

# О свойствах „коротких“ гранулированных магнетиков с неупорядоченными цепочками гранул: поле между гранулами

© А.А. Сандуляк, В.А. Ершова, Д.В. Ершов, А.В. Сандуляк

Московский государственный технический университет „МАМИ“,  
Москва, Россия

E-mail: a.sandulyak@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 4 марта 2010 г.)

Установлены значения и функциональный экспоненциальный вид размагничивающего фактора „коротких“ цилиндрических образцов полишаровой среды и образцов-элементов этой среды: цепочек шаров. Проанализирован фактор извилистости цепочек шаров (как эффективных элементарных проводников магнитного потока в намагничиваемой гранулированной среде). Показано, что этот фактор для цепочек в среде-засыпке является не столь существенным. Установлено, что профиль напряженности поля между шарами в цепочке, как и профиль магнитной проницаемости эффективного канала намагничивания, экстремальный (колоколообразный). Установлен и продемонстрирован (путем магнитофореза высокодисперсных феррочастиц) двухэкстремальный профиль градиента этой напряженности.

Работа выполнена при поддержке гранта ТОО-13.0711 программы фундаментальных исследований Минобразования РФ и гранта МК-115.2007.8 Президента РФ для молодых российских ученых.

## 1. Введение

Модель намагничивания композитных (гранулированных, зернистых, в том числе состоящих из „наногранул“) сред обычно сводится к традиционной модели квазисплошного магнетика с определением усредненных по объему среды (функционально зависящих) параметров [1–16] при известных исходных параметрах, например средней магнитной проницаемости  $\bar{\mu}$  среды в зависимости от проницаемости  $\mu$  материала гранул и/или их объемной концентрации<sup>1</sup>  $\gamma$ . Соответствующие результаты используются для решения широкого круга научных и прикладных задач [1–17].<sup>2</sup>

Обширную группу подобного рода сред составляют „плотные упакованные“ гранулированные (зернистые) среды, для которых значения  $\gamma$  находятся за критическим, перколяционным переходом: между областями „гигантского магнитосопротивления“ и металлической проводимости [1,3,7,9–12,15]. Чисто теоретические варианты искусственного упорядочения структур гранулированных сред дают значения  $\gamma$  от  $\gamma \cong 0.52$  (для классической кубической упаковки шаров) до  $\gamma = 0.74$

(для упаковки шаров с более сложной геометрией их взаимного расположения) [20,21]. Что касается реально и широко используемых засыпок гранул-зерен, то интервал  $\gamma$  для них еще более сужается и фактически составляет  $\gamma = 0.55–0.64$  [20–25] (среднее  $\gamma \approx 0.6$ ), имея в рамках указанного суженного интервала лишь слабую зависимость от габарита емкости, в которую помещается полишаровая среда.

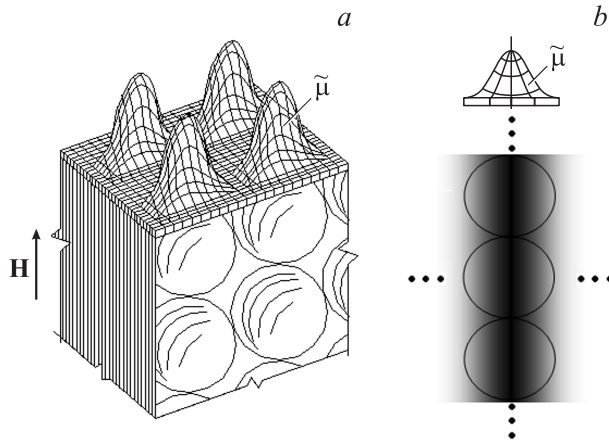
При изучении подобного рода сред многие исследователи, развивая и углубляя модель квазисплошного магнетика (которая ввиду отсутствия принципиально новых подходов в известной мере себя уже исчерпала), все больше внимания обращают на впервые отмеченную еще в работах [26] важную роль контактов между гранулами, цепочек гранул [3,5,7,8,27,28]. Такие цепочки (в основном извилистые) всегда реально проявляют себя в среде из множества хаотически расположенных гранул-звеньев разветвленной скелетной гранулированной структуры [26,29]. В [26,29] описывается соответствующая оригинальная канално-цепочная модель основанная именно на этом концептуальном подходе и обнаруженном явлении селективного (поканального) намагничивания гранулированной среды, и раскрывается ряд существенных особенностей, углубляющих представления о намагничивании таких сред.

## 2. О канално-цепочной модели

Согласно [26,29], ответственными за намагничивание гранулированной среды выступают эффективные магнетики-каналы, формирующиеся (в виде „семейства“, „жугута“) вдоль направления намагничивания (рис. 1) сообразно проявляющим себя цепочкам контактирующих гранул. При этом каждый из этих магнетиков-каналов,

<sup>1</sup> Задача моделирования такой среды и получения решений, одновременно охватывающих максимально широкий диапазон  $\gamma$  [1,7,10–13], признается весьма сложной. Это оказывается возможным только в определенных приближениях [1,8,12,13], предпочтительно — для наиболее характерных интервалов  $\gamma$ .

<sup>2</sup> В числе таких задач (которые в фундаментальной литературе пока мало освещены) также задачи теории, технологии и техники в весьма значимой области магнитофореза [18,19]. Здесь намагничиваемые гранулированные среды-засыпки („плотно упакованные“) нередко используются в качестве основных рабочих элементов: фильтров-матриц магнитных сепараторов, фильтров для удаления из жидкостей и газов магнитно-восприимчивых частиц при обогащении руд, а также очистке технологических и отработанных сред (в основном от высокодисперсных последствий износа, коррозии и обработки поверхностей оборудования).



**Рис. 1.** Модель (а) поканального намагничивания гранулированной среды с выраженным рельефом (в сечении — профилем) проницаемости  $\tilde{\mu}$  каждого из эффективных (в „жгуте“) магнетиков-каналов [29]: квазисплошных по длине и „сгущающихся“ к оси цепочки гранул (b).

уподобляемый квазисплошному, хотя и может характеризоваться усредненными (по объему канала) значениями проницаемости [26], тем не менее неравнозначен по радиусу  $r$  [26,29] вследствие изменения магнитного сопротивления<sup>3</sup> из-за изменяющейся толщины поровой прослойки между гранулами в цепочке. А это обязывает вводить в рассмотрение и функционально описывать новые ключевые характеристики [26,29], такие как проницаемость квазисплошной произвольной „трубки“  $\tilde{\mu}$  в канале (профильная проницаемость) и проницаемость его квазисплошной произвольной сердцевинки  $\langle \tilde{\mu} \rangle$  (вплоть до проницаемости всего эффективного канала как полноценного элемента гранулированной среды в целом).

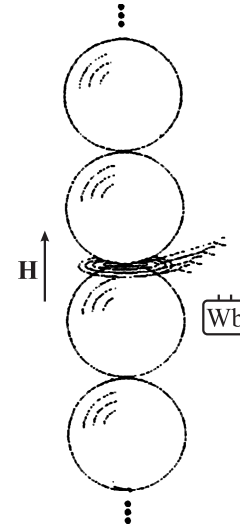
Модель получила подтверждение по целому ряду ключевых аспектов.

Во-первых, вытекающие из модели расчетные значения  $\tilde{\mu}$  и  $\langle \tilde{\mu} \rangle$  согласуются с прямыми экспериментальными данными [29]. Последние нетрудно получить, если ту или иную сердцевину цепочки шаров радиуса  $R$  „выделить“ концентрическими петлями различного радиуса  $r$ , помещаемыми между парой контрольных шаров (рис. 2). Тогда на основе измеряемого магнитного микропотока  $\Phi$  (сквозь эти петли) можно получить величину средней индукции  $(\Phi/\pi r^2)$  в „выделенной“ квазисплошной сердцевине и ее проницаемость  $\langle \tilde{\mu} \rangle = \Phi/\pi r^2 \mu_0 H$ . Аналогично находятся (и сравниваются с расчетными) значения  $\tilde{\mu}$  — из разности микропотоков  $\Delta\Phi$  сквозь смежные петли (рис. 2), т.е. микропотока  $\Delta\Phi$  в „трубке“ магнетика-канала со средним (между смежными петлями) радиусом  $r_p$  (удобно оперировать параметром  $r_p = r$ ). На рис. 3, в частности, проиллюстрировано согласие

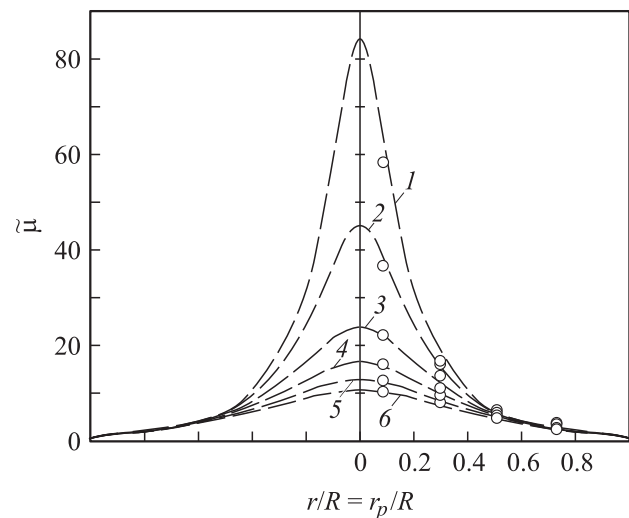
<sup>3</sup> Имеется в виду магнитное сопротивление в его классическом определении (в отличие от широко используемого сейчас понятия магнитосопротивления) — изменение электрического сопротивления в условиях воздействия магнитного поля.

расчетных и экспериментальных данных для  $\tilde{\mu}$  [29]: видно, что профиль  $\tilde{\mu}$  экстремальный (точнее, колоколообразный), внешне подобный нормальному распределению.

Во-вторых, обнаруженная на основании модели взаимосвязь параметров сердцевин магнетиков-каналов [29] позволила также описать единой зависимостью (сопоставляя с расчетом) весь массив первичных экспериментальных данных (полученных с помощью потокоизмерительных петель). В их числе значения радиусов петель и шаров, внутриканальных микропотоков, напряженности намагничивающего поля, проницаемости материала гранул [29].



**Рис. 2.** Схема измерения магнитного микропотока по цепочке гранул с использованием системы концентрических петель различного радиуса, расположенных между контрольными шарами и подключенных к веберметру (Wb).



**Рис. 3.** Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) данные профильной проницаемости магнетика-канала [29].  $H$ , кА/м и  $\mu$ : 1 — 18 и 83; 2 — 36 и 44; 3 — 70 и 24; 4 — 105 и 17; 5 — 140 и 13; 6 — 175 и 11.

В-третьих, модель напрямую выводит на оригинальный функциональный вид кривой намагничивания полишаровой среды [29] благодаря адекватному переходу от  $\langle \tilde{\mu} \rangle$  для канала к  $\bar{\mu}$  для гранулированной среды (с учетом того, что в рамках модели такая среда представляет собой „жгут“ магнетиков-каналов). А это дало возможность и на „макроуровне“, т.е. для среды в целом, сравнить соответствующие, согласующиеся между собой теоретические и экспериментальные данные [29], в частности полевые зависимости индукции.

Тем самым в дополнение к указанному обнаруживается также одно из важных свойств модели канально-цепочной („жгутообразной“) намагничиваемой среды [29]: она поддается адаптации к частной для нее модели квазисплошной среды.

А это является свидетельством взаимодополняемости обеих моделей, по каждой из которых накоплен соответствующий информативный материал.

Вместе с тем следует отметить особо, что информация, касающаяся в той или иной мере обеих моделей, все же продолжает оставаться недостаточно полной из-за пока слабо освещенной в литературе роли двух факторов (несмотря на оправданно жесткие требования по их обязательному учету, а возможно, и минимизации при проведении соответствующих исследований). Первый — размагничивающий фактор образцов как гранулированной среды, так и цепочек гранул, а второй — фактор извилистости таких цепочек. Выяснение роли этих факторов важно и с точки зрения оценки степени корректности и объективности сопоставления экспериментальных и теоретических данных, в том числе нередко дискуссионных, взаимно „несогласующихся“ данных, полученных различными исследователями.

### 3. Размагничивающий фактор „коротких“ магнетиков: полишаровой среды и цепочек шаров

Роль размагничивающего фактора  $N$  образцов гранулированной среды и цепочек гранул может быть выяснена на основании полевых зависимостей магнитной проницаемости (например, определяемых посредством измерения магнитного потока при помощи петель [29]) „идеальных“, т.е. досаточно длинных или торообразных, и реальных образцов. Для этой цели использовались намагничиваемые в поле соленоида цилиндрические образцы полишаровой среды-засыпки диаметром  $D$ , обеспечивающим достаточно хорошее заполнение шарами трубчатой колонки ( $D \gg d$ ), с изменяемой (за счет высоты засыпки) длиной  $L$ . Использовались также „цилиндрические“ образцы цепочки шаров диаметром  $d$  с изменяемой (за счет использования определенного числа шаров  $n$ ) длиной  $l = nd$ .

Что касается опытов, направленных на определение потенциальных значений проницаемости, а именно  $\bar{\mu}$  и

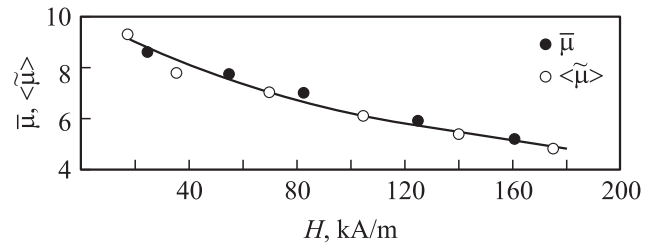


Рис. 4. Постэкстремальная полевая зависимость средней магнитной проницаемости „длинных“ образцов полишаровой среды  $\bar{\mu}$  и цепочки шаров  $\langle \tilde{\mu} \rangle$  (почти полной сердцевины магнетика-канала в цепочке шаров:  $r/R \cong 0.9$ ).

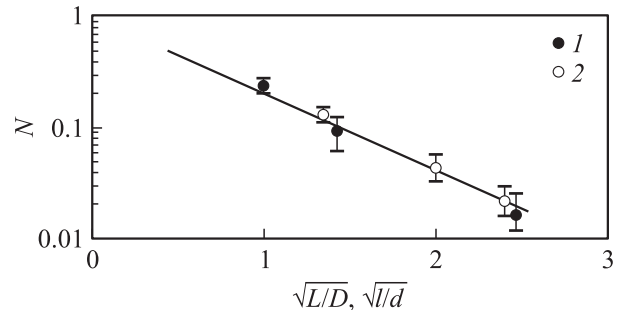


Рис. 5. Средние значения размагничивающего фактора „коротких“ образцов полишаровой среды (1) и цепочки шаров (2). Неявной точкой здесь является значение  $N \rightarrow 1$  при  $L/D \rightarrow 0$  (как для тонкой пластины).

$\langle \tilde{\mu} \rangle$ , т.е. опытов с „идеальными“ образцами ( $L \gg D$  и  $l \gg d$ , когда обеспечивается условие  $N \rightarrow 0$ ), то соответствующие полевые постэкстремальные зависимости средней проницаемости приведены на рис. 4. Они получены для таких „идеальных“ образцов, относительный габарит которых превышал необходимые для этого ( $N \rightarrow 0$ ) значения:  $L/D = 22$  ( $D/d = 8.2$ ) и  $l/d = 16$ .

Во всех остальных опытах, в которых использовались „короткие“ образцы (для них присущи те или иные значения  $N \neq 0$ ), также определялись значения проницаемости:  $\bar{\mu}_L$  и  $\langle \tilde{\mu} \rangle_l$ , причем для таких образцов, разумеется,  $\bar{\mu}_L < \bar{\mu}$  и  $\langle \tilde{\mu} \rangle_l < \langle \tilde{\mu} \rangle$ .

Размагничивающий фактор  $N$  „коротких“ образцов гранулированной среды и цепочки гранул-шаров, определяемый в соответствии с известным классическим соотношением, в данном случае

$$N = 1(\bar{\mu}_L - 1) - 1/(\bar{\mu} - 1),$$

$$N = 1/(\langle \tilde{\mu} \rangle_l - 1) - 1/(\langle \tilde{\mu} \rangle - 1), \quad (1)$$

оказался одинаково экспоненциально убывающим<sup>4</sup> при увеличении радикалов относительного габарита  $L/D$

<sup>4</sup> Если использовать данные для потокоизмерительных петель различного радиуса [29], „выделяющих“ ту или иную сердцевину магнетика-канала (рис. 2), то окажется, что вторая формула (1) справедлива и для его сердцевины.

и  $l/d$  образцов (рис. 5)

$$N = \exp(-1.5\sqrt{L/D}), \quad N = \exp(-1.5\sqrt{l/d}). \quad (2)$$

Из полученных экспериментальных (рис. 5) и описывающих их феноменологических зависимостей (2) следует, что для магнетиков в виде гранулированной среды и цепочки шаров роль размагничивающего фактора весьма существенна. Например, даже для относительно удлиненных (но с позиций рассматриваемого здесь вопроса — „коротких“) образцов с относительным габаритом  $L/D = 2$  и  $l/d = 2$  величина  $N = 0.12$ . А это означает, что при найденном в опытах значении проницаемости, в частности  $\tilde{\mu}_L = 5$ , ее потенциальное значение (для такого же, но „длинного“ образца) в соответствии с (1) составляет  $\tilde{\mu} = 1/[1/(\tilde{\mu}_L - 1) - N] - 1 = 8.7$ , т.е. в 1.7 раза больше. Конечно же, для разных значений  $L/D$  и  $l/d$  это отличие будет варьироваться.

Размагничивающий фактор перестает быть существенным лишь для образцов, относительный габарит которых составляет  $L/D \geq 8-11$  и  $l/d \geq 8-11$ . В этом легко убедиться, воспользовавшись преобразованной к обратному виду зависимостью (2), т.е.  $L/D = l/d = (-\ln N/1.5)^2$ , где  $N$  вычисляется по (1) с использованием данных полевых зависимостей  $\tilde{\mu}$  и  $\langle \tilde{\mu} \rangle$  (рис. 4). При этом допустимым можно считать снижение проницаемости не более чем на 5%, т.е.  $\tilde{\mu}_L = 0.95\tilde{\mu}$  и  $\langle \tilde{\mu}_L \rangle = 0.95\langle \tilde{\mu} \rangle$ .

Разумеется, указанные условия по  $L/D$  и  $l/d$  необходимо соблюдать при выполнении экспериментов, направленных на определение потенциальных магнитных свойств гранулированных магнетиков, в частности  $\tilde{\mu}$  и/или  $\langle \tilde{\mu} \rangle$ .

В случае же, когда исследования все-таки проведены с использованием „короткого“ образца (чаще всего), а следовательно, в опытах получены значения не  $\tilde{\mu}$  и/или  $\langle \tilde{\mu} \rangle$  (потенциальные), а  $\tilde{\mu}_L$  и/или  $\langle \tilde{\mu} \rangle_L$ , последние легко нормируются к потенциальным. Для этого по найденным формулам (2) следует определить значение размагничивающего фактора  $N$  образца, а затем, используя (1), вычислить  $\tilde{\mu}$  или  $\langle \tilde{\mu} \rangle$ .

#### 4. Фактор извилистости цепочек шаров

Извилистость цепочек шаров может быть количественно охарактеризована соответствующим коэффициентом  $k$  — отношением общей длины цепочек к расстоянию между крайними шарами в этой цепочке или, что то же, отношением характерного участка звена этой цепочки к его проекции на линию „направления“ цепочки. И если речь идет о классической кубической структуре шаров с соответствующими дробными ячейками [20] (рис. 6, *a*), то  $k = 1$ , так как цепочки шаров в направлении трех осей координат являются выпрямленными. А в такой характерной упорядоченной структуре [20] (рис. 6, *b*), которая по

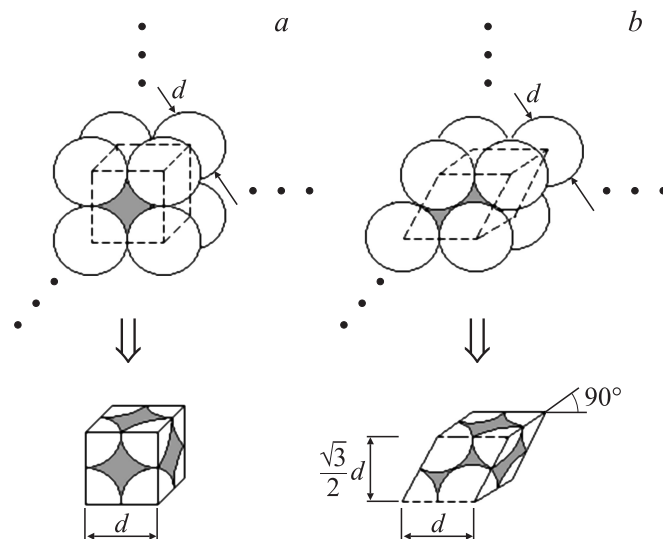


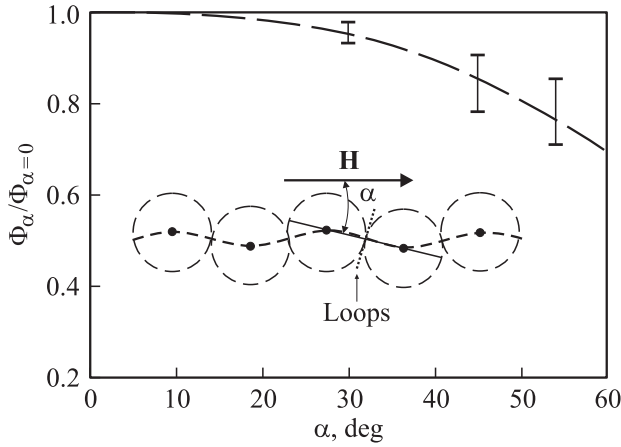
Рис. 6. Классическая (*a*) и модельная (*b*) структуры шаров с условно выделенными („вырезанными“) ячейками [20].

объемной концентрации ( $\gamma \cong 0.6$ ) и координационному числу ( $Z = 8$ ) наиболее близка к структуре засыпки шаров, прямые цепочки формируются в направлении двух осей. В направлении еще одной оси соответствующие цепочки являются извилистыми со значением  $k = 1.15$  (вычисленным с использованием особенностей геометрии соответствующей дробной ячейки, показанной на рис. 6, *b* [20], как  $k = 1/\cos \alpha = 1/\cos 30^\circ$ ). В целом, если произвести простое усреднение, то для такой среды, в известной мере моделирующей среду-засыпку,<sup>5</sup>  $k \cong 1.05$ , т.е. средний „угол извилистости“ составляет примерно  $\alpha = \arccos(1/k) \cong 18^\circ$ .

Значит, и в среде из естественно упакованных шаров (засыпке) при кажущейся видимости „сильной“ извилистости этот коэффициент, достигая локально значений  $k = 1.15$  ( $\alpha \cong 30^\circ$ ), в среднем составляет всего лишь  $k \cong 1.05$  ( $\alpha \cong 18^\circ$ ).

На рис. 7 иллюстрируется влияние угла  $\alpha$  отклонения межцентровой линии петлесодержащей пары шаров (от направления намагничивания) и относительный микропоток ( $\Phi$ ), т.е. на отношение  $\Phi = \Phi_\alpha$  (когда  $\alpha \neq 0$ ) к

<sup>5</sup> Хотя прямая визуализация извилистости реально существующих цепочек шаров (естественно, „срощенных“) в засыпке шаров затруднена, тем не менее соответствующая экспериментальная оценка ключевых параметров засыпки шаров подтверждает допустимость используемой здесь модельной структуры (рис. 6, *b*). Так, об этом свидетельствуют данные объемной концентрации ( $\gamma \cong 0.6$ , т.е. как и для модельной структуры на рис. 6, *b*), получаемые одним из известных методов с использованием контрольного объема засыпки: заполнением жидкостью пор, вытеснением жидкости этим объемом, измерением его массы и сравнением с массой такого же, но сплошного объема. Об этом свидетельствует также данные для координационного числа ( $Z \cong 8$ , т.е. как и для модельной структуры на рис. 6, *b*), которое легко определяется описанным далее методом фильтрационного магнетифореза феррочастиц: их осадок локализуется именно в окрестности точек контакта шаров, что отчетливо видно при постфоретическом разобшении шаров.



**Рис. 7.** Незначительное относительное уменьшение величины внутриканального магнитного потока (измеряемого посредством потокоизмерительных петель между контрольной парой шаров — как уединенной, так и неуединенной) при увеличении угла  $\alpha$  отклонения межцентровой линии шаров от направления намагничивания (в пределах  $0 \leq \alpha \leq 30-40^\circ$ ).

$\Phi = \Phi_{\alpha=0}$  (когда  $\alpha = 0$ ). Видно, что фактор извилистости является несущественным (магнитный микропоток в магнетике-канале сохраняет „цельность“) вплоть до позиционного поворота петлосодержащей пары шаров, а следовательно, „поворота“ магнитного микропотока на угол  $\alpha = 30-40^\circ$  (рис. 7).

Тем самым вполне допустимым является игнорирование факторов извилистости гранул для сред-засыпок (в отличие от значимого влияния этого фактора на плотность упаковки и координационное число гранул, а следовательно, на количество и плотность „жгута“ каналов намагничивания [29]).

### 5. Поле между гранулами. Экстремальный профиль напряженности

Одним из важных свойств канално-цепочной модели является также то, что она дает возможность оригинально решить задачу расчета магнитного поля между гранулами (шарами), используя лишь выражение для профильной проницаемости  $\tilde{\mu}$  магнетика-канала, приведенное в [29]. Так, параметр  $\tilde{\mu}$ , по сути, представляет собой относительную напряженность поля в поровой прослойке между гранулами, а именно  $h/H = \tilde{\mu}$ . Это следует из сравнения выражений для магнитной индукции: в квазисплошной трубке  $B = \mu_0 \tilde{\mu} H$  и участке этой трубки в поровой прослойке  $B = \mu_0 h$ , где  $h$  — напряженность поля на относительном удалении  $r/R$  от точки контакта шаров (при воздействии намагничивающего поля напряженностью  $H$ ). Следовательно, на основании соотношения  $h/H = \tilde{\mu}$  и информации о  $\tilde{\mu}$  [29]

доступной становится информация и о профиле  $h/H$

$$\frac{h}{H} = \frac{\mu}{\mu - \sqrt{1 - (r/R)^2(\mu - 1)}},$$

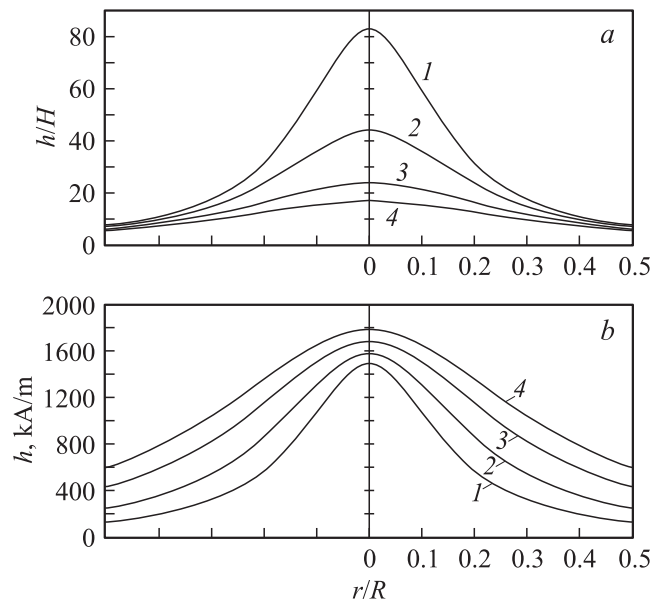
$$\frac{h}{H} \cong \frac{\mu}{1 + 0.5(r/R)^2(\mu - 1)}. \quad (3)$$

При этом некоторые различия в этих практически эквивалентных выражениях для  $h/H$  обусловлены особенностями таких параметров, как характерный радиус и длина трубки магнетика-канала между шарами.

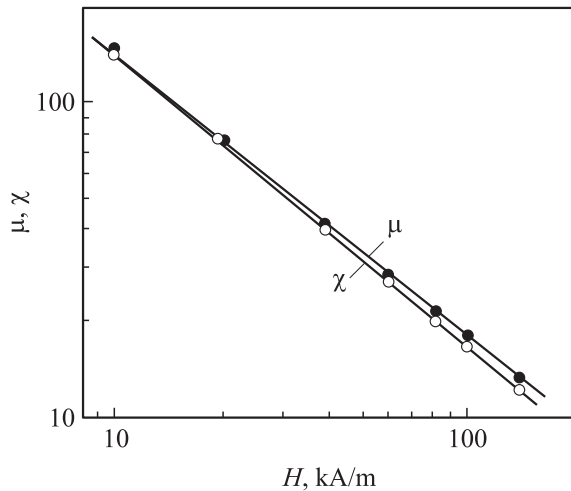
Как следует из рис. 8, *a*, где иллюстрируются зависимости (3),  $h \gg H$ , вследствие чего отношение  $h/H$  можно именовать здесь показателем гигантского (на один-два порядка) превышения напряженности — особенно для сердцевины относительного радиуса  $r/R < 0.3-0.4$  канала намагничивания.

Двухсторонняя (в плоскости симметрии поровой прослойки между шарами — по обе „стороны“ от точки их контакта) профильная зависимость  $h/H$  (рис. 8, *a*), как и для  $\tilde{\mu}$  (рис. 3), экстремальная (колоколообразная). Снижаясь по мере удаления от точки контакта гранул-шаров, относительная напряженность поля  $h/H$ , казалось бы, парадоксально снижается с уменьшением проницаемости  $\mu$  материала шаров (т.е. с повышением напряженности намагничивающего поля  $H$  в постэкстремальной области).

Однако порядок расположения соответствующих профильных зависимостей меняется на противоположный, если перейти к профильным зависимостям абсолютной напряженности поля  $h$  (рис. 8, *b*), когда параметр  $H$  становится множителем в правой части зависимостей (3).



**Рис. 8.** Изменение гигантской относительной (*a*) и абсолютной (*b*) напряженности поля между шарами по мере „двухстороннего“ удаления от точки контакта шаров. Параметры для кривых 1–4 те же, что на рис. 3.



**Рис. 9.** Линеаризующиеся в логарифмических координатах постэкстремальные полевые зависимости (степенного вида) магнитной проницаемости  $\mu$  и восприимчивости  $\chi$  слаболегированной стали.

И в качестве дополнительной информации, упрощающей рассмотрение и анализ выражений (3), имеет смысл отметить следующее. В этих и приведенных далее выражениях фигурируют однозначно взаимосвязанные параметры, такие как напряженность намагничивающего поля  $H$ , магнитная проницаемость  $\mu$  (и восприимчивость  $\mu - 1$ ) материала гранул-шаров. Поэтому, если наряду с традиционной экспериментальной располагать и функциональную связь между ними, в принципе вполне можно обойтись одним из этих параметров.

Такую связь нетрудно установить, если воспользоваться известными кривыми намагничивания соответствующей (шарам) стали или стали с близкими магнитными характеристиками (к таковым относятся, например, высокоуглеродистая, легированная сталь [30]). Преобразованные в полевые зависимости магнитной проницаемости  $\mu = B/\mu_0 H$ , они имеют, как известно, экстремальный вид, причем максимум приходится на сравнительно малые значения  $H$ . И если ограничиться постэкстремальной (нисходящей) областью значений  $\mu$ , где  $\mu$  и  $H$  имеют между собой обратную связь, то легко установить конкретный вид этой связи. Так, полевые зависимости проницаемости  $\mu$ , а также восприимчивости  $\chi = \mu - 1$ , начиная с напряженности поля  $H = 5-10$  кА/м, практически степенные (рис. 9)

$$\mu = a_1 \bar{H}^{0.9}, \quad \chi = \mu - 1 = a_2 / \bar{H}^{0.96} \quad (4)$$

с параметрами  $a_1 = 5.6 \cdot 10^5$  и  $a_2 = 10.5 \cdot 10^5$  и соответствующими показателями степени (здесь безразмерная напряженность  $\bar{H} = H/H_0$ , где  $H_0 = 1$  А/м). При этом подобные степенные зависимости наблюдаются и для других ферро(ферри)магнитных материалов.

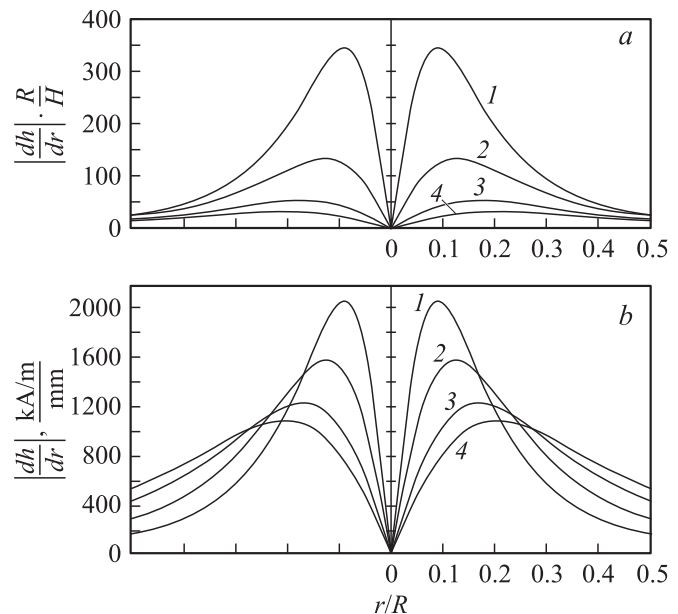
## 6. Экстремальный профиль градиента. Визуализация факта его „реверса“

Используя выражения (3), характеризующие специфичный профиль напряженности неоднородного магнитного поля в прослойке между шарами, можно получить дополнительную информацию о характере этой неоднородности. В частности, дифференцирование (3) приводит к выражению для градиента напряженности (здесь в безразмерном виде)

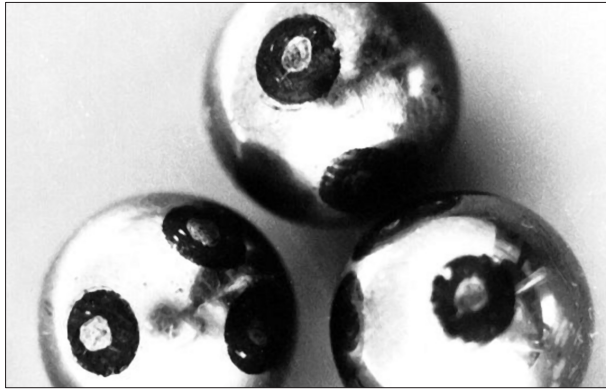
$$\left| \frac{dh}{dr} \right| \frac{R}{H} = \frac{\mu(\mu - 1)(r/R)}{\sqrt{1 - (r/R)^2} \left[ \mu - \sqrt{1 - (r/R)^2} (\mu - 1) \right]^2} \approx \frac{\mu(\mu - 1)(r/R)}{[1 + 0.5(r/R)^2(\mu - 1)]^2}. \quad (5)$$

Полученные при различных значениях  $\mu$  профильные зависимости безразмерного градиента (рис. 10, *a*), а также соответствующие профильные зависимости абсолютного градиента (рис. 10, *b*), т. е. когда в правой части выражений (5) появляется множитель  $R/H$  (в частности, при  $R = 3$  мм), имеют примечательную особенность. Это наличие экстремумов (по обе „стороны“ от точки контакта шаров), абсциссы которых находятся на расстояниях  $(r/R)_{\max} = [1.5(\mu - 1)]^{-0.5}$  от точки контакта шаров.

Обнаруженный при  $r/R = (r/R)_{\max}$  „реверс“ градиента является еще одним аргументом в пользу справедливости канално-цепочной модели: посредством иллюстрации особенностей магнитофоретической седиментации феррочастиц в окрестности точек контакта шаров.



**Рис. 10.** Изменение относительного (*a*) и абсолютного (*b*) градиента напряженности поля между шарами по мере „двухстороннего“ удаления от точки контакта шаров. Параметры для кривых 1–4 те же, что на рис. 3.



**Рис. 11.** Визуализация (магнитно-фильтрационным методом) наличия зоны отторжения феррочастиц вблизи точки контакта шаров как свидетельство факта „реверса“ градиента напряженности поля. Шары после осуществления „магнитного фильтрования“ специально разобщены для иллюстрации соответствующей особенности околоконтактной зоны локализации феррочастиц.

Для того чтобы увидеть результат этого „реверса“, следует использовать намагничиваемую гранулированную среду в качестве фильтра-матрицы [19], сквозь который пропускается жидкостно(газо)-дисперсный поток, содержащий высокодисперсные магнитно-восприимчивые частицы (например, частицы магнетита).

При протекании взвесенесущего потока сквозь поры намагниченного фильтра-матрицы находящиеся в нем магнитно-восприимчивые частицы увлекаются в глубь клинообразной поровой прослойки между гранулами (эффективное осаждение происходит именно в окрестности точек контакта гранул [19]) из-за роста величины градиента поля по мере приближения к точке контакта (при уменьшении  $r/R$ ). Затем по другую сторону экстремума (рис. 10), т.е. в непосредственной близости от точки контакта, когда величина градиента убывает, дальнейшее проникновение таких частиц должно прекратиться. Следовательно, в области, непосредственно прилегающей к точке контакта гранул-шаров, существует „барьер“, являющийся нижней границей зоны захвата частиц и одновременно верхней границей зоны их отторжения.

Таким образом, после выполнения намагничиваемой гранулированной средой функции фильтра-матрицы (как магнитного сорбента), после устранения поля, демонстрация узла очистки и разобщения гранул внутри околоконтактных зон локализации осадка частиц должны наблюдаться чистые (без осадка частиц) „внутренние“ зоны. Именно этот факт и подтверждается опытами по „магнитному фильтрованию“ специально приготовленной суспензии магнетита (рис. 11).

Необходимо отметить, что это не обусловлено простым „заклиниванием“ феррочастиц по мере углубления в клинообразный зазор между поверхностями контактирующих шаров (как может показаться на первый взгляд).

Так, нетрудно убедиться, что изменяющаяся величина этого зазора, оцениваемая как  $\Delta \cong r^2/R = (r/R)^2 R$ , в зоне экстремума градиента, т.е. при  $r/R = 0.1-0.2$  (рис. 10), например, в случае использования шаров радиусом  $R = 3 \text{ mm}$  составляет  $\Delta = 30-120 \mu\text{m}$ , что намного больше собственных размеров феррочастиц (единицы  $\mu\text{m}$  и менее). Даже для феррочастиц размерами  $1-10 \mu\text{m}$  порог механической непроходимости находится на расстоянии от точки контакта шаров  $r/R = 0.02-0.06$ , т.е. в 2–10 раз глубже точки „реверса“ градиента. А в используемой в опытах суспензии магнетита содержатся, естественно, и феррочастицы размерами порядка десятых и сотых долей  $\mu\text{m}$ . Это означает, что если бы факт „реверса“ градиента отсутствовал, то эти частицы практически полностью покрыли бы околоконтактную зону.

## Список литературы

- [1] В.Г. Кравец, А.Н. Погорельский, А.Ф. Кравец, А.Я. Вовк, Ю.И. Джежеря. ФТТ **45**, 8, 1456 (2003).
- [2] В.В. Платонов, О.М. Таценко, В.И. Плис, А.И. Попов, А.К. Звездин. ФТТ **44**, 11, 2010 (2002).
- [3] Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. ФТТ **47**, 6, 1085 (2005); Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ **116**, 6(12), 2182 (1999); Е.З. Мейлихов. Р.М. Фарзетдинова. ЖЭТФ **122**, 5(11), 1027 (2002); Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ **124**, 3(9), 650 (2003); Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ **115**, 4, 1484 (1999); Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. ЖЭТФ **121**, 4, 875 (2002).
- [4] С.Н. Трухан, О.Н. Мартъянов, В.Ф. Юданов. ФТТ **50**, 3, 440 (2008).
- [5] С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков. ФТТ **47**, 3, 480 (2005).
- [6] Ю.И. Беспятых, А.С. Бугаев, И.Е. Дикштейн. ФТТ **43**, 11, 2043 (2001).
- [7] А.С. Андреев, В.А. Березовец, А.Б. Грановский, И.В. Золотухин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, Т. Палевский. ФТТ **45**, 8, 1446 (2003).
- [8] А.Ю. Зубарев. ЖЭТФ **120**, 1(7), 94 (2001); А.Ю. Зубарев, Л.Ю. Исакова. ЖЭТФ **107**, 5, 1534 (1995).
- [9] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, Д.Ю. Ковалев, Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ **121**, 4, 908 (2002).
- [10] Б.Я. Балагуров, В.А. Кашин. ЖЭТФ **124**, 5(11), 1138 (2003).
- [11] А.Б. Грановский, И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.А. Козлов, А.Н. Юрасов. ЖЭТФ **123**, 6, 1256 (2003); И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гушин, А.А. Козлов, Т. Масумото, С. Онума. ФТТ **47**, 2, 268 (2005).
- [12] А.А. Снарский, М.В. Шамонин, М.И. Женировский. ЖЭТФ **123**, 1, 79 (2003); В.В. Бакаев, А.А. Снарский, М.В. Шамонин. ЖТФ **72**, 1, 129 (2002).
- [13] Г.И. Фролов. ЖТФ **74**, 7, 102 (2004).
- [14] Д.В. Гладких, Ю.И. Диканский, К.А. Балабанов, А.В. Родионов. ЖТФ **75**, 10, 139 (2005).
- [15] А.Ю. Довженко, П.В. Жирков. ЖТФ **65**, 10, 201 (1995).
- [16] А.А. Иванов. ФММ **104**, 5, 465 (2007); А.А. Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. ФММ **103**, 3, 229 (2007).
- [17] Л.В. Луцев. ФТТ **44**, 1, 97 (2002).
- [18] В.В. Кармазин, В.И. Кармазин. Магнитные и электрические методы обогащения. Недра, М. (1988). 304 с.

- [19] А.В. Сандуляк. Очистка жидкостей в магнитном поле. Высш. шк. (Изд-во при Львов. ун-те), Львов (1984). 167 с.
- [20] А.В. Сандуляк, А.А. Сандуляк, В.А. Ершова. Теорет. основы хим. технологии **42**, 2, 231 (2008); А.В. Сандуляк, А.А. Сандуляк, В.А. Ершова. Хим. пром-сть сегодня **1**, 44 (2006).
- [21] А.П. Можаяев. ИФЖ **74**, 5, 196 (2001); **77**, 1, 69 (2004).
- [22] Г.И. Ковенский. ИФЖ **77**, 1, 93 (2004).
- [23] Ю.С. Теплицкий. ИФЖ **77**, 1, 86 (2004); **76**, 6, 151 (2003).
- [24] И.Г. Дик, Д. Пурэвжав, Д.Ю. Килимник. ИФЖ **77**, 1, 77 (2004).
- [25] В.В. Белобородов. ИФЖ **73**, 2, 283 (2000).
- [26] А.В. Сандуляк. ЖТФ **52**, 11, 2267 (1982); А.В. Сандуляк. ДАН УССР. Сер. физ. **9**, 49 (1983); А.В. Сандуляк. В сб.: Теоретическая электротехника. Вища шк. (Изд-во при Львов. ун-те), Львов (1983). В. 35. С. 157; А.В. Сандуляк. Техн. электродинамика **5**, 102 (1984).
- [27] Б.Э. Кашевский, И.В. Прохоров. ИФЖ **76**, 4, 30 (2003).
- [28] М.А. Юрищев. ЖЭТФ **128**, 6(12), 1227 (2005).
- [29] А.В. Сандуляк, А.А. Сандуляк, В.А. Ершова. ДАН **413**, 4, 469 (2007); А.В. Сандуляк, А.А. Сандуляк, В.А. Ершова. ЖТФ **79**, 5, 140 (2009); А.В. Сандуляк, А.А. Сандуляк, В.А. Ершова. Изв. МГТУ „МАМИ“ **2**, 4, 203 (2007).
- [30] А.А. Преображенский. Магнитные материалы. Высш. шк., М. (1965). 234 с.