

И. Н. Петров, И. Е. Муратова, Е. С. Сергиенко, Р. В. Смирнова

О ЗАВИСИМОСТИ α -ПАМЯТИ ТЕРМООСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ МАГНЕТИТА ОТ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЕЕ ОБРАЗОВАНИЯ

Магнитные зерна или, как их часто называют, кристаллиты горной породы, могут быть самыми разнообразными химическими соединениями: окисями, сульфидами, гидроксидными и т. д. Все они, как правило, являются ферримангнетиками или ферритами. Одним из наиболее магнитных и распространенных ферритов в природе является магнетит Fe_3O_4 . Этот оксид железа имеет кристаллографическую структуру инверсионной шпинели. Его химическую формулу можно представить в виде $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$. Знак произведения означает, что «сомножители» в молекуле магнетита можно рассматривать как элементы твердого раствора закиси и окиси железа. В зависимости от соотношения количества двух- и трехвалентного железа в кристалле он — стехиометрический (химически «правильный») или с отклонениями от стехиометрии. Нестехиометричность магнетита есть проявление дефектности кристаллов, обусловленной различными природными воздействиями, такими как выветривание, перекристаллизация, сильные механические напряжения и другие подобные процессы. Магнетитсодержащие горные породы из *зоны гипергенеза* (обычно это приповерхностные зоны земной коры с глубинами от нуля до 150–200 м [1]) как раз и обладают значительной степенью нестехиометричности своего магнитного носителя (магнетита).

Образцы таких горных пород «обнаруживают» необычные свойства. При первичном нагревании их до температуры T_m , превышающей точку Кюри T_c магнетита, в зернах происходят определенные химические трансформации. Они сопровождаются изменением структурно чувствительных параметров (СЧП), таких, как остаточная намагниченность насыщения J_{rs} и коэрцитивная сила H_c [2, 3].

Повторные нагревания намагниченного в поле насыщения образца до температуры T_m в немагнитном пространстве и охлаждение до 20°C (такая процедура была названа высокотемпературной обработкой — ВО) не приводят его к традиционному размагниченному абсолютному нулевому состоянию (АНС). Наблюдается остаточная намагниченность, которая была названа *высокотемпературной магнитной памятью* остаточной намагниченности насыщения αJ_{rs} или α -памятью [2]. Температура максимального прогрева T_m превышала точку Кюри чистого магнетита на 22°C , т. е. равнялась 600°C . Как оказалось, α -памятью обладают не только J_{rs} , но и другие виды остаточной намагниченности [2, 3]. Достаточно подробно были изучены свойства, особенности, а также физическая природа α -памяти, в основном, для остаточной намагниченности насыщения αJ_{rs} [4–9].

Для палеомагнитологии, решающей две глобальные задачи геомагнетизма — определение направления и величины (модуля) древнего магнитного поля Земли $H_{др}$ — важно знать особенности α -памяти термоостаточной намагниченности J_{rt} , образованной в малых магнитных полях. Именно термоостаточная намагниченность изверженных горных пород является одним из основных «поставщиков» палеомагнитной информа-

ции. Разработано достаточное количество способов «извлечения» этой информации, в частности, связанных с нагреванием образцов, например, метод определения напряженности древнего магнитного поля $H_{др}$ Телье. В этих случаях α -память J_{rt} может существенным образом искажать результаты палеомагнитных определений.

Необходимость учета αJ_{rt} в палеомагнитологии предопределяет важность изучения ее физической природы. Физическая природа α -памяти J_{rs} изучалась ранее и принципиально понятна [5]. Природа же α -памяти термоостаточной намагниченности до конца не ясна, и тем более не понятен конкретный механизм взаимодействия на спиновом уровне двух магнетиков: магнетита и гематита. В работе [4] сделана попытка описания модели крупного зерна магнетита с точки зрения его доменной структуры.

Согласно [4], крупное магнетитовое зерно (для пород из зоны гипергенеза) представляет собой магнитомягкую матрицу, в которой с некоторой плотностью распределены субдоменные области и так называемые контактные частицы [10, 13, 14]. Контактные частицы — это зоны контакта магнитомягкой матрицы и ламелей гематита, образующегося в процессе первого нагрева образца. Так как α -память J_{rt} связана с контактными частицами (ячейками), имеющими разные эффективные объемы, то, вероятно, и критические поля перемагничивания H_0 этих частиц будут различны [6]. Можно считать, что все три вида «носителей» остаточной намагниченности образца имеют свои (индивидуальные) коэрцитивные спектры. Следовательно, коэрцитивный спектр α -памяти должен быть одной из самых информативных характеристик. Таким образом, изучая коэрцитивные свойства термоостаточной намагниченности и ее α -памяти, можно приблизиться к пониманию физической природы явления.

Кривые зависимости остаточной намагниченности (любого вида) от величины магнитного поля ее образования отражают структурные особенности магнитных кристаллитов образца, обусловленные количественным и качественным разнообразием их физических дефектов. Природа подарила нам бесценную возможность получать сведения о геомагнитном поле в далекие геологические эпохи, изучая естественную остаточную намагниченность J_n . Остаточная намагниченность образцов горных пород существует *только благодаря физическим дефектам*. Идеальный *бездефектный* кристалл не может иметь петли гистерезиса, коэрцитивной силы, а значит, и остаточной намагниченности.

Целью настоящей работы являлось изучение зависимостей термоостаточной намагниченности, ее α -памяти (в процентах и в единицах намагниченности) от величины магнитного поля для *специально отобранных образцов магнетита* одной из подробно изученной ранее коллекции.

Известно, что зависимость $J_{rt}(H)$ при малых значениях магнитного поля имеет линейный вид [12]. Поведение же α -памяти J_{rt} с изменением поля H ранее не изучалось. Для палеомагнитологии основной интерес представляют зависимости $J_{rt}(H)$ и $\alpha J_{rt}(H)$ в области малых магнитных полей H , так как именно $\alpha J_{rt}(H)$ представляет серьезную «угрозу» достоверности палеомагнитных определений. Поэтому эти зависимости для малых магнитных полей изучались более подробно, чем для больших. Кривые $J_{rt}(H)$, $\alpha J_{rt}(H)$ исследовались совместно с кривыми нормального остаточного намагничивания $J_r(H)$, полученными из разных магнитных состояний.

Для проведения исследований в нашем распоряжении имелось несколько коллекций магнетитсодержащих горных пород, которым свойственно явление высокотемпературной магнитной памяти. Мы выбрали образцы Ангаро-Илимского магнетитового место-

рождения как наиболее изученные в отношении высоко- и низкотемпературных магнитных свойств [2–4, 8, 10]. Эти образцы — магромагнетитовые руды из зоны гипергенеза с содержанием MgO до 7%. Из коллекции (41 образец) были отобраны три с разной величиной $\alpha(J_{rs})$: образец № 113 — с малой (условно) α -памятью, № 352 — «средний» и № III-62 — с максимальным значением $\alpha(J_{rs})$. Приведем значения $\alpha_2(J_{rs})$, $\alpha_2 J_{rs}$ — α -памяти J_{rs} (первого порядка) [2] после двух циклов ВО, а также других параметров: H_c^0 , H_c^1 , J_{rs}^0 и J_{rs}^1 — коэрцитивной силы и остаточной намагниченности насыщения, измеренные до и после первого цикла ВО:

Номер образца	H_c^0 , А/м	J_{rs}^0 , А/м	H_c^1 , А/м	J_{rs}^1 , А/м	$\alpha_2 J_{rs}$, А/м	$\alpha_2(J_{rs})$, %
III-62	22328	30900	10881	17300	4540	26,8
352	5516	49500	4298	40500	7400	18,3
113	2396	27600	2428	26900	970	3,6

Заметим, что мы приняли значения коэрцитивной силы H_c^0 , измеренной до первого цикла ВО, а α -память J_{rs} — после второго. Как было показано ранее, в результате первого цикла ВО намагниченность $\alpha_1 J_{rs}$ и соответственно $\alpha_1(J_{rs})$, имеют малые значения или отсутствуют вовсе, а значения исходной намагниченности J_{rs} , равно как и H_c , уменьшаются, иногда до двух раз [2, 8, 9]. Приведение именно таких данных сделано для того, чтобы подчеркнуть большое различие свойств этих трех образцов, и следовательно, — их репрезентательность для целей данного исследования. В дальнейшем под символами $\alpha(J_{rs})$ и αJ_{rs} — без цифровых индексов — мы будем понимать α -память первого порядка образцов, стабилизированных к ВО, т. е. подвергнутых многократным прогревам.

Измерение намагниченности производилось на астатическом магнитометре с ценой деления по магнитному полю $7,2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{А/м}}{\text{мм}}$. Образцы имели форму прямоугольных призм с размерами примерно $5 \times 0,5 \times 0,5$ см и соответственно с объемами V около 1 см^3 . Относительная погрешность измерения остаточной намагниченности не более 1%. Температура фиксировалась путем измерения ЭДС термопары хромель-копель цифровым вольтметром В7-21. Причем применялся «нулевой» метод измерения термо-ЭДС. В процессе изменения температуры через равные промежутки изменения намагниченности «останавливались» показания милливольтметра, что обеспечивало высокую точность определения температуры. Точность определения температуры — $1-2^\circ\text{C}$, коэрцитивной силы H_c — от 0,1 до 2 Э в зависимости от величины J_{rs} образца.

Процесс получения термоостаточной намагниченности и ее α -памяти состоял в следующем. Образцы предварительно стабилизировались к нагревам до высоких температур так, чтобы их СЧП не изменялись при ВО. Размагниченное АНС достигалось нагреванием образца до температуры полного разрушения α -памяти T_p [2]. Для данной коллекции $T_p = 703^\circ\text{C}$. Размагниченный образец нагревался до температуры $T_m = 600^\circ\text{C}$, включалось заданное магнитное поле H_1 , которое выключалось при 20°C . Измерялась величина J_{rt}, H_1 и затем проводилась стандартная процедура ВО. Определялись значения $\alpha(J_{rt})$ и αJ_{rt} , т. е. значения α -памяти J_{rt} в процентах и единицах намагниченности. Далее процедура повторялась при других значениях магнитных полей: $H_2, H_3, H_4, \dots, H_i, \dots$. Следует подчеркнуть, что для получения корректных зависимостей $J_{rt}(H)$,

$\alpha J_{rt}(H)$ и $\alpha(J_{rt}) = f(H)$ образец для каждого значения поля H_i приводился в истинное абсолютное нулевое состояние (ИАНС), т. е. нагревался до температуры T_p и охлаждался до $+20^\circ\text{C}$ в немагнитном пространстве.

Изучение зависимостей термоостаточной намагниченности и ее α -памяти от магнитного поля образования, как уже отмечалось выше, осуществлялось для трех образцов, значительно различающихся по величине αJ_{rs} . На рис. 1 представлены шесть кривых зависимостей остаточных намагниченностей от величины магнитного поля для образца № 352: кривая *нормального первоначального* намагничивания $J_r(H)$ — кривая 1, ее α -память, как в единицах намагниченности $\alpha J_r(H)$ — кривая 2, так и в процентах $\alpha(J_r)$ — кривая 3. Кривые 1', 2', 3' отражают подобные зависимости для термоостаточной намагниченности. Кривые нормального остаточного намагничивания (для этого образца) были необходимы как своего рода система отсчета для кривых 1', 2', 3'.

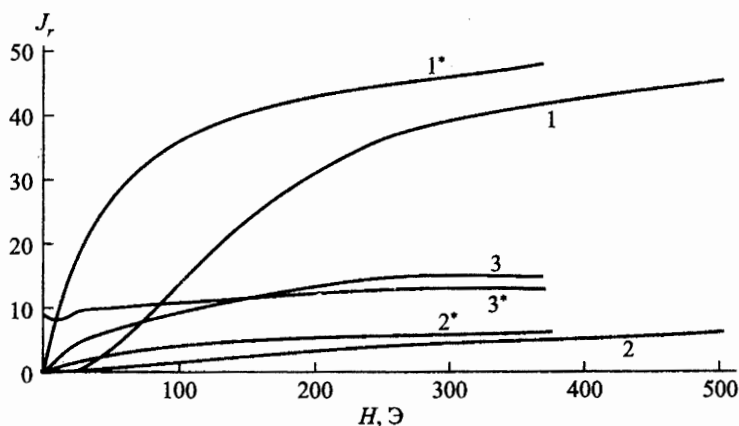


Рис. 1. Зависимости остаточных намагниченностей разного вида от величины магнитного поля их образования для образца № 352

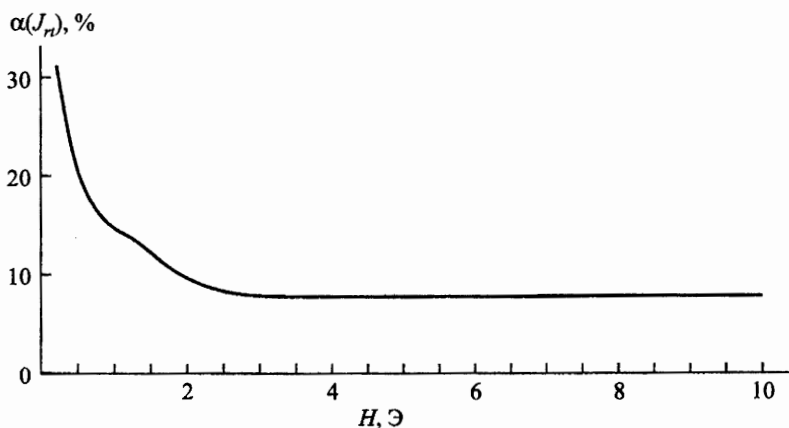


Рис. 2. Полевая зависимость $\alpha(J_{rt})$ для образца № 352 в области малых полей

На рис. 2 показана зависимость $\alpha(J_{rt})$ от H для образца № 352 в области малых полей, т. е. начальный участок кривой 3' (рис. 1), «снятый» более подробно.

Подобные зависимости были получены и для образцов № Ш-62 и № 113 — «жесткого» и «мягкого» (рис. 3).

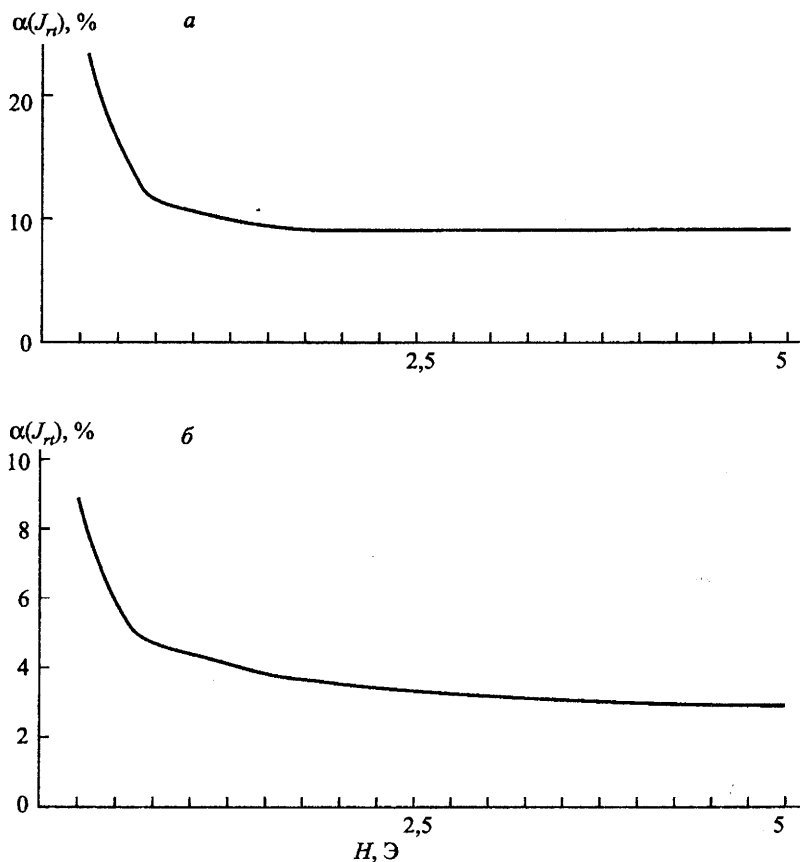


Рис. 3. Полевая зависимость $\alpha(J_{rt})$ для образцов № Ш-62 (а) и № 113 (б) в области малых полей

Для всех трех образцов прослеживается очень интересная закономерность: α -память термостатичной намагниченности $\alpha(J_{rt})$ растет с уменьшением поля образования J_{rt} . Иными словами, с приближением $H \rightarrow 0$ величина $\alpha(J_{rt})$ стремится к своему пределу α_0 (или максимуму) — значению $\alpha(J_{rt})$. Этот факт заслуживает особого внимания при палеомагнитных определениях, связанных с нагреванием образцов, и его нельзя недооценивать, так как это может серьезно сказаться на их результатах. К сожалению, технические трудности эксперимента (магнитные помехи и малость измеряемых величин) не позволяют пока определять величину (или величины) α_0 .

Как видно из рис. 2, 3, диапазон изменения полей во всех трех случаях неодинаков. Это сделано для более четкого «выделения» начала роста $\alpha(J_{rt})$ с уменьшением H — поля образования J_{rt} .

Увеличение высокотемпературной магнитной памяти термоостаточной намагниченности (процентное) при приближении H к нулю является *одним из важных выводов* настоящего исследования. Этот результат был получен и на других образцах как Ангаро-Илимской, так и других коллекций. Следует подчеркнуть, что рост $\alpha(J_{rt})$ при уменьшении H происходит тем резче, чем ближе точка $H = 0$.

В масштабах изменения H от нуля до нескольких тысяч ампер на метр (см. рис. 1) обращает на себя внимание наличие «ямы» на кривой $3'$ в области малых магнитных полей ($H \approx 159\text{--}796$ А/м). Существование минимума на кривых такого типа было обнаружено и на образцах других коллекций. Таким образом, минимум на кривых $\alpha(J_{rt}) = f(H)$ является *второй особенностью* поведения $\alpha J_{rt}(H)$. Попытаемся в рамках принятой нами модели крупного магнетитового зерна горных пород из зоны гипергенеза [4] объяснить эти особенности.

Известно, что с уменьшением поля образования J_{rt} состояние магнитомягкой матрицы кристаллитов приближается к АНС, а значит, уменьшается доля ее «участия» в образовании намагниченности [4]. В то же время контактные частицы, имеющие более высокие значения блокирующих температур T_b , продолжают давать вклад в J_{rt} , причем значительно больший, чем вклад матрицы. Этот вклад в образование J_{rt} с приближением H к нулю, разумеется, также уменьшается, но значительно медленнее, чем вклад магнитомягкой матрицы.

В процессе ВО термонамагниченного образца происходит разрушение магнитного момента, связанного как с матрицей, так и с контактными частицами. Доля момента, обусловленная матрицей, разрушается тем интенсивнее, чем меньше поле образования J_{rt} . Часть же намагниченности, за которую ответственны контактные частицы, разрушается незначительно и намного медленнее. Напомним, что для полного разрушения α -памяти любой намагниченности образец необходимо подвергнуть ВО с $T_m = T_p$, т. е. в данном случае нагревать его до температуры не менее 703°C . Каждая точка кривой $3'$ (рис. 1) отражает процентное «содержание» термонамагниченных в данном поле H контактных частиц (именно с ними связано явление α -памяти J_{rt} [4]) по отношению ко всем магнитным носителям, «участвовавшим» в образовании $J_{rt}(H)$, в том числе и магнитомягкой матрицы. Состояние матрицы при $H \rightarrow 0$ должно стремиться к АНС. Поэтому с приближением величины H к нулю значение $\alpha(J_{rt})$ растет.

Теперь остановимся на существовании «ямы» на кривой $3'$. С увеличением поля H от значений, соответствующих минимуму кривой $3'$ до тысяч ампер на метр (рис. 1), вклады в J_{rt} обоих носителей растут, но по-разному. Если считать, что в поле H_s нормальная остаточная J_{rs} и термоостаточная J_{rts} намагниченности совпадают, то в меньших, чем H_s , полях кривые $J_r(H)$ и $J_{rt}(H)$ должны быть идентичны. Более того, при $H = H_s$, если это действительно поле магнитного насыщения, должны совпадать и их α -памяти: $\alpha(J_{rs})$ и $\alpha(J_{rts})$. Хотя «скорости» приближения этих намагниченностей к насыщению различны, кривые 1 и $1'$ качественно похожи. Максимальное различие их наблюдается в области малых магнитных полей.

Стабильная к ВО часть нормальной остаточной намагниченности $(\alpha)J_r$ с уменьшением поля образования J_r плавно уменьшается до нуля. Стабильная же компонента J_{rt} в области малых полей $\alpha(J_{rt})$, наоборот, с уменьшением H растет по сравнению с $(\alpha)J_r$. Это мы наблюдаем непосредственно в эксперименте (рис. 2). В диапазоне сотен и тысяч ампер на метр значения намагниченности αJ_{rt} , а вместе с ней и $\alpha(J_{rt})$ плавно возрастают, достигая предела αJ_{rts} в поле магнитного насыщения. В области

больших полей полевые зависимости αJ_T и αJ_{Tt} , так же как $J_T(H)$ и $J_{Tt}(H)$, качественно похожи. Поэтому $\alpha J_{Tt}(H)$ можно рассматривать как обычную кривую нормального остаточного намагничивания, где носители намагниченности — контактные частицы. Таким образом, минимум на кривой зависимости $\alpha(J_{Tt})$ от магнитного поля образования J_{Tt} — отражение двух противоположных тенденций поведения контактных частиц: уменьшение доли их «участия» с ростом поля в области малых полей и медленное увеличение — в области больших. Роль температуры как дополнительного физического фактора в формировании термоостаточной намагниченности значительно снижается в области больших полей, и ее, вероятно, следует относить к гистерезисному классу намагниченностей, чем к термически-активационному.

В заключение еще раз коснемся геофизической значимости явления высокотемпературной магнитной памяти магнетитсодержащих горных пород. Явление α -памяти изучено недостаточно полно. Его природа связана с обменной (однонаправленной) анизотропией. Формирование контактных частиц является результатом обменного спинового взаимодействия на границе двух магнетиков: ферримагнитного магнетита и антиферромагнетика с паразитным ферромагнетизмом — гематита. Конкретный механизм процесса «запоминания» ферримагнетиком его магнитной предыстории пока не ясен. Магнитный момент гематита (при 20°C) ортогонален базисной плоскости кристалла, в которой расположены спины, взаимодействующие со спинами магнетита. Поэтому пока не понятно, каким образом сохраняется в процессе ВО направление магнитного момента магнетитового зерна. Другой нерешенной до сих пор проблемой является различие температуры полного разрушения α -памяти T_p для образцов пород разных месторождений. Так, для образцов Ковдорского месторождения $T_p = 750^\circ\text{C}$, а для Кара-Джала (Центральный Казахстан) — 695°C .

Основные эксперименты по изучению свойств, особенностей и природы α -памяти проводились, в основном, на рудных магнетитах, которые, как правило, не используются в палеомагнитных определениях. Однако высокотемпературная магнитная память свойственна и обычным слабомагнитным горным породам [11]. Результаты настоящей работы показали, что могут существовать породы, у которых естественная остаточная намагниченность J_n , если она образовалась в периоды инверсий или в близкие к ним, когда поле было мало, может «состоять» почти полностью из намагниченных контактных частиц. Применение методов палеопределений, связанных с нагревами образцов, в таких случаях может давать заведомо неверные результаты.

Приведенные выше рассуждения показывают, что следует с большой осторожностью относиться к применению традиционных методов палеомагнитных определений (как направления древнего магнитного поля, так и его модуля $H_{др}$), связанных с нагреванием магнетитсодержащих образцов. Высокотемпературная магнитная память термоостаточной намагниченности, а также и вязкой, может оказаться очень серьезной помехой, возможно даже более серьезной, чем вся вторичная компонента J_n . Перед проведением палеопределений необходимо исследовать путем лабораторного моделирования отдельные образцы коллекции на «присутствие» α -памяти — лучше всего для остаточной намагниченности насыщения J_{rs} .

Указатель литературы

1. Чухров Ф. В., Ермилова Л. П. Гипергенный магнетит и маггемит // Гипергенные окислы железа. М.: Наука, 1975. С. 85–91.
2. Петров И. Н. Высокотемпературная память остаточной намагниченности магнетита // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. № 7. С. 91–100.
3. Петров И. Н., Шашканов В. А. Высокотемпературная магнитная память магнетита и некоторые ее свойства // Палеонапряженность: физические основы и методы исследования: Межвузовский сборник. Владивосток, 1986. С. 43–50.
4. Петров И. Н., Адам Е. Е., Шашканов В. А. О магнитных носителях α -памяти термоостаточной намагниченности горных пород, содержащих крупные зерна магнетита // Вопросы геофизики. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2005. Вып. 38. С. 166–173.
5. Дмитриев С. В., Металлова В. В., Петров И. Н. Обменная анизотропия в системе Fe_3O_4 – α $\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ и высокотемпературная магнитная память магнетитсодержащих горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 3. С. 90–96.
6. Петров И. Н., Каулио В. В., Шашканов В. А. Термовязкая намагниченность магнетитсодержащих горных пород из зоны гипергенеза // Вопросы геофизики. Вып. 35. СПб.: Изд-во СПбГУ, 1998. С. 298–308.
7. Дмитриев С. В., Петров И. Н., Металлова В. В., Сталиникова Ж. И. Высокотемпературная магнитная память горных пород и ее стабильность к воздействию магнитных полей // Вестник ЛГУ. Сер. 4. 1989. Вып. 4(25) С. 86–90.
8. Петров И. Н., Дмитриев С. В., Металлова В. В., Шашканов В. А. Окисленность магнетитовых руд Ангаро-Илима и их высокотемпературная магнитная память // Л., 1988. С. 11. Деп. ВИНТИ от 20.07.88 г. № 5824–В88.
9. Дмитриев С. В., Петров И. Н., Металлова В. В. Влияние окисления на образование α -памяти магнетитсодержащих горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1989. № 8. С. 56–65.
10. Петров И. Н., Металлова В. В. Природа переходной термоостаточной намагниченности // Вопросы геофизики. СПб.: Изд-во СПбГУ, 1973. Вып. 23. С. 12–22.
11. Русинов Б. Ш. О частичном восстановлении остаточной намагниченности насыщения горных пород после их нагрева до температур выше температуры Кюри // III Всесоюзный съезд по геомагнетизму: Тез. док. Киев, 1986. С. 155–156.
12. Nagata T. Магнетизм горных пород. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. С. 347.
13. Petrov I. N., Sergienko E. C., Smirnova R. V. High-temperature magnetic storage and sub-single blast-furnace in the coarse-grained magnetite // Book of Abstracts. 7th International Conference on Problems of Geocosmos. May 26–30, 2008. St. Petersburg, Russia. P. 202–203.
14. Kobayasi K., Fuller M. Stable remanence and memory of multidomain materials with special reference of magnetite. — Phil. mag., 1968. Vol. 18. N 153. P. 601–624.