

УДК 550.382.3

ОСОБЕННОСТИ И ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ САМООБРАЩЕНИЯ TRM СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГЕМОИЛЬМЕНИТОВ

© 1997 г. В. И. Трухин*, В. А. Жилиева*, Е. Ф. Томилин*, А. Н. Конюхов**

* МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

** Институт экспериментальной минералогии РАН, Москва

Поступила в редакцию 25.07.96 г.

На однородных однофазных синтезированных гемоильменитах $x \cdot \text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ с составами $x = 0.55; 0.62; 0.80$ исследовано самообращение TRM в полях от 2.5 до 50 Э. Предположено, что самообращение обусловлено различным температурным ходом намагниченностей подрешеток гемоильменита (кривые - типа Нееля).

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление самообращения термоостаточной намагниченности (TRM или I_{tr}) впервые наблюдалось на породах горы Харуна (Япония), содержащих гемоильменит [1]. С теоретической точки зрения самообращение намагниченности на горных породах не является неожиданным эффектом. Это связано с тем, что основными носителями естественной остаточной намагниченности I_n в них являются ферромагнитные минералы, кристаллическая решетка которых состоит из двух или более неравноценных магнитных подрешеток [2]. В этих минералах в процессе охлаждения от высоких температур в геомагнитном поле возможно такое изменение магнитных моментов подрешеток, которое при $T < T_c$ (T_c - точка Кюри), приведет к смене знака суммарного момента и к самообращению TRM.

Существуют и другие механизмы самообращения намагниченности: в результате магнитостатического или обменного взаимодействия в двух- или многофазных минералогических системах, за счет процессов катионного упорядочения в твердом растворе и др. [1-3].

Несмотря на имеющиеся теоретические представления о возможных механизмах самообращения, оказалось, что установление конкретного механизма для экспериментально наблюдавшихся случаев самообращения намагниченности на горных породах и минералах является очень сложной задачей. Даже о механизме исторически впервые обнаруженного самообращения TRM на природных гемоильменитах до сих пор не существует общепринятого мнения [4-7].

Проблема самообращения и его механизма имеет фундаментальное значение для геомагнетизма и современной глобальной геофизики, так как в результате самообращения возникает обратная I_n горных пород, которая по современным представлениям образуется, как правило, при

смене полярности (инверсиях) геомагнитного поля. Только в случае, если будет известен механизм самообращения, появится возможность лабораторной диагностики обратной намагниченности и определения ее происхождения. В настоящее время происхождение обратной I_n оценивается по косвенным признакам [7]. Кроме того, в связи с небольшим количеством обнаруженных случаев самообращения на горных породах считается, что вероятность процесса самообращения чрезвычайно мала.

Однако известно, что минералы после их образования из магмы на поверхности Земли во время их охлаждения и в течение их дальнейшей геологической истории претерпевают существенные химические изменения [8]. Поэтому также возможно самообращение I_n на каком-то этапе эволюции минералов. В дальнейшем свойство самообращения может быть утрачено, а обратная I_n сохранится.

В связи с вышеизложенным, мы решили продолжить изучение физического механизма самообращения TRM на синтезированных гемоильменитах $[x \cdot \text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3]$ с различным значением x (x -содержание ильменитовой составляющей). Основной нашей задачей было обнаружение и сравнительное экспериментальное исследование образцов гемоильменитов как со свойствами, так и без свойств самообращения с целью установления особенностей магнитных свойств образцов с самообращением TRM и физического механизма самообращения.

В предыдущих статьях [9-11] были изложены результаты первого этапа исследования, описаны условия синтеза образцов, их вещественный состав, основные магнитные свойства. В данной статье излагаются результаты детального изучения обнаруженного на ряде образцов процесса самообращения TRM и наши выводы о возможном механизме этого явления.

2. ОБРАЗЦЫ, УСТАНОВКИ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Было изучено 12 образцов гемойльменитов, синтезированных в ИЭМ РАН. В таблице 1 представлены основные данные об условиях синтеза и составе образцов. Синтезированные образцы были в виде порошка с размером зерен (5–50) мкм. Для проведения магнитных измерений приготавливались образцы в форме кубика с размером 1 см³

их немагнитного вещества (каолин). В центральную часть каждого кубика был зацементирован гемойльменитовый порошок массой 0.02–0.1 г. Намагничивание образцов производилось вдоль одного из ребер куба. На всех графиках представлены проекции намагниченности на ось ординат. Измерение TRM этих образцов проводилось на вибромагнитометре, изготовленном в геомагнитной лаборатории кафедры физического факультета МГУ.

Таблица 1. Условия синтеза

№ обр.	Исходные продукты	x_{ilm}^{nom}	τ , сут	p , Кб	T , °C	Буфер	Конечн. продукт
970	Hem + TiO ₂	0.62	3	5	900	>NNO	ilm
971	Hem + TiO ₂	0.55	3	5	900	>NNO	ilm
981	Hem + TiO ₂	0.80	7	5	750	NNO	ilm
987	Hem + TiO ₂	0.52	3	5	790	HM	ilm + Rt
1007	Mag + Rt+*	0.77	4	5	840	NNO	ilm
1024	Mag + Rt+*	0.70	4	5	870	>NNO	ilm
997	Mag + Rt	0.90	11	5	790	QFM	ilm + Rt
1000	Hem + TiO ₂ + *	0.52	9	5	790	HM	ilm + Rt
1005	Hem + TiO ₂ + *	0.48	12	5	790	HM	ilm + Rt
1019	Ilm + Rt + Psb	0.43	0.83	5	900	HM	ilm + Psb
1045	Mag + Rt	0.52	12	5	790	HM	ilm + Rt
1043	Hem + TiO ₂	0.52	6	5	790	HM	ilm + Rt

Обозначения: x_{ilm}^{nom} – валовый состав исходной смеси; τ – время синтеза; p – давление при синтезе; T – температура при синтезе; ilm – ильменит; Hem – гематит; Mag – магнетит; Rt – рутил; Psb – псевдобрукит; * – 5% ⁵⁷Fe₂O₃; HM – буфер гематит-магнетит; NNO – буфер Ni-NiO; QFM – буфер кварц-фаялит-магнетит; >NNO – фугитивность кислорода выше, чем для буфера NNO.

Таблица 2

№ обр.	m , г	$\kappa_0 \times 10^{-6}$ ед. СГСМ	I_{rs} , Гс		H_{CR} , Э		T_b , °C	x_{ilm} , (вал.)	T_C , °C расч.	Группа
			д. н.	п. н.	д. н.	п. н.				
970	0.033	2900	2.72	3.79	550	1785	180	0.62	180	1
971	0.065	18	0.24	0.12	690	150	220	0.55	220	
981	0.040	3572	3.39	5.72	180	750	185	0.8	–50	
987	0.096	0.13	0.65	7.73	3900	1500	290	0.52	200	
1007	0.050	292	0.56	2.32	90	220	195	0.77	–30	
1024	0.070	2200	3.03	3.21	45	45	120	0.70	50	
997	0.095	69	1.22	0.35	135	4100	525	0.48	250	2
1000	0.087	0.11	0.70	0.68	5000	6800	430	0.52	200	
1005	0.066	0.06	0.73	0.75	2600	3800	480	0.48	250	
1019	0.021	5.6	0.40	0.38	1800	3000	420	0.43	300	
1045	0.070	1.47	0.19	0.14	6500	7300	405	0.52	200	
1043	0.050	2.1	0.28	0.48	1500	1500	520	0.52	200	

Примечание. m – вес порошка гемойльменита. При расчете κ_0 принято, что уд. вес гемойльменита равен 5 г/см³. I_{rs} (Гс) вычислена из расчета, что кубик объемом 1 см³ заполнен порошком гемойльменита полностью.

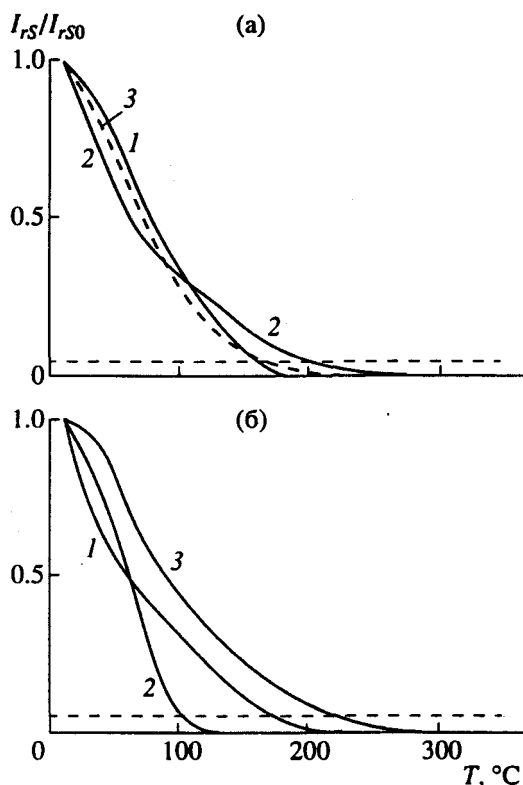


Рис. 1. Кривые $I_{rs}(T)/I_{rs0}$, полученные в процессе нагрева в $H = 0$ образцов первой группы: а – 1 – обр. 970 (первый нагрев до 400°C); 2 – обр. 971 (первый нагрев до 425°C); 3 – обр. 981 (первый нагрев до 520°C); б – 1 – обр. 1007 (первый нагрев до 250°C), 2 – обр. 1024 (первый нагрев до 240°C), 3 – обр. 987 (первый нагрев до 525°C).

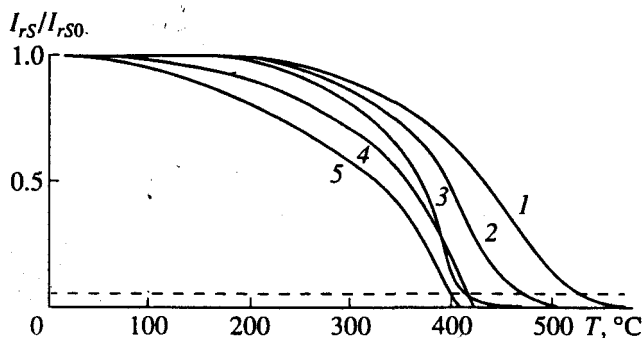


Рис. 2. Кривые $I_{rs}(T)/I_{rs0}$, полученные в процессе нагрева образца в $H = 0$, образцов второй группы: 1 – обр. 997; 2 – обр. 1005; 3 – обр. 1000; 4 – обр. 1019; 5 – обр. 1045.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

У всех изученных образцов перед их нагревом были измерены начальная магнитная восприимчивость κ_0 , остаточная намагниченность насыщения I_{rs} , остаточно-коэрцитивная сила H_{CR} . Для ряда образцов получены также величины I_{rs} и H_{CR} после первого нагрева образцов.

Как видно из табл. 2, у образцов наблюдается большой разброс величин κ_0 , I_{rs} , H_{CR} . Образцы 987, 1000, 1005, 1019, 1043 и 1045 характеризуются низкими значениями κ_0 и, соответственно, очень высокой остаточно-коэрцитивной силой H_{CR} от 1.5 до 6.5 кЭ. Все эти образцы синтезированы при буфере гематит-магнетит (НМ) (табл. 1).

Точки Кюри образцов T_C оценивались по содержанию x ильменита [1] (табл. 2). Экспериментально были получены значения блокирующих температур T_b (табл. 2) по кривым зависимости $I_{rs}(T)$, приведенным на рис. 1 и 2. Как видно из этих рисунков, по форме зависимости $I_{rs}(T)$ образцы подразделяются на 2 группы: первая группа имеет вогнутую форму кривых $I_{rs}(T)$ и блокирующие температуры в интервале 120–290°C (рис. 1а, 1б). Вторая группа образцов имеет выпуклые кривые $I_{rs}(T)$ и T_b в интервале ≈ 405 –525°C.

В связи с тем, что у большинства образцов кривые $I_{rs}(T)$ асимптотически приближаются к нулю, вычисление T_b проводилось по точке пересечения кривых $I_{rs}(T)$ с линией, соответствующей значению $I_{rs}/I_{rs0} = 0.05$ (табл. 2).

Дальнейшие исследования показали, что три образца (970, 971 и 981) из 12 обладают свойством самообращения TRM, причем все эти три образца относятся к первой группе, т.е. имеют вогнутую форму кривой $I_{rs}(T)$. Ниже излагаются результаты экспериментов по исследованию самообращения TRM.

4. ОСОБЕННОСТИ САМООБРАЩЕНИЯ TRM ПОРОШКОВЫХ ГЕМОИЛЬМЕНИТОВ

Изучались образцы 970, 971 и 981, на которых наблюдалось самообращение TRM, а также обр. 987 и 1024.

Эксперимент ставился следующим образом. На измеряемом образце при комнатной температуре T_0 создавалась I_{rs} в поле $H = 25$ кЭ. После этого образец нагревался до $T > T_b$, в процессе нагрева автоматически записывалось изменение величины $I_{rs}(T)$. Затем проводился измерительный цикл по исследованию самообращения TRM: TRM создавалась при охлаждении от $T \geq T_b$ до T_0 в некотором поле H , при этом записывалось изменение полной термонамагниченности $I_T(T)$. При T_0 поле H выключалось, измерялась термоостаточная намагниченность $I_{rs}(T_0)$. После этого при $H = 0$ образец снова нагревался до $T \geq T_b$, записывалась кривая терморазмагничивания $I_{rs}(T)$, которая практически адекватна кривой $I_T(T)$, получаемой при охлаждении образца [7].

Описанный измерительный цикл проводился для каждого образца при $H = 2.5; 10; 25$ Э, а для некоторых образцов и при $H = 50$ Э.

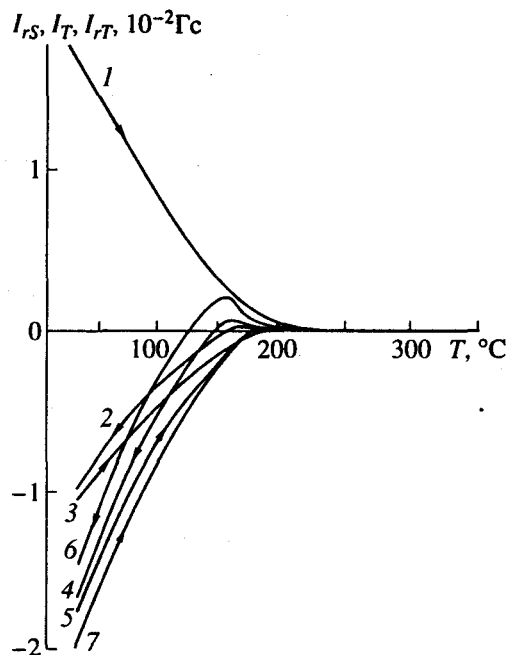


Рис. 3. Кривые $I_{rs}(T)$, $I_T(T)$ и $I_{rT}(T)$ образца 970: 1 – кривая $I_{rs}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 400°C ; 2 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в $H = 2.5$ Э; 3 – кривая $I_{rT}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C ; 4 – $I_T(T)$, охлаждение в $H = 10$ Э; 5 – кривая $I_{rT}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C ; 6 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в $H = 25$ Э; 7 – кривая $I_{rT}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C .

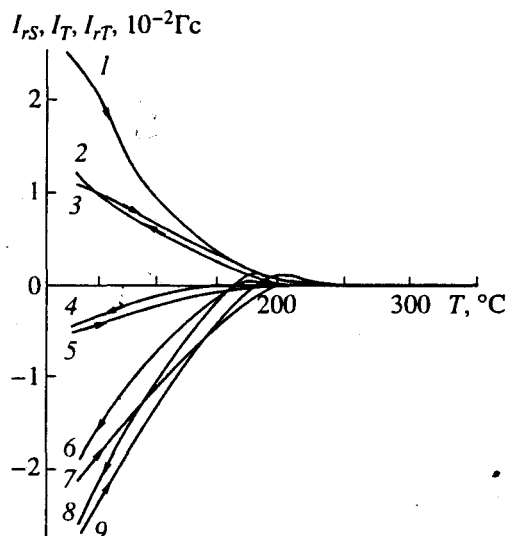


Рис. 4. Кривые $I_{rs}(T)$, $I_T(T)$ и $I_{rT}(T)$ образца 970 после его прогрева до $T > T_b$: 1 – кривая $I_{rs}(T)$ (нагрев до 305°C в $H = 0$); 2 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 2.5$ Э); 3 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев до 400°C в $H = 0$); 4 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 2.5$ Э); 5 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев до 400°C в $H = 0$); 6 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 10$ Э); 7 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев до 400°C в $H = 0$); 8 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 25$ Э); 9 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев до 400°C в $H = 0$).

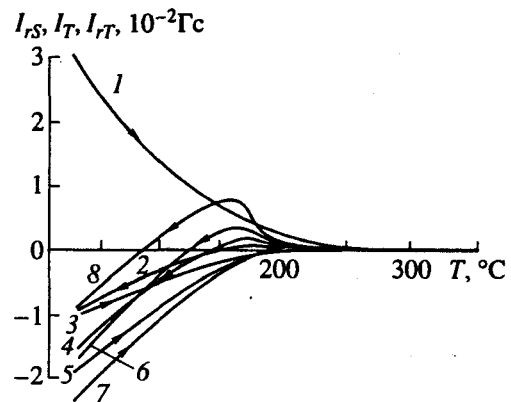


Рис. 5. Кривые $I_{rs}(T)$, $I_T(T)$, $I_{rT}(T)$ образца 971: 1 – кривая $I_{rs}(T)$ (нагрев в $H = 0$ до 425°C ; 2 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 2.5$ Э); 3 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев в $H = 0$ до 425°C ; 4 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 10$ Э); 5 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев в $H = 0$ до 380°C ; 6 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 25$ Э); 7 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев в $H = 0$ до 390°C ; 8 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H = 50$ Э).

На рис. 3 кривая 1 – зависимость $I_{rs}(T)$, кривые 2, 4 и 6 показывают ход термонамагничивания образца 970 при его охлаждении в полях 2.5; 10 и 25 Э соответственно. Кривые 3, 5 и 7 – это соответствующие зависимости $I_{rT}(T)$, полученные при нагреве образца в $H = 0$ от T_0 до $T \geq T_b$. В связи с тем, что зависимости $I_{rT}(T)$, полученные при охлаждении и нагреве образцов, с точностью $\leq 2\%$ совпадают между собой, кривые 3, 5 и 7 отражают и процесс образования термоостаточной намагниченности.

Из рис. 3 видно, что при термонамагничивании образца (кривые 2, 4 и 6) сначала образуется положительная компонента I_T , затем она достигает максимума: при $T \approx 170^\circ\text{C}$ (кривая 2), при $T \approx 165^\circ\text{C}$ (кривая 4) и при $T \approx 150^\circ\text{C}$ (кривая 6), ниже этих температур происходит уменьшение положительной I_T и ниже температур соответственно 160, 145 и 125°C кривые намагничивания переходят в отрицательную область – происходит полное самообращение термонамагниченности. Температуры 160, 145 и 125°C , при которых $I_T = 0$, можно назвать точками компенсации намагниченности T_k . После отключения поля H при комнатной температуре остается термоостаточная намагниченность, которая по абсолютной величине больше полной термонамагниченности (кривые 3, 5, 7).

В противоположность кривым намагничивания кривые терморазмагничивания $I_{rT}(T)$ (3, 5 и 7) практически не имеют положительной компоненты.

Процесс самообращения термонамагниченности обр. 970 повторялся многократно при нагревах до температур, близких к $T_b = 215^\circ\text{C}$. Эффект самообращения сохранялся и при нагревах обр. 970 до $T = 400^\circ\text{C}$ (рис. 4).

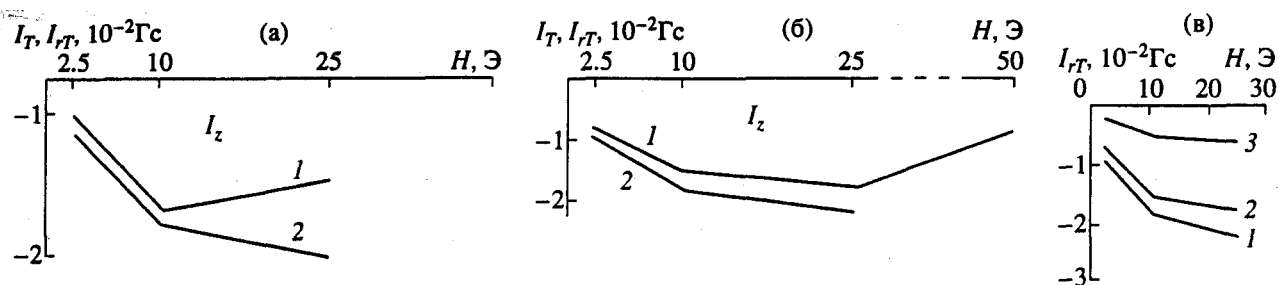


Рис. 6. Полевая зависимость I_T и I_{rT} : а – обр. 970: 1 – кривая $I_T(H)$, 2 – кривая $I_{rT}(H)$; б – обр. 971, 1 – кривая $I_T(H)$, 2 – кривая $I_{rT}(H)$; в – обр. 971, 1 – $I_{rT}(H)$ при T_0 ; 2 – $I_{rT}(H)$ при 85°C ; 3 – $I_{rT}(H)$ при 140°C .

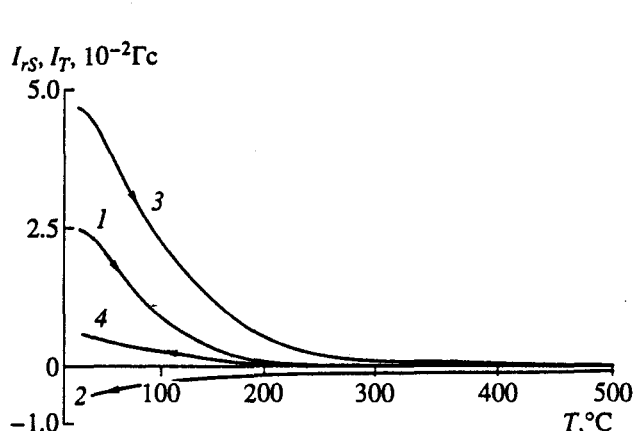


Рис. 7. Кривые $I_{rs}(T)$ и $I_T(T)$ образца 981: 1 – кривая $I_{rs}(T)$ (первый нагрев в $H=0$ до 520°C); 2 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=2.5$ Э от 520°C); 3 – кривая $I_{rs}(T)$ после многократных нагревов образца (нагрев в $H=0$); 4 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=2.5$ Э).

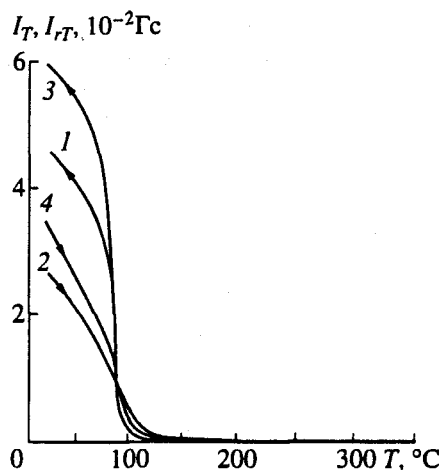


Рис. 8. Кривые $I_T(T)$, $I_{rT}(T)$ образца 1024: 1 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=1.5$ Э от 240°C); 2 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев в $H=0$ до 240°C); 3 – кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=2$ Э); 4 – кривая $I_{rT}(T)$ (нагрев в $H=0$ до 240°C).

Следует заметить, что как температуры максимумов I_T , так и точки T_k компенсации намагниченности при увеличении намагничивающего поля смещаются влево по оси T .

Аналогичные результаты получены при исследовании самообращения термонамагниченности обр. 971 (рис. 5).

На рис. 6 представлены полевые зависимости $I_T(H)$ и $I_{rT}(H)$ для образцов 970 (рис. 6а) и 971 (рис. 6б). Видно, что эти зависимости являются нелинейными, и наблюдается тенденция к насыщению отрицательных I_T и I_{rT} в сравнительно сильных полях (25 и 50 Э). На рис. 6в можно видеть ход кривых $I_{rT}(H)$ при разных T .

Самообращение термонамагниченности наблюдается и у обр. 981 (рис. 7). На рис. 7 кривая 1 – ход терморазмагничивания $I_{rs}(T)$ при нагреве до 520°C . Далее образец был охлажден в $H=2.5$ Э до комнатной температуры (кривая 2 – $I_T(T)$). Кривая 2 находится полностью в отрицательной области, в то время как аналогичные кривые для образцов 970 и 971 сначала достигали некоторого положительного максимума, а затем переходили

в отрицательную область. После повторного нагрева и охлаждения кривая 3 – $I_{rs}(T)$, кривая 4 – $I_T(T)$ в том же интервале температур, как видно из рис. 7, эффект самообращения исчезает.

Был проведен эксперимент по термонамагничиванию образца 1024, который обладает так же, как и образцы 970, 971, вогнутой кривой $I_{rs}(T)$ (рис. 1б, кривая 2), но с меньшей, чем у образцов 970, 971, блокирующей температурой T_b . Результаты представлены на рис. 8. Видно, что у обр. 1024 отсутствует явление самообращения. Обратим внимание на то, что по магнитным параметрам он отличается не только меньшей, чем у самообращающихся образцов, блокирующей температурой, но и меньшей коэрцитивностью H_{CR} (табл. 2). Для установления магнитных взаимодействий в самообращающихся образцах 970 и 971 были проведены эксперименты по циклическому терморазмагничиванию [9].

На рис. 9 представлены результаты эксперимента по циклическому терморазмагничиванию при $H=0$ обр. 970 с I_{rs} (25 кЭ). Кривая 1 – это зависимость $I_{rs}(T)$ при нагреве образца до $T_1 =$

$= 150^\circ\text{C}$; кривая 2 – зависимость $I_{rs}(T)$ при охлаждении образца от T_1 до T_0 ; кривая 3 – $I_{rs}(T)$ при нагреве от T_0 до $T_2 = 240^\circ\text{C}$; кривые 4 и 5 – $I_{rs}(T)$, соответственно, при охлаждении от T_2 до T_0 и при нагреве от T_0 до $T_3 = 350^\circ\text{C}$. Аномального хода кривых $I_{rs}(T)$ при циклическом терморазмагничивании не обнаружено, что, согласно [7], свидетельствует об отсутствии магнитных взаимодействий в образце.

На рис. 10 приведены кривые циклического терморазмагничивания отрицательной I_{rt} обр. 971. Видно, что кривые $I_{rt}(T)$ при нагреве и охлаждении образца в некотором температурном интервале ($T_0 < T < 200^\circ\text{C}$) практически обратимы. Это указывает на то, что уменьшение I_{rt} при нагреве и ее увеличение при охлаждении не связано с внутренними взаимодействиями между доменами, а обусловлено, в основном, температурным ходом спонтанной намагниченности.

5. ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ САМООБРАЩЕНИЯ TRM

Отметим основные особенности состава, структуры образцов гемойльменитов и обнаруженного на них явления самообращения TRM.

Из табл. 1 видно, что самообращающиеся образцы 970, 971 и 981 синтезированы при буфере NNO, первые два при $T = 900^\circ\text{C}$, последний – при $T = 750^\circ\text{C}$. Их составы, определенные минералогическими методами, характеризуются содержанием ильменита $x = 0.62$; 0.55 и 0.80 соответственно. Рассчитанные по данным о величинах x точки Кюри не соответствуют таким значениям x . Величины T_C у обр. 981 получаются даже значительно меньше определенных экспериментально блокирующих температур (табл. 2). Поэтому можно предположить, что значения x определены недостаточно точно, и составы образцов следует оценивать по блокирующим температурам, которые несколько меньше точек Кюри. Блокирующие температуры самообращающихся образцов составляют 180 , 220 и 185°C соответственно.

По минералогическим данным образцы 970 и 971 являются однофазными и однородными (табл. 1). На это указывают также зависимости $I_{rs}(T)$ (рис. 1а) и практическое отсутствие в $I_{rt}(T_0)$ положительной компоненты (рис. 3–5 и 10). Кроме того, для самообращающихся образцов характерны вогнутые кривые $I_{rs}(T)$. Циклическое терморазмагничивание показало, что ход кривых $I_{rs}(T)$ (рис. 9) и $I_{rt}(T)$ (рис. 10) определяется, в основном, температурной зависимостью спонтанной намагниченности.

В однофазных гемойльменитах наиболее вероятны механизмы самообращения I_{rt} , связанные с изменением знака I_s при изменении T . Такое изменение может происходить за счет различного

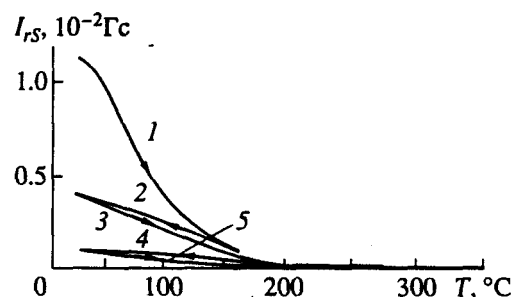


Рис. 9. Кривые $I_{rs}(T)$ циклического терморазмагничивания (обр. 970): 1 – нагрев до $T_1 = 160^\circ\text{C}$ в $H = 0$; 2 – охлаждение от T_1 до T_0 в $H = 0$; 3 – нагрев до $T_2 = 280^\circ\text{C}$ в $H = 0$; 4 – охлаждение от T_2 до T_0 в $H = 0$; 5 – нагрев до $T_3 = 350^\circ\text{C}$ в $H = 0$.

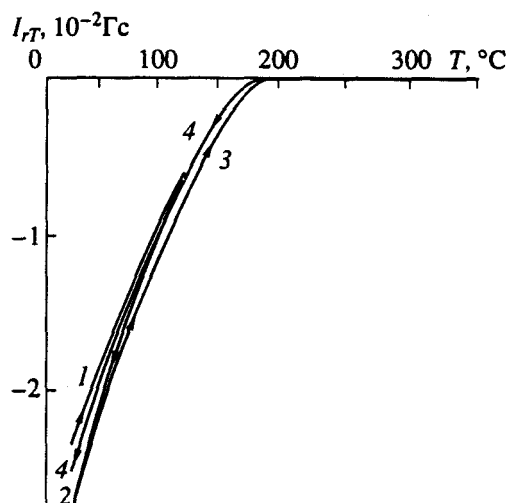


Рис. 10. Кривые циклического терморазмагничивания $I_{rt}(T)$ (обр. 971, I_{rt} получена при охлаждении образца в $H = 50$ Э): 1 – нагрев до $T_1 = 120^\circ\text{C}$; 2 – охлаждение от T_1 до T_0 в $H = 0$; 3 – нагрев до $T_2 = 200^\circ\text{C}$; 4 – охлаждение от T_2 до T_0 в $H = 0$.

температурного хода спонтанных намагниченностей подрешеток или за счет диффузионных процессов, изменяющих распределение катионов в подрешетках [11, 12].

Основные особенности самообращения, отмеченные выше, наиболее полно, по нашему мнению, могут быть описаны с помощью механизма изменения знака $I_s(T) = I_{BS}(T) - I_{AS}(T)$ за счет различного температурного хода намагниченностей подрешеток A и B (зависимости $I_s(T)$ N-типа). Предпочтение этому механизму перед диффузионным мы отдаем потому, что длительность нагревов образцов не влияла на свойства самообращения.

Рассмотрим в соответствии с [12], при каких условиях в двухподрешеточном ферритмагнетике происходит изменение знака I_s при изменении T .

Спонтанные намагниченности I_{AS} и I_{BS} подрешеток А и В можно выразить следующим образом [13]:

$$\begin{aligned} I_{AS} &= \lambda I_{\infty} B_J \left(\frac{J g \mu_B n (\alpha I_{AS} - I_{BS})}{kT} \right), \\ I_{BS} &= \mu I_{\infty} B_J \left(\frac{J g \mu_B n (\beta I_{BS} - I_{AS})}{kT} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Суммарная намагниченность I_S есть разность намагниченностей подрешеток

$$I_S = I_{BS} - I_{AS}. \quad (2)$$

В (1) λ и μ доли магнитных ионов в подрешетках А и В ($\lambda + \mu = 1$), $B_J(\alpha)$ – функция Бриллюэна, J – внутреннее квантовое число, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, k – постоянная Больцмана.

В общем случае значения величин I_{∞} , J и g могут быть различными для разных подрешеток. Однако в нашем случае это можно не учитывать.

Выражения в аргументах функций $B_J(\alpha)$:

$$\begin{aligned} n(\alpha I_{AS} - I_{BS}) &= H_{MA}, \\ n(\beta I_{BS} - I_{AS}) &= H_{MB} \end{aligned} \quad (3)$$

являются молекулярными полями, действующими внутри подрешеток А и В соответственно. Величины n , $n\alpha$, $n\beta$ – константы молекулярного поля, определяющие взаимодействие магнитных моментов внутри подрешеток и между подрешетками.

Аномальная зависимость $I_S(T)$ характеризуется сменой знака I_S при изменении T . Точка, в которой $I_S(T) = 0$, называется точкой компенсации T_k . Положим, что $\mu > \lambda$. В силу того, что при $T \rightarrow 0$ К аргумент функции Бриллюэна $\alpha \gg 1$ и $B_J(\alpha) = 1$, согласно (1), имеет место соотношение:

$$|I_{BS}| > |I_{AS}| \text{ и } I_S = I_{BS} - I_{AS} > 0. \quad (4)$$

В случае смены знака I_S при повышении T при температурах, близких к точке Кюри T_C , должны выполняться соотношения (при неизменных λ и μ):

$$|I_{AS}| > |I_{BS}| \text{ и } I_S = I_{BS} - I_{AS} < 0. \quad (5)$$

Рассмотрим, при каких условиях это возможно. При $T \rightarrow T_C$ аргумент $\alpha \ll 1$ и функция Бриллюэна записывается так [13]:

$$B_J(\alpha) \approx \frac{J+1}{3J} \alpha. \quad (6)$$

Используя (6), можно из (1) получить следующие выражения для I_{AS} и I_{BS} при $\alpha \ll 1$:

$$\begin{aligned} I_{AS} &\approx \frac{Cn}{T} \lambda (\alpha I_{AS} - I_{BS}), \\ I_{BS} &\approx \frac{Cn}{T} \mu (\beta I_{BS} - I_{AS}), \end{aligned} \quad (7)$$

где $C = NJ(J+1)g^2\mu_B^2/3k$, а N – число Авогадро.

При $T = T_k$, где происходит смена знака у I_S , имеет место равенство $I_{BS} - I_{AS} = 0$, которое с учетом (7) запишется так:

$$I_S = \frac{Cn}{T} [\mu(\beta I_{BS} - I_{AS}) - \lambda(\alpha I_{AS} - I_{BS})] = 0.$$

С учетом того, что при $T = T_k$ величины $|I_{AS}|$ и $|I_{BS}|$ равны, получаем выражение для границы, разделяющей ферри- и ферромагнитные фазы с противоположным направлением I_S :

$$\lambda(\alpha + 1) - \mu(\beta + 1) = 0. \quad (8)$$

Левая часть (8) будет положительной для $I_S > 0$ и отрицательной для $I_S < 0$. Для последнего случая получаем следующее условие:

$$\frac{\beta + 1}{\alpha + 1} > \frac{\lambda}{\mu}. \quad (9)$$

Выполнение (9) и является условием смены знака I_S при повышении температуры от 0 К до T_C , в результате чего получаются N -типа кривые $I_S(T)$.

Из рассмотренной теории следует, что на кривых $I_S(T)$ типа N должна быть точка компенсации. Однако экспериментально T_k будет наблюдаться только в случае однородного гомогенного ферри-магнетика, обладающего одной точкой Кюри фазового перехода. В действительности реальный ферри-магнетик обладает размытым фазовым переходом $T_C \pm \Delta T_C$, что приведет и к соответствующей размытости T_k . Поэтому в достаточно сильных полях H кривая $I_S(T)$ не будет достигать нуля, а будет только некоторое уменьшение I_S в области $T_k \pm \Delta T_k$.

Исследованные образцы гемоильменита состоят из отдельных зерен, которые могут иметь несколько отличающиеся T_{Ci} и T_{ki} . В результате это может привести к тому, что кривые $I_S(T)$ и $I_{rs}(T)$ ансамбля зерен будут иметь либо вогнутую форму (рис. 1), либо “хвосты” (рис. 2). Таким образом, мы предполагаем, что вогнутая форма кривых $I_{rs}(T)$, наблюдавшаяся на самообращающихся гемоильменитах, связана с наличием некоторого спектра точек компенсации и блокирующих температур T_b и соответственно точек Кюри T_C .

Известно, что в поле $H = H_S$ на экспериментальных кривых $I_S(T)$ при охлаждении однородных ферри-магнетиков в $H \geq H_S$ наблюдается T_k , но самообращение I_S не происходит, так как сильное внешнее поле при $T \leq T_k$ разворачивает изменившие знак магнитные моменты вновь по направлению поля. Для того чтобы осуществлялось самообращение намагниченности, необходимо выполнение соотношения:

$$H < H_C \text{ при } T \leq T_k. \quad (10)$$

Поэтому, как правило, самообращение TRM наблюдается в сравнительно слабых полях [1, 2, 7].

Итак, мы предполагаем, что осуществляется следующая физическая модель самообращения изученных порошковых гемойльменитов. В каждом i -том зерне при температурах $T_{ki} < T < T_{Ci}$ в поле H термонамагничивание происходит по направлению $I_{AS} > I_{BS}$. При $T \leq T_{ki}$ намагниченность I_{BS} подрешетки B начинает превышать I_{AS} . Если внешнее поле $H < H_{Ci}(T)$ при $T \leq T_{ki}$, то по мере уменьшения T происходит рост отрицательной I_T . После отключения H снимается обратимая часть I_T , направленная по полю, в результате чего термоостаточная намагниченность $I_{rT}(T_0)$ больше по модулю, чем $I_T(T_0)$. Суперпозиция кривых $I_T(T)$ и $I_{rT}(T)$ всего ансамбля гемойльменитовых зерен приводит к наблюдаемым в эксперименте закономерностям самообращения TRM.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проектам 93-05-8718 и 96-05-64855.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нагота Т.* Магнетизм горных пород. М.: Мир, 1965. 346 с.
2. *Трухин В.И., Жилева В.А., Зинчук Н.Н., Романов Н.Н.* Магнетизм кимберлитов и траппов. Мх МГУ, 1989. 165 с.
3. *Neel L.* Some theoretical aspects of rock-magnetism // *Adv. Phys.* 1955. V. 4. P. 191-243.
4. *Ishikawa Y., Syono Y.* Order-disorder transformation and reverse thermo-remanent magnetism in the $\text{FeTiO}_3\text{-Fe}_2\text{O}_3$ system // *J. Phys. Chem. Solids.* 1963. V. 24. P. 517-532.
5. *Hoffman K A.* Self-reversal of thermoremanent magnetization in the ilmenite-hematite system order-disorder symmetry and spin alignment // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № B7. P. 10883-10895.
6. *Haag M., Heller F., Allenspach R. et al.* Self-reversal of natural remanent magnetization in andesite pumice // *Phys. Earth. Planet. Int.* 1990. V. 65. № 1-2. P. 104-108.
7. *Трухин В.И., Караевский С.Х.* Самообращение намагниченности природных пикроильменитов. М.: МГУ, 1996. 56 с.
8. *Патнис А., Мак-Коннел Дж.* Основные черты поведения материалов. М.: Мир, 1983. 304 с.
9. *Трухин В.И., Некрасов А.Н., Каналов А.Н. и др.* Магнетизм и фазовый состав синтезированных в гидротермальных условиях гемойльменитов // *Физика Земли.* 1995. № 11. С. 30-39.
10. *Каналов А.Н., Чичагов А.В., Самохвалова О.Л.* Равновесие и кинетика кристаллизации ассоциаций гемойльменита в редокс среде НЕМ + МАГ буфера // Тез. докл. XIII Российское совещание по экспериментальной минералогии. 12-15 сентября 1995 г., Черноголовка, Московская область. 1995. Черноголовка. С. 50.
11. *Чичагов А.В., Самохвалова О.Л., Конилов А.Н.* Бесстандартный количественный рентгенофазовый анализ. Оценка распределения составов неомогенных твердых растворов // Тез. докл. Юбилейный дифракционный семинар, посвященный 100-летию открытия рентгеновских лучей. 2-4 октября 1995 г., Черноголовка, Московская область. 1995. ТОО "Принт", г. Ногинск, Московская область. С. 39.
12. *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1983. 4.1.302 с.
13. *Крупинка С.* Физика ферритов и родственных им окислов. М.: Мир, 1976. Т. 1. 353 с.