

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. Л. Райхер, Теория кривых намагничивания текстурованных магнитных суспензий, *Докл. АН СССР*, 1984, том 279, номер 2, 354–357

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.169

11 февраля 2025 г., 12:18:47



ное изменение податливости при отсутствии заметных оптических изменений наводит на мысль, что поврежденность в этом слое вызвана субмикроскопическими и очень тонкими трещинами.

Уменьшение различия между p_S и p_0 с ростом радиуса трещины может быть вызвано тем, что в трещинах меньшего размера температура была в среднем выше. На это указывает больший относительный объем прилегающего к ним поврежденного материала (рис. 4). Аргументом в пользу такого заключения является и тот факт, что радиусы r_μ частиц среды в трещине уменьшаются с уменьшением радиусов трещин (табл. 1).

Прорастание трещины при более высоких температурах и давлениях до меньших размеров может быть связано с тем, что, как показывают опыты [10], при механических нагружениях образцов ПММА с длительностью порядка длительности лазерного импульса наблюдается значительное повышение трещиностойкости.

Институт проблем механики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
29 III 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Ашкинадзе Б.М., Владимиров В.И., Лихачев В.А. и др. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 5, с. 1187–1201.
2. Миркин Л.И., Пилипецкий Н.Ф. — Механика полимеров, 1966, № 4, с. 624–625.
3. Анисимов С.И., Макшанцев Б.И. — ФТТ, 1973, т. 15, вып. 4, с. 1090–1095.
4. Ковалев А.А., Макшанцев Б.И., Пилипецкий Н.Ф. и др. — Квантовая электрон., 1980, т. 7, № 6, с. 1287–1293.
5. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. М.: Наука, 1968. 495 с.
6. Вунцевич И.Л., Марин О.Е., Пилипецкий Н.Ф., Упадышев В.А. — Механика полимеров, 1973, № 5, с. 921–923.
7. Снеддон И.Н. Преобразования Фурье. М.: ИЛ, 1955. 219 с.
8. Разрушение. М.: Мир, 1975, т. 2. 764 с.
9. Пилипецкий Н.Ф., Фаннибо А.К., Эпштейн В.А. — Журн. прикл. спектроскопии, 1971, т. 15, № 1, с. 33–37.
10. Clutton E.Q., Williams J.G. — J. Math. Sci., 1981, № 16, p. 2583–2589.

УДК 538.4

ФИЗИКА

Ю.Л. РАЙХЕР

ТЕОРИЯ КРИВЫХ НАМАГНИЧИВАНИЯ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ СУСПЕНЗИЙ

(Представлено академиком С.В. Вонсовским 12 X 1983)

Изучение магнитостатических свойств ансамблей однодоменных частиц является одним из основных направлений теории микромагнетизма [1]. В простейшем случае идентичных не взаимодействующих суперпарамагнитных зерен равновесная кривая намагничивания описывается законом Ланжевена

$$(1) \quad M_0(H) = NVM_s L(\xi), \quad \xi = M_s VH/T, \quad L(\xi) = \operatorname{cth} \xi - \xi^{-1},$$

где H — внешнее поле, M_s — намагниченность насыщения материала, V — объем отдельной частицы, N — плотность числа частиц, T — температура. Для частиц в твердой немагнитной матрице это уравнение состояния справедливо, однако лишь в пределе $K \rightarrow 0$, где K — плотность энергии магнитной анизотропии зерна. С учетом

$K \neq 0$ ансамбль уже нельзя охарактеризовать универсальной формулой (1); в этой ситуации функция $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ приобретает зависимость от углового распределения осей анизотропии зерен [2–4]. Для вычисления $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ требуется задать соответствующую ориентационную функцию распределения $f(\mathbf{n})$, где \mathbf{n} – единичный вектор оси анизотропии. В известных расчетах кривых намагничивания суперпарамагнитных ансамблей функция $f(\mathbf{n})$ предполагалась либо дельтообразной по углам ориентации [2, 3], либо изотропной [3, 4]. Первое приближение представляется чисто модельным, второе, как показано в [4], хорошо согласуется с представлениями о структуре систем, возникающих при распаде твердых растворов, содержащих ферромагнитный металл. Исследование кривых $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ для других форм $f(\mathbf{n})$ прежде не проводилось, поскольку традиционная методика приготовления твердых суперпарамагнитных систем исключает возможность влиять на ориентационное распределение образующихся зерен.

Простой и эффективный путь направленного формирования структурной функции $f(\mathbf{n})$ открывается, если в качестве исходного материала использовать магнитную жидкость. Последняя представляет собой устойчивую коллоидальную суспензию ферромагнитного металла или феррита с линейным размером зерен порядка 100 Å в диа- или парамагнитной жидкости. Намагничивание такой системы, происходящее за счет ориентации зерен, оказывается ланжевеновским [3] и сопровождается созданием в суспензии стационарного углового распределения $f(\mathbf{n}, \mathbf{H})$ осей частиц. Таким образом, в случае магнитной жидкости ориентационная структура ансамбля является контролируемой характеристикой. После выключения поля тепловое движение возвращает систему в изотропное состояние. Однако созданную полем анизотропию можно сохранить, если прежде произвести отверждение суспензии. Возможность квазиравновесного превращения магнитной суспензии в твердое вещество посредством полимеризации жидкости-носителя была продемонстрирована в работах [5–7]. Такая суспензия представляет собой ориентационную текстуру, анизотропия которой является функцией величины и направления "поля полимеризации" \mathbf{H}_p (см. [5–8]). Ниже приводится расчет кривых намагничивания текстурованных ферросуспензий.

Рассмотрим случай, когда межчастичными взаимодействиями можно пренебречь (разбавленная система). Именно это приближение обычно используется для описания магнитных жидкостей, поскольку объемная концентрация твердой фазы в них составляет, как правило, несколько процентов. Представим зависящую от ориентации часть энергии однодоменной частицы в виде

$$(2) \quad V = -\mu \mathbf{H}(\mathbf{e}\mathbf{n}) - KV(\mathbf{e}\mathbf{n})^2,$$

где $\mu = M_s V$ – магнитный момент частицы, \mathbf{e} – единичный вектор его направления, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ – единичный вектор внешнего поля. Здесь предполагается, что благодаря несферичности микрорекристаллов основной вклад в анизотропию отдельного зерна вносят эффекты размагничивания, вследствие чего ось легкого намагничивания совпадает с главной геометрической осью. Равновесная ориентационная функция распределения W ансамбля таких зерен описывается формулой Гиббса. Используя выражение (2), после нормировки получаем

$$(3) \quad W(\mathbf{e}, \mathbf{n}) = Z_0^{-1} \exp[\xi(\mathbf{e}\mathbf{h}) + \sigma(\mathbf{e}\mathbf{n})^2],$$

где

$$(4) \quad Z_0(\xi, \sigma) = 32 \pi^2 \xi^{-1} \cdot \text{sh} \xi \cdot \int_0^1 \exp(\sigma y^2) dy$$

и введены безразмерные параметры

$$(5) \quad \xi = \mu H/T, \quad \sigma = KV/T.$$

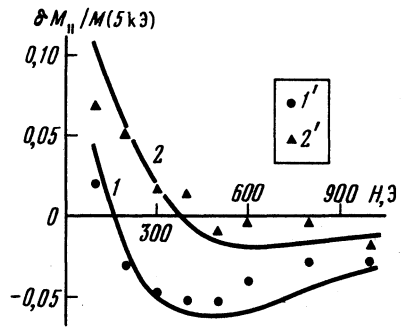
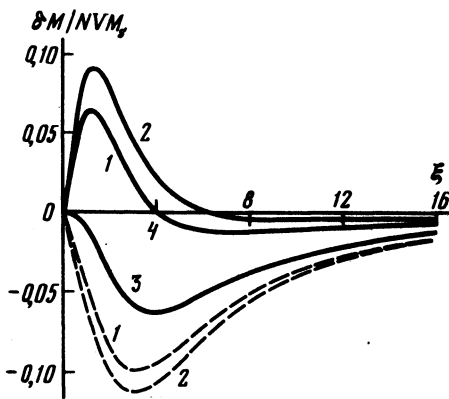


Рис. 1. Относительная намагниченность монодисперсной системы при $T = T_p$; $H \parallel H_p$ (сплошные линии): $\xi_p = 4$ (1), 6 (2), 0 (3); $H \perp H_p$ (штриховые): $\xi_p = 4$ (1), 6 (2). Для всех кривых $\sigma = 4$

Рис. 2. Относительная намагниченность текстурированной суспензии магнетита. Эксперимент [8]: $H_p = 200$ (1'), 500 Э (2'); теория: $H_p = 200$ (1), 500 Э (2)

Функцию распределения осей анизотропии частиц, сформированную полем $\mathbf{H}_p = H_p \mathbf{h}'$ при температуре T_p , найдем, подставляя эти значения в (3)–(5) и интегрируя (3) по e :

$$(6) \quad f(\mathbf{n}, \mathbf{H}_p) = Z_0^{-1}(\xi_p, \sigma_p) \int \exp[\xi_p(\mathbf{e}\mathbf{h}) + \sigma_p(\mathbf{e}\mathbf{n})^2] d\mathbf{e}.$$

Функция (6) изотропна при $\xi_p = 0$ и переходит в δ -распределение при ξ_p и $\sigma_p \rightarrow \infty$. Полимеризация матрицы превращает суспензию в твердый гетерогенный материал и фиксирует распределение (6). Поскольку рассматриваемая система состоит из суперпарамагнитных частиц с малым ($\ll 1$ с) временем неелевской релаксации, статический гистерезис отсутствует. Однако при повторном намагничивании образца полем \mathbf{H} возникают существенные отклонения от ланжевеновского закона (1). Для вывода формулы, описывающей кривую намагничивания ориентационно-текстурированной системы, необходимо: 1) определить равновесный магнитный момент $\mu(\mathbf{H}, \mathbf{n})$ частицы, находящийся в поле \mathbf{H} при температуре T , считая направление оси анизотропии фиксированным; 2) с помощью функции распределения (6) усреднить найденную величину по единице объема образца, т.е. вычислить интеграл

$$(7) \quad \mathbf{M}(\mathbf{H}, \mathbf{H}_p) = N \int \mu(\mathbf{H}, \mathbf{n}) f(\mathbf{n}, \mathbf{H}_p) d\mathbf{n}.$$

Статистическая сумма ансамбля частиц, имеющих заданную ориентацию \mathbf{n} легкой оси, есть

$$(8) \quad Z(\mathbf{H}, \mathbf{n}, T) = \int \exp[\xi(\mathbf{e}\mathbf{h}) + \sigma(\mathbf{e}\mathbf{n})^2] d\mathbf{e}.$$

Для равновесного магнитного момента в расчете на одну частицу получим

$$(9) \quad \mu(\mathbf{H}, \mathbf{n}) = T(\partial/\partial \mathbf{H}) \ln Z(\mathbf{H}, \mathbf{n}, T).$$

Подстановка формул (6) и (9) в (7) дает решение поставленной задачи. Заметим, однако, что интеграл (8) и величина $Z_0(\xi_p, \sigma_p) f(\mathbf{n}, \mathbf{H}_p)$, определяемая соотношением (6), имеют тождественную функциональную форму: они совпадают при подстановке $\mathbf{H} = \mathbf{H}_p$ и $T = T_p$. С учетом этого обстоятельства выражение для намагниченности текстурированной системы можно записать в виде

$$(10) \quad \mathbf{M}(\mathbf{H}, \mathbf{H}_p) = NT Z_0^{-1}(\xi_p, \sigma_p) \frac{\partial}{\partial \mathbf{H}} \int Z(\mathbf{H}_p, \mathbf{n}, T_p) \ln Z(\mathbf{H}, \mathbf{n}, T) d\mathbf{n}.$$

При фиксированных значениях температур T , T_p и параметров зерен полученная функция зависит от величины полей H и H_p и от их относительной ориентации. В общем случае эта зависимость оказывается весьма сложной.

Продемонстрируем влияние текстурирования на ход кривых намагничивания для двух ориентаций: $H \parallel H_p$ и $H \perp H_p$. Используем для этого выражения

$$(11) \quad \delta M_{\parallel, \perp} = M_{\parallel, \perp}(H, H_p) - M_0(H),$$

определяющие разность между проекцией намагниченности текстурированной системы на направление H и ланжевеновской кривой. Индексы в формуле (11) соответствуют ориентациям полей; величины δM зависят только от скалярных аргументов H и H_p . На рис. 1 приведены результаты расчета δM по формуле (10) при $T = T_p$. Сплошные кривые 1 и 2 показывают, что в параллельных полях при $H < H_p$ текстурированная система намагничивается сильнее, чем жидкая суспензия того же состава, так как благоприятная ориентация осей анизотропии создана заранее полем H_p . В точке $H = H_p$ намагниченности жидкой и твердой систем совпадают ($\delta M_{\parallel} = 0$), так как здесь воспроизведены условия, при которых текстура формировалась. Для $H > H_p$ фиксированное распределение осей анизотропии оказывается фактором, препятствующим дальнейшему намагничиванию: в жидкой суспензии при том же значении H равновесный ориентационный порядок был бы выше. Поэтому при $H > H_p$ кривая намагничивания текстурированной системы лежит ниже ланжевеновской ($\delta M_{\parallel} < 0$). Те же соображения позволяют понять, почему при $H_p = 0$ (кривая 3, рис. 1), т.е. для системы, полимеризованной вне поля, добавка к намагниченности всегда оказывается отрицательной. При намагничивании в поперечном направлении ($H \perp H_p$) эффект уменьшения ΔM , связанный с невыгодной ориентацией осей анизотропии зерен, выражен еще более отчетливо (см. рис. 1, штриховые кривые 1 и 2).

Количественное сопоставление с экспериментом выполнено на основе данных работы [8], где изучалась суспензия магнетита в стироле, полимеризованная при $T_p = 350$ К; магнитные измерения проводились при $T = 295$ К. Оценка константы эффективной анизотропии частиц ($K \approx 2,4 \cdot 10^5$ эрг/см³) получена в [9]. Выполняя расчет по формулам (10), (11), мы учитывали полидисперсность системы и пользовались приведенной в [8] гистограммой. Полученные теоретические кривые и результаты измерений намагниченности [8] представлены на рис. 2. Заметим, что вследствие различия температур T и T_p величины δM_{\parallel} проходят через нуль не при $H = H_p$, а при несколько меньшем значении $H \approx (T/T_p)H_p$.

Удовлетворительное согласие предложенной одночастичной теории с экспериментом приводит к выводу об относительно малом влиянии межчастичных эффектов на свойства магнитной суспензии в полях умеренной величины.

Автор благодарит М.И. Шлиомиса за полезные обсуждения, А. Мартине — за подробную информацию об экспериментах [8] и М.Е. Жуховицкую — за проведение предварительных численных расчетов.

Институт механики сплошных сред
Уральского научного центра Академии наук СССР
Пермь

Поступило
21 XI 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Браун У.Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 159 с.
2. West F.G. — J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, № 3, p. 249–251S.
3. Yasumori I., Reinen D., Selwood P.W. — J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, № 12, p. 3544–3549.
4. Asimow R.M. — Trans. Metallurg. Soc. AIME, 1965, vol. 233, № 3, p. 401–409.
5. Liebert L., Martinet A., Strzelecki L. — J. Colloid and Interface Sci., 1972, vol. 41, № 2, p. 391–393.
6. Chandresris D., Martinet A., Strzelecki L. — Rev. Phys. Appl., 1977, vol. 12, № 5, p. 873–875.
7. Martinet A. — Rheol. acta, 1974, vol. 13, № 2, p. 260–264.
8. Chandresris D. These, Universite Paris-Sud, Orsay, 1977. 47 p.
9. Паўхер Ю.Л. В сб.: Физические свойства магнитных жидкостей, Свердловск, 1983, с. 22–27.