

- [8] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Г а д о н а с Р.А., Д е й ч Р.Г., К р а с а у с к а с В.В., П и с к а р с к а с А.С. - ФТТ, 1987, т. 29, с. 1600-1602.
- [9] А н т о н о в - Р о м а н о в с к и й В.В. Введение в кинетику фотолюминесценции кристаллофосфоров. М.: Наука, 1966. 324 с.

Поступило в Редакцию
23 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

Э.М. А г а б е к я н, А.Г. И в а н о в

Явлению агрегирования в концентрированных магнитных жидкостях (КМЖ), представляющих собой коллоидный раствор мельчайших $\sim 100 \text{ \AA}$ магнитных частиц с объемной фазой $\varphi \approx 0.1$, посвящено в последнее время множество работ (см. обзор, [1]). В этих и других работах последних лет все чаще проводится определенная аналогия между КМЖ и спин-стекольными системами. Наряду с указанной общностью, в интерпретациях разными авторами экспериментальных результатов и состояния системы суперпарамагнитных частиц в КМЖ имеются существенные принципиальные различия. Так, в [2] по смещению максимума на графике температурной зависимости действительной части восприимчивости $\chi'(T)$ в сторону низких температур в интервале от -20°C до -40°C при уменьшении частоты от 10^3 до 10 Гц сделан вывод о том, что система частиц в КМЖ переходит в состояние дипольного стекла (ДС), аналогичное спин-стекольному. Ошибочность вывода заключается в том, что в работе не учитывалась возможность образования в КМЖ агрегатов из отдельных частиц, несмотря на то что исследования проводились на высококонцентрированных магнитных жидкостях с $\varphi = 0.1-0.2$, в которых агрегирование, как известно, происходит даже в отсутствие внешнего поля. В отличие от [2] наиболее правдоподобной, по мнению авторов [3], является кластерная модель КМЖ, которая рассматривает жидкость как набор не взаимодействующих областей (кластеров) со структурой типа ДС. Однако результаты динамической восприимчивости КМЖ интерпретируются здесь без учета влияния суперпарамагнитной фазы. В то же время экспериментально и теоретически установлено [1, 4, 6], что в результате межчастичного взаимодействия магнитный коллоид расслаивается на концентрированные области (кластеры) с числом частиц в отдельном кластере до 10^6 и более, пространство между которыми заполняет обедненный суперпарамагнитный газ из отдельных частиц.

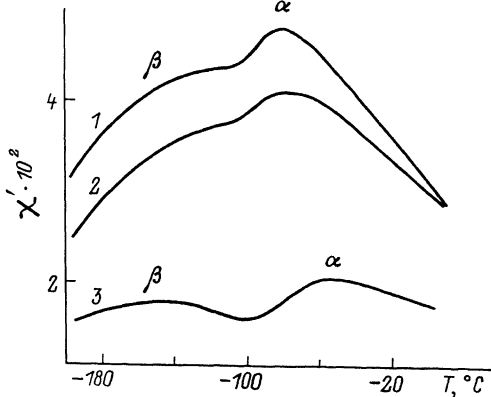


Рис. 1. Температурные зависимости действительной части восприимчивости МЖ-2: 1 - $\nu = 10^3$ Гц, $H = 0$ Э; 2 - $\nu = 10^4$ Гц, $H = 0$; 3 - $\nu = 10^3$ Гц, $H = 105$ Э.

Полученные в настоящей работе и впервые публикуемые результаты температурных зависимостей $\chi'(T)$ КМЖ позволяют качественно разделить вклад в релаксацию магнитной восприимчивости кластерной и суперпарамагнитной фаз. Одновременно показана возможность разделения двух различных физических механизмов релаксации восприимчивости в обедненной суперпарамагнитной фазе - броуновского, связанного с вращением частиц в вязкой жидкости и неелевского, связанного с флуктуациями магнитных моментов внутри самих частиц.

В работе исследовались 2 образца: КМЖ-1 - концентрированный коллоидный раствор магнетита в керосине с намагниченностью насыщения $I_0 = 44.6$ Гс, начальной восприимчивостью $\chi_0 = 0.496$ и температурой плавления $T_{пл} = -(77 \pm 2)$ °С и МЖ-2 - неагрегированная жидкость на той же основе с $I_0 = 13$ Гс, $\chi_0 = 4.96 \cdot 10^{-2}$ и $T_{пл} = -(81 \pm 2)$ °С. Утверждение о том, что в МЖ-2 не содержится кластеров, основано на малости параметра диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = nm^2/k_B T \approx 0.18$ при $T = 20$ °С, рассчитанного по статическим кривым намагничивания, а также отсутствию дисперсии восприимчивости вплоть до частот $\sim 10^6$ Гц. Здесь n - концентрация частиц, $m = I_S V$ - магнитный момент частицы, I_S - намагниченность насыщения магнетита, V - объем частицы.

Все три графика температурных зависимостей $\chi'(T)$ МЖ-2 (рис. 1) получены после замораживания образца в нулевом магнит-

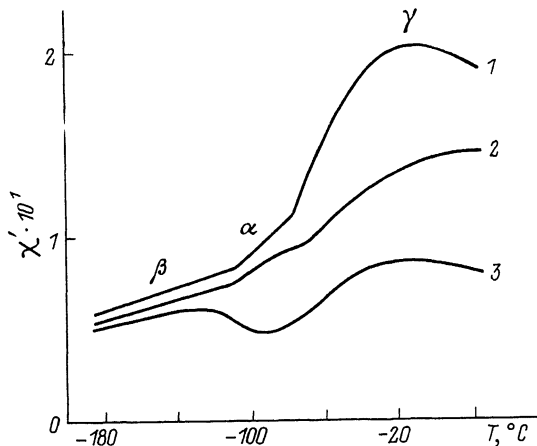


Рис. 2. Температурные зависимости действительной части восприимчивости КМЖ-1: 1 - $\nu = 10^3$ Гц, $H = 0$ Э; 2 - $\nu = 10^4$ Гц, $H = 0$ Э; 3 - $\nu = 10^3$ Гц, $H = 63$ Э.

ном поле с той лишь разницей, что кривые 1 и 2 сняты в поле $H = 0$ Э при частотах $\nu = 10^3$ Гц и $\nu = 10^4$ Гц соответственно, а кривая 3 получена при $\nu = 10^3$ Гц и $H = 105$ Э. Из рис. 1 видно, что график функции $\chi'(T)$ МЖ-2 представляет собой суперпозицию двух широких максимумов: высокотемпературного и низкотемпературного, обозначенных нами через α и β соответственно, $T_\alpha \approx -80$ °С расположен около точки плавления образца и слабо зависит от частоты в отсутствие поля. Максимум при $T_\beta \approx -120$ °С, $\nu = 10^3$ Гц (кривая 1) более широкий и с увеличением частоты до 10^4 Гц смещается в область высоких температур $T_\beta \approx -100$ °С (кривая 2). Так как вращение частиц при низких температурах заморожено, то доминирующим из двух механизмов релаксации в β области является неелевский. Этим законом, в частности, определяется частотная зависимость T_β . По мере приближения к точке плавления на графике $\chi'(T)$ проявляется α область, где в процесс релаксации включается броуновский механизм. Магнитное поле приводит к отчетливому разделению α и β областей в результате увеличения расстояния между их температурами максимумов, при этом если T_α на шкале температур смещается вправо, то T_β - влево. Так, в поле $H = 105$ Э $T_\alpha \approx -60$ °С, а $T_\beta \approx -140$ °С (кривая 3). Влияние магнитного поля на χ' понятно из следующих рассуждений.

В каждой частице в зависимости от ее размера и внешних условий - температуры, магнитного поля и других преобладает неелевский, либо броуновский механизм релаксации восприимчивости с характерными временами $\tau_H \approx \tau_0 \exp \phi$, $\phi = KV/k_B T$ и $\tau_B = 3\eta V/k_B T$.

Здесь K – константа анизотропии, $\tau = \eta / \nu$ – вязкость жидкости, $\tau_0 \approx 10^{-9}$ с. В сильных полях, когда $mH \geq KV$, имеет место частичное блокирование неелевского механизма релаксации за счет крупных частиц (параметр ζ в формуле для τ_N заменяется на $\xi = mH / (k_B T)$) и соответствующее увеличение „весовой доли“ броуновского механизма. Оценим в предположении применимости закона Дебая для восприимчивости МЖ значения T_α и T_β для частиц различных размеров

$$\chi(\nu, T) = \chi_0 (1 + i2\pi\nu\tau)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $\chi_0 = hm^2 / 3k_B T$, τ – неелевское, либо броуновское время релаксации. Для вязкости МЖ воспользуемся законом $\eta = \eta_0 \exp(A/T)$ с параметрами $\eta_0 \approx 6 \cdot 10^{-5}$ г/см·с, $A = 1.9 \times 10^3$ К, взятыми из [5]. Расчетные значения T_α для частиц с размерами 90 и 120 Å составляют примерно -75 °С и -58 °С соответственно. Аналогичные значения для T_β равны -210 °С и -130 °С. Следовательно, в магнитных полях β область, определяемая преимущественно малыми частицами, смещается влево, в то время как T_α – вправо.

На рис. 2 можно заметить непосредственное расслоение КМЖ-1 на кластерную и суперпарамагнитную фазы. Как и в [6], в области температур -70 °С– -20 °С наблюдается широкий кластерный χ максимум, положение которого зависит от частоты. При низких температурах в поле $H = 63$ Э отчетливо видна β область ($T_\beta \approx -125$ °С, кривая 3), а по точкам перегиба в интервале температур -110 °С– -70 °С (кривые 1 и 2) прослеживается α область.

Авторы благодарят Э.Л. Нагаева и В.Е. Зильберварга за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] К r u e g e r D.A. – IEEE Trans. Magn., 1980, v. MAG-16, N 2, p. 251–253.
- [2] М и н а к о в А.А., М я г к о в А.В., З а й ц е в И.А., В е с е л а г о В.Г. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т. 51, в. 6, с. 1062–1066.
- [3] Р а й х е р Ю.Л., П ш е н и ч н и к о в А.Ф. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 3, с. 109–111.
- [4] Ц е б е р с А.О. – Магнитная гидродинамика, 1982, № 2, с. 42–48.
- [5] К р о н к а л и н с Г.Е., М а й о р о в М.М., Ф е р т м а н В.Е. – Магнитная гидродинамика, 1984, № 2, с. 38–42.
- [6] А г а б е к я н Э.М., И в а н о в А.Г. – Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 24, с. 1512–1516.

Поступило в Редакцию
2 сентября 1988 г.