

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

## О ЗАКОНЕ АДДИТИВНОСТИ ПАРЦИАЛЬНЫХ ТЕРМОВЯЗКИХ ОСТАТОЧНЫХ НАМАГНИЧЕННОСТЕЙ МАГНЕТИТСОДЕРЖАЩИХ ГОРНЫХ ПОРОД ИЗ ЗОНЫ ГИПЕРГЕНЕЗА

### Введение

Термовязкая остаточная намагниченность образуется при нагревании образца горной породы в присутствии постоянного магнитного поля  $H$  до некоторой температуры  $T < T_C$  ( $T_C$  — температура Кюри основного магнитного минерала) и охлаждении до  $20^\circ\text{C}$  в немагнитном пространстве [1]. Максимальная (для данного значения поля  $H$ ) величина  $J_{rtv}^{T_6, 20^\circ\text{C}, H}$  при нагревании образца до блокирующей температуры  $T_6$  — температуры, при которой имеет место максимум Гопкинсона на кривой зависимости начальной магнитной восприимчивости  $\chi_0$  от температуры  $T$  [1,2].

Если  $T$  — верхняя температура образования  $J_{rtv}^{T_6, 20^\circ\text{C}, H}$  — больше  $T_6$ , то значение измеренной при  $20^\circ\text{C}$  намагниченности меньше, чем при нагревании образца до  $T_6$ . Для образцов пород гипогенного типа, например, из глубинных скважин, термовязкая остаточная намагниченность при  $T \geq T_C$  вообще не образуется [2].

Среди класса термогенетических видов остаточных намагниченностей термовязкая  $J_{rtv}$  занимает особое место. Являясь одной из вторичных компонент  $J_n^1$  естественной остаточной намагниченности  $J_n$  изверженных пород и обладая высокой стабильностью ко многим разрушающим воздействиям,  $J_{rtv}$  может представлять собой серьезную проблему при палеомагнитных определениях. Разогревы, как континентальной коры, так и океанической, до температур, не превышающих точку Кюри магнитного минерала, могут приводить к образованию термовязкой остаточной намагниченности  $J_n^1$ , причём в магнитном поле, отличном от величины  $H_{др}$ , т. е. от поля формирования первичной  $J_n^0$ .

С другой стороны,  $J_{rtv}$  может быть носителем информации о геофизических и геологических условиях существования породы на протяжении определенных временных отрезков ее истории. Активная «жизнь» земной коры проявляется как в глобальных катаклизмах (тектонических трансформациях, вулканической деятельности, землетрясениях и т. п.), так и в локальных изменениях физических условий ее существования. Локальные условия подразумевают состояние климата того или иного региона, изменчивости рельефа приповерхностного слоя земной коры, температуры, влажности, атмосферного давления. Наличие изменчивости подобных условий предопределяет существование особых локальных территорий коры, называемых зонами гипергенеза.

Иногда в литературе термин *термовязкая* используется применительно к вязкой остаточной намагниченности  $J_{rv, H}^{(T_1)}$ , образованной при некоторой постоянной температуре  $T_1$ , отличной от  $20^\circ\text{C}$ . Это принципиально не верно, так как независимо от того, при какой температуре осуществляется измерение этой намагниченности (при  $T_1$  или  $20^\circ\text{C}$ ), по своей сути, она — вязкая остаточная намагниченность, образованная при постоянной заданной температуре  $T_1$ . Поэтому в отличие от термовязкой — намагничен-

ности термогенетического класса — намагниченность  $J_{rv,H}^{(T_1)}$  следует относить к изотермическому классу.

Термовязкая остаточная намагниченность обнаружена В. А. Шашкановым [1] при изучении зависимости полной мгновенной намагниченности образцов магнетитов Ангаро-Илимского региона от температуры при нагревании их в постоянном магнитном поле  $H$ . Им была предложена формальная теория термовязкой остаточной намагниченности, в основе которой лежит концепция магнитной вязкости Стрита и Вуллея [3]. Объектом изучения термовязкой намагниченности были образцы Ангаро-Илимского месторождения, которым свойственно явление  $\alpha$ -памяти. Однако в 70-х годах прошлого века магнетизму горных пород это явление было неизвестно. Первой работой, в которой было показано существование  $\alpha$ -памяти  $J_{rtv}$ , стала работа И. Н. Петрова [4]. В этой работе было показано, что среди множества видов остаточных намагниченностей  $\alpha$ -памятью обладает и термовязкая.

Более полное исследование гистерезисных и релаксационных свойств, как самой термовязкой остаточной намагниченности, так и ее  $\alpha$ -памяти, было представлено в работе [4]. Напомним главные результаты этой работы:

1. Термовязкая остаточная намагниченность образуется независимо от степени гипергенных изменений магнетита в горной породе: механизм ее формирования не связан напрямую с механизмом возникновения  $\alpha$ -памяти  $J_{rtv}$ .

2. Основная часть термовязкой остаточной намагниченности  $J_{rtv}$ , равно как и её  $\alpha$ -память, создается в достаточно узком температурном интервале: ниже  $T_6$  — блокирующей температуры образца.

3. Потенциальные энергетические барьеры, «составляющие» термовязкую намагниченность  $J_{rtv}^{T_2}$  при  $20^\circ\text{C}$ , являются частью барьеров, ответственных за образование парциальной термоостаточной намагниченности  $J_{rpt}^{20^\circ\text{C}}$ .

4. Магнетитам из зоны гипергенеза свойственен «эффект первого нагрева», суть которого — значительное превышение величин  $J_{rtv}^I$  и, соответственно,  $\alpha J_{rtv}^I$ , свежих (не гретых) образцов над аналогичными значениями намагниченностей  $J_{rtv}^{II}$  и  $\alpha J_{rtv}^{II}$ , образованных при втором нагреве.

5. При образовании свежей  $J_{rtv}^I$ , если «верхняя» температура  $T_2$  достаточно велика, но не превышает  $T_C$  магнетита, может возникнуть компонента намагниченности, связанная с переходом: маггемит — гемагит и названная термохимической  $J_{rtc}$ . Термохимическую намагниченность следует также отнести к термогенетическому классу.

Таким образом, были выявлены интересные особенности и некоторые свойства термовязкой намагниченности  $J_{rtv}$  и её  $\alpha$ -памяти. Однако для построения физической модели формирования  $\alpha$ -памяти  $J_{rtv}$  этого пока недостаточно. Являясь намагниченностью термогенетического типа,  $J_{rtv}$  и её  $\alpha$ -память могут играть очень важную роль при определениях тех или иных палеомагнитных параметров. Поэтому для более глубокого понимания физики высокотемпературного запоминания магнитного состояния при образовании  $J_{rtv}$  необходимы дополнительные исследования. Прежде всего, это касается выполнимости или невыполнимости классических законов аддитивности Телье [5,6].

## 1. Выбор образцов

Для проведения исследований было взято несколько коллекций магнетитосодержащих горных пород, которым свойственно явление высокотемпературной магнитной па-

Таблица 1. Магнитные параметры

Номер образца	$H_C^0$ , Э	$J_{rs}^0$ , ед. СГС	$H_C^1$ , Э	$J_{rs}^1$ , ед. СГС	$\alpha^2 J_{rs}$ , ед. СГС	$\alpha^2(J_{rptv})$ , %
1	30,1	27,6	30,5	26,9	0,97	3,6
2	69,3	49,5	54,0	40,5	7,40	18,3
3	280,5	30,9	136,7	17,3	4,1	23,7

мяти. Из них была выбрана коллекция образцов Ангаро-Илимского рудного магнетитового месторождения, так как она наиболее изучена ранее [2,7–9].

В табл. 1 приведены значения  $\alpha^2(J_{rs})$ ,  $\alpha^2 J_{rs}$  и некоторых других параметров для трех образцов: образец №113 — с малой  $\alpha$ -памятью, назовем его магнитомягкий, или просто «мягкий» (№1), образец №352 — «средний» (№2) и образец №Ш-62 — с максимальным значением  $\alpha(J_{rs})$  — «жесткий» (№3) [7]. Заметим, что в таблице приведены значения  $\alpha$ -памяти второго порядка. Как было показано ранее [2,10], в результате первого цикла ВО  $\alpha^1(J_{rs})$  и соответственно  $\alpha^1 J_{rs}$ , как правило, равны нулю или имеют очень малые значения. Под символами  $\alpha(J_{rs})$  и  $\alpha J_{rs}$  будем понимать  $\alpha$ -память ( $J_{rs}$ ) образцов, стабилизированных к ВО, т.е.  $\alpha$ -память  $n$ -го порядка ( $n \gg 2$ ) [7]. Напомним, что высокотемпературная магнитная обработка (ВО) — процедура, при которой магнетитовый образец, намагниченный до насыщения, нагревается в нулевом поле до температуры  $T_m$ , превышающей  $T_C$  магнетита ( $T_m = 600^\circ\text{C}$ ), и охлаждается в немагнитном пространстве;  $\alpha$ -память  $n$ -го порядка — намагниченность, остающаяся при  $20^\circ\text{C}$  после  $n$ -го цикла ВО [4].

Как следует из таблицы, отобранные образцы по своим параметрам являются яркими «представителями» всей коллекции, так как отражают предельные значения их характеристик. Подобный выбор образцов в полной мере подходит для выполнения поставленных задач, т.е. изучения «физики явления». Именно для этого необходимы образцы, обладающие резко различающимися структурно-чувствительными параметрами (СЧП). Заметим, что дубли образцов, вырезаемых из штуфов Ангаро-Илимской коллекции, часто значительно отличаются значениями СЧП, что говорит о неоднородности распределения зерен магнетита во вмещающей породе.

Ввиду различия параметров «жесткости» образцов, при формировании термовязкой  $J_{rtv}$  и мгновенной при повышенной температуре намагниченностей, использовалось магнитное поле различной величины. Выбор рабочего поля базировался на следующих соображениях. С одной стороны, поле должно быть минимальным для того, чтобы ярче «выделялась» термовязкая намагниченность. В то же время магнитное поле должно быть таким, чтобы иметь достаточную (измеримую) величину  $\alpha$ , превышающую погрешности определений  $\alpha J_{rtv}$ . Значения  $H$  для образцов № 1, 2 и 3 соответственно равнялись 21,6; 26,5 и 59 Э. Значения нормальной остаточной намагниченности: для образца №1 —  $J_r$ , 21,6 Э = 1,29 ед. СГС, для №2 —  $J_r$ , 26,5 Э = 0,24 ед. СГС и для №3 —  $J_r$ , 59 Э = 0,36 ед. СГС.

## 2. Алгоритмы изучения выполнимости законов Телье для термовязкой остаточной намагниченности и et $\alpha$ -памяти

Прежде всего, отметим, что ранее понятие парциальной намагниченности применялось только для термоостаточной намагниченности [5,6,11]. Термин парциальная термо-

остаточная намагниченность  $J_{rptT_1}^{T_2, H}$  ( $T_2 < T_1$ ) был введен Э. Телье при палеомагнитных исследованиях объектов, основной магнитной компонентой которых был гематит [11]. В зарубежной литературе для обозначения парциальной термоостаточной намагниченности часто применяют символику с использованием заглавных букв —  $pTRM$ .

В результате многочисленных лабораторных исследований магнитных свойств горных пород для парциальных термоостаточных намагниченностей  $J_{rptT_1, H}^{T_2}$  были получены определенные эмпирические закономерности, названные в дальнейшем законами Телье [5,6]; закон взаимности (равенства блокирующей и деблокирующей температур), закон независимости и закон аддитивности.

При интерпретации законов Телье с позиций теории  $J_{rt, H}$  Нееля для системы ододоменных невзаимодействующих частиц [11] аддитивность  $J_{rptT_1, H}^{T_2}$  легко объяснить, если магнитным носителем является гематит. В силу особенности природы магнетизма кристаллов  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  они являются ододоменными в широком интервале изменения их размеров: до 100 мкм, а с учетом неизометричности — и более. Если магнитное взаимодействие между частицами отсутствует, а это возможно только при малой их концентрации, то каждый из кристаллов имеет свою единственную блокирующую температуру. В отличие от гематита, зерна магнетита таких размеров многодоменны, а потому характеризуются спектром блокирующих температур. Соответственно, границы температурного интервала  $T_1 - T_2$  ( $T_2 > T_1$ ) в процессе образования  $J_{rptT_1, H}^{T_2}$  могут «размываться» (изменяться), а законы Телье — не выполняться. Эти особенности легли в основу критерия ододоменности природных ферромагнитных зерен в образцах горных породах [12].

Как уже отмечалось выше, термовязкая остаточная намагниченность  $J_{rtv20^\circ\text{C}, H}^{T_2}$  является намагниченностью термогенетического типа. Так как её образование происходит в процессе нагревания образца до температуры  $T_2$  в присутствии магнитного поля, а охлаждение — в отсутствие  $H$ , то аналогично парциальной  $J_{rt}$  можно ввести понятие **парциальной термовязкой остаточной намагниченности**  $J_{rptvT_1, H}^{T_2}$ , где  $T_1 < T_2 < T_C$ . В определённом смысле термовязкая остаточная намагниченность (парциальная термовязкая) является антиподом термоостаточной (парциальной термоостаточной) намагниченности.

В связи с такой трактовкой парциальных термоостаточных и термовязких остаточных намагниченностей остановимся на символике их обозначений. Нижний индекс  $J(rpt$  или  $rptv)$  указывает на принадлежность намагниченности к термоостаточному или термовязкому виду. Тем самым определяется «направленность» изменения температуры в присутствии магнитного поля  $H$  — охлаждение образца от  $T_1$  до  $T_2$  ( $T_1 > T_2$ );  $J_{rptT_1, H}^{T_2}$  — нагревание образца от  $T_1$  до  $T_2$  ( $T_1 < T_2$ ). Предлагаемая символика, при указании значений температур  $T_1$  и  $T_2$ , в принципе, позволяет отказаться от понятий **полная термоостаточная и полная термовязкая остаточная намагниченности**. В приведенной трактовке полная термоостаточная  $J_{rt, H} \equiv J_{rptT_1, H}^{T_2}$ ;  $J_{rt, H}$  — это парциальная термоостаточная намагниченность, образованная в интервале температур  $[T_1, T_2]$ , где  $T_1 = T_C$ , а  $T_2 = 20^\circ\text{C}$ . Аналогично, полная термовязкая остаточная намагниченность  $J_{rtv, H} \equiv J_{rptvT_1, H}^{T_2}$  при  $T_1 = 20^\circ\text{C}$  и  $T_2 = T_{\max}$ , где  $T_{\max}$  — максимальное значение «верхней» температуры нагрева образца при образовании  $J_{rptvT_1, H}^{T_2}$ . В нашем случае  $T_{\max} \equiv T_6$ .

Таким образом, оба вида парциальных намагниченностей, по существу, являются функциями двух переменных:  $T_1$  и  $T_2$ , а магнитное поле, присутствующее в их символическом обозначении, — параметр.

В работе [4] было показано, что «носители»  $J_{rtv}^{T_5}_{20^\circ\text{C}, H}$  являются частью общего резерва «частиц», задействованных при образовании термоостаточной намагниченности  $J_{rt}^{T_2}_{20^\circ\text{C}, H}$ . Поэтому для более полного понимания природы термовязкой намагниченности необходимо исследование законов Телье, и в частности, закона аддитивности (ЗА) для парциальных  $J_{rtv}$ .

Одна из задач исследований свойств термовязкой намагниченности образцов магнетита состояла в изучении зависимостей значений парциальных термовязких намагниченностей и их  $\alpha$ -памяти от  $T_2$  — «верхней» температуры образования  $J_{rptv}$  (в процентах и единицах намагниченности), а также мгновенных остаточных намагниченностей  $J_{r, 26,5}^{(T_2)}$ , образованных при температуре  $T_2$  и измеренных при  $20^\circ\text{C}$ .

Горная порода в течение своей истории может нагреваться до  $100^\circ\text{C}$  в присутствии магнитного поля Земли, характерного для данного геологического момента времени. Значение этого поля, вообще говоря, отличается по величине и направлению от поля образования первичной  $J_n$ . Образующаяся при этом термовязкая намагниченность накладывается на  $J_n$ . Температурная магнитная чистка, отчасти, уничтожает эту «помеху». Для магнетитсодержащих пород, подвергнутых гипергенным изменениям, термочистка вообще не уничтожает  $\alpha J_{rptv}$ .

Отсутствие отработанной методики исследований ввиду инновационного их характера определило в качестве обязательной задачу разработки единого алгоритма получения  $J_{rptv}$  и  $\alpha J_{rptv}$ , а также мгновенных остаточных намагниченностей  $J_{r, H}^{(T_2)}$  ( $20^\circ\text{C}$ ), образованных при  $T_2$  и измеренных при комнатной температуре.

Значения парциальных термовязких намагниченностей изменяются в зависимости от температур  $T_1$  и  $T_2$  в широком интервале: от комнатной до температуры полного разрушения  $\alpha$ -памяти —  $T_p$ . Разбиение его на подынтервалы  $[T_1, T_2]$  приводит к различию величин намагниченностей  $J_{rtv}^{T_2}_{T_1}$ . На «среднем» образце №2 были изучены зависимости намагниченностей  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5} \text{ Э}$  и их  $\alpha$ -памятей при детальном разбиении температурного интервала от 20 до  $500^\circ\text{C}$  на подынтервалы  $[T_1; T_2]$ .

В табл. 2 для каждого подынтервала приведены значения их  $\alpha$ -памятей, а также безразмерных коэффициентов  $R$ , представляющих собой значения парциальных термовязких намагниченностей  $J_{rptv}$ , нормированные на величину полной  $J_{rtv}$ :

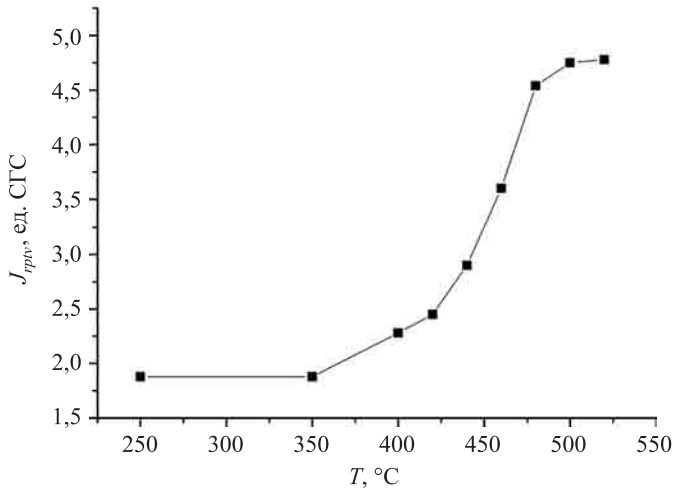
$$R = \frac{J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5} \text{ Э}}{J_{rtv}^{500^\circ\text{C}}_{20^\circ\text{C}, 26,5} \text{ Э}}. \quad (1)$$

Зная значения  $R$ , легко оптимизировать процессы нагревов — выбор величины подынтервалов  $[T_1; T_2]$ . Это очень важно, поскольку требуется много времени при получении каждой величины намагниченности.

Проверка закона аддитивности парциальных термовязких намагниченностей проводилась для температурного интервала  $[(20^\circ\text{C}), T_{\max}]$ , где  $T_{\max}$  — температура, при которой достигается максимальное значение полной термовязкой остаточной намагниченности  $J_{rtv}^{T_{\max}}_{T_1, 26,5} \text{ Э}$ . Предполагалось [4], что значение  $T_{\max} \approx 500^\circ\text{C}$ , что было подтверждено экспериментально для дубля образца №2-II и отражено в табл. 2. По данным

Таблица 2. Значения  $\alpha$ -памяти и коэффициентов

$T_1-T_2, ^\circ\text{C}$	$J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}}, \text{ ед. СГС}$	$\alpha J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}}, \text{ ед. СГС}$	$\alpha \left( J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}} \right), \%$	$R$
500-520	4,78	—	—	—
480-500	4,75	—	—	0,88
460-480	4,54	0,38	8,4	0,84
440-460	3,60	—	—	0,67
420-440	2,90	0,23	8,0	0,54
400-420	2,45	0,18	7,4	0,45
350-400	2,28	0,16	7,3	0,42
250-350	1,88	0,13	6,9	0,35
20-250	1,88	0,09	5,1	0,35
20-480	4,95	—	—	—
20-500	5,10	0,44	8,2	—
20-520	4,80	—	—	—

Рис. 1. Зависимость  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}}$  от температуры  $T_2$  для образца №2

таблицы построена зависимость  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}}$  от температуры  $T_2$  (рис. 1). Горизонтальный участок кривой в интервале температур от 20 до 350°C указывает на постоянство значений парциальных термовязких намагниченностей, что позволяет делать густоту точек измерений на этом участке минимальной. Поведение кривой  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}}$  при  $T_2 > 350^\circ\text{C}$  характеризуется увеличением намагниченности.

Вблизи 500°C наблюдается ее максимум с уменьшением до некоторой величины вблизи  $T_C$  (на рисунке не показано). Сумма значений парциальных термовязких остаточных намагниченностей составляет 29,06 ед. СГС, что превосходит значение полной термовязкой остаточной намагниченности  $J_{rtv}^{(500^\circ\text{C})}_{(20^\circ\text{C}), 26,5 \text{ Э}}$ , равной 5,10 ед. СГС, более чем в 5 раз. Из приведенных выше сравнений следует, что закон аддитивности для  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, 26,5 \text{ Э}}$  не выполняется.

Значения термовязкой остаточной намагниченности, получаемые при нагревании образца в присутствии поля  $H$  до температуры  $T_2$ , как и предполагалось, оказались

больше значений мгновенной остаточной намагниченности  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(T_2)}$  ( $20^\circ\text{C}$ ), созданной при той же температуре  $T_2$  и измеренной при комнатной температуре. Однако при повторениях опыта оказалось, что в результате каждого последующего эксперимента величина  $J_{rtv}$  несколько уменьшается. Возникло подозрение, что, несмотря на многочисленные, ранее осуществлявшиеся прогревы, образец не был полностью стабилизирован к высоким температурам. Для проверки этого образец с  $J_{rs}$  в течение часа выдерживался при температуре  $500^\circ\text{C}$ , после чего было проведено сравнение значений  $J_{rs}$ , образованной до и после описанной процедуры. Результаты сравнения следующие:

- $J_{rs}$  до нагрева, ед. СГС — 32,73;
- $J_{rs}$  после нагрева, ед. СГС — 32,19;
- $\Delta J_{rs}$ , ед. СГС — 0,54.

Таким образом, разность  $\Delta J_{rs}$  между  $J_{rs}$  до нагрева и  $J_{rs}$  после нагрева составляет примерно 0,5 ед. СГС, т. е. около 1,5 %. По-видимому, это незначительное уменьшение следует отнести к погрешности определения  $J_{rs}^*$ . Отсутствие существенных изменений величины  $J_{rs}$  (до и после прогрева) не подтверждает первоначальное подозрение о химических изменениях в зернах магнетита, происходящих при каждом последующем нагревании образца. Значения же мгновенной намагниченности  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(T_2)}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) в каждом эксперименте были одинаковыми: 4,23–4,52 ед. СГС.

Приведенные данные определялись на образце, на котором мгновенная остаточная намагниченность создавалась по следующей методике:

- 1) образец нагревался до  $715^\circ\text{C}$ ;
- 2) далее охлаждался ( $H = 0$ ) до температуры, несколько меньшей, чем  $T_2$ ;
- 3) производился медленный (для точной фиксации температуры образования) нагрев образца до  $T_2$ ;
- 4) при  $T_2$  на 1 с включалось магнитное поле  $H = 26,5 \text{ Э}$ ;
- 5) образец охлаждался до комнатной температуры ( $H = 0$ );
- 6) определялось значение остаточной намагниченности.

Таким образом, строго говоря, образец не приводился в размагниченное истинное абсолютное нулевое магнитное состояние, так как после нагрева до  $750^\circ\text{C}$  не происходило его охлаждения в нулевом поле до комнатной температуры, как того требует классическая «процедура» приведения образца в ИАНС. По результатам четырех определений среднее значение  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(500^\circ\text{C})}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) оказалось равным 4,38 ед. СГС.

Для проверки правомерности описанной методики были выполнены эксперименты, при которых образование  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(500^\circ\text{C})}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) происходило из классического ИАНС, т. е. состояния, созданного при охлаждении образца ( $H = 0$ ) не до  $500^\circ\text{C}$ , а до  $20^\circ\text{C}$ . В результате оказалась, что величина  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(500^\circ\text{C})}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) равна 3,32 ед. СГС. Таким образом, величина мгновенной остаточной намагниченности, образованной по традиционной методике, т. е. действительно из ИАНС, существенно (более чем на 30 %) отличается от таковой из «неполного» ИАНС. До конца причины этого не ясны.

Возможно, что охлаждение образца от  $715$  до  $500^\circ\text{C}$ , а не до  $20^\circ\text{C}$ , в немагнитном пространстве приводит его в своеобразное *парциальное истинное АНС*, сохраняя

---

\*Заметим, что именно определения, а не измерения, так как в данном случае погрешность зависит от точности установки образца в электромагните при намагничивании, от относительных погрешностей измерения показаний магнитометра при взаимодействии его магнитной системы с образцом и с «эталонном».

ющее следы  $\alpha$ -памяти «предыдущей» остаточной намагниченности, имевшейся до нагрева.

При терморазмагничивании образца температура максимального прогрева  $T_m > T_p$ , т. е. превышает  $T_C$  магнетита и  $T_N$  гематита, вследствие чего имевшаяся до нагрева остаточная намагниченность образца при  $T_m$  должна разрушаться. Однако включение при  $500^\circ\text{C}$  поля  $H$  «активирует» контактные частицы, находящиеся при этой температуре в особом, «аккомодированном», состоянии, отличном от состояния при комнатной температуре. В результате намагниченность  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(500^\circ\text{C})}$  ( $20^\circ\text{C}$ ), полученная подобным путем, оказывается больше мгновенной, образованной из действительного истинного размагниченного абсолютного нулевого состояния (ИАНС). Все намагниченности,  $J_{r, 26,5\text{Э}}^{(T_2)}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) и  $J_{rptv}$ , о которых пойдёт речь в дальнейшем, были получены исключительно из ИАНС.

Значения коэффициента  $R_1(H)$  вычислялись по формуле для двух значений  $H$ , где оба вида намагниченности получены из ИАНС:

$$R_1(H) = \frac{J_{rtv}^{500^\circ\text{C}, H}}{J_r^{(500^\circ\text{C}), H}}. \quad (2)$$

Значения намагниченностей, полученные в поле  $10 \text{ Э}$ , следующие:  $J_r^{500^\circ\text{C}} (20^\circ\text{C}) = 0,80$  ед. СГС и  $J_{rtv, 20^\circ\text{C}}^{500^\circ\text{C}} = 0,85$  ед. СГС,  $R_1 = 1,06$ . Для поля  $26,5 \text{ Э}$ :  $J_r^{(500^\circ\text{C})} (20^\circ\text{C}) = 3,32$  ед. СГС,  $J_{rtv, 20^\circ\text{C}}^{500^\circ\text{C}} = 4,55$  ед. СГС,  $R_1 = 1,53$ .

Конструктивные особенности установки не позволяли проводить идентичные процедуры нагрева, т. е. прохождение реперных температурных точек в одни и те же моменты времени от начала процесса. Вследствие этого влияние скорости нагрева образца на величину термовязкой остаточной намагниченности внесло бы существенные трудности в проведении экспериментов. На образце №2 была получена термовязкая намагниченность  $J_{rtv, 20^\circ\text{C}, 26,5 \text{ Э}}^{500^\circ\text{C}}$ , формировавшаяся при очень медленном прогреве (2 ч). Значение намагниченности  $4,55$  ед. СГС, что в точности совпало со значением  $J_{rtv, 20^\circ\text{C}, 26,5 \text{ Э}}^{500^\circ\text{C}}$ , образующейся при нагреве в обычном режиме. Это значит, что величина термовязкой намагниченности не зависит от скорости (режима) прогрева образца.

### 3. Проверка закона аддитивности истинных парциальных термовязких намагниченностей

Выше были приведены значения парциальных термовязких остаточных намагниченностей и для образца № 2 произведены вычисления, позволяющие утверждать, что закон аддитивности не выполняется. Однако можно заметить, что для каждого температурного интервала  $[T_1, T_2]$ , в котором определялись величины  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, H}$ , значения мгновенных остаточных намагниченностей  $J_{r, H}^{T_2} (20^\circ\text{C})$ , образованных при температуре  $T_2$  и измеренных при  $20^\circ\text{C}$ , сравнимы по величине с парциальными термовязкими намагниченностями или даже с полной. В связи с этим целесообразно ввести понятие **истинной термовязкой намагниченности**, которую будем обозначать символом  $J_{rptv}^{\Delta T_2}_{T_1, H}$ . Верхний индекс  $\Delta$  указывает на то, что  $J_{rptv}^{T_2}_{T_1, H}$  представляет собой суперпозицию двух компонент: мгновенной  $J_{r, H}^{T_2} (20^\circ\text{C})$  и **истинной**  $J_{rptv}^{\Delta T_2}_{T_1, H}$  намагничен-



ностей. Поэтому истинную термовязкую намагниченность, характеризующую **термовязкий эффект**, определим следующим образом:

$$J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H} = J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H} - J_{r, H}^{T_2} (20^{\circ}C). \tag{3}$$

Данные, необходимые для проверки закона аддитивности для истинных парциальных термовязких намагниченностей  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H}$ , были получены в ходе экспериментов, проводившихся на образцах с разной величиной  $\alpha$ -памяти  $J_{rs}$ : образцы № 1, 2 и 3. При таком «направленном» выборе мы руководствовались простыми соображениями. Если в результате экспериментов будут выявлены какие-либо определенные тенденции, то на большем количестве образцов можно осуществить их проверку, и тем самым подтвердить или опровергнуть предполагаемые закономерности.

В табл. 3 для образца №1 («мягкого») представлены величины полной и парциальных термовязких  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  и мгновенных (при повышенной температуре) остаточных намагниченностей, значения их  $\alpha$ -памяти и величины истинных парциальных термовязких намагниченностей  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H}$  для каждого температурного интервала.

Таблица 3. Значения магнитных параметров для образца № 1 ( $H = 21,6 \text{ Э}$ )

$T_1-T_2, \text{ }^{\circ}\text{C}$	$J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$ , ед. СГС	$\alpha, \%$	$J_{r, 21,6 \text{ Э}}^{(T_2)} (20^{\circ}\text{C})$ , ед. СГС	$J_{r, 20 \text{ Э}}^{(T_2)} (20^{\circ}\text{C})$ , %	$J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H}$ , ед. СГС
20–100	1,53	5,4	1,08	6,4	0,45
100–200	1,68	4,0	1,30	7,2	0,38
200–300	1,84	4,2	1,58	3,8	0,26
300–400	2,55	4,2	2,45	4,1	0,10
400–500	4,53	4,5	4,21	5,8	0,24
500–580	2,71	23,4	0,42	7,2	2,29
580–600	0,12	80,4	0,013	100	0,107
20–500	4,31	4,1	3,86	5,7	0,45

На рис. 2 представлены зависимости парциальной термовязкой  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$ , мгновенной  $J_{r, 21,6 \text{ Э}}^{T_2} (20^{\circ}\text{C})$  намагниченностей и  $\alpha \left( J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H} \right)$  от температуры  $T_2$  образования намагниченности. Интерполяция производилась методом сплайнов. Кривые 1 и 2 имеют максимумы в районе блокирующей температуры, до которой можно выделить плавный монотонный рост величин намагниченностей, а выше точки экстремума – резкий их спад. Характер поведения кривой  $f(T_2) \equiv \alpha [J_{r, 21,6 \text{ Э}}^{T_2} (20^{\circ}\text{C})]$  соответствует кривой рис. 3.

Для интервала 580–600°C величина  $\alpha \left( J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H} \right)$  достигает 100 %. Границы этого температурного интервала находятся за пределами  $T_C$  магнетита. Следовательно, из всех «источников» намагниченности формирование  $J_{rptv} \frac{580^{\circ}\text{C}}{600^{\circ}\text{C}, H}$  может осуществляться только за счет контактных частиц. На рис. 4 представлена гистограмма распределения парциальных термовязких остаточных намагниченностей для образца №1;  $H = 21,6 \text{ Э}$ .

Сумма парциальных термовязких намагниченностей  $\Sigma J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H} = 3,82$  ед. СГС (рис. 4), а значение полной намагниченности  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{500^{\circ}\text{C}}{20^{\circ}\text{C}, H} = 0,45$  ед. СГС.

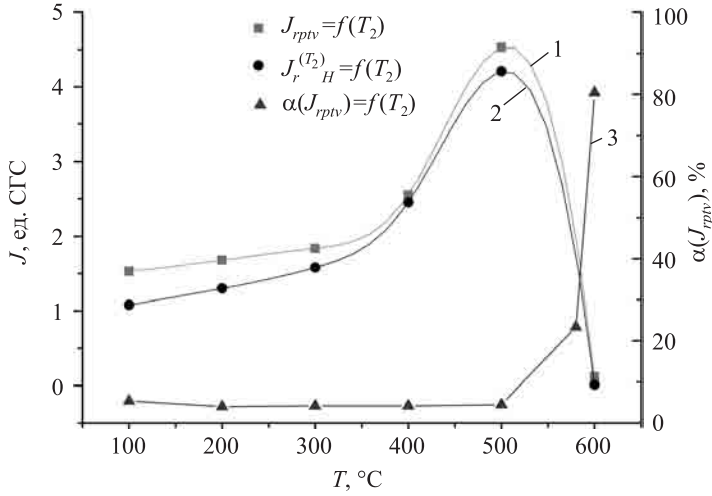


Рис. 2. Зависимости парциальной термовязкой  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  (кривая 1), мгновенной  $J_{r, 21,6}^{(T_2)} \text{ Э}(20^\circ\text{C})$  (кривая 2) намагниченностей и  $\alpha(J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H})$  (кривая 3) от температуры  $T_2$ . Образец №1,  $H = 21,6 \text{ Э}$

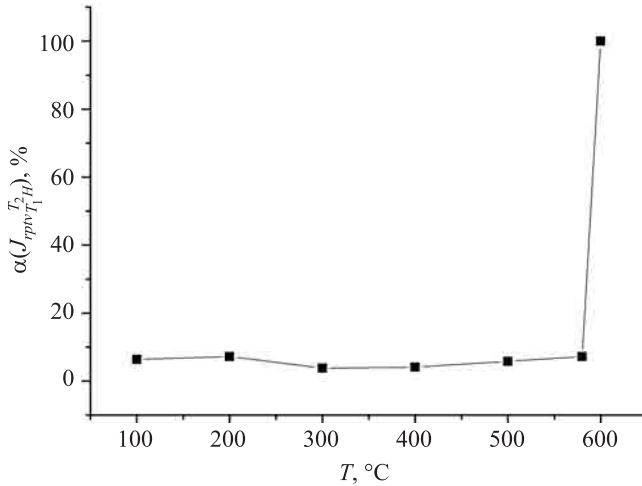


Рис. 3. Зависимость  $\alpha(J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H})$  от температуры  $T_2$  образования намагниченности (в процентах). Образец №1,  $H = 21,6 \text{ Э}$

Результаты для образца №2 приведены в табл. 4, по ним построены зависимости (рис. 5).

На рис. 6 представлена гистограмма распределения парциальных термовязких намагниченностей для образца №2. Сумма истинных парциальных термовязких намагниченностей  $\Sigma J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H} = 1,41$  ед. СГС, а значение полной  $J_{rptv} \frac{500^\circ\text{C}}{20^\circ\text{C}, H} = 1,23$  ед. СГС.

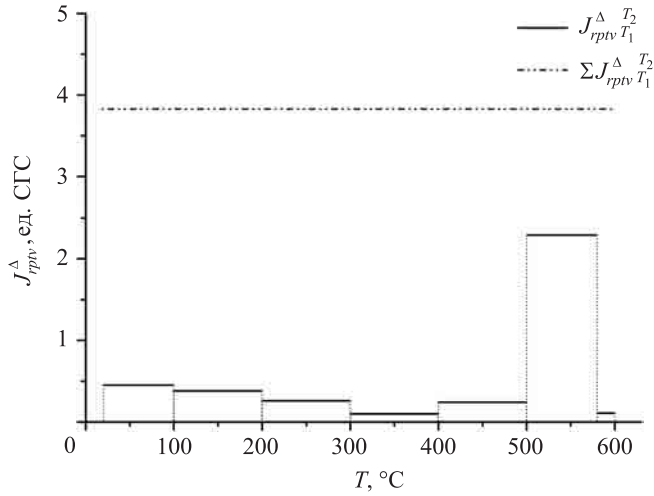


Рис. 4. Гистограмма распределения значений  $J_{rptv}^{\Delta T_2/T_1, H}$  (кривая 1) и  $\Sigma J_{rptv}^{\Delta T_2/T_1, H}$  (кривая 2). Образец №1,  $H = 21,6 \text{ Э}$

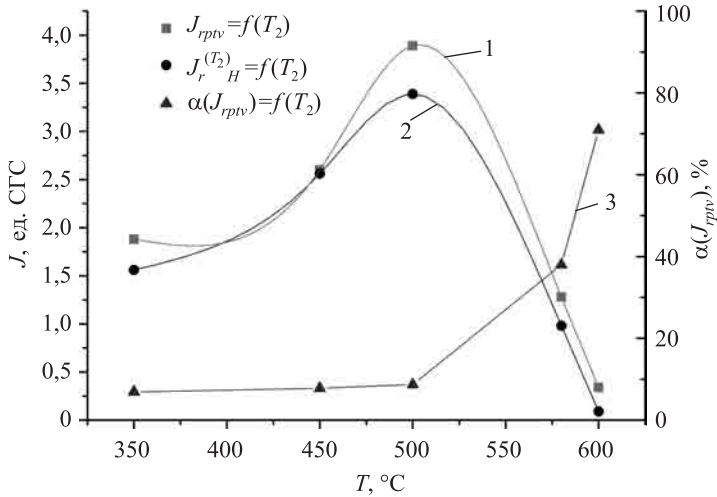


Рис. 5. Зависимости парциальной термовязкой  $J_{rptv}^{\Delta T_2/T_1, H}$  (кривая 1), мгновенной намагниченности  $J_{r, 26,5 \text{ Э}}^{(T_2)}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) (кривая 2) и  $\alpha(J_{rptv}^{\Delta T_2/T_1, H})$  (кривая 3) от температуры  $T_2$ . Образец №2,  $H = 26,5 \text{ Э}$

Для образца №3 результаты приведены в табл. 5, на рис. 7 представлены соответствующие графики. На рис. 8 представлена гистограмма распределения парциальных термовязких намагниченностей для образца Ш-62. Сумма парциальных

Таблица 4. Значения магнитных параметров для образца №2 ( $H = 26,5 \text{ Э}$ )

$T_1-T_2, ^\circ\text{C}$	$J_{rptv T_1, 26,5 \text{ Э}}, \text{ ед. СГС}$	$\alpha, \%$	$J_{r, 26,5 \text{ Э}}(T_2) (20^\circ\text{C}), \text{ ед. СГС}$	$J_{rptv T_1, H}^\Delta, \text{ ед. СГС}$
20–350	1,88	6,9	1,56	0,32
350–450	2,60	7,8	2,56	0,04
450–500	3,89	8,7	3,39	0,50
500–580	1,28	38	0,98	0,30
580–600	0,34	71	0,09	0,25

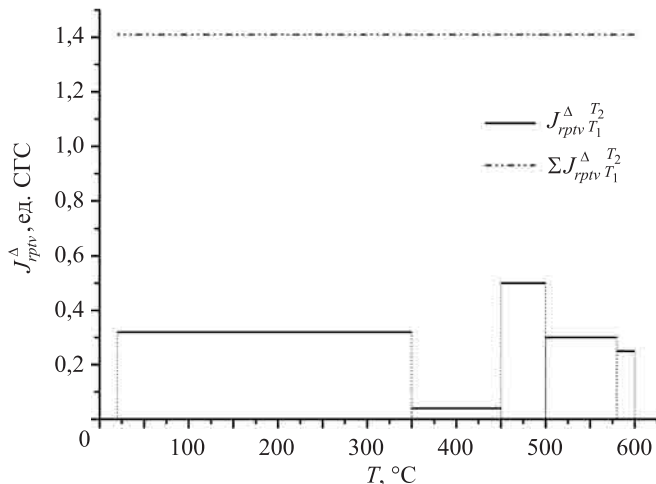


Рис. 6. Гистограмма распределения значений  $J_{rptv T_1, H}^\Delta$  (кривая 1) и  $\Sigma J_{rptv T_1, H}^\Delta$  (кривая 2). Образец №2,  $H = 26,5 \text{ Э}$

Таблица 5. Значения магнитных параметров для образца №3 ( $H = 59 \text{ Э}$ )

$T_1-T_2, ^\circ\text{C}$	$J_{rvt T_1, 59 \text{ Э}}, \text{ ед. СГС}$	$\alpha, \%$	$J_{r, 50 \text{ Э}}(T_2) (20^\circ\text{C}), \text{ ед. СГС}$	$J_{rptv T_1, H}^\Delta, \text{ ед. СГС}$
20–350	0,68	10	0,56	0,12
350–400	0,69	10	0,53	0,16
400–440	0,70	10	0,61	0,09
440–460	0,76	10	0,61	0,15
460–480	0,76	11	0,67	0,09
480–500	0,93	11	0,85	0,08
500–580	0,82	32	0,18	0,64
580–600	0,12	72	0,034	0,088
20–500	1,68	–	0,85	0,83

термовязких намагниченностей  $\Sigma J_{rptv T_1, H}^\Delta = 1,41 \text{ ед. СГС}$ , а значение полной  $J_{rptv 500^\circ\text{C}, H}^\Delta = 0,83 \text{ ед. СГС}$ .

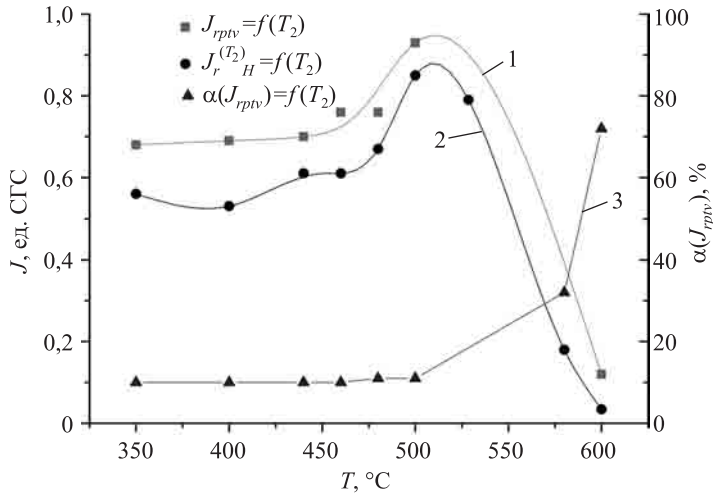


Рис. 7. Зависимости парциальной термовязкой  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  (кривая 1), мгновенной намагниченности  $J_r \frac{(T_2)}{59 \text{ Э}} (20^\circ\text{C})$  (кривая 2) и  $\alpha \left( J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H} \right)$  (кривая 3) от температуры  $T_2$ . Образец №3,  $H = 59 \text{ Э}$

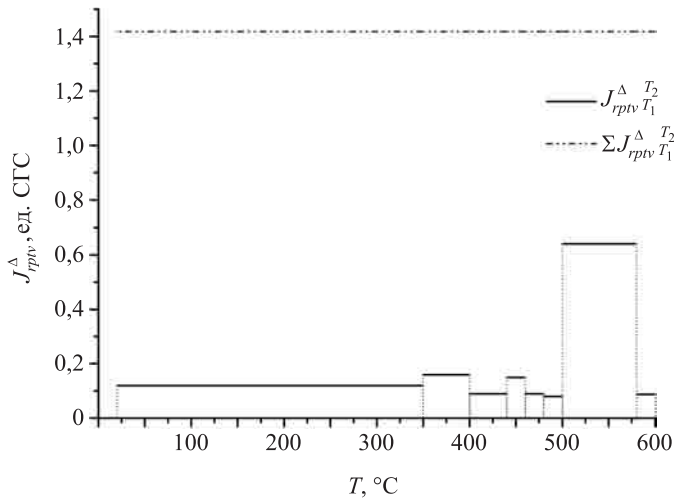


Рис. 8. Гистограмма распределения значений  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  и  $\sum J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$ . Образец №3,  $H = 59 \text{ Э}$

Таким образом, для всех трех образцов закон аддитивности не выполняется, сумма истинных парциальных термовязких намагниченностей существенно превышает значение полной истинной термовязкой остаточной намагниченности:

1. Для образца №1:  $\sum J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H} = 3,82 \text{ ед. СГС}$ , а  $J_{rptv} \frac{500^\circ\text{C}}{20^\circ\text{C}, H} = 0,45 \text{ ед. СГС}$ ,  $H = 21,6 \text{ Э}$ .

2. Для образца №2:  $\Sigma J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H} = 1,41$  ед. СГС, а  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{500^{\circ}\text{C}}{20^{\circ}\text{C}, H} = 1,23$  ед. СГС,  $H = 26,5$  Э.
3. Для образца №3:  $\Sigma J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H} = 1,41$  ед. СГС, а  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{500^{\circ}\text{C}}{20^{\circ}\text{C}, H} = 0,83$  ед. СГС,  $H = 59$  Э.

Сильнее всего термовязкий эффект проявляется на самом мягком 113-м образце, о чем свидетельствует превышение значения  $\Sigma J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H}$  над полной  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{500^{\circ}\text{C}}{20^{\circ}\text{C}, H}$ .

## Закключение

По результатам экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Введены новые понятия парциальной термовязкой, а также истинной термовязкой остаточных намагниченностей.

2. Максимальный вклад в величины термовязкой и истинной термовязкой остаточных намагниченностей дают парциальные намагниченности, образованные вблизи  $500^{\circ}\text{C}$ , т. е. вблизи блокирующих температур (для всех трех образцов).

3. Закон аддитивности не выполняется как для парциальных термовязких  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  (включающих в себя мгновенную, образованную при температуре  $T_2$ ), так и для истинных парциальных термовязких намагниченностей. Сумма истинных  $J_{rptv}^{\Delta}$  больше полной  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{500^{\circ}\text{C}}{20^{\circ}\text{C}, H}$  для каждого из образцов. Однако это превышение меньше, чем превышение аналогичной суммы  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  над полной  $J_{rtv}$ .

4. Наиболее ярко нарушение закона аддитивности истинных парциальных термовязких намагниченностей проявляется на образце №1, имеющем самую малую величину  $\alpha(J_{rs})$ . Значение  $\sum_i J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_{i+1}}{T_i, H}$  для него превышает величину полной истинной термовязкой намагниченности  $J_{rptv}^{\Delta} \frac{500^{\circ}\text{C}}{20^{\circ}\text{C}, H}$  в 8,5 раз (!), в то время как для «среднего» и «жесткого» образцов сумма  $J_{rptv}$  превосходит полную  $J_{rtv}$  в 1,2 и 1,7 раз соответственно.

5. Кривая значений  $\alpha\left(J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}\right)$  плавно и медленно увеличивается с ростом  $T_2$ , а выше блокирующей температуры образца —  $T_6$  — наблюдается ее резкий «взлет» до 70–80 %.

6. Наибольший термовязкий эффект имеет место для самого «мягкого» образца — №1. Среди всех трех образцов значение суммы истинных парциальных намагниченностей максимально:  $\Sigma J_{rptv}^{\Delta} \frac{T_2}{T_1, H} = 3,82$  ед. СГС.

7. Величина мгновенной остаточной намагниченности  $J_{r, H}^{T_2}$  ( $20^{\circ}\text{C}$ ), созданной из ИАНС, существенно меньше намагниченности, полученной из «неполного» ИАНС. Неполное ИАНС — это такое состояние, когда образец, имевший какую-либо  $J_r$ , например  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$ , нагревался при  $H = 0$  до  $T \geq T_P$ , затем охлаждался до  $T_1$  (или чуть ниже) также без поля, после чего при  $T_2$  включалось и выключалось поле  $H$  — образовывалась мгновенная остаточная намагниченность  $J_{r, H}^{T_2}$  ( $20^{\circ}\text{C}$ ). Причины этого до конца не ясны.

8. Для образца №1 (мягкого) величина  $\alpha\left(J_{rptv} \frac{600^{\circ}\text{C}}{580^{\circ}\text{C}, 21,6 \text{ Э}}\right)$  достигает 100 %. Верхняя граница температурного интервала образования этой намагниченности превышает  $T_C$  магнетита, находящегося в парамагнитном состоянии. Следовательно, формирование  $J_{rptv} \frac{T_2}{T_1, H}$  может осуществляться только за счет контактных частиц.

## Указатель литературы

1. *Шашканов В. А., Металлова В. В.* Об одном виде намагниченности горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1970. № 9. С. 102–106.
2. *Петров И. Н., Каулио В. В., Шашканов В. А., Костеров А. А.* Термовязкая намагниченность магнетитсодержащих горных пород из зоны гипергенеза // Вопросы геофизики. СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 1998. Вып. 35. С. 295–308.
3. *Street R., Wooley I. C.* A study of magnetic viscosity // Proc. Phys. Soc. A. 1949. Vol. 62. P. 562–572.
4. *Петров И. Н.* Высокотемпературная память остаточной намагниченности магнетита // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. Т. 7. С. 91–100.
5. *Thellier E.* Sur l'aimantation des terres cuites et ses applications géophysiques // Ann. Inst. Phys. Globe de Paris. 1938. Vol. 16. P. 157–302.
6. *Thellier E.* Propriétés magnétiques des terres cuites et des roches // J. Phys. Radium. 1951. N 12. P. 205–218.
7. *Петров И. Н., Металлова В. В.* Природа переходной термоостаточной намагниченности // Вопросы геофизики. 1973. Вып. 23. С. 12–52.
8. *Петров И. Н., Димитриев С. В.* Особенности высокотемпературной памяти термоостаточной намагниченности магнетитсодержащих горных пород // Вопросы геофизики. СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 1994. Вып. 34. С. 213–228.
9. *Димитриев 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. С. 86–90.
10. *Петров И. Н., Адам Е. Е., Шашканов В. А.* О магнитных носителях  $\alpha$ -памяти термоостаточной намагниченности горных пород, содержащих крупные зерна магнетита // Вопросы геофизики. СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2005. Вып. 38. С. 166–173.
11. *Neel L.* Some theoretical aspects of rock magnetism // Adv. Phys. 1955. Vol. 18. P. 191–243.
12. *Большаков А. С., Щербачева В. В.* Термомангнитный критерий определения доменной структуры ферромагнетиков // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 2. С. 38–47.