягков А.В., Зайцев И.А., Веселаго В.Г. – Изв. АН СССР, серия физическая, 1987, т. 51, № 6, с. 1062–1066.
- [5] Пшеничников А.Ф., Шлиомис М.И. – Изв. АН СССР, серия физическая, 1987, т. 51, № 6, с. 1067–1072.
- [6] Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. – ЖЭТФ, 1974, т. 67, в. 9, с. 1060–1073.
- [7] Гилев В.Г. В кн.: Статические и динамические свойства магнитных жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987, с. 61–64.
- [8] Агабекян Э.М., Иванов А.Г. – Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 24, с. 1512–1516.

Поступило в Редакцию
28 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20 26 октября 1988 г.

СТИМУЛИРОВАНИЕ СОБИРАТЕЛЬНОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ОКСИДАХ ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Д.Т. Алимов, В.Я. Гольдман,
В.Л. Журавский, С.А. Убайдуллаев,
А.Х. Хайдаров

В ряде работ [1, 2] отмечается влияние электрического поля на поверхностные диффузионные процессы. В частности, электрическое поле изменяет темп протекания химической реакции [1], известен также эффект спекания поликристаллических слоев кремния в условиях нагрева границ зерен электрическим током [2], однако, как будет показано ниже, действие электрического поля распространяется и на процесс собирательной рекристаллизации.

В настоящей работе сообщается об управляющем действии электрического поля на процесс формирования поликристаллической структуры при высокотемпературном химическом синтезе оксида на поверхности металла. Изучалась термохимическая реакция окисления кобальта в воздухе атмосферного давления. Опыты проводились при температуре 1250 К, когда на поверхности кобальта образуется оксид со стехиометрическим составом CoO [3]. Нагрев мишени осуществлялся излучением CO_2 -лазера мощностью 100 Вт, причем излучение направлялось на мишень металлическим зеркалом, которое одновременно являлось одной из обкладок конденсатора, создающего электростатическое поле напряженностью 0...10 кВ·см⁻¹. Второй обкладкой служил сам металлический образец. Обе поверхности образца после окончания окисления фотографировались с помощью металлографического микроскопа. По микрофотографиям строились распределения зерен по размерам. Используя в качестве опорного