

АНАЛИЗ ВЫПОЛНЕНИЯ ЗАКОНОВ ТЕЛЬЕ НЕЗАВИСИМОСТИ И АДДИТИВНОСТИ ПАРЦИАЛЬНЫХ ТЕРМОСТАТОЧНЫХ НАМАГНИЧЕННОСТЕЙ ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОДНОДОМЕННЫХ ЗЕРЕН (ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

© 1997 г. В. П. Щербаков, Н. К. Сычева

Геофизическая обсерватория "Борок" ОИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва

Поступала в редакцию 09.08.95 г.

Законы Телье независимости и аддитивности парциальных термоостаточных намагниченностей (*PTRM*) имеют фундаментальное значение при определениях палеонапряженности методом Телье и (или) компонентном анализе палеонаправлений. Поэтому вопрос об их выполнении или нарушении в тех или иных условиях всегда привлекал большое внимание специалистов по палеомагнетизму и магнетизму горных пород.

Напомним формулировку этих законов [1]

1) Закон аддитивности. В простейшей форме его можно записать в виде:

$$PTRM|_{T_1}^{T_c} + PTRM|_{T_0}^{T_1} = TRM. \quad (1)$$

Формула (1) аналогичным образом распространяется на сумму любого числа взаимно дополнительных *PTRM*. Здесь T_c – температура Кюри, T_0 – комнатная температура, T_1 – промежуточная температура образования *PTRM*.

2) Закон независимости может быть разбит на два пункта:

а) $PTRM|_{T_i}^{T_{i+1}}$ независимы по величине и направлению друг от друга для любого числа неперекрывающихся интервалов ($T_i; T_{i+1}$);

б) $PTRM|_{T_i}^{T_{i+1}}$ не зависят от нагревов до температур T_i , но полностью исчезают при нагреве до T_{i+1} при $H = 0$.

Свойство а) обычно объясняется тем, что спектр блокирующих температур может быть разложен на неперекрывающиеся части, каждая из которых представляет одну из *PTRM*. Свойство б) зачастую ошибочно трактуется как простая перефразировка свойства а). На самом деле, для его справедливости следует сделать предположение об идентичности блокирующей T_b и деблокирующей T_{db} температур [2].

В течение длительного времени законы Телье рассматривались как универсальные. Позже, в ряде исследований [3–6] было установлено, что

закон независимости *PTRM* нарушается для многодоменных (МД) зерен (рис. 1): кривая терморазмагничивания *PTRM* сходит на нет только при температуре Кюри T_c ферромагнетика. Другим важным свойством *PTRM* МД частиц является их зависимость от предыстории [2, 5, 7, 8]. Обозначим как $PTRM_{T_0}^{T_1}$ ("сверху") парциальную намагниченность, созданную после охлаждения образца от T_c до T_1 , и как $PTRM_{T_0}^{*T_1}$ ("снизу") – намагниченность, которая создается из абсолютно нулевого состояния образца, когда в нулевом поле образец от T_c остывает до T_0 и затем нагревается до T_1 . Наиболее существенное отличие этих *PTRM* заключается в том, что, как это было пока-

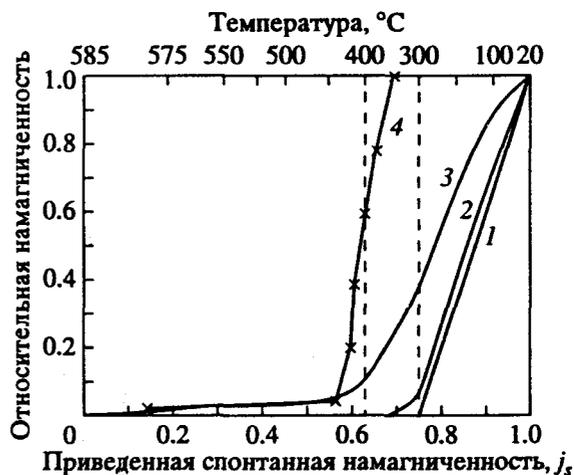


Рис. 1. Терморазмагничивание парциальных термоостаточных намагниченностей. Кривые 1, 2, 3 взяты из работы [4] и представляют собой терморазмагничивание $PTRM_{T_0}^{300}$ для ОД (кривая 1), ПОД (кривая 2), МД (кривая 3) зерен. Кривая 4 демонстрирует результат пошагового терморазмагничивания $PTRM_{350}^{400}$ согласно работе [6].

зано в [5, 7], $PTRM^* < PTRM$, причем различие здесь может достигать 100% величины $PTRM^*$.

Для псевдооднодоменных (ПОД) частиц размера (0.15–0.25) мкм было найдено [4], что кривая $i_{pr}(T)$ разрушается только при некотором “перегреве” образца выше T_1 на величину порядка 50°C (рис. 1), также образуя, таким образом, “хвост” $PTRM$, хотя и не столь ярко выраженный, как для МД частиц.

Что же касается однодоменных (ОД) зерен, то здесь, как ни парадоксально, ситуация не вполне ясна. Нам известны лишь два прямых эксперимента по проверке этого закона на ОД зернах. Первый был сделан Большаковым и Щербаковой [4] на образце, содержащем кубические зерна магнетита размера ≈ 0.05 мкм. Были созданы $PTRM_{T_k}^{200}$, $PTRM_{T_k}^{300}$, $PTRM_{T_k}^{400}$, где T_k – комнатная температура и показано, что все они терморазмагничиваются точно при верхней температуре их создания. Тем самым была продемонстрирована справедливость закона независимости для ОД частиц.

Впоследствии подобные эксперименты с ОД зернами были повторены и расширены в работе [6]. В частности, в ней исследовалась стабильность к терморазмагничиванию $PTRM_{350}^{400}$, созданной на образце, содержащем зерна магнетита размера ≈ 0.1 мкм (рис. 1). В отличие от работы [4] здесь проводилось пошаговое терморазмагничивание и все измерения делались при $T = T_k$. Как мы видим, в этом случае $PTRM$ полностью размагничивается лишь при прогреве до 450°C, что на 50°C выше верхней температуры ее создания, т.е., строго говоря, закон независимости $PTRM$ нарушается и в этом случае (т.е. для ОД частиц).

Возникает естественный вопрос: что же в действительности имеет место для ОД зерен и при каких условиях закон независимости может нарушаться и для них? И как обстоит дело с выполнением закона аддитивности? Как известно, для МД зерен он выполняется лишь условно: т.е. при одинаковом способе создания всех $PTRM$ – например, все они должны быть созданы либо “сверху” либо “снизу”. Последнее очевидно из факта неравенства величин $PTRM$ и $PTRM^*$.

С теоретической точки зрения для невзаимодействующих частиц этот вопрос рассматривался, например, в [9], где было показано, что различие блокирующей T_b и деблокирующей T_{db} температур в этом случае практически ничтожно, если внешнее поле H мало в сравнении с критическим полем перемангничивания $H_k = N_d I_s$ (т.е. с коэрцитивной силой) частицы, где N_d – эффективный параметр анизотропии, а I_s – спонтанная намагниченность. Для взаимодействующих частиц этот вопрос, однако, остается открытым. Действительно, так как ансамбль сильновзаимодействующих

частиц по своим физическим свойствам ведет себя как макроаналог “спинового стекла” [2], то естественно ожидать в нем и явлений аккомодации, т.е. стабилизации состояний. Это значит, что в ходе охлаждения и нагрева в ансамбле происходят необратимые изменения конфигурации, связанные с уменьшением его свободной энергии. Увеличение стабильности магнитного состояния вполне может привести к появлению заметного остатка $PTRM$ при ее нагреве до T_1 , который окончательно разрушается только при дальнейшем прогреве, как это имеет место в экспериментах, описанных в работе [6].

К сожалению, теоретический анализ явления аккомодации в системах со случайным потенциалом взаимодействия (типа “спиновых стекол”) традиционными аналитическими средствами в настоящее время вряд ли возможен. По этой причине в настоящей работе мы пошли по пути проведения обширных численных экспериментов методом Монте-Карло.

Физические основания и детали расчета методом Монте-Карло подробно описаны в работе [10], поэтому мы здесь коснемся только особенностей расчета кривых терморазмагничивания и образования $PTRM$ и полной термонамагниченности (TRM). Алгоритм в целом состоит из N_c циклов, внутри каждого из которых проводятся Монте-Карло “испытания” для каждой отдельной из N частиц ансамбля с учетом суммарного поля диполь-дипольных взаимодействий, т.е. реальных геометрического расположения частиц и направления их магнитных моментов во время данного “испытания”. При образовании $PTRM$ (или полной TRM) каждый последующий цикл отличается от предыдущего тем, что происходит “охлаждение” ансамбля, т.е. приведенная спонтанная намагниченность $j_s(T) = \frac{I_s(T)}{I_s(T_0)}$, возрастает

на N_c^{-1} ; при этом изменение температуры со временем t подчиняется известному уравнению $\frac{dT}{dt} = -\gamma(T - T_0)$. Для кривых терморазмагничивания изменения в этой схеме очевидны: на каждом шаге $j_s(T)$ убывает на N_c^{-1} и закон роста температуры в интервале (T_0, T_c) есть $T - T_0 = \gamma(T_c - T_0)$, т.е. предполагается линейный (а не экспоненциальный) рост температуры со временем.

В качестве модели для расчета брался ансамбль $N = 500$ частиц, случайно распределенных в кубе со стороной L . Очевидно, $Nd^3 = L^3c$, где c – приведенная объемная концентрация частиц. Предполагалось, что частицы обладают только анизотропией формы, так что магнитный момент m_i каждой из них может быть направлен лишь

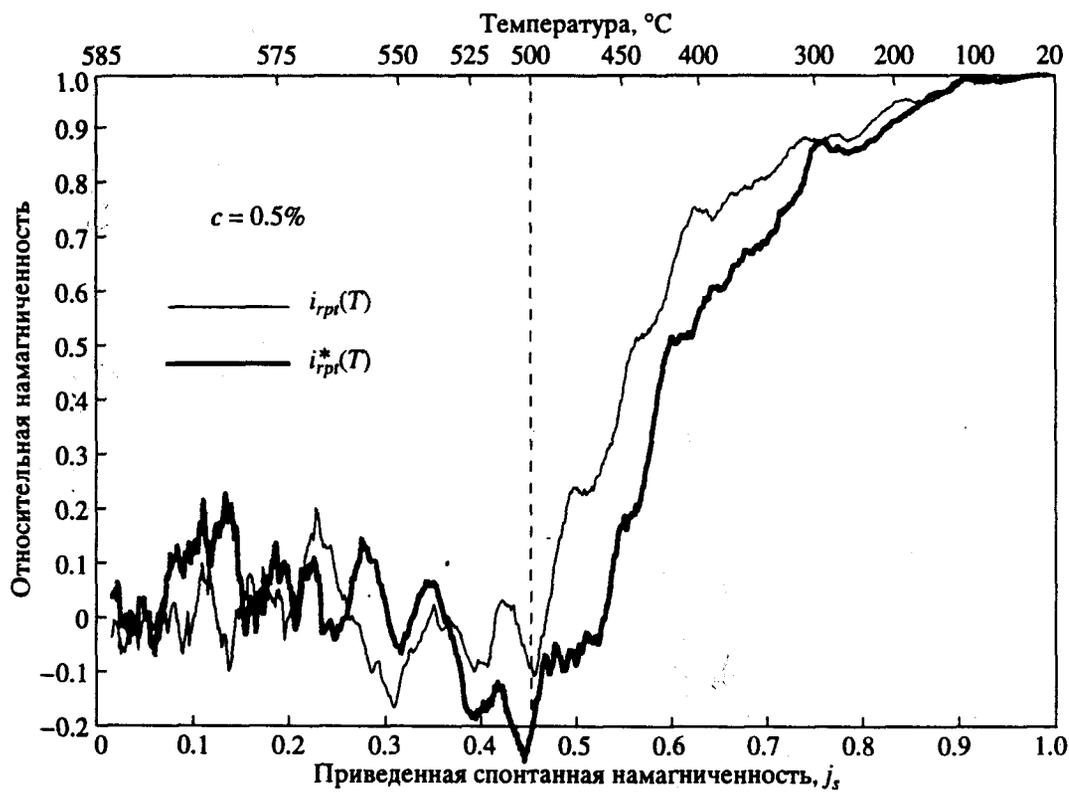
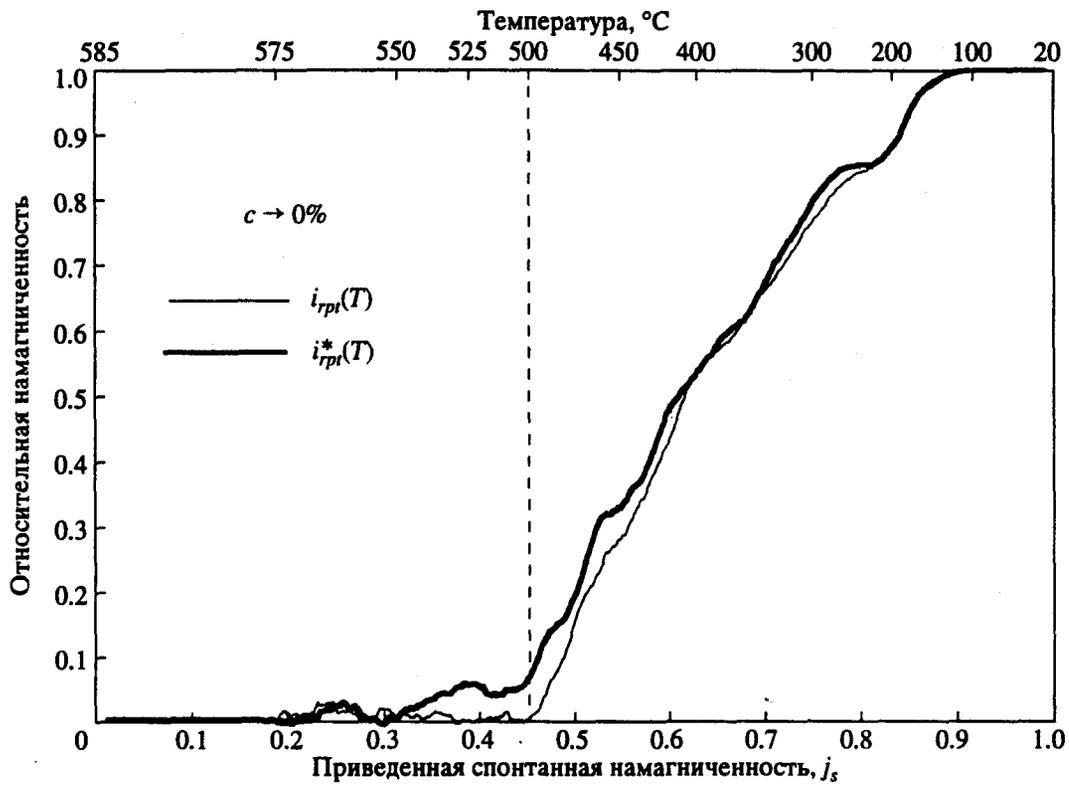


Рис. 2. Приведенные кривые терморазмагничивания $PTRM_{T_0}^{T_1}(i_{rpl}(T))$ и $PTRM_{T_0}^{*T_1}(i_{rpl}^*(T))$, полученные методом Монте-Карло при $T_1 = 500^\circ\text{C}$, размере зерен $d = 500 \text{ \AA}$ и различных относительных объемных концентрациях ферромагнетика (сверху вниз): $c \rightarrow 0\%$ (невзаимодействующие частицы), $c = 0.5\%$ (слабо взаимодействующие частицы).

ЩЕРБАКОВ, СЫЧЕВА

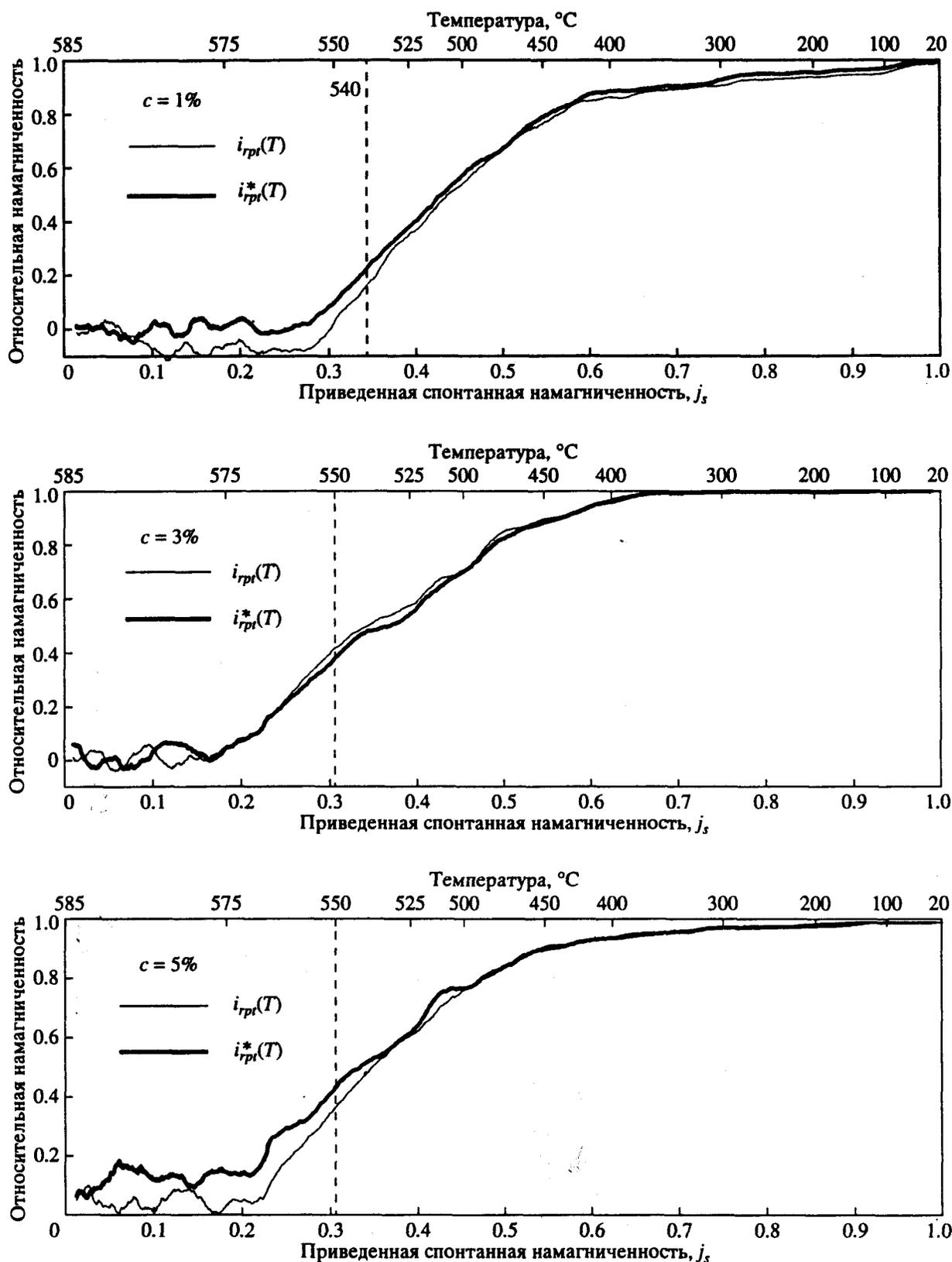


Рис. 3. Приведенные кривые терморазмагничивания $PTRM_{T_0}^{T_1}(i_{rpt}(T))$ и $PTRM_{T_0}^{*T_1}(i_{rpt}^*(T))$, полученные методом Монте-Карло для сильно взаимодействующих частиц размера $d = 500 \text{ \AA}$ (сверху вниз): $T_1 = 540^\circ\text{C}$, $c = 1\%$, $T_1 = 550^\circ\text{C}$, $c = 3\%$, $T_1 = 550^\circ\text{C}$, $c = 5\%$.

Таблица

$c, \%$	$T_1, ^\circ\text{C}$	$TRM, \times 10^{-2}$	$PTRM1 + PTRM2, \times 10^{-2}$	$PTRM1, \times 10^{-2}$	$PTRM2, \times 10^{-2}$	$PTRM^*, \times 10^{-2}$
0	500	9.2 ± 0.28	9.01 ± 0.37	4.04 ± 0.28	4.98 ± 0.24	5.08 ± 0.26
0.5	500	5.64 ± 0.23	5.78 ± 0.39	3.54 ± 0.27	2.24 ± 0.27	1.66 ± 0.22
1	540	3.01 ± 0.2	3.19 ± 0.28	1.37 ± 0.2	1.82 ± 0.2	1.82 ± 0.2
3	550	2.31 ± 0.18	2.26 ± 0.34	1.33 ± 0.24	0.94 ± 0.25	0.89 ± 0.24
5	550	1.57 ± 0.21	1.49 ± 0.31	0.98 ± 0.21	0.51 ± 0.22	0.53 ± 0.23

вдоль ее легкой оси и, стало быть, имеет только два возможных направления (модель Изинга). Наличие анизотропии формы означает, что частицы имеют вытянутую форму, но для простоты они характеризуются здесь также их эффективным размером $d = v^{-1/3}$ (v – объем частицы, который в данной работе полагался одинаковым для всех частиц). В то же время распределение частиц по параметру N_d принималось равномерным в интервале (N_{\min}, N_{\max}) , т.е. $f(N_d) = 1/(N_{\max} - N_{\min})$, если $N_{\min} \leq N_d \leq N_{\max}$ и $f(N_d) = 0$ в остальных случаях. Необходимо отметить, что, ввиду стохастического характера результатов, получаемых методом Монте-Карло, они представляют собой случайные величины и подвержены заметным флуктуациям (что видно ниже на рис. 2, 3). Для их уменьшения при каждом фиксированном наборе параметра, т.е. $c, v, T_1, N_{\min}, N_{\max}, N_c, N$ и т.д., проводился ряд Монте-Карло экспериментов – не менее 100 – и в конечном счете при построении всех кривых на рисунках использовалось среднее по этим экспериментам. Тем не менее, даже эти средние величины имеют некоторый разброс, что видно из характера этих кривых. Относительная намагниченность ансамбля N частиц определяется формулой

$$i = \left(\sum_{i=1}^N m_i \right) / (NI_s(T_0)). \quad (2)$$

Именно эта величина как функция c и T и будет рассматриваться далее при численных экспериментах.

Дискуссия

Во всех дальнейших расчетах принималось $N_{\min} = 0.1, N_{\max} = 2.0$, число циклов $N_c = 1000$, характерное время “охлаждения” (или “нагрева”) $\gamma^{-1} = 10^3 \text{с}$.

В таблице показаны результаты расчетов для полной TRM и $PTRM_{T_0}^{T_1}$ (в таблице обозначена как $PTRM2$), $PTRM_{T_1}^{T_c}$ ($PTRM1$), $PTRM_{T_0}^{T_1}$ ($PTRM^*$) с целью проверки закона аддитивности $PTRM$ и их зависимости от предыстории (сравнение $PTRM2$ и

$PTRM^*$). Таблица с очевидностью демонстрирует: 1) справедливость закона аддитивности, 2) независимость $PTRM$ от способа их создания во всех проанализированных случаях, включая и весьма высокие концентрации ОД зерен ($c = (1-5)\%$). Напомним в этой связи, что, как показано в работах [10, 11], критическая концентрация, выше которой взаимодействия оказывают существенную (и даже решающую) роль на образование TRM и блокировку отдельных частиц для магнетитовых зерен, составляет $(0.5-1)\%$.

На рис. 2 продемонстрированы кривые терморазмагничивания, приведенные к $NI_s(T_0)$ (формула (2)) для $PTRM$ (кривая $i_{pr}(T)$) и $PTRM^*$ (кривая $i_{pr}^*(T)$). Как видно из этого рисунка, при концентрациях $c \rightarrow 0\%$ (невоздействующие зерна) и $c = 0.5\%$ эти кривые действительно терморазмагничиваются при $T = T_1$, т.е. закон независимости $PTRM$ в отсутствие взаимодействия, и(или) при относительно слабом взаимодействии, выполняется, как это и должно быть. В то же время, при $c \geq 1\%$ (рис. 3) наблюдается очевидное нарушение закона независимости Телье: кривые терморазмагничивания обнаруживают заметный “хвост” при $T > T_1$, хотя они и сходят к нулю еще до достижения T_c . Таким образом, форма кривых $i_{pr}(T)$ и $i_{pr}^*(T)$ в данном случае подобна экспериментальным кривым, обнаруженным в работе [4] (ПОД зерна) и [6] (ОД частицы), характерна для ПОД зерен, согласно [4].

Вместе с тем необходимо отметить, что, точно так же как не наблюдается статистически значимых различий между величинами $PTRM$ и $PTRM^*$ при $T = T_k$ (таблица), так их нет и между соответствующими кривыми терморазмагничивания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Закон независимости $PTRM$ Телье может нарушаться не только в МД или ПОД зернах, но и в ансамбле сильно взаимодействующих ОД зерен при относительной объемной концентрации ферромагнетика $c > 1\%$. Это нарушение заключается в том, что $^{T_1}PTRM_{T_0}$ разрушается только при нагреве образца до температур, превышающих T_1

но меньших температуры Кюри T_c , подобно тому, что имеет место в ПОД частицах. Вместе с тем закон аддитивности *PTRM* сохраняется и в этом случае. Не обнаружено также и статистически значимых различий между *PTRM*, созданных различными способами – т.е. при подходе к T_1 снизу, от комнатной температуры T_0 , или сверху, от T_c . Отсюда следует, что наличие “хвостов” ПОД типа на кривых $i_{гр}(T)$ для взаимодействующих ОД зерен, с одной стороны, и зависимость величины *PTRM* от способа ее создания и наличие “хвостов МД типа” на МД зернах, с другой стороны, обусловлены разными физическими причинами. Повидимому, в первом случае это связано с большой нестабильностью фазы типа “спинового стекла” [12], в результате чего приложение даже слабого магнитного поля приводит к необратимым изменениям в конфигурации магнитных моментов. Во втором же случае причиной наблюдаемых явлений служит, очевидно, гистерезис ДС, обусловленный действием различного рода потенциальных барьеров и их зависимостью от температуры, диффузионными процессами, релаксацией напряжений, движением дислокаций и т.д.

Для практики палеомагнетизма результаты наших численных экспериментов означают, что метод Телье может использоваться и для взаимодействующих ОД зерен, поскольку закон аддитивности *PTRM* и в этом случае независимость от способа их создания сохраняются. В то же время нарушение закона независимости *PTRM* может отрицательно сказаться при анализе компонент естественной остаточной намагниченности вследствие возможного перекрытия блокирующих температур *PTRM*, созданных в различных температурных интервалах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-05-08711).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нагота Т.* Магнетизм горных пород. М.: Мир, 1965. 348 с.
2. *Щербаков В.П., Ламаш Б.Е., Щербакова В.В.* Физические основы магнетизма горных пород. М: Наука, 1991, 186 с.
3. *Шапканов В.А., Металлова В.В.* Нарушение закона Телье для парциальных термоостаточных намагниченностей // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1972. № 3. С. 80-86.
4. *Большаков А.С., Щербакова В.В.* Термомагнитный критерий определения доменной структуры ферромагнетиков // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 2. С. 38-47.
5. *Shcherbakov V.P., McIldland E., Shcherbakova V.V.* A model of multidomain thermoremanent magnetization incorporating temperature-variable domain structure // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 6201-6216.
6. *Worm H.-U., Jackson M., Kelso P., Banerjee S.K.* Thermal demagnetization of partial thermoremanent magnetization // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. № В10. V.12196-12204.
7. *Виноградов Ю.К., Марков Г.П.* О влиянии вторичного низкотемпературного прогрева на магнитное состояние многодоменного магнетита. Исследования в области палеомагнетизма и магнетизма горных пород: М.: Наука, 1989. С. 31-39.
8. *Шолто Л.Е., Иванов В.А., Борисова Г.П.* Метастабильность доменной структуры магнетита. I, II. М.: ИЗМИРАН, 1989. 23 с. (Препринт № 25(851), № 26(852)).
9. *Щербаков В.П.* Термоостаточная намагниченность многодоменных зерен и ее стабильность к размагничиванию температурой и переменными полями // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1981. № 2. С. 67-80.
10. *Shcherbakov V.P., Lamash B.E., Sycheva N.K.* Monte-Carlo modelling of thermoremanence acquisition in interacting singledomain grains. PEPI. 1995. V. 87. P. 197-211.
11. *Щербаков В.П., Щербакова В.В.* Концентрационная зависимость термоостаточной и идеальной намагниченностей ансамбля однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 2. С. 113-117.
12. *Гинзбург С.Л.* Необратимые явления в спиновых стеклах. М.: Наука, 1989. 150 с.