

$C_0 = (\pi/3\sqrt{2}) [d_0/(d_0+2\delta)]^3$ составило бы $\approx 0,27$ при $d_0=10$ нм и $\delta=2$ нм. Обычно в М. ж. частицы имеют разные размеры и их можно упаковать более плотно. Концентрация магн. фазы в М. ж. может достигать более 0,3, но, как правило, у магн. коллоидов $C \approx 0,1-0,2$, а вязкость близка к вязкости воды.

В качестве дисперсной среды обычно используют магнетит, железо, кобальт, ферриты-шпинели, а в качестве дисперсионной среды — воду, углеводородные и кремнийорганич. жидкости. Существуют М. ж. на основе вакуумного, трансформаторного, вазелинового масла и т. д. Для создания электропроводных М. ж. используют такие жидкости, как ртуть или эвтектич. сплав индий — галлий — олово (ингас), в к-рых диспергируют частицы Fe, Ni, Co, стабилизированные оловом, висмутом, литием. Наиб. распространены М. ж. на основе магнетита (Fe_3O_4), диспергированного в керосине и стабилизированного олеиновой к-той. При концентрации магнетита в коллоиде $C \approx 0,1-0,2$ его намагниченность насыщения $M_s \approx 30-60$ Гс, $\mu \approx 5$, а динамич. вязкость $\eta \approx 10^{-2}$ г·см⁻¹·с⁻¹ сравнима с вязкостью воды. Ниже рассмотрены осн. физ. свойства этой М. ж. Ф-ция распределения её частиц по размерам имеет колоколообразную форму со средней шириной ~ 10 нм. Столь малые частички при комнатной темп-ре движутся с тепловыми скоростями $v_T \sim 10^2$ см·с⁻¹ и характерное время, за к-рое частичка изменяет направление движения, составляет $t \sim \rho_1 V_0 / 3\pi\eta d_0 \sim 10^{-10}$ с. За это время частица перемещается на расстояние $\sim 0,1$ нм. Совершая быстрое хаотич. движение с «шагом» $\sim 0,1$ нм, частица медленно диффундирует, продвигаясь в среднем на расстояние $(2Dt)^{1/2}$ за время t , где $D = kT/3\pi\eta d_0$ — коэф. диффузии. За 1 мкс частица смещается на расстояние ~ 10 нм, т. е. на свой размер. Беспорядочное вращение частиц таково, что они поворачиваются на угол ~ 1 рад за время броуновского вращения $\tau_B \sim \pi(d_0+2\delta)^3 \eta / 2kT \sim 1$ мкс при $\eta \approx 10^{-2}$ г·см⁻¹·с⁻¹. Магн. момент малой частицы хаотически переориентируется относительно её кристаллографич. направлений из-за тепловых флуктуаций с характерным временем неелевской релаксации $\tau_H \sim \tau_0 \exp \sigma$, где $\sigma = K_1 V / kT \approx 1$, K_1 — эффективная энергия магнитной анизотропии частицы (для магнетитовых коллоидных частиц $K_1 \sim 10^6$ эрг·см³), $\tau_0 \sim 10^{-9}$ с — характерное время ларморовской прецессии магн. момента частицы. Такие частицы наз. с у п е р п а р а м а г н и т ы м и, т. к. их магн. момент, составляющий $\sim 10^4$ атомных моментов, свободно флуктуирует, как в парамагнетике (см. *Суперпарамагнетизм*). Суперпарамагн. восприимчивость $\chi_{суп}$ в М. ж. при комнатной темп-ре в $\sim 10^4$ раз превышает восприимчивость обычных жидкостей и описывается зависимостью $\chi_{суп} = -M_s m_0 C / 3k(T-\theta)$, или $\chi_{суп} = m_0^2 C / [V_0 \cdot 3k(T-\theta)]$, где $M_s = 480$ Гс — спонтанная намагниченность магнетита, $m_0 = M_s V_0$, $\theta \approx 200$ К — парамагнитная темп-ра Кюри, к-рая зависит от концентрации C . Восприимчивость $\chi_{суп}$ возрастает по Кюри — Вейса закону при понижении темп-ры T , однако это увеличение происходит не беспредельно и при нек-рой темп-ре T_g наблюдается резкий излом зависимости $\chi(T)$ (особенно отчётливый в концентрированных М. ж. при низких частотах ν и малых амплитудах H перем. магн. поля). Излом размывается и смещается при увеличении частоты или амплитуды внеш. поля (рис. 2). Темп-ра излома зависимости $\chi(T)$ стремится к пост. величине при $\nu \rightarrow 0$. Эта величина не связана с темп-рами затвердевания жидкостей-носителей, а зависит от концентрации C магн. вещества М. ж. Напр., значение T_g возрастает от 200 до 330 К при увеличении C от 0,01 до 0,32 в М. ж. магнетит — керосин — олеиновая к-та.

Темп-ра T_g соответствует к о о п е р а т и в н о м у магнитному фазовому переходу в системе взаимодействующих магн. диполей — однодоменных коллоидных частиц, к-рые при понижении темп-ры образуют хаотич.

структуру из сложным образом перепутанных и разветвлённых дипольных цепочек. Такой структурированный коллоид является уже не жидким золем, а уругим гелем, хотя пределы упругости и прочности такого геля невелики. Так, при $T > T_g$ М. ж. являются жидкими суперпарамагнетиками, а при $T < T_g$ переходят в неупорядоченное гелеобразное состояние, называемое д и п о л ь н ы м с т ё к л о м. Магн. свойства дипольных стёкол аналогичны магн. свойствам спиновых стёкол — обширному классу неупорядоченных твёрдых магнетиков (см. *Аморфные магнетики*).

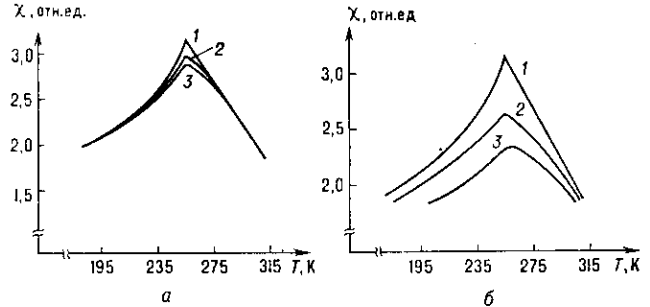


Рис. 2. Температурные зависимости $\chi(T)$ восприимчивости магнитного коллоида на основе магнетита, керосина и олеиновой кислоты с $C=0,2$; а — при частоте $\nu=5$ Гц и амплитудах переменного магнитного поля: 0,03 Э (1); 0,03 Э (2); 3 Э (3); б — при амплитуде 0,03 Э и частотах: 5 Гц (1), 15 Гц (2), 175 Гц (3).

Релаксация намагниченности $M(t)$ неупорядоченных магнетиков, в т. ч. и М. ж., не описывается экспоненциальной зависимостью от времени t с к.-л. определен. временем релаксации τ . В первом приближении намагниченность релаксирует по закону $\sim t^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 0,01-1$ и зависит от темп-ры, величины и длительности намагничивания, а также от магн. предыстории, если $T < T_g$. Поэтому частотные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей комплексной магн. восприимчивости $\chi = \chi' + i\chi''$ не описываются простыми ф-лами Дебая: $\chi''/\chi' \sim \nu$ при $\nu \ll 1/\tau$.

В концентр. М. ж. отношение χ''/χ' велико в широком диапазоне частот и слабо зависит от ν , составляя $\sim 10^{-1}-10^{-2}$ при $\nu \sim 1-10^{10}$ Гц даже в суперпарамагн. области темп-р. В области $T < T_g$ это отношение вообще не убывает при $\nu \rightarrow 0$, по крайней мере до частот ~ 1 Гц. В связи с этим М. ж. сильно поглощают эл.-магн. волны даже при низких по сравнению с $1/\tau_B$ и $1/\tau_H$ частотах, что связано с диполь-дипольным взаимодействием между однодоменными частицами в коллоиде.

В суперпарамагн. области кривая $M(H)$ намагничивания М. ж. хорошо описывается Ланжевеной функцией $L(x) = \text{cth } x - 1/x$, где $x = mH/kT$, если учесть распределение частиц по размерам и усреднить по этому распределению. При $H < 100$ Э, когда при комнатных темп-рах $x \ll 1$, из зависимости $M(H) \approx (C/V_0) m^2 H / 3kT$ по наклону кривой M/H можно определить величину ср. квадрата магн. момента коллоидных частиц. При $H > 10^3$ Э, когда $M(H) \approx M_s C (1 - kT/m_0 H)$, можно определить величину ср. магн. момента частиц. Зная спонтанную намагниченность M_s частиц, можно определить их ср. объём $V_0 \approx m_0/M_s$, значение к-рого обычно хорошо согласуется с данными электронной микроскопии.

Спонтанная намагниченность магнетика, из к-рого приготовлен коллоид, тоже зависит от темп-ры, и эта зависимость наиб. заметна вблизи Кюри точки T_C этого магнетика. Нагревая М. ж. выше T_C , можно существенно уменьшить её магн. восприимчивость, что лежит в основе явления термомагн. конвекции. Слои М. ж. с $T < T_C$ обладают большей магн. восприимчивостью и втягиваются в области с большей напряжённостью магн. поля, вытесняя более нагретые слои (с