

УДК550382

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ХИМИЧЕСКАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ СИСТЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ РАЗБАВЛЕННОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

©1994г. В. И. Белоконь, С. В. Семки н<sup>1</sup>

ДВГУ

Поступила в редакцию 11.11.92 г.

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно, одним из факторов, существенно искажающих палеомагнитную информацию, являются химические превращения природных ферромагнетиков. Поэтому не случайно изучению механизма образования химической намагниченности посвящено большое количество работ. В большинстве случаев обсуждение экспериментальных данных опирается на модель Хайга [1], в соответствии с которой рост объема  $V$  ферромагнитных включений новой фазы приводит к блокированию магнитных моментов при выполнении условия

$$\frac{1}{\tau} = f_0 \exp\left[\frac{I_s V H_c}{kT}\right] \sim 1 \text{ с}^{-1}, \quad (1)$$

где  $\tau$  – время релаксации,  $f_0$  – частотный фактор,  $f_0 \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $I_s$  – спонтанная намагниченность,  $H_c$  – критическое поле зерна,  $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана.

Однако из формулы (1) очевидно, что при постоянном объеме  $V$  блокирование магнитного момента возможно также за счет роста  $I_s$  и  $H_c$ , причем исходный ферромагнетик может иметь точку Кюри  $T_c < T$ . В этом случае возрастание  $I_s$  при переходе от  $T_c < T$  к  $T_c > T$  должно обеспечить большую величину возникающей химической намагниченности (CRM), механизм образования которой подобен механизму образования термостатической намагниченности (TRM). В данной работе предпринята попытка оценить величину образующейся CRM в рамках модели однодоменных взаимодействующих частиц. В общем случае критическое поле  $H_c$  однодоменного зерна определяется конкуренцией различных видов магнитной анизотропии, однако для достаточно больших значений  $I_s$  решающую роль играет анизотропия формы. Поэтому в дальнейшем мы будем предполагать, что  $H_c = KI_s$ ,  $K$  – размагничивающий фактор.

<sup>1</sup>Работа финансируется Министерством науки, высшей школы и технической политики России по гранту (шифр 2-112-16-31) и программе "Геокосмос".

Изменение  $I_s$  и  $T_c$  разбавленного ферромагнетика определяется ростом относительного числа ферромагнитных атомов в кристаллической решетке и контролируется диффузионными процессами, идущими с поверхности зерен. Задача определения CRM естественным образом разбивается на две задачи: определения закона изменения  $I_s$  и  $T_c$  и оценки CRM при известном законе изменения этих параметров.

### СПОНТАННАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ И ТОЧКА КЮРИ В РАЗБАВЛЕННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ СО СЛУЧАЙНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ АТОМОВ

Следуя методу, изложенному в работах [2, 3], рассмотрим систему  $N + 1$  частиц, связанных обменным взаимодействием, которое задается законом

$$h_k = \varphi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k),$$

где  $h_k$  – поле обменного взаимодействия между атомом, находящимся в начале координат и атомом с номером  $k$ , находящимся в точке  $\mathbf{r}_k$  и имеющим магнитный момент  $\mathbf{m}_k$ . Если бы все узлы с координатами  $\mathbf{r}_k$  были заняты частицами с моментами  $\mathbf{m}_k$ , суммарное поле  $H$  обменного взаимодействия определялось бы выражением

$$H = \sum_{k=1}^N \varphi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k).$$

Соответственно функция распределения поля взаимодействия

$$W(H) = \delta\left[H - \sum_{k=1}^N \varphi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k)\right].$$

Здесь  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака. При случайном распределении атомов в решетке

$$W(H) = \int \delta(H - \sum_k \varphi_k) \prod_k \Phi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k, H) d\mathbf{m}_k d\mathbf{r}_k dH. \quad (2)$$

$\Phi_k$  – вероятность того, что атом с магнитным моментом  $\mathbf{m}_k$  имеет координату  $\mathbf{r}_k$ ,  $\delta(H - \sum \varphi_k)$  – условная вероятность. Формула (2) определяет функ-

цию распределения при известной вероятности  $\Pi \Phi_k d\mathbf{m}_k dr_k W(H_k)$  выполнения условия того, что атом с номером  $k$  и моментом  $\mathbf{m}_k$  попадает в точку с координатой  $\mathbf{r}_k$ . В свою очередь  $\Phi_k = \tau(\mathbf{m}_k, H_k) f_k(\mathbf{r}_k)$ , если распределения независимы. Практический интерес представляют два случая:

1. Атомы находятся в узлах кристаллической решетки ( $\mathbf{r}_{k,0}$ ). Тогда  $f_k = \delta(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k,0})$ .

2. Атомы случайно распределены по объему (аморфный ферромагнетик);  $f_k = dV_k/V$ .

Функцию  $\tau(\mathbf{m}_k, H_k)$  в модели Изинга можно определить следующим образом:

$$\tau(\mathbf{m}_k, H_k) d\mathbf{m}_k = \left[ \frac{N - N_0}{N} \delta(m) + \frac{N_0}{N} \delta(m - m_0) \right] \frac{1}{2\pi} \times [\alpha(H_k) \delta(\gamma) + \beta(H_k) \delta(\gamma - \pi)] d\gamma d\phi.$$

Здесь  $m = |\mathbf{m}|$ , углы  $\gamma$  и  $\phi$  задают ориентацию  $\mathbf{m}$  по отношению к выделенному направлению,  $N_0$  – число ферромагнитных атомов,  $N$  – полное число узлов в решетке,  $\alpha(H_k)$  – относительное число атомов, ориентированных по полю ( $r = 0$ ),  $\beta(H_k)$  – против поля,  $\alpha + \beta = 1$ . В состоянии равновесия

$$\alpha(H_k) = \frac{\exp\left(\frac{mH_k}{kT}\right)}{2 \operatorname{ch}\left(\frac{mH_k}{kT}\right)}, \quad \beta(H_k) = \frac{\exp\left(-\frac{mH_k}{kT}\right)}{2 \operatorname{ch}\left(\frac{mH_k}{kT}\right)}$$

Предполагая, что вид функции распределения  $W(H_k)$  не зависит от номера частицы, можно провести интегрирование по  $H_k$  и формулу (2) записать в виде

$$W(H) = \int \delta(H - \sum_k \varphi) \prod_k \tau(\mathbf{m}_k) f_k(\mathbf{r}_k) d\mathbf{r}_k d\mathbf{m}_k, \quad (3)$$

$$\tau(\mathbf{m}_k) = \int \tau(\mathbf{m}_k, H_k) W(H_k) dH_k = \left[ \frac{N - N_0}{N} \delta(m) + \frac{N_0}{N} \delta(m - m_0) \right] \frac{1}{2\pi} \times [\bar{\alpha} \delta(\gamma) + \bar{\beta} \delta(\gamma - \pi)],$$

$$\bar{\alpha} = \int \alpha(H) W(H) dH, \quad \bar{\beta} = \int \beta(H) W(H) dH,$$

$\langle m \rangle = m_0 (\bar{\alpha} - \bar{\beta})$  – средний магнитный момент, приходящийся на один атом.

Если ферромагнитные атомы расположены по узлам кристаллической решетки,

$$W(H) = \int \delta(H - \sum_k \varphi(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_{k,0})) \prod_k \tau(\mathbf{m}_k) d\mathbf{m}_k. \quad (4)$$

Соответственно характеристическая функция

$$A(\rho) = \int W(H) e^{i\rho H} dH \quad (5)$$

определится выражением

$$A(\rho) = \prod_k \int \left[ \frac{N - N_0}{N} \exp(i\rho \varphi_k(0, \mathbf{r}_{k,0})) + \frac{N_0}{N} \exp(i\rho \varphi_k(m_0, \mathbf{r}_{k,0})) \right] \times \frac{1}{2\pi} [\bar{\alpha} \delta(\gamma) + \bar{\beta} \delta(\gamma - \pi)] d\gamma d\phi.$$

Для простейшего закона взаимодействия ближайших соседей  $\varphi_k = m_0 J \cos \gamma$  ( $J$  – обменный интеграл)

$$A(\rho) = \left[ \frac{N - N_0}{N} + \frac{N_0}{N} \{ \bar{\alpha} \exp(i\rho m_0 J) + \bar{\beta} \exp(-i\rho m_0 J) \} \right]^z, \quad (6)$$

где  $z$  – число ближайших соседей. Используя соотношения (4 - 6), легко получить уравнения для магнитного момента  $m$ , приходящегося на один атом:

$$\sum_{i=0}^{\left[\frac{z-1}{2}\right]} \left\{ \sum_{k=1}^z A_k^i C_k^i p^k (1-p)^{z-k} \right\} \mu^{2i} = 1. \quad (7)$$

Здесь  $A_k^i = 0$ , если  $i > [(k-1)/2]$ .

$$A_k^i = \frac{1}{2^{k-1}} \sum_{m=0}^i (-1)^m \sum_{l=m}^{\left[\frac{k-1}{2}\right] - (i-m)} C_l^m C_k^l C_{k+2}^{2(i-m)} \operatorname{th} \frac{k-2l}{\tau},$$

$$i \leq \left[\frac{k-1}{2}\right], \quad \tau = \frac{kT}{m_0^2 J}, \quad C_n^k = \frac{n!}{k!(n-k)!},$$

$[a]$  – целая часть  $a$ ,

$$p = \frac{N_0}{N}, \quad \mu = \bar{\alpha} - \bar{\beta} = \frac{\langle m \rangle}{m_0}.$$

Действительное решение этого уравнения существует лишь при  $0 < T < T_c(p)$ ,  $p_k < p < 1$ ,  $p_k$  определяется из уравнения

$$\sum_{k=1}^z C_k^i p^k (1-p)^{z-k} \lambda(k) = 1,$$

$$\lambda(k) = \prod_{l=1}^{\left[\frac{k-1}{2}\right]} \left( 1 + \frac{1}{2l} \right),$$

а температура Кюри  $T_c$  из уравнения (7) при  $\mu = 0$ . Асимптотически, при  $p \geq p_k$

$$\tau_c = \frac{kT_c}{m_0^2 J} = 1 / \ln \left( \frac{A(z)}{p - p_k} \right)^{1/2}.$$

$A(z)$  – известный коэффициент, зависящий от координатного числа.

При  $p \approx 1$ ,

$$\frac{\tau_c(p)}{\tau_c(1)} - p \approx -\lambda(z)(1-p), \quad \lambda(z) = \frac{z-1/3}{z^2-z+2/3}.$$

Таким образом, температура Кюри как функция концентрации магнитных атомов обладает следующими особенностями:

1. Существует магнитная концентрация  $p_k$ , ниже которой невозможен магнитный фазовый переход.

2. Кривая  $T_c(p)$  поднимается вертикально от  $p = p_k$ .

3. При  $p \leq 1$   $T_c \sim p$ .

Аналогичный вид зависимости  $T_c(p)$  получается при рассмотрении разбавленных ферромагнетиков с учетом результатов теории протекания [6]; обычный же метод эффективного поля дает, как известно, прямую пропорциональность  $T_c \sim p$  во всем интервале концентраций.

В связи с резким ростом  $T_c$  при  $p \sim p_k$  для практических расчетов зависимости  $T_c(p)$  можно аппроксимировать разрывной функцией вида:

$$T_c(p) = \begin{cases} 0, & p \leq p_k, \\ cp, & p_k < p < 1, \end{cases}$$

где  $c$  имеет смысл точки Кюри при  $p = 1$ . Такая аппроксимация используется в дальнейшем при расчете химической намагниченности.

### ХИМИЧЕСКАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ В СИСТЕМЕ ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим совокупность однодоменных магнитных частиц, помещенных в немагнитную матрицу. В ходе химической реакции происходит диффузия немагнитных атомов с поверхности частицы, в результате чего объем частицы уменьшается, а концентрация  $p$  магнитных атомов растет. Предположим, что форма частицы остается подобной исходной, т.е. константа анизотропии формы  $K$  постоянна. Если  $V_0$  и  $p_0$  – соответственно объем и концентрация магнитных атомов частицы к началу химической реакции, а  $V$  и  $p$  – текущие значения этих параметров, то очевидно

$$V_0 p_0 = V p, \quad m = V I_s \sim V p \mu, \quad (8)$$

$m$  – магнитный момент частицы,  $I_s$  – спонтанная намагниченность. Магнитный момент блокируется при условии

$$m H_c \sim 50 k T, \quad H_c = K I_s.$$

Отсюда  $V K I_s^2 \approx 50 k T$  или, учитывая (8),  $A K p \mu^2 \approx 50 k T / 2$ ,  $A = I_s / (p \mu)$  – константа, зависящая от вида ферромагнетика. Мы предполагаем, что несовершенство формы частицы приводит, с одной сторо-

ны, к уменьшению константы анизотропии  $K$ , а с другой – к увеличению площади поверхности и соответственно интенсивности химической реакции. Для количественной оценки влияния этих факторов рассмотрим следующую модель. Все частицы до начала реакции имеют одинаковый объем  $V_0$  и одинаковую концентрацию магнитных атомов  $p_0$ , характеризуются “вытянутостью”  $q$  и “изрезанностью”  $\varepsilon$ . Вытянутость частицы равна отношению длины (максимального размера вдоль оси симметрии) к толщине (максимальному размеру в поперечном направлении). Параметр изрезанности вводится следующим образом:  $\varepsilon = 0$  для эллипсоида с осевым отношением  $q$  и  $\varepsilon = 1$  для цепочки  $q$  одинаковых шаров. Полагаем, что  $\varepsilon$  изменяется непрерывно в этих пределах. Константа анизотропии вычисляется по формуле:

$$K(q, \varepsilon) = \varepsilon K_2(q) + (1 - \varepsilon) K_1(q), \quad (9)$$

где  $K_1(q)$  – константа анизотропии эллипсоида вращения, а  $K_2(q)$  – константа анизотропии цепочки шаров. Данные о величине  $K_2$  взяты из работы [4]; приближенно

$$K_2 = \frac{\pi}{2} \{ 1 - \exp(-0.1153 \ln^2 q - 0.53744 \ln q) \}. \quad (10)$$

Выражение для  $K_1$  хорошо известно [5]:

$$K_1 = 2\pi \left\{ 1 - \frac{3}{q^2 - 1} \left( \frac{q}{2(q^2 - 1)^{1/2}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \frac{q + (q^2 - 1)^{1/2}}{q - (q^2 - 1)^{1/2}} \right) \right\}. \quad (11)$$

Поскольку в процессе химической реакции немагнитные атомы уходят с поверхности образца, можно предположить, что  $dp/dt \sim S(1-p)$ , где  $S$  – площадь поверхности частицы. В свою очередь,  $S = f(q, \varepsilon) V^{2/3}$ ,

$$f(n, \varepsilon) = (3\pi)^{1/3} \left\{ 1 - \frac{\pi}{4} \left\{ \left( \frac{\pi}{4 - \pi} + \varepsilon \right) q^{1/3} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1 - \varepsilon}{q q^{1/3}} \right\} \right\}. \quad (12)$$

Для  $p$  получается следующее уравнение:

$$\frac{dp}{dk} = \frac{1-p}{p^{3/2}}, \quad k = f(n, \varepsilon)t, \quad (13)$$

решение которого дает закон изменения  $p(t)$ . Магнитоэлектронное взаимодействие частиц можно учесть, используя известное приближенное соотношение для относительного числа частиц, вовлекаемых в процесс намагничивания:

$$\frac{n}{n_0} = \frac{H}{B + k T_p / (V_0 p_0 I_s / p_B)}. \quad (14)$$

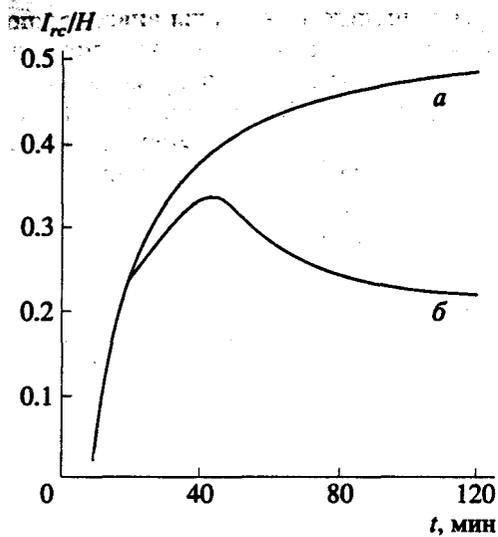


Рис. 1. Зависимость химической намагниченности от времени выдержки в магнитном поле (теория).

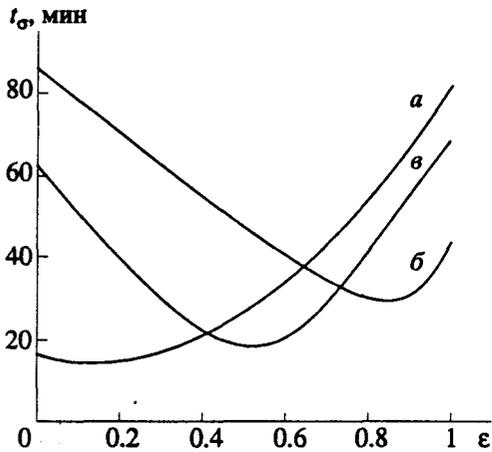


Рис. 2. Время блокирования как функция параметра изрезанности.

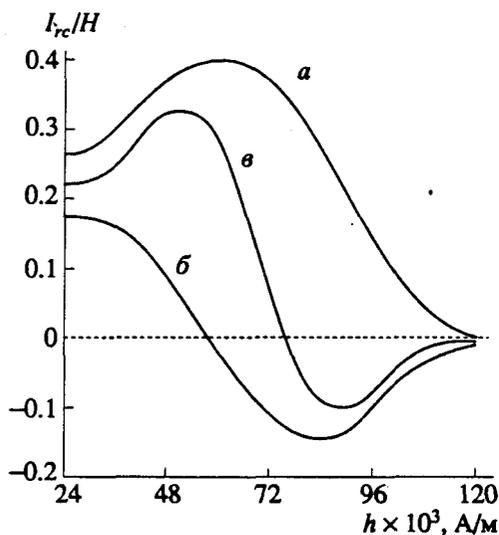


Рис. 3. Разрушение  $I_{sc}$  переменным полем (теория).

Здесь  $V = 5n_0\langle m \rangle$ ,  $n_0$  – число частиц в единице объема,  $H$  – внешнее поле,  $T_p$  – температура реакции,  $V_0 p_0 I_s / p_B = m_B$  – магнитный момент блокирования.

Численная оценка химической намагниченности проводилась с учетом равномерного распределения по параметру  $\epsilon$  в интервале от 0 до 1; параметр  $q$  для всех частиц предполагался одинаковым и при расчетах варьировался. Имея в виду сопоставление с экспериментальными данными, мы производили расчеты при следующих значениях характерных величин:  $A \approx 500$  э/м<sup>2</sup>,  $T_p = 673$  К,  $p_0 = 0.5$ ,  $V = \lambda 10^{-16}$  см<sup>3</sup> ( $\lambda$  – варьировалась),  $n_0 = \sigma/V_0$  ( $\sigma$  – варьировалась).

Были получены кривые роста (насыщения)  $I_{sc}(t)$  для случая, когда внешнее поле  $H$  постоянно (рис. 1, кривая *a*) и когда  $H$  изменяет знак в некоторый момент  $t_0$  (коммутация поля) (рис. 1, кривая *b*). Кроме того, получены кривые разрушения переменным полем с убывающей от  $h$  до 0 амплитудой  $I_{sc}$ , образованной при коммутации поля. Одновременно вычислялось  $t_B(q, \epsilon)$  – время блокирования магнитного момента частицы с параметрами  $q$  и  $\epsilon$ .

Оказалось, что вид кривой разрушения  $I_{sc}$  полностью определяется зависимостью  $t_B(q, \epsilon)$ . Увеличение  $\epsilon$  приводит, с одной стороны, к увеличению площади поверхности частицы, т.е. способствует уменьшению  $t_B(q, \epsilon)$ , а с другой стороны, при больших  $\epsilon$  константа анизотропии  $K$  уменьшается, что вызывает рост  $t_B(q, \epsilon)$ . В результате конкуренции этих факторов функция  $t_B(q, \epsilon)$  (при постоянном  $q$ ) может иметь минимум по  $\epsilon$  в любой точке интервала  $[0, 1]$ . Если минимум расположен в области малых  $\epsilon$  (рис. 2, кривая *a*), то кривая разрушения  $I_{sc}$ , полученная при коммутации поля, имеет отчетливо выраженный положительный максимум и не уходит в отрицательную область (рис. 3, кривая *a*). Это означает, что образование  $I_{sc}$  начинается в высококоэрцитивной части спектра и заканчивается в низкокоэрцитивной. Если же минимум  $t_B(q, \epsilon)$  расположен вблизи  $\epsilon = 1$  (рис. 2, кривая *b*), то кривая разрушения  $I_{sc}$  уходит в отрицательную область (рис. 3, кривая *b*). Это свидетельствует о низкокоэрцитивном происхождении  $I_{sc}$ , полученной в первые моменты времени. Наконец, если минимум  $t_B(q, \epsilon)$  находится вблизи  $\epsilon = 0.5$  (рис. 2, кривая *b*), на кривой разрушения  $I_{sc}$  присутствуют одновременно положительный и отрицательный пики (рис. 3, кривая *b*). Положение минимума  $t_B(q, \epsilon)$  определяется главным образом значением параметра  $q$ . При малых  $q$  ( $q \leq 3$ ) минимум находится в области  $\epsilon = 0$ , а с увеличением  $q$  смещается вправо так, что при  $q \geq 6$  минимум расположен вблизи  $\epsilon = 1$ . Изменение параметра  $\lambda$  (объем) практически не приводит к изменению положения минимума, однако при уменьшении  $\lambda$  минимум становится более отчетливо выраженным.

Следует отметить, что решающую роль в процессе блокирования магнитного момента зерна

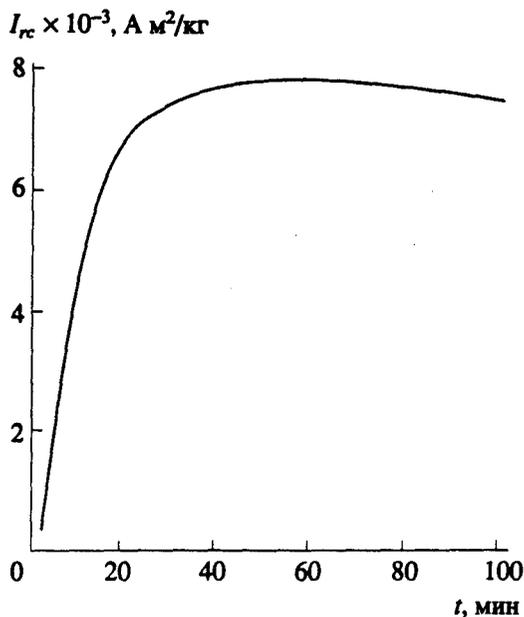


Рис. 4.  $I_{rc}$  как функция времени выдержки (эксперимент).

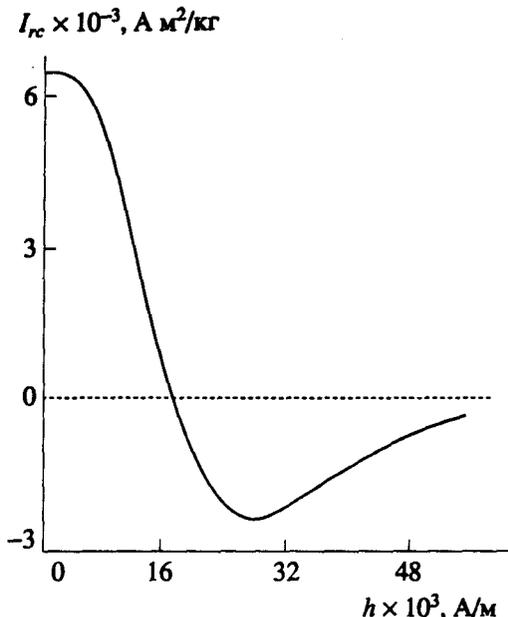


Рис. 5. Разрушение  $I_{rc}$  переменным полем (эксперимент).

играет факт резкого возрастания спонтанной намагниченности и критического поля  $H_c$ , связанный с "удалением" точки Кюри от температуры реакции, в то время как изменение объема влияет незначительно. Это легко увидеть, сопоставляя результаты расчета величины  $I_{rc}$ , приведенные здесь, с соответствующими результатами нашей работы [7], в которой объем зерна предполагался неизменным. Нам представляется, что это обстоятельство позволяет использовать изложенный здесь подход при исследовании намагниченности любых частиц, точка Кюри которых в результате химических превращений проходит через температуру реакции. В качестве примера на рис. 4 и 5 представлены результаты экспериментального исследования образования и разрушения  $I_{rc}$  образцов породы, содержащей титаномагнетит (температура Кюри  $250^\circ\text{C}$ ). В ходе химической реакции, протекавшей при температуре  $T_p = 450^\circ\text{C}$ , происходило превращение титаномагнетита в магнетит (температура Кюри  $580^\circ\text{C}$ ). Химическая остаточная намагниченность создавалась во внешних магнитных полях  $0.05$  мТл. Согласно данным работ [8, 9], при  $T = 450^\circ\text{C}$  происходит распад катион-дефицитного титаномагнетита, сопровождающийся выделением гематитной фазы. Этот процесс приводит к постоянному росту точки Кюри от  $T = 190^\circ\text{C}$  до  $T = 580^\circ\text{C}$  с переходом через температуру реакции. Кривые разрушения переменным полем  $I_{rc}$ , полученной при коммутации внешнего поля, имеют следующую особенность: при увеличении амплитуды переменного поля  $I_{rc}$  (первоначально положительная) уменьшалась до отрицательных значений. Очевидно, такое пове-

дение кривой разрушения  $I_{rc}$  соответствует случаю, когда образование намагниченности начинается с низкокоэрцитивной части спектра.

### ВЫВОДЫ

1. С помощью функции распределения по полям обменного взаимодействия построены само согласованные уравнения намагниченности разбавленного ферромагнетика, дающие концентрационную зависимость температуры Кюри более точную, чем модель среднего поля.

2. Построена модель образования химической намагниченности ансамбля однодоменных частиц, основанная на механизме изменения температуры Кюри в процессе реакции и учитывающая влияние несовершенства формы частиц. Проведено сопоставление с экспериментальными данными, указывающее на то, что модель достаточно адекватно описывает свойства остаточной химической намагниченности.

Авторы благодарны И.В. Сопла за предоставленные экспериментальные данные.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хайг Г. Возникновение остаточной намагниченности при химических изменениях // Палеомагнетизм. М.: ИЛ, 1962. С. 67 - 86.
2. Щербаков В.П., Щербакова В.О. О магнитостатическом взаимодействии в системе однодоменных зерен // Изв. АН СССР, сер. Физика Земли. 1975. № 9. С. 101 - 104.

3. *Белоконь В.И.* О соотношении некоторых видов остаточной намагниченности ансамбля однодоменных взаимодействующих частиц // Изв. АН СССР, сер. Физика Земли. 1985. № 2. С. 55 - 64.
4. *Jacobs I.S., Bean Cf.* An Approach to Elongated Fine-Particle Magnets // Phys. Rev. 1955. V. 100. № 4. P. 1060 - 1067.
5. *Кричич Г.С.* Физика магнитных явлений. М.: Изд-во МГУ, 1976. С. 36.
6. *Займан Д.* Модели беспорядка. М.: Мир, 1982. С. 592.
7. *Белоконь В.И., Гусаков Н.Н., Семкин С.В., Сопла И.В.* К вопросу об образовании химической намагниченности // Геофизический журнал. Т. 14. С. 75 - 79.
8. *Белоконь В.И., Сопла И.В., Семкин С.В.* Образование химической остаточной намагниченности в процессе роста спонтанной намагниченности продуктов реакции // Химическая намагниченность: теория и эксперимент. Изд-во ДВГУ, 1991. С. 3 - 13.
9. *Шолпо Л.Е., Танеев А.К., Борисова Г.П.* Изменение коэрцитивности и метастабильности доменной структуры титаномагнетита в процессе его окисления // Химическая намагниченность: теория и эксперимент. Изд-во ДВГУ, 1991. С. 36 - 46.