

УДК 550.382.3

ФИЗИЧЕСКАЯ И КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛИ ЯВЛЕНИЯ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

© 2006 г. В. И. Трухин¹, Н. С. Безаева¹, Т. В. Матвеева¹, П. Рошетт²

¹Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

²Лаборатория СЕРЕЖ, Университет Экс-Марсель 3, Франция

Поступила в редакцию 11.10.2005 г.

Статья посвящена проблеме физического механизма самообращения намагниченности горных пород. Самообращением называется явление намагничивания горной породы антипараллельно намагничивающему полю. Приведены экспериментальные данные по самообращению термонамагниченности и термоостаточной намагниченности природных аналогов гематитов и синтезированных гематитов. Показано, что наиболее вероятным механизмом самообращения является однофазный механизм N-типа Нееля. Представлены разработанные авторами физический механизм самообращения и компьютерная модель явления самообращения намагниченности по механизму N-типа. Проведено сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными.

Ключевые слова: самообращение намагниченности; магнетизм горных пород; намагничивание N-типа Нееля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья посвящена необычному физическому явлению - намагничиванию ферромагнитных минералов, которые в основном определяют магнетизм горных пород, антипараллельно намагничивающему полю. Это явление называется самообращением намагниченности. Самообращение может наблюдаться только в относительно слабых магнитных полях [Трухин и др., 1997; Трухин и др., 2004].

Изложим кратко историю вопроса. Естественная остаточная намагниченность NRM (от англ. "natural remanent magnetization"), направление которой приблизительно антипараллельно направлению современного геомагнитного поля (ГМП), была впервые обнаружена в изверженных горных породах в начале XX века [David, 1904; Brunhes, 1906]. Позже обратная NRM многократно наблюдалась на разных изверженных и осадочных горных породах. Существование в природе обратной NRM позволило предположить, что в прошлые геологические эпохи ГМП многократно меняло полярность: происходили инверсии (переплюсовки) ГМП [Jacobs, 1994]. И, согласно современным представлениям, обратная NRM горных пород рассматривается как образовавшаяся в ГМП с полярностью, противоположной современной.

В 1949 году Ж.В. Грэхэм [Graham, 1949] впервые поставил вопрос о возможном существовании в природе альтернативных инверсиям ГМП физических или химических механизмов приобретения горными породами обратной NRM. Он изучил слой

осадочных горных пород одного возраста и нашел в нем участки как с прямой, так и с обратным NRM. Одинаковый возраст всех изученных им осадков позволил выдвинуть предположение о том, что обратная NRM не могла образоваться и обратным ГМП, т.е. в результате инверсии ГМП. Иначе, весь слой должен был быть намагничен антипараллельно направлению современного ГМП.

Ж.В. Грэхэм обратился к известному теоретику, профессору Л. Неелю, в Гренобль с вопросом о теоретической возможности существования процессов, приводящих к намагничиванию магнетик антипараллельно намагничивающему полю.

Вплоть до 1951 года вопрос о существовании альтернативных инверсиям физических или химических механизмов приобретения горными породами обратной NRM оставался открытым. А в 1951 году Л. Неель [Neel, 1951] впервые предложил четыре физических механизма образования в горных породах обратной намагниченности. Первые два механизма могут действовать в однофазных ферромагнитных минералах и связаны с изменением знака спонтанной намагниченности J_s ферромагнетика, которая может происходить либо за счет разного температурного хода спонтанных намагниченностей подрешеток ферромагнетика, либо за счет диффузии ионов между подрешетками. А последние два механизма связаны с взаимодействием фаз в двух- или многофазном ферромагнитном минерале: взаимодействие

может быть либо магнитостатическим, либо об-
менным.

В том же 1951 году Т. Нагата [Nagata, 1951; Нагата, 1965] получил экспериментальное подтверждение теории Нееля: при изучении дацитовых пемз г. Харуна он обнаружил самообращение термо-
остаточной намагниченности TRM (от англ. "thermoremanent magnetization"). Следует подчеркнуть, что лабораторное термонамагничивание изверженных горных пород моделирует природный процесс намагничивания минералов, кристаллизовавшихся из магмы, при ее остывании после извержения на поверхность.

Горные породы имеют очень сложный состав [Нагата, 1965; Трухин, 1973]. Горная порода представляет собой матрицу из диа- и парамагнитных минералов с вкрапленными в нее ферримагнитными минералами в виде, как правило, мелких зерен. Зерна могут быть однодоменными, псевдооднодоменными или многодоменными. Зерна также могут обладать одноосной или трехосной магнитной анизотропией. Ферримагнитные минералы в виде одноосных (анизотропия формы) однодоменных ферримагнитных зерен часто встречаются в горных породах. Зерна также могут быть однофазными или многофазными, то есть состоять из одной или нескольких минеральных фаз. Точки Кюри разных фаз, как правило, отличаются.

Сами ферримагнитные зерна, входящие в состав горной породы, также могут иметь сложное строение и разный химический состав. Таким образом, магнетизм горной породы определяется, в основном, конгломератом неоднородных по составу ферримагнитных минералов, причем точный химический состав всех ферримагнитных зерен породы редко известен достоверно. Именно поэтому единого мнения о физическом механизме самообращения (даже исторических лав г. Харуна) нет и по сей день [Нагата, 1965; Трухин и др., 1997; Prévot et al., 2001; Ozima, Funaki, 2003]. И выявление минерала(ов), ответственных за самообращение в каждом конкретном случае, является само по себе очень сложной задачей.

Вопрос о самообращении естественной остаточной намагниченности NRM горных пород имеет фундаментальное значение для геофизики, так как NRM горных пород является основным информативным параметром о величине и направлении древнего геомагнитного поля, а тем самым об эволюции геомагнитного поля, которая неразрывно связана с эволюцией нашей магнитной планеты [Merill et al., 1998].

В магнитосфере на высотах от 2-х до 6-ти земных радиусов существуют радиационные пояса, удерживающие заряженные частицы высоких энергий. Вполне возможно, что отсутствие этих своеобразных магнитных ловушек (во время инверсий, когда величина напряженности геомагнитно-

го поля $H_{ГМ} = 0$) привело бы к тому, что частицы высоких энергий достигали бы поверхности Земли и оказывали бы существенное влияние на ее биосферу [Яновский, 1978]. А значит, ГМП имеет глобальное экологическое значение не только потому, что воздействует на биосферу и ноосферу Земли, но еще и потому, что является барьером на пути проникновения космических частиц высоких энергий к поверхности Земли.

Таким образом, возникает вопрос о влиянии инверсий на прошедшую и будущую эволюцию ГМП и Земли. Однако вопрос и о самих инверсиях не является до конца решенным. Как отмечалось выше, существуют физические механизмы самообращения ("инверсий") самой NRM горных пород. Изучать напрямую инверсии ГМП мы никогда не сможем из-за их очень длительного периода (тысячи лет). Поэтому особую роль приобретает изучение явления самообращения намагниченности, как альтернативного инверсиям ГМП физического механизма образования в природе обратной NRM.

Поставленным во введении очень важным вопросам, которые имеют чисто физический интерес и несомненное глобальное геофизическое значение, посвящена настоящая статья. В работе приводятся результаты экспериментального изучения самообращения намагниченности алмазонасных горных пород – кимберлитов, содержащих ферримагнитные пикроильмениты, и синтезированных гемоильменитов аналогичного состава, а также предлагается физический механизм и компьютерная модель самообращения.

2. МЕХАНИЗМ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ N-ТИПА НЕЕЛЯ: ФИЗИКА ЯВЛЕНИЯ

Сначала кратко изложим физическую суть изучаемого явления. Энергия магнитного момента M во внешнем магнитном поле H равна

$$E_H = -(M \cdot H) = -MH \cos \varphi, \quad (1)$$

где φ – угол между векторами M и H . При $\varphi = 0$ энергия E_H будет наименьшей, поэтому в поле H магнитный момент M ориентируется в направлении H .

Однако при термонамагничивании некоторых природных ферримагнетиков обнаружены случаи антипараллельной полю H ориентации суммарной термонамагниченности I_T (или T_M от англ. "thermomagnetization") и термоостаточной намагниченности TRM. Эффект самообращения намагниченности обусловлен особыми свойствами самого ферримагнетика.

При ориентации намагниченности по полю (см. (1)) возникает термодинамически равновесное магнитное состояние ферримагнитного об-

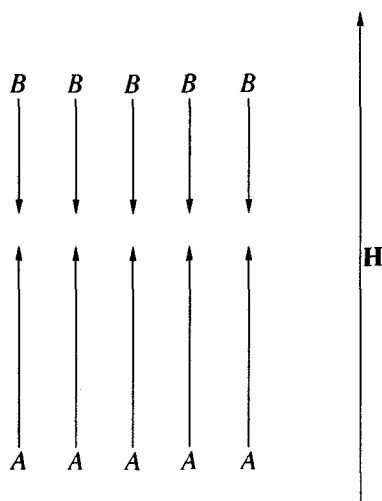


Рис. 1. Схема расположения атомных магнитных моментов в подрешетках A и B ферримагнетика.

разца. Соответственно, образование в образце антипараллельной полю $\mathbf{H}$ (обратной) намагниченности следует рассматривать как возникновение неравновесного магнитного состояния (“замороженная” обратная TRM).

Такое состояние может быть достигнуто в ферримагнетике из-за его сложного строения в процессе его термонамагничивания. Спонтанный магнитный момент $\mathbf{M}_S$ кристаллической решетки двухподрешеточного ферримагнетика изначально, по своей природе, состоит из двух антипараллельно направленных, не равных по величине моментов $\mathbf{M}_{SA}$ и $\mathbf{M}_{SB}$ магнитных подрешеток A и B:

$$\mathbf{M}_S = \mathbf{M}_{SA} + \mathbf{M}_{SB}. \quad (2)$$

Поэтому, если $M_{SA} > M_{SB}$, то при ориентации суммарной $\mathbf{M}_S$ в направлении $\mathbf{H}$ значительная часть атомных магнитных моментов в кристаллической решетке (рис. 1), сумма которых равна сумме $\mathbf{M}_{SB}$, будет направлена антипараллельно $\mathbf{H}$.

Рассмотрим кратко физический механизм самообращения N-типа Нееля. Кривые температурной зависимости спонтанной намагниченности N-типа, по названию которых мы называем и механизм самообращения, получены в теории ферримагнетизма Нееля [Néel, 1948].

Следует отметить, что в 1970 Л. Неель был удостоен Нобелевской премии по физике [Лауреаты..., 1992] “за фундаментальную работу и открытия, касающиеся антиферромагнетизма и ферримагнетизма, которые повлекли за собой важные приложения в области физики твердого тела”.

В работе [Néel, 1948] Л. Неель изложил основы созданной им теории коллинеарного ферримагнетизма и впервые ввел понятия “ферримагнетизма” как одного из типов магнитного упорядочения в природе и “ферримагнетика” как вещества, обла-

дающего двумя или несколькими нескомпенсированными магнитными подрешетками. Согласно этой теории для двухподрешеточного ферримагнетика, по аналогии с теорией молекулярного (среднего) поля Вейса [Weiss, 1907] для ферромагнетика, любое взаимодействие магнитного иона подрешетки A ферримагнетика с ближайшими соседями из подрешеток A и B можно заменить действием на этот ион некоторого “среднего” (молекулярного) поля. Аналогично для любого магнитного иона из подрешетки B.

Полные молекулярные поля, действующие на атомы подрешетки A и на атомы подрешетки B, записываются в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{MA} &= n\alpha\mathbf{I}_{SA} - n\mathbf{I}_{SB}, \\ \mathbf{H}_{MB} &= n\beta\mathbf{I}_{SB} - n\mathbf{I}_{SA}. \end{aligned} \quad (3)$$

где n , $n\alpha$, $n\beta$ – константы молекулярного поля, которые определяют взаимодействие магнитных моментов внутри подрешеток и между подрешетками (далее мы будем использовать константы молекулярного поля в единицах n , то есть α , β).

Согласно [Néel, 1948] рассмотрим кристаллическую решетку ферримагнетика, состоящую из двух неэквивалентных магнитных подрешеток A и B. Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA} , I_{SB} подрешеток A и B соответственно получаются при совместном решении следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} I_{SA} &= \lambda I_{S0} B_J \left(\frac{Jg\mu_B n(\alpha \cdot I_{SA} - I_{SB})}{kT} \right), \\ I_{SB} &= \mu I_{S0} B_J \left(\frac{Jg\mu_B n(\beta \cdot I_{SB} - I_{SA})}{kT} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где λ , μ – доли магнитных ионов в подрешетках A и B соответственно ($\lambda + \mu = 1$), λI_{S0} , μI_{S0} – спонтанные намагниченности подрешеток A, B при 0° К.

$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{(2J+1)x}{2J} \right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{x}{2J} \right)$ – функция Бриллюэна, J – внутреннее квантовое число, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, k – константа Больцмана, T – температура.

Уравнения (4) – это уравнения состояния ферримагнетика в теории молекулярного поля, причем в аргументе функции Бриллюэна стоит отношение магнитной энергии к тепловой.

Суммарная спонтанная намагниченность $I_S(T)$ есть векторная сумма спонтанных намагниченностей отдельных подрешеток:

$$\mathbf{I}_S(T) = \mathbf{I}_{SA}(T) + \mathbf{I}_{SB}(T). \quad (5)$$

Варьируя в (4) константы молекулярного поля α , β при фиксированных значениях λ , μ (положим $\lambda = 1/3$, $\mu = 2/3$) и остальных параметров, Л. Неель получил шесть разных типов температурных зави-

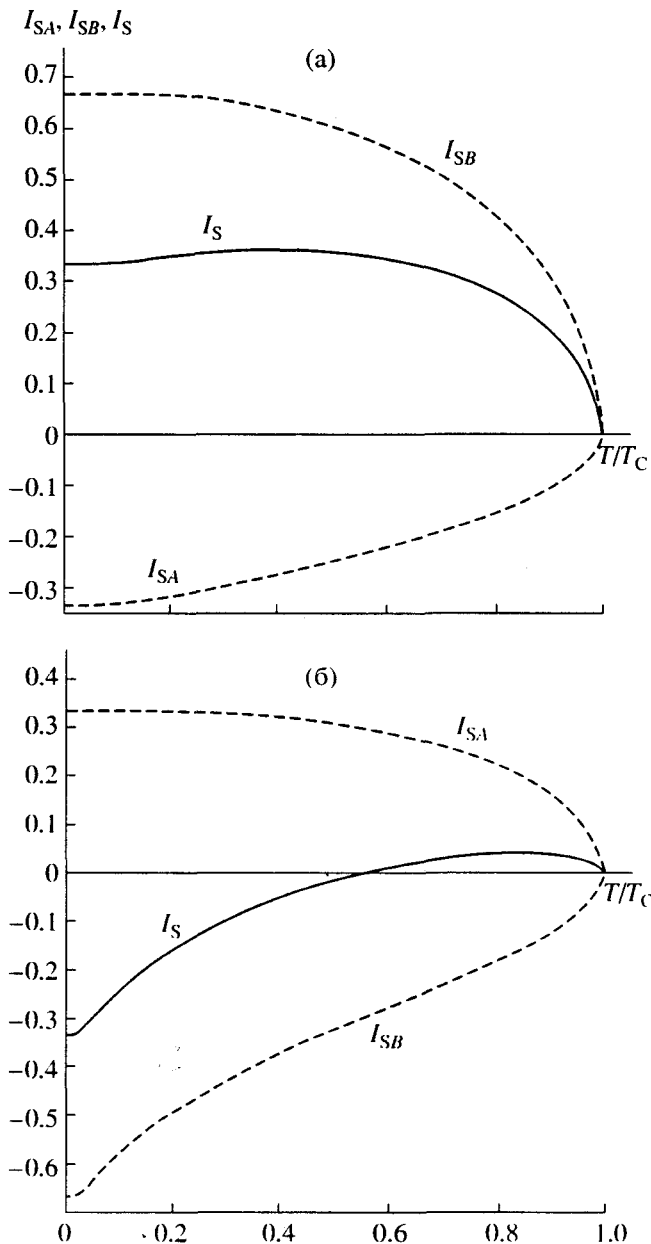


Рис. 2. (а) – Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA} , I_{SB} ферримагнитных подрешеток А, В и суммарной спонтанной намагниченности I_S ферримагнетика типа Р по Неелю ($\alpha = 1$; $\beta = -0.6$; $\lambda = 1/3$; $\mu = 2/3$); (б) – Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA} , I_{SB} ферримагнитных подрешеток А, В и суммарной спонтанной намагниченности I_S ферримагнетика типа N по Неелю ($\alpha = 1.26$; $\beta = -0.39$; $\lambda = 1/3$; $\mu = 2/3$).

симостей спонтанных намагниченностей (рис. 2). Среди них два типа (Q, R) соответствуют аналогичным зависимостям ферромагнетика, два другие типа (M, P) характеризуются небольшим спадом I_S с понижением температуры. Зависимость I_S ферримагнетика от T , приводящая к появлению точки компенсации T_K , при которой $I_S = 0$, называ-

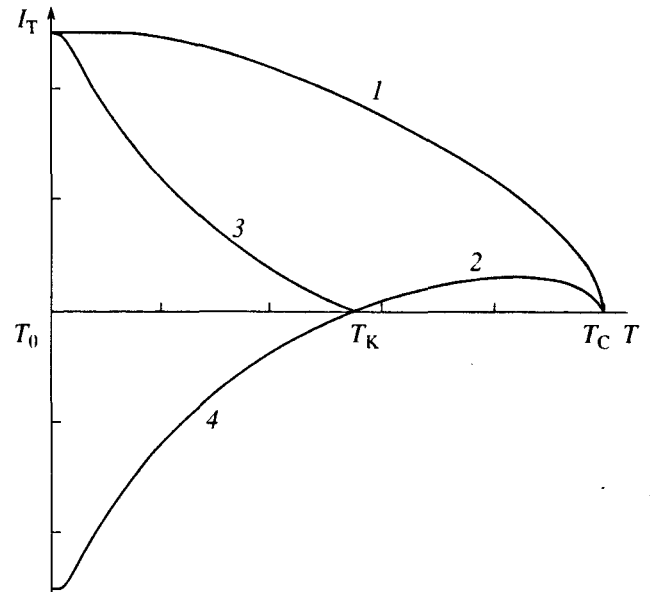


Рис. 3. Схема процесса термонамагничивания: 1 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика без точки компенсации T_K в интервале температур (T_C, T_0) ; 2 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K в интервале температур (T_C, T_K) ; 3 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K в интервале температур (T_K, T_0) при $H > H_C$, где H_C – коэрцитивная сила; 4 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K в интервале температур (T_K, T_0) при $H < H_C$.

ется по Неелю зависимостью N-типа (см. рис. 2б). Поэтому связанный с такой зависимостью физический механизм самообращения можно назвать механизмом N-типа Нееля. Следует отметить, что зависимость $I_S(T)$ типа V также характеризуется наличием T_K и принципиально не отличается от N-типа.

В работе [Трухин, 1997] было показано, что самообращение N-типа осуществляется при выполнении следующего условия:

$$\frac{\beta + 1}{\alpha + 1} > \frac{\lambda}{\mu}. \quad (6)$$

Смена знака TRM, как уже упоминалось выше, происходит в относительно слабых магнитных полях в результате различного температурного хода спонтанных намагниченностей отдельных подрешеток ферримагнетика.

Рассмотрим далее схему процесса термонамагничивания (рис. 3). Возникшая при температуре, близкой к точке Кюри T_C ферримагнетика ориентация магнитных доменов в направлении $\mathbf{H}$ закрепляется внешним магнитным полем H и возникающим в процессе охлаждения потенциальным рельефом ферримагнетика, создающим спектр локальных минимумов потенциальной энергии, в которых располагаются соответствующим образом ориентированные домены. При комнатной

температуре T_0 образуется намагниченность I_T , величина которой будет определяться степенью ориентации магнитных моментов доменов, по направлению $\mathbf{H}$ в зависимости от величины напряженности H (рис. 3, кривая 1). При полной ориентации всех магнитных моментов доменов по полю насыщения $\mathbf{H}_S$ величина $I_T = I_S$. При отключении H остается термоостаточная намагниченность TRM. Составляющие ее домены удерживаются достаточно глубокими потенциальными ямами. В среднем устойчивость TRM можно охарактеризовать коэрцитивной силой H_C .

Ориентации и величины магнитных моментов M_{SA} , M_{SB} в подрешетках A и B определяются величинами обменных взаимодействий внутри подрешеток (энергии E_{AA} и E_{BB}) и между подрешетками (E_{AB}). Существенным является то, что все эти величины (M_{SA} , M_{SB} , E_{AA} , E_{BB} , E_{AB}) могут изменяться с изменением температуры. Изменения могут быть настолько существенными, что при некоторой температуре компенсации T_K в доменах ферримагнетика возникает ситуация, когда $M_{SB} = M_{SA}$ и $M_S = 0$. По обе стороны от T_K суммарный момент каждого домена M_S будет иметь различную ориентацию в связи с тем, что при $T > T_K \rightarrow M_{SB} < M_{SA}$, а при $T < T_K \rightarrow M_{SB} > M_{SA}$. Это относится и к спонтанной намагниченности I_S всего ферримагнитного образца (кривые $I_S(T)$ N-типа Нееля).

При термонамагничивании такого ферримагнетика в интервале температур $T_K < T < T_C$ будет возникать намагниченность I_T , ориентированная по направлению $\mathbf{H}$, сначала по мере охлаждения от T_C увеличивающаяся, затем при приближении к T_K уменьшающаяся, в связи с уменьшением I_S ферримагнетика. При $T = T_K$ намагниченность $I_T = 0$ (рис. 3, кривая 2). При дальнейшем охлаждении ниже T_K могут встретиться два случая, зависящих от величины I_S доменов и от соотношения величин коэрцитивной силы H_C и напряженности внешнего магнитного поля H .

Если при $T < T_K$ поле $H > H_C$, то при дальнейшем охлаждении ниже T_K намагниченность будет вновь увеличиваться в направлении $\mathbf{H}$ (рис. 3, кривая 3), так как магнитной энергии $I_S H v$, где v – объем домена, будет достаточно для разворота доменов по направлению $\mathbf{H}$. А в случае, если поле $H < H_C$, то разворот доменов ввиду малости энергии $I_S H v$ будет невозможен, и при $T < T_K$ за счет роста I_S , направленной по $\mathbf{I}_{SB}$, будет увеличиваться $\mathbf{I}_T$ в антипараллельном по отношению к $\mathbf{H}$ направлении (рис. 3, кривая 4).

Рассмотренный процесс (рис. 3, кривые 2+4) является процессом самообращения термонамагниченности ферримагнетика, имеющего температурную зависимость спонтанной намагниченности $I_S(T)$ типа N по Неелю.

Образовавшаяся термоостаточная намагниченность будет находиться в неравновесном со-

стоянии и будет удерживаться локальными энергетическими барьерами ферримагнетика.

Аналогичное изменение на 180° направления I_S в доменах может произойти и за счет диффузии магнитных ионов между подрешетками. Поэтому возможно самообращение намагниченности и в результате химических процессов в ферримагнитных минералах [Verhoogen, 1956].

3. САМООБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПИКРОИЛЬМЕНИТОВ (ПРИРОДНЫХ АНАЛОГОВ ГЕМОИЛЬМЕНИТОВ)

В 1984–1985 годах в работах [Трухин и др., 1984; Трухин и др., 1984a] впервые получено самообращение на образцах кимберлитов из алмазоносных трубок и на образцах траппов Якутии. В кимберлитах свойством самообращения обладали пикроильмениты – твердые растворы серии $\text{MgTiO}_3\text{--FeTiO}_3\text{--Fe}_2\text{O}_3$, которые, с магнито-минералогической точки зрения, являются природными аналогами гемоильменитов $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$, где x – доля молекулярной фракции ильменита. Подробные экспериментальные исследования самообращения намагниченности образцов кимберлитов алмазоносной трубки “Мир” опубликованы в работе [Трухин, Караевский, 1996]. Обратимся теперь к анализу некоторых результатов этих исследований с точки зрения наиболее вероятного физического механизма самообращения намагниченности.

На рис. 4 представлено полное самообращение термонамагниченности (ТМ) и термоостаточной намагниченности (TRM) образца кимберлита из трубки “Мир”. Кривая 1 показывает зависимость от температуры начальной магнитной восприимчивости k , которая обратно пропорциональна коэрцитивной силе ($H_C \sim A/k$, где A – некоторая константа). Смена знака ТМ (кривая 2) происходит при T , при которой k достигает максимума, а H_C , соответственно, минимума. Кривая 3 образования TRM при охлаждении образца в поле $H = 0.5$ Гс переходит через нуль при более высокой T (на $\sim 100^\circ$), чем кривая образования ТМ. Это понятно, так как в составе ТМ есть еще индуктивная намагниченность kH , всегда направленная по полю $\mathbf{H}$.

У ряда образцов трубки “Мир” наблюдается аномальное поведение NRM. На рис. 5 показано циклическое размагничивание NRM в отсутствие поля ($H = 0$). Видно, что при нагреве (кривая 1) NRM увеличивается, а не уменьшается, как должно быть с точки зрения физики магнитных явлений. Кривые 3 и 4 выходят в отрицательную полуплоскость. Ясно, что такое поведение NRM связано со сложным характером ее намагничивания в природе в течение многих миллионов лет.

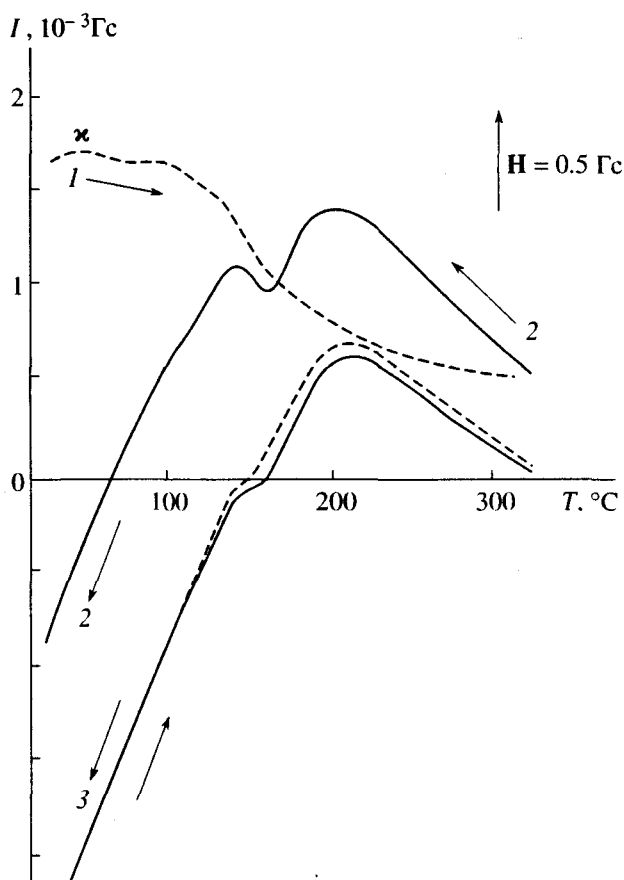


Рис. 4. Самообращение полной и остаточной термомагнитности содержащего ферримагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" при его охлаждении от 350°C до $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$ в поле $H = 0,5$ Гс: 1 – кривая изменения начальной магнитной восприимчивости при нагреве образца в поле H ; 2 – кривая образования термонамагнитности при охлаждении образца в поле $H = 0,5$ Гс; 3 – кривая температурной зависимости (ТЗ) термоостаточной намагниченности $I_{rT}(T)$, полученная при нагреве образца; 4 (пунктирная линия) – кривая ТЗ термоостаточной намагниченности $I_{rT}(T)$, полученная при охлаждении образца.

На рис. 6 представлены зависимости $\chi(T)$ (кривая 1), зависимости парциальных термоостаточных намагниченностей PTRM (от англ. "partial thermoremanent magnetization") от температуры при охлаждении образца в поле $H = 0$ (кривые 2–13), а также величины и направления PTRM, полученные в разных температурных интервалах при охлаждении в $H = 0$ (измерения проводились при $T = 20^\circ\text{C}$).

Обратим внимание на то, что переход от отрицательных PTRM к положительным происходит при температурах, при которых наблюдается резкое увеличение χ (а следовательно, уменьшение H_C).

На рис. 7 представлены кривые размагничивания положительных и отрицательных PTRM в переменном магнитном поле H частотой 50 Гц. Видно,

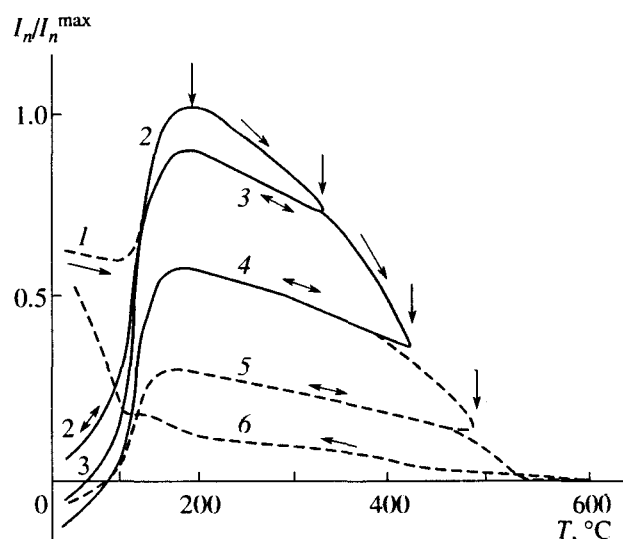


Рис. 5. Циклическое терморазмагничивание естественной остаточной намагниченности I_n содержащего ферримагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" в поле $H = 0$: 1 – нагрев образца до 100°C; 2 – охлаждение до $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$ и нагрев до 320°C; 3 – охлаждение до T_0 и нагрев до $T = 420^\circ\text{C}$; 4 – охлаждение до T_0 и нагрев до 490°C; 5 – охлаждение до T_0 и нагрев до 600°C; 6 – образование термоостаточной намагниченности I_{rT} при охлаждении от 600°C до T_0 .

что они все однофазны. В случае, если бы намагничивалась двухфазная минералогическая система, то кривые PTRM(H) также должны были быть двухфазными.

Уже представленные экспериментальные зависимости указывают на то, что самообращение намагниченности осуществляется на одной минералогической фазе. Выше отмечалось, что на сегодняшний день предложен единственный однофазный физический механизм самообращения намагниченности горных пород: механизм N-типа Нееля, связанный со сменой знака спонтанной намагниченности ферримагнетика I_S с изменением температуры [Néel, 1948]. Значит, самообращение в изученных образцах происходит по механизму N-типа.

Приведенные выше доводы в пользу однофазного механизма самообращения N-типа Нееля, полученные при экспериментальном исследовании самообращения намагниченности пикроильменитов, являются все же "косвенными". Поэтому, с целью получения прямых доказательств того, что самообращение осуществляется на однофазных ферримагнетиках, были синтезированы однофазные гемойльмениты в Институте Экспериментальной Минералогии (Черноголовка) [Трухин и др., 1995].

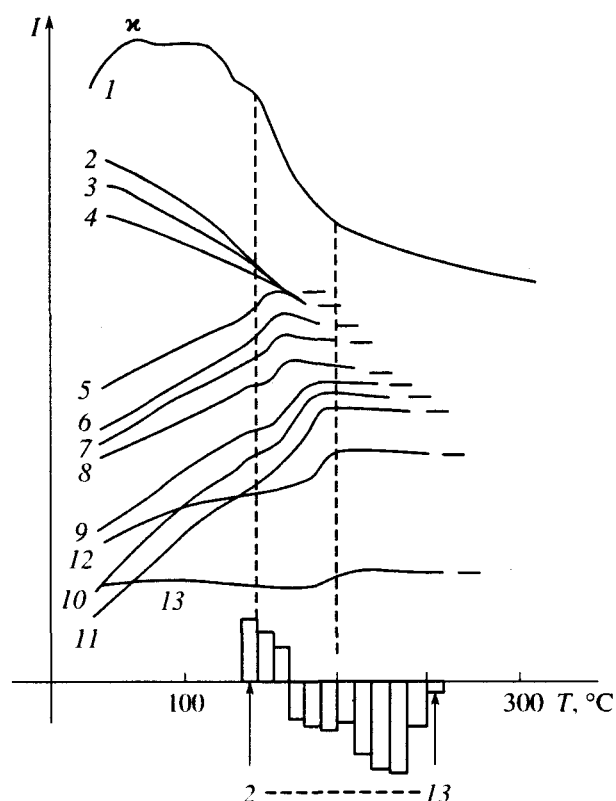


Рис. 6. Спектры парциальных остаточных намагниченностей $I_{r\Delta T}$, образованных в интервалах $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ и $H = 1$ Гс, и их температурный ход для образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир", содержащего ферромагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемоильменитов). При каждом измерении (1–13) поле H включалось только в указанном температурном интервале ΔT , предыдущее и последующее охлаждение образца велось при $H = 0$; по достижению $T = T_0$ измерялась величина $I_{r\Delta T}$. Отдельные кривые $I_{r\Delta T}(T)$ для удобства смещены по вертикали друг относительно друга, ось нулевой намагниченности отмечена чертой справа от начала каждой кривой.

4. САМООБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГЕМОИЛЬМЕНИТОВ

В природных образцах горных пород всегда могут существовать двух и многофазные минералогические системы. Поэтому с помощью электронно-зондового анализа был определен состав основной фракции самообращающихся образцов пикроильменитов, содержащихся в образцах кимберлитов Якутской алмазоносной провинции. И были специально синтезированы строго однофазные образцы гемоильменитов аналогичного состава.

В исследованном гемоильмените $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ по данным Института экспериментальной минералогии (Черноголовка), с сотрудниками которого было выполнено совместное исследование состава и магнитных свойств синтезированных гемоильменитов, $x \approx 0.5\text{--}0.6$. Синтезированные гемоильмениты имели различные величины x от

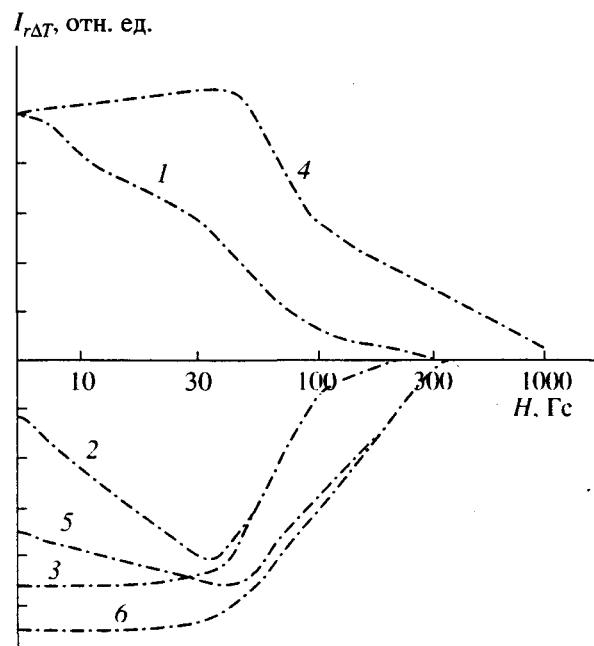


Рис. 7. Размагничивание в переменном магнитном поле образцов кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" (содержащих ферромагнитные пикроильмениты), имеющих различные величины парциальных остаточных намагниченностей $I_{r\Delta T}$ (образец 1: $H_C = 95$ Гс; образец 2: $H_C = 280$ Гс).

0.52 до 0.90 [Трухин и др., 1997]. Наиболее четкий эффект самообращения получен на образцах однофазных синтезированных гемоильменитов с $x = 0.62$ (рис. 8) и $x = 0.55$, а также на некоторых других образцах аналогичного состава. Как видно из рис. 8 точки компенсации находились в интервале $100\text{--}200^\circ\text{C}$. С деталями экспериментальных исследований самообращения TRM синтезированных гемоильменитов можно ознакомиться более подробно в работе [Трухин и др., 1997].

Этот эксперимент, по нашему мнению, подтвердил наше предположение о том, что как в исследованных нами природных пикроильменитах, так и в синтезированных гемоильменитах, самообращение происходит в результате действия физического механизма N-типа Нееля.

Для получения дополнительных подтверждений в пользу механизма N-типа и дальнейшего исследования явления самообращения намагниченности по механизму N-типа в широком диапазоне магнитных параметров, характеризующих ферромагнитные вкрапления образцов горных пород, без необходимости проведения соответствующих экспериментов, авторами был смоделирован процесс самообращения. Была построена компьютерная модель явления самообращения, основанная на однофазном механизме N-типа Нееля, в рамках которой получены различные типы кривых температурной зависимости намагниченности.

ности с самообращением. Зависимости $I_T(T)$, полученные в рамках компьютерной модели, качественно совпадают с соответствующими экспериментальными зависимостями. Рассмотрим более подробно результаты численного моделирования.

5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ

5.1. Компьютерная модель явления самообращения намагниченности

При объяснении случаев полученного в лабораториях самообращения действием механизма N-типа Нееля, предполагается, что горная порода, проявляющая свойства самообращения, имеет в своем составе ферритмагнитные зерна N-типа Нееля, то есть такие, у которых спонтанная намагниченность меняет знак с изменением температуры (см. рис. 2б). Выше было показано, что это возможно только в узком диапазоне магнитных параметров, в частности констант молекулярного поля α , β , определяющих вид температурной зависимости спонтанной намагниченности: типа N, типа P и др. (см. рис. 2).

Рассмотрим ансамбль одноосных однодоменных невзаимодействующих между собой ферритмагнитных зерен N-типа и процессы намагничивания такого ансамбля в постоянном внешнем магнитном поле H . Такое рассмотрение моделирует стандартный лабораторный эксперимент по термонамагничиванию (терморазмагничиванию) образца горной породы: образец горной породы заменяется вышеуказанным ансамблем, а процесс термонамагничивания – расчетом соответствующей кривой температурной зависимости намагниченности (ТЗН).

В горной породе ферритмагнитные зерна занимают лишь проценты или даже доли процентов от общего объема, поэтому взаимодействие ферритмагнитных зерен между собой пренебрежимо мало по сравнению с взаимодействием каждого отдельного зерна с намагничивающим полем. Однодоменными зерна взяты потому, что горные породы с такими зернами часто встречаются в природе и являются основными носителями палеомагнитной информации.

Остановимся кратко на основных принципах моделирования. Нам удобно использовать все уравнения в безразмерном виде, поэтому намагниченности ансамбля зерен и одного зерна нормированы на I_{s0} – спонтанную намагниченность ферритмагнетика при 0°K . Поскольку зерна считаются невзаимодействующими, то суммарная намагниченность ансамбля n зерен в температурной точке τ (где $\tau \in [0, 1]$ – приведенная температура, $\tau = T/T_C$) определяется как векторная сумма

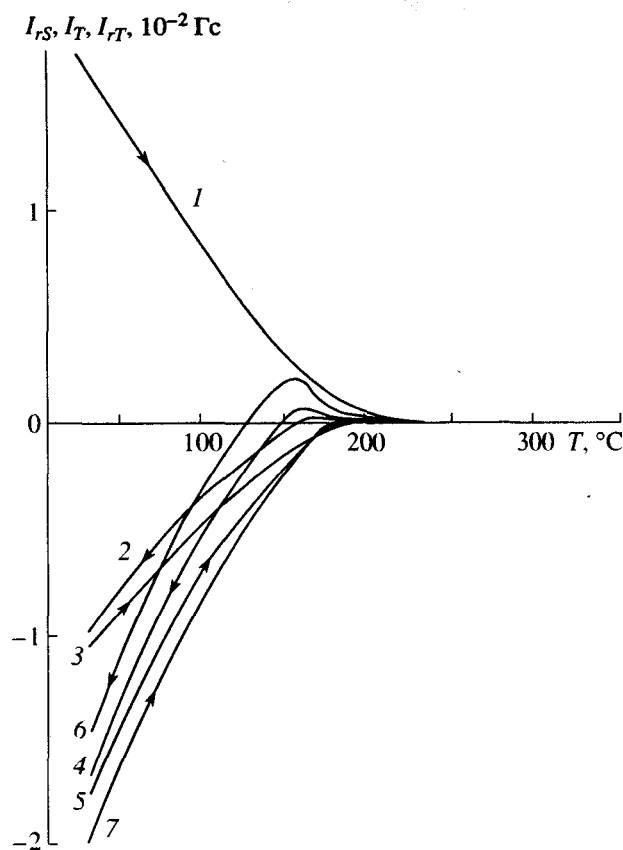


Рис. 8. Кривые температурной зависимости (ТЗ) остаточной намагниченности насыщения $I_{s0}(T)$, термомагнитности $I_T(T)$ и термоостаточной намагниченности $I_{rs}(T)$ образца синтезированного гематита $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ с долей молекулярной фракции ильменита $x = 0.62$: 1 – кривая $I_{s0}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 400°C ; 2 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в поле $H = 2.5$ Гс; 3 – кривая $I_T(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C ; 4 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в поле $H = 10$ Гс; 5 – кривая $I_{rs}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C ; 6 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в поле $H = 25$ Гс; 7 – кривая $I_T(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C .

соответствующих намагниченностей отдельных зерен:

$$\frac{I(\tau)}{I_{s0}} = \sum_{i=1}^n \frac{I_i(\tau)}{I_{s0}}. \quad (7)$$

Намагниченность отдельного зерна $I_i(\tau)$ получается как проекция спонтанной намагниченности $I_{si}(\tau)$ i -ого зерна на направление внешнего поля H (рис. 9):

$$\frac{I_i(\tau)}{I_{s0}} = \sum_{i=1}^n \frac{I_{si}(\tau)}{I_{s0}} \cos(\theta_i(\tau)), \quad (8)$$

где $\theta_i(\tau)$ – угол между векторами I_{si} и H ; $I_{si}(\tau)$ определяется согласно теории коллинеарного ферритмагнетизма Нееля (4)–(5). Для дальнейших рас-

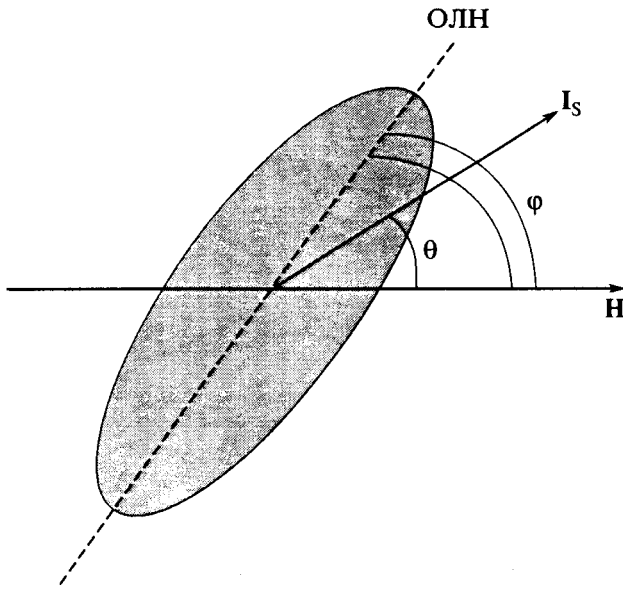


Рис. 9. Одноосное однодоменное ферромагнитное зерно в магнитном поле H . I_s – спонтанная намагниченность ферромагнетика, составляющего зерно; ОЛН – ось легкого намагничивания; φ – угол между ОЛН и вектором напряженности внешнего магнитного поля H , θ – угол между векторами I_s и H , соответствующий минимуму энергии системы.

четов уравнения (4)–(5) будут использоваться в приведенном виде. Введем обозначения:

$$\tilde{I}_{SA} = \frac{I_{SA}}{\lambda I_{S0}}; \tilde{I}_{SB} = \frac{I_{SB}}{\mu I_{S0}}; \tilde{I}_S = \frac{I_S}{I_{S0}}; \delta = \frac{J+1}{3J}, \quad (9)$$

где λ, μ – доли магнитных ионов в ферромагнитных подрешетках A и B соответственно ($\lambda + \mu = 1$), J – внутреннее квантовое число.

С учетом введенных обозначений уравнения (4)–(5) переписуются в виде:

$$\tilde{I}_{SA} = B_J \left(\frac{1}{\tau} \left(\frac{\alpha \lambda}{\delta \mu} \tilde{I}_{SA} - \frac{1}{\delta} \tilde{I}_{SB} \right) \right), \quad (10)$$

$$\tilde{I}_{SB} = B_J \left(\frac{1}{\tau} \left(\frac{\beta}{\delta} \tilde{I}_{SB} - \frac{\lambda}{\delta \mu} \tilde{I}_{SA} \right) \right),$$

$$\tilde{I}_S = \lambda \tilde{I}_{SA} + \mu \tilde{I}_{SB}. \quad (11)$$

Уравнения (10)–(11) определяют как величины, так и знаки $I_{SAi}(\tau)$, $I_{SBi}(\tau)$, $I_{Si}(\tau)$. В случае ансамбля одинаковых зерен $I_{Si}(\tau) = I_S(\tau)$.

Угол $\theta_i(\tau)$ – это угол между $I_S(\tau)$ и H (рис. 9), при определенном значении которого полная энергия одноосного однодоменного ферромагнитного зерна во внешнем магнитном поле становится минимальной. Полная энергия представляет собой сумму энергии одноосной анизотропии формы, энергии магнитной кристаллографической анизотропии и энергии магнитного момента во внешнем магнитном поле. Плотность полной энергии

такой системы выражается следующим образом (уравнение в безразмерном виде):

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\tau) = \frac{E(\tau)}{E_0} &= \frac{E_A^\Phi(\tau)}{E_0} + \frac{E_A^K(\tau)}{E_0} + \frac{E_H(\tau)}{E_0} = \\ &= -\frac{\pi I_{S0}}{H_0} \left(\frac{I_S(\tau)}{I_{S0}} \right)^2 \cos^2(\varphi - \theta(\tau)) - \\ &- \frac{|K_{10}|}{I_{S0} H_0} (|I_{SA}(\tau)|^3 + |I_{SB}(\tau)|^3) \cos^2(\varphi - \theta(\tau)) - \\ &- \frac{|I_S(\tau)| |H|}{I_{S0} H_0} \cos(\theta(\tau)), \end{aligned} \quad (12)$$

где E_A^Φ , E_A^K , E_H – плотности энергий одноосной анизотропии формы, кристаллографической анизотропии и магнитного момента в магнитном поле H соответственно; $E_0 = I_{S0} H_0$, $H_0 = 1$ Гс; φ – угол между вектором H и осью легкого намагничивания (ОЛН), K_{10} – первая константа анизотропии при температуре абсолютного нуля. Везде далее плотности энергии анизотропии формы, энергии магнитной кристаллографической анизотропии и суммарной энергии анизотропии (магнитной кристаллографической анизотропии и анизотропии формы) будут обозначаться E^Φ , E^K и E_A соответственно.

Угол $\theta_i(\tau)$ определяется при совместном решении (12) и следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}(\tau)}{\partial \theta} = 0, \\ \frac{\partial^2 \tilde{E}(\tau)}{\partial \theta^2} > 0. \end{cases} \quad (13)$$

Каждое конкретное значение $\theta_i(\tau)$ зависит от соотношения между $|E_A|$ и $|E_H|$ или, что то же самое, между напряженностью намагничивающего поля H и коэрцитивной силой зерна H_c , которая является энергетическим барьером, препятствующим намагничиванию. Намагничивание ферромагнитного зерна понимается как разворот вектора спонтанной намагниченности от положения вдоль ОЛН в направлении поля (рис. 9).

Теоретические ТЗН ансамбля ферромагнитных зерен рассчитывались при использовании уравнений (7)–(13). При расчетах углы φ_i , $i = \overline{1, n}$, где n – число зерен ансамбля, задавались из диапазона значений $[0, \pi/2]$.

Расчетные ТЗН соответствуют экспериментальным зависимостям $I_T(T)$. В состав горных пород входят, как правило, ферромагнитные зерна разного химического состава, а значит, характери-

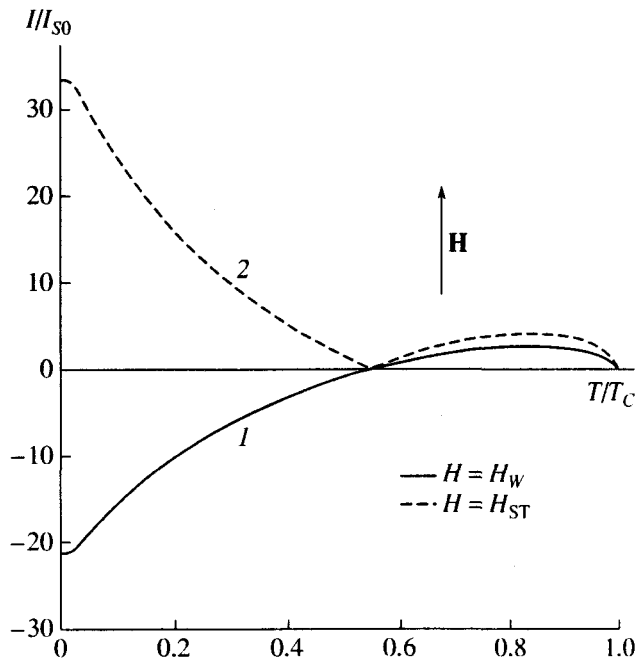


Рис. 10. Температурные зависимости намагниченности типа 1 (кривая 1) и типа 2 (кривая 2) ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в “слабом” и “сильном” магнитных полях (H_W и H_{ST} соответственно).

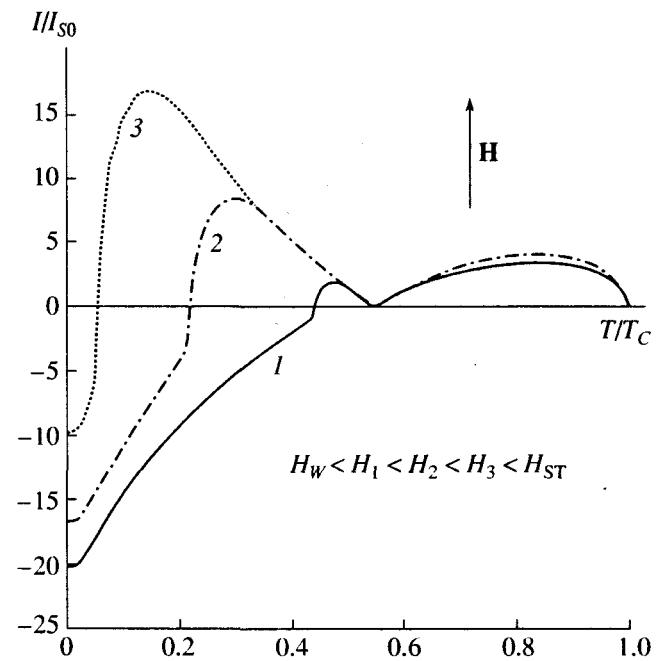


Рис. 11. Температурные зависимости намагниченности типа 3а ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен, полученные при разных значениях напряженности внешнего магнитного поля ($H_W < H_1 < H_2 < H_3 < H_{ST}$, где H_W – “слабое” поле, H_{ST} – “сильное” поле).

зующиеся разными константами молекулярного поля α, β . Это также было учтено при расчетах.

5.2. Результаты численного моделирования явления самообращения намагниченности

Теперь обратимся к результатам компьютерного моделирования и рассмотрим случай ансамбля одинаковых ферромагнитных зерен. Все математические уравнения, использованные при моделировании, приведены к безразмерному виду, и напряженность магнитного поля тоже нормирована, а потому безразмерна. Поэтому вводятся понятия “слабого поля” и “сильного поля”. Слабым назовем поле H_W (от англ. “weak”, слабый), напряженность которого меньше коэрцитивной силы ансамбля зерен во всем рассматриваемом температурном диапазоне, или при котором $|E_A| > |E_H|$ также при всех значениях температур. А сильным называется поле H_{ST} (от англ. “strong” – сильный), для величины напряженности которого выполняются обратные соотношения, то есть $H > H_C$ и $|E_A| < |E_H|$.

В слабом поле H_W (см. рис. 10, кривая 1) получается ТЗН типа 1, которая характеризуется единственной точкой компенсации (ТК) и наличием эффекта самообращения. В сильном поле H_{ST} эффект самообращения пропадает, но ТК сохраняется (см. рис. 10, кривая 2), это ТЗН типа 2,

которая вместе с ТЗН типа 1 образует два классических предельных случая. Но, в рамках модели, получена еще и “переходная” ТЗН или ТЗН типа 3. ТЗН типа 3 получается в полях $H_W < H < H_{ST}$ и характеризуется двумя точками компенсации и наличием эффекта самообращения (рис. 11).

Конкретный вид ТЗН типа 3 зависит от соотношения в (12) между величинами плотности энергии анизотропии формы $|E^F|$ и плотности энергии магнитной кристаллографической анизотропии $|E^K|$, а это соотношение, в свою очередь, зависит от конкретных констант вещества, в частности, от значений спонтанной намагниченности I_{S0} и первой константы анизотропии K_{10} при 0 К. В случае разных ферромагнетиков вышеупомянутые константы вещества меняются в достаточно широком диапазоне: $10 \text{ Гс} \leq I_{S0} \leq 10^3 \text{ Гс}$; $10^4 \text{ эрг/см}^3 \leq K_{10} \leq 10^6 \text{ эрг/см}^3$. При определенных значениях констант вещества возможен случай, когда энергия одноосной анизотропии формы преобладает над энергией магнитной кристаллографической анизотропии $|E^F| \gg |E^K|$. В этом случае получается ТЗН типа 3а (см. рис. 11). В обратном случае ($|E^F| \ll |E^K|$), получается ТЗН типа 3б (см. рис. 12), которая характеризуется двойным самообращением.

Следует заметить, что две ТК на кривой ТЗН типа 3а имеют принципиально разную природу: более высокотемпературная ТК связана с изме-

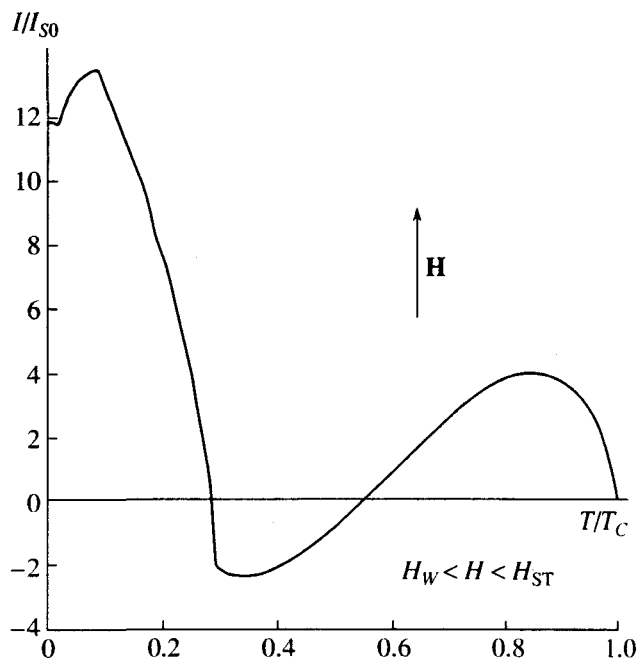


Рис. 12. Температурная зависимость намагниченности типа 3б ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в магнитном поле H ($H_W < H < H_{ST}$, где H_W – “слабое” поле, H_{ST} – “сильное” поле).

нением знака I_S ферримагнетика типа N, а наличие второй ТК связано с процессами намагничивания ансамбля зерен. ТЗН типа 3а названа “переходной”, так как при $H > H_W$ с увеличением H более низкотемпературная ТК кривой ТЗН типа 3а сдвигается влево по температурной оси, до тех пор, пока H не станет равной H_{ST} и кривая ТЗН полностью не перейдет в положительную полуось, то есть ТЗН типа 3а не превратится в ТЗН типа 2.

Рассмотрим далее ансамбль ферримагнитных зерен N-типа, которые характеризуются разными величинами констант молекулярного поля α , β . ТЗН типа 1 ничем не отличается от случая ансамбля одинаковых зерен, только ТК не является ТК конкретного зерна ансамбля, а является некой средней ТК. А вот ТЗН типа 2 меняет вид: пропадает точка компенсации, что связано с эффектом усреднения (см. рис. 13). В некоторых работах проводят тест на выявление зерен N-типа, ожидая получить на образце горной породы, обладающей свойствами самообращения, ТЗН типа 2 в чистом виде. И в случае, когда ТК не достигается (как на рис. 13), делается вывод о том, что зерна N-типа в образце отсутствуют и однофазный механизм N-типа Нееля, как ответственный за наблюдаемое самообращение TRM, исключается, что может быть ошибкой. Важно обратить внимание на форму ТЗН типа 2 для ансамбля разных зерен: кривая имеет вогнутый вид.

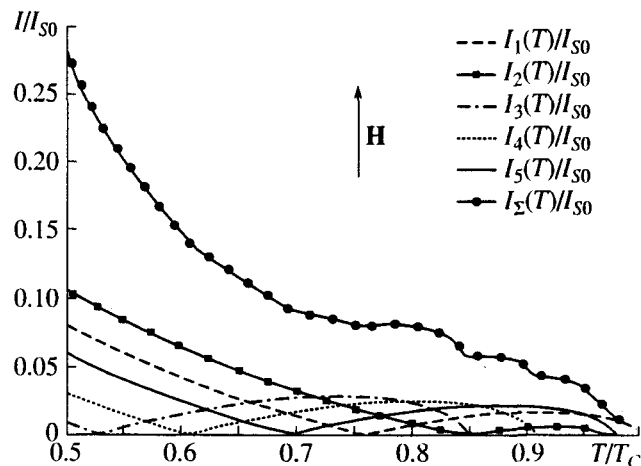


Рис. 13. Верхняя кривая соответствует температурной зависимости намагниченности (ТЗН) типа 2 ансамбля $n = \sum_{i=1}^5 n_i$ одноосных однодоменных ферримагнитных зерен разного химического состава (характеризующихся разными константами молекулярного поля α_i , β_i , точкой Кюри T_{Ci} и точкой компенсации T_{Ki}) и является суперпозицией всех нижних кривых, каждая из которых соответствует ТЗН ансамбля n_i одинаковых ферримагнитных зерен. T_C – максимальная из всех T_{Ci} точка Кюри.

В работе [Трухин и др., 1997] отмечалось, что все без исключения кривые терморазмагничивания NRM, снятые с образцов синтезированных гемойльменитов, которые впоследствии демонстрировали самообращение TRM при термонамагничивании, также имели вогнутый вид. Был сделан вывод о том, что именно вогнутый вид кривой терморазмагничивания NRM, а не наличие ТК, свидетельствует о том, что образцы обладают свойствами самообращения. Этот вывод подтверждается результатами моделирования.

ТЗН типа 3 (3а и 3б) ферримагнитных зерен с разными α , β может обладать как двумя, так и, в результате эффекта усреднения, единственной ТК (см. рис. 14).

6. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Проведем некоторое сопоставление полученных результатов моделирования с экспериментальными данными. На рис. 15 приведены кривые терморазмагничивания TRM образца из кимберлитов Якутской алмазоносной трубки “Мир”, содержащего природные аналоги гемойльменитов [Трухин, Караевский, 1996]. Как следует из рисунка, с увеличением величины напряженности поля ТК сдвигается влево по температурной оси пока ТЗН (в поле $H = 4$ Гс) полностью не переходит в положительную полуось. Такие же результаты

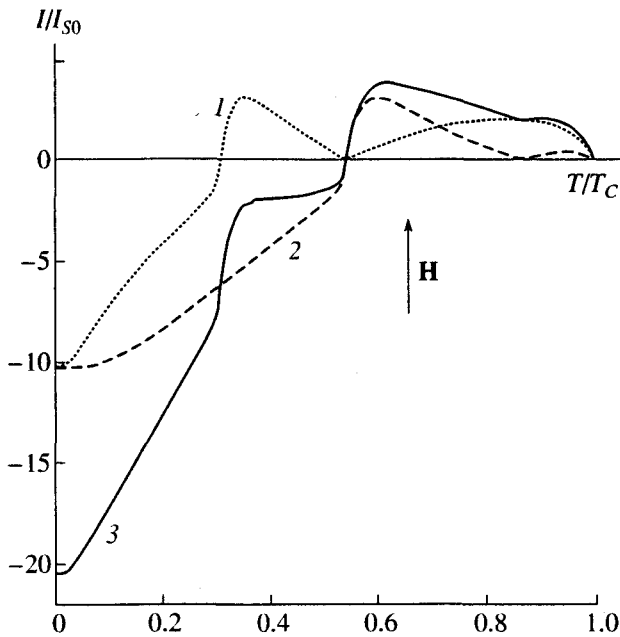


Рис. 14. 1 – Температурная зависимость намагниченности (ТЗН) типа 3а ансамбля n_1 одинаковых одноосных однодоменных ферримагнитных зерен (характеризующихся константами молекулярного поля α_1, β_1) в поле H ($H_W < H < H_{ST}$, где H_W – “слабое” поле, H_{ST} – “сильное” поле); 2 – ТЗН типа 3а ансамбля n_2 одноосных однодоменных ферримагнитных зерен в поле H (характеризующихся α_2, β_2); 3 – суперпозиция кривых 1 и 2; ТЗН типа 3а ансамбля $n = n_1 + n_2$ разноразмерных одноосных однодоменных ферримагнитных зерен в поле H (n_1 из которых характеризуются константами молекулярного поля α_1, β_1 , а другие n_2 зерен – α_2, β_2).

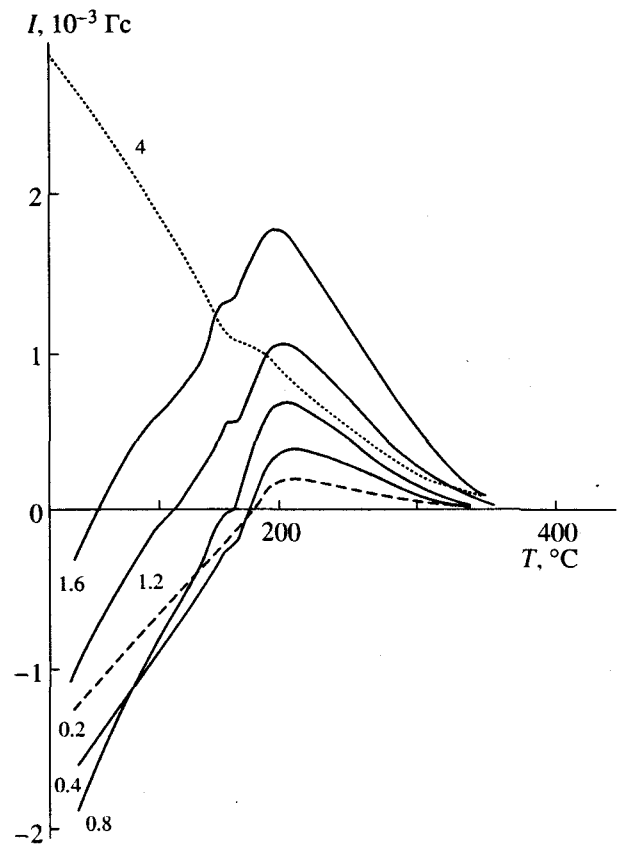


Рис. 15. Динамика подавления самообращения намагниченности содержащего ферримагнитные пикрокристаллы (природные аналоги гемонильменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки “Мир” при увеличении напряженности магнитного поля H от 0.2 до 4 Гс.

получены при моделировании. Наиболее ярковыраженная ТЗН типа 3а получилась на том же образце [Трухин, Караевский, 1996] при его термонамагничивании в поле 0.5 Гс (см. рис. 4). Вторая ТК строго не достигается, но наблюдается соответствующая тенденция. В рамках предложенной модели это можно объяснить эффектом усреднения из-за наличия в образце разноразмерных ферримагнитных вкраплений.

Все приведенные на рис. 8 кривые терморазмагничивания и термонамагничивания образцов синтезированных гемонильменитов (кроме первой) соответствуют ТЗН типа 1.

ТЗН всех трех типов были получены в эксперименте разными авторами, в том числе ТЗН типа 3б была получена, например, в работе [Васильев, Трухин, 2004] на модифицированной берлинской глазури $(\text{Ni}_{0.22}\text{Mn}_{0.60}\text{Fe}_{0.18})_{1.5}[\text{Cr}(\text{CN})_6] \cdot 7.6\text{H}_2\text{O}$.

Итак, в рамках вышеописанной компьютерной модели явления самообращения получены кривые ТЗН, которые качественно соответствуют многим наблюдаемым в лабораториях и опубликованным в литературе видам кривых ТЗН с

самообращением. Для их получения однофазная модель самообращения по механизму N-типа Нелля оказалась достаточной. Поэтому вполне возможно, что однофазный механизм самообращения Нелля является широко распространенным в природе. Возможно также, что в большинстве всех зарегистрированных случаях лабораторно-индуцированного самообращения, даже в тех, где авторы придерживаются многофазных механизмов самообращения для объяснения наблюдаемого явления, именно однофазный механизм N-типа мог сыграть решающую роль и стать причиной самообращения.

Следует подчеркнуть, что наличие двух различных по составу минералогических фаз внутри ферримагнитных зерен горной породы недостаточно, чтобы утверждать, что взаимодействие фаз ответственно за самообращение. Зерна могут быть многофазными, но за самообращение может отвечать только единственная фаза и самообращение вполне может происходить в результате действия однофазного механизма.

Спор о “настоящем” механизме самообращения намагниченности горных пород продолжается вот уже более полувека. Частично это связано с очень сложным составом горных пород: выявление минеральной фазы, ответственной за самообращение – это задача, не всегда имеющая однозначное решение. На сегодняшний день, по нашему мнению, достаточно обоснованным является только вышеописанный физический механизм самообращения N-типа Нееля.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлены детальные экспериментальные и теоретические исследования явления самообращения намагниченности, которое, помимо физического, имеет и глобальное геофизическое значение, так как является альтернативой инверсиям геомагнитного поля (ГМП). Палеомагнитная шкала инверсий используется в геофизике и геологии для современных геотектонических и геодинамических построений, которые отражают эволюцию внутренних недр и лика Земли. Существование инверсий должно оказывать очень большое влияние на Земную экологию. Построение теории генерации ГМП также существенным образом зависит от того, насколько надежно будет установлено существование и количество инверсий ГМП.

В настоящее время в геофизике общепринятой является концепция, согласно которой самообращение намагниченности горных пород не оказывает сколько-нибудь существенного влияния на количество инверсий, которые зафиксированы в Мировой магнитохронологической шкале. Однако уже были случаи, когда ранее определенные инверсии, оказывались результатом самообращения намагниченности горных пород [Jacobs, 1994]. Мы считаем, что в связи с тем, что полярность и инверсии ГМП определяются по направлению NRM пород, проблема самообращения имеет важное научное значение. Как известно, природа устроена так, что на поверхность Земли вместе с магмой извергаются ферримагнитные минералы, а ферримагнетики определенного состава обладают свойством самообращения. Это было обнаружено и исследовано во многих лабораториях мира. Поэтому естественно, что не все обратные намагниченные породы будут нести информацию об обратной полярности ГМП. В то же время мы ни разу не имели и не будем иметь возможности исследовать непосредственно инверсии ГМП, так как средняя продолжительность инверсии – около 5000 лет.

Однако, изучая самообращение намагниченности и физический механизм этого процесса, можно сделать вывод о распространенности этого процесса в природе, а тем самым о распространенности альтернативного ему процесса инверсий.

Проведенные нами исследования физического механизма самообращения на природных ферримагнетиках горных пород и синтезированных ферримагнетиках показывают, что наиболее вероятным и наиболее “физичным” физическим механизмом самообращения является механизм N-типа Нееля, связанный со сменой знака I_S двух-подрешеточного ферримагнетика. Обменные взаимодействия внутри отдельных подрешеток и между подрешетками характеризуются большими величинами энергии, и трудно представить в минерале другой механизм взаимодействия, который мог бы быть энергетически более конкурентоспособен, чем механизм N-типа.

Для того чтобы расширить возможности исследования кривых температурной зависимости намагниченности самообращающихся образцов горных пород, количество которых всегда ограничено, нами была построена компьютерная модель самообращения N-типа [Безаева и др., 2005].

Эта модель дает возможность, задавая различные величины обменных взаимодействий внутри и между подрешетками ферримагнетика, напряженности внешних магнитных полей и различные доли магнитных ионов в подрешетках ферримагнетика, получать самые разнообразные кривые температурной зависимости намагниченности (ТЗН).

С помощью модели нам удалось получить практически все представленные в литературе кривые $I_T(T)$, в том числе и кривые $I_T(T)$ тех авторов, которые объясняют полученные ими случаи самообращения другими физическими механизмами, а не механизмом N-типа. Это указывает на некоторую универсальность нашей модели, основанной на механизме N-типа. А тем самым и на большую распространенность действия механизма N-типа.

Обратим внимание на перспективы изучения эффекта самообращения и его физического механизма.

Очень мало работ посвящено исследованию эффекта смены знака I_S за счет диффузии магнитных ионов и других элементов кристаллической решетки [Verhoogen, 1956]. Эти исследования очень важны, так как самообращение I_S может произойти на каком-то этапе многомиллионной эволюции ферримагнитных минералов. В результате дальнейших химических превращений свойство самообращения может быть утрачено и, изучая через миллионы лет в лаборатории горные породы с такими минералами, мы можем не выявить эффекта самообращения.

Дополнительного изучения требует эффект самообращения намагниченности осадочных горных пород. Это может быть сопряжено с определенными техническими трудностями из-за того, что осадки сильно подвержены химическим превращениям при нагревании, но, тем не менее, по-

пытки изучения самообращения намагниченности осадков следует регулярно проводить. Это в частности, полезно для последующего сравнения эффекта самообращения на изверженных и осадочных горных породах и выявления возможных отличий.

Также абсолютно не изучены свойства самообращения внеземных пород, в частности метеоритов. Во время падения метеориты сильно нагреваются за счет трения, а после падения на поверхность Земли они остывают в ГМП, подобно изверженным горным породам в процессе термонамагничивания. Возможно, часть своей NRM метеориты приобретают именно в процессе их термонамагничивания в ГМП. Поэтому, логично предположить, что подобно изверженным горным породам, метеориты также могут обладать свойствами самообращения при лабораторном термонамагничивании или терморазмагничивании. Помимо этого, метеориты, при соприкосновении с поверхностью Земли, испытывают воздействие больших импульсных давлений и их магнитные характеристики в сравнении с теми, что были *in situ* изменяются. В этот момент также возможно приобретение свойств самообращения.

Подытоживая можно сказать, что изучение самообращения само по себе имеет очень большое научное значение. Кроме того, такое изучение будет способствовать более глубокому пониманию механизма смены полярности ГМП и других ПМ результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Безаева Н.С., Матвеева Т.В., Трухин В.И. Модель явления самообращения намагниченности горных пород // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. 2005. №2. С. 59-61.
- Васильев А.Н., Трухин В.И. Обращение намагниченности в природе // Природа. 2(X)4. № 4. С. 17-22.
- Лауреаты Нобелевской Премии. Энциклопедия. М.: Прогресс. 1992.
- Нагата Т.. Магнетизм горных пород. М.: Мир. 1965. 346с.
- Трухин В. И. Введение в магнетизм горных пород. М.: МГУ. 1973. 274 с.
- Трухин В.И., Жилева В.А., Саврасов Д.И. и др. Самообращение термоостаточной намагниченности горных пород кимберлитовых трубок Якутии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. № 11. С. 78-89.
- Трухин В.И., Жилева В.А., Катеренчук А.В. и др. Магнетизм пород из кимберлитовых трубок Якутии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984а. № 9. С. 57-70.
- Трухин В.И., Некрасов А.Н., Конилов А.Н. и др. Магнетизм и фазовый состав синтезированных в гидротермальных условиях гемойльменитов // Физика Земли. 1995. № 11. С. 30-39.
- Трухин В.И., Караевский С.Х. Самообращение намагниченности природных пикроильменитов. М.: МГУ. 1996. 56с.
- Трухин В.И., Жилева В.А., Томилин Е.Ф., Конилов А.Н. Особенности и возможный механизм самообращения TRM синтезированных гемойльменитов // Физика Земли. 1997. № 2. С. 52-59.
- Трухин В.И., Жилева В.А., Курочкина Е.С. Самообращение намагниченности природных титаномagnetитов // Физика Земли. 2004. № 6. С. 42-53.
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: ЛГУ. 1978. 590 с.
- Brunhes B. Recherche sur la direction d'aimantation des roches volcaniques // J. Phys. 1906. V. 5. P. 705-724.
- David P. Sur la stabilit  de la direction d'aimantation dans quelques roches volcaniques // C. R. Acad. Sci. Paris. 1904. V. 138. P. 41-42.
- Graham J.W. The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks // J. Geophys. Res. 1949. V. 54. P. 131-167.
- Jacobs J.A. Reversals of the Earth's Magnetic field. Cambridge: Cambridge University Press. 1994. 346 p.
- Merrill R., McElhinny M.W., McFadden P.L. The Magnetic Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle. San Diego: Academic Press. 1998. 531 p.
- Nuxtaei T., Uyecla S., Akimoto S. Self-reversal of thermoremanent magnetization of igneous rocks // J. Geomagn. Geoelect. 1951. V. 4. P. 22-3xГ
- Neel L. Propri t s magn tiques des ferrites: ferrimagn tisme et antiferromagn tisme // Ann. Phys. 1948. V. 3. P. 137-198 (имеется перевод: Л. Неель. Магнитные свойства ферритов, ферромагнетизм и антиферромагнетизм. Антиферромагнетизм. М. 1956. С. 56-84).
- Neel L. L'inversion de l'aimantation permanente des roches // Ann. Geophys. 1951. V. 7. P. 90-102.
- Oiima M., Funaki M. Hemoilmenite as a carrier of SRTM in dacitic pumice from Akagi. Ontake and Sambre Volcanoes, Japan // Earth and Planetary Science Letters. 2003. V. 213. P. 311-320.
- Prevot M., Hoffman K.A., Goguitchaichvili A. et al. The mechanism of self-reversal of thermoremanence in natural hemoilmenite crystals: new experimental data and model // Phys. Earth Planet. Int. 2001. V. 126. P. 75-92.
- Verhoogen J. Ionic ordering and self-reversal of magnetization in impure magnetites // J. Geophys. Res. 1956. V. 61. P. 201-210.
- Weiss P. L'hypoth se du champ mol culaire et la propri t  ferromagn tique // J. Phys. 1907. V. 6. P. 661-690.

может быть либо магнитостатическим, либо об-
менным.

В том же 1951 году Т. Нагата [Nagata, 1951; На-
гата, 1965] получил экспериментальное подтверж-
дение теории Нееля: при изучении дацитовых пемз
г. Харуна он обнаружил самообращение термо-
остаточной намагниченности TRM (от англ. "ther-
mopersistent magnetization"). Следует подчеркнуть,
что лабораторное термонамагничивание извержен-
ных горных пород моделирует природный процесс
намагничивания минералов, кристаллизовавшихся
из магмы, при ее остывании после извержения
на поверхность.

Горные породы имеют очень сложный состав
[Нагата, 1965; Трухин, 1973]. Горная порода пред-
ставляет собой матрицу из диа- и парамагнитных
минералов с вкрапленными в нее ферримагнит-
ными минералами в виде, как правило, мелких зер-
рен. Зерна могут быть однодоменными, псевдоод-
нодоменными или многодоменными. Зерна также
могут обладать одноосной или трехосной магнит-
ной анизотропией. Ферримагнитные минералы в
виде одноосных (анизотропия формы) однодо-
менных ферримагнитных зерен часто встречаются
в горных породах. Зерна также могут быть од-
нофазными или многофазными, то есть состоять
из одной или нескольких минеральных фаз. Точ-
ки Кюри разных фаз, как правило, отличаются.

Сами ферримагнитные зерна, входящие в со-
став горной породы, также могут иметь сложное
строение и разный химический состав. Таким об-
разом, магнетизм горной породы определяется, в
основном, конгломератом неоднородных по со-
ставу ферримагнитных минералов, причем точ-
ный химический состав всех ферримагнитных зер-
рен породы редко известен достоверно. Именно
поэтому единого мнения о физическом механиз-
ме самообращения (даже исторических лав г. Ха-
руна) нет и по сей день [Нагата, 1965; Трухин и
др., 1997; Prévot et al., 2001; Ozima, Funaki, 2003].
И выявление минерала(ов), ответственных за са-
мообращение в каждом конкретном случае, явля-
ется само по себе очень сложной задачей.

Вопрос о самообращении естественной оста-
точной намагниченности NRM горных пород
имеет фундаментальное значение для геофизики,
так как NRM горных пород является основным
информативным параметром о величине и на-
правлении древнего геомагнитного поля, а тем
самым об эволюции геомагнитного поля, которая
неразрывно связана с эволюцией нашей магнит-
ной планеты [Merill et al., 1998].

В магнитосфере на высотах от 2-х до 6-ти зем-
ных радиусов существуют радиационные пояса,
удерживающие заряженные частицы высоких энер-
гий. Вполне возможно, что отсутствие этих свое-
образных магнитных ловушек (во время инвер-
сий, когда величина напряженности геомагнитно-

го поля $H_{ГМ} = 0$) привело бы к тому, что частицы
высоких энергий достигали бы поверхности Зем-
ли и оказывали бы существенное влияние на ее
биосферу [Яновский, 1978]. А значит, ГМП имеет
глобальное экологическое значение не только по-
тому, что воздействует на биосферу и ноосферу
Земли, но еще и потому, что является барьером
на пути проникновения космических частиц вы-
соких энергий к поверхности Земли.

Таким образом, возникает вопрос о влиянии
инверсий на прошедшую и будущую эволюцию
ГМП и Земли. Однако вопрос и о самих инверси-
ях не является до конца решенным. Как отмеча-
лось выше, существуют физические механизмы
самообращения ("инверсий") самой NRM горных
пород. Изучать напрямую инверсии ГМП мы ни-
когда не сможем из-за их очень длительного пери-
ода (тысячи лет). Поэтому особую роль приобре-
тает изучение явления самообращения намагни-
ченности, как альтернативного инверсиям ГМП
физического механизма образования в природе
обратной NRM.

Поставленным во введении очень важным во-
просам, которые имеют чисто физический инте-
рес и несомненное глобальное геофизическое
значение, посвящена настоящая статья. В работе
приводятся результаты экспериментального изу-
чения самообращения намагниченности алмазонас-
ных горных пород – кимберлитов, содержащих
ферримагнитные пикроильмениты, и синтезиро-
ванных гемоильменитов аналогичного состава, а
также предлагается физический механизм и ком-
пьютерная модель самообращения.

2. МЕХАНИЗМ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ N-ТИПА НЕЕЛЯ: ФИЗИКА ЯВЛЕНИЯ

Сначала кратко изложим физическую суть
изучаемого явления. Энергия магнитного момен-
та $\mathbf{M}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$ равна

$$E_H = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) = -MH \cos \varphi, \quad (1)$$

где φ – угол между векторами $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}$. При $\varphi = 0$
энергия E_H будет наименьшей, поэтому в поле $\mathbf{H}$
магнитный момент $\mathbf{M}$ ориентируется в направле-
нии $\mathbf{H}$.

Однако при термонамагничивании некоторых
природных ферримагнетиков обнаружены случаи
антипараллельной полю $\mathbf{H}$ ориентации суммарной
термонамагниченности $\mathbf{I}_T$ (или ТМ от англ. "ther-
momagnetization") и термоостаточной намагни-
ченности TRM. Эффект самообращения намагни-
ченности обусловлен особыми свойствами самого
ферримагнетика.

При ориентации намагниченности по полю
(см. (1)) возникает термодинамически равнове-
сное магнитное состояние ферримагнитного об-

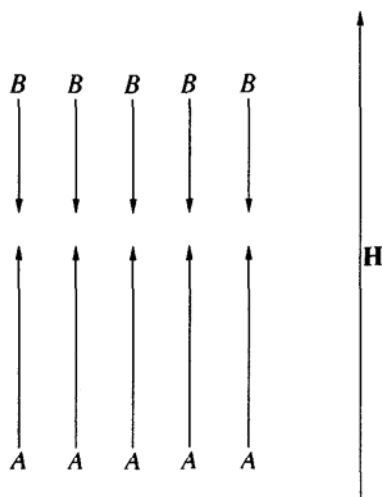


Рис. 1. Схема расположения атомных магнитных моментов в подрешетках A и B ферримагнетика.

разца. Соответственно, образование в образце антипараллельной полю $\mathbf{H}$ (обратной) намагниченности следует рассматривать как возникновение неравновесного магнитного состояния (“замороженная” обратная TRM).

Такое состояние может быть достигнуто в ферримагнетике из-за его сложного строения в процессе его термонамагничивания. Спонтанный магнитный момент $\mathbf{M}_S$ кристаллической решетки двухподрешеточного ферримагнетика изначально, по своей природе, состоит из двух антипараллельно направленных, не равных по величине моментов $\mathbf{M}_{SA}$ и $\mathbf{M}_{SB}$ магнитных подрешеток A и B:

$$\mathbf{M}_S = \mathbf{M}_{SA} + \mathbf{M}_{SB}. \quad (2)$$

Поэтому, если $M_{SA} > M_{SB}$, то при ориентации суммарной $\mathbf{M}_S$ в направлении $\mathbf{H}$ значительная часть атомных магнитных моментов в кристаллической решетке (рис. 1), сумма которых равна сумме $\mathbf{M}_{SB}$, будет направлена антипараллельно $\mathbf{H}$.

Рассмотрим кратко физический механизм самообращения N-типа Нееля. Кривые температурной зависимости спонтанной намагниченности N-типа, по названию которых мы называем и механизм самообращения, получены в теории ферримагнетизма Нееля [Néel, 1948].

Следует отметить, что в 1970 Л. Неель был удостоен Нобелевской премии по физике [Лауреаты..., 1992] “за фундаментальную работу и открытия, касающиеся антиферромагнетизма и ферримагнетизма, которые повлекли за собой важные приложения в области физики твердого тела”.

В работе [Néel, 1948] Л. Неель изложил основы созданной им теории коллинеарного ферримагнетизма и впервые ввел понятия “ферримагнетизма” как одного из типов магнитного упорядочения в природе и “ферримагнетика” как вещества, обла-

дающего двумя или несколькими нескомпенсированными магнитными подрешетками. Согласно этой теории для двухподрешеточного ферримагнетика, по аналогии с теорией молекулярного (среднего) поля Вейса [Weiss, 1907] для ферромагнетика, любое взаимодействие магнитного иона подрешетки A ферримагнетика с ближайшими соседями из подрешеток A и B можно заменить действием на этот ион некоторого “среднего” (молекулярного) поля. Аналогично для любого магнитного иона из подрешетки B.

Полные молекулярные поля, действующие на атомы подрешетки A и на атомы подрешетки B, записываются в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{MA} &= n\alpha\mathbf{I}_{SA} - n\mathbf{I}_{SB}, \\ \mathbf{H}_{MB} &= n\beta\mathbf{I}_{SB} - n\mathbf{I}_{SA}. \end{aligned} \quad (3)$$

где n , $n\alpha$, $n\beta$ – константы молекулярного поля, которые определяют взаимодействие магнитных моментов внутри подрешеток и между подрешетками (далее мы будем использовать константы молекулярного поля в единицах n , то есть α , β).

Согласно [Néel, 1948] рассмотрим кристаллическую решетку ферримагнетика, состоящую из двух неэквивалентных магнитных подрешеток A и B. Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA} , I_{SB} подрешеток A и B соответственно получаются при совместном решении следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} I_{SA} &= \lambda I_{S0} B_J \left(\frac{Jg\mu_B n(\alpha \cdot I_{SA} - I_{SB})}{kT} \right), \\ I_{SB} &= \mu I_{S0} B_J \left(\frac{Jg\mu_B n(\beta \cdot I_{SB} - I_{SA})}{kT} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где λ , μ – доли магнитных ионов в подрешетках A и B соответственно ($\lambda + \mu = 1$), λI_{S0} , μI_{S0} – спонтанные намагниченности подрешеток A, B при 0° K .

$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \text{cth} \left(\frac{(2J+1)x}{2J} \right) - \frac{1}{2J} \text{cth} \left(\frac{x}{2J} \right)$ – функция Бриллюэна, J – внутреннее квантовое число, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, k – константа Больцмана, T – температура.

Уравнения (4) – это уравнения состояния ферримагнетика в теории молекулярного поля, причем в аргументе функции Бриллюэна стоит отношение магнитной энергии к тепловой.

Суммарная спонтанная намагниченность $I_S(T)$ есть векторная сумма спонтанных намагниченностей отдельных подрешеток:

$$\mathbf{I}_S(T) = \mathbf{I}_{SA}(T) + \mathbf{I}_{SB}(T). \quad (5)$$

Варьируя в (4) константы молекулярного поля α , β при фиксированных значениях λ , μ (положим $\lambda = 1/3$, $\mu = 2/3$) и остальных параметров, Л. Неель получил шесть разных типов температурных зави-

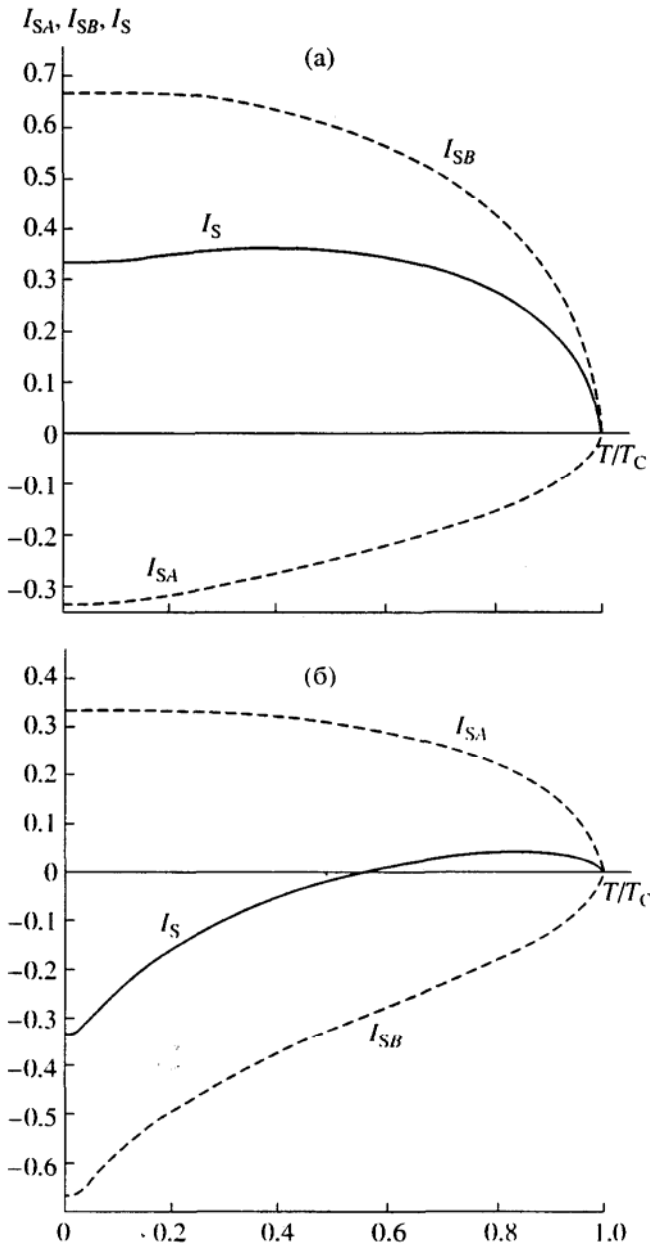


Рис. 2. (а) – Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA}, I_{SB} ферримагнитных подрешеток А, В и суммарной спонтанной намагниченности I_S ферримагнетика типа Р по Неелю ($\alpha = 1$; $\beta = -0.6$; $\lambda = 1/3$; $\mu = 2/3$); (б) – Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA}, I_{SB} ферримагнитных подрешеток А, В и суммарной спонтанной намагниченности I_S ферримагнетика типа N по Неелю ($\alpha = 1.26$; $\beta = -0.39$; $\lambda = 1/3$; $\mu = 2/3$).

симостей спонтанных намагниченностей (рис. 2). Среди них два типа (Q, R) соответствуют аналогичным зависимостям ферромагнетика, два другие типа (M, P) характеризуются небольшим спадом I_S с понижением температуры. Зависимость I_S ферримагнетика от T , приводящая к появлению точки компенсации T_K , при которой $I_S = 0$, называ-

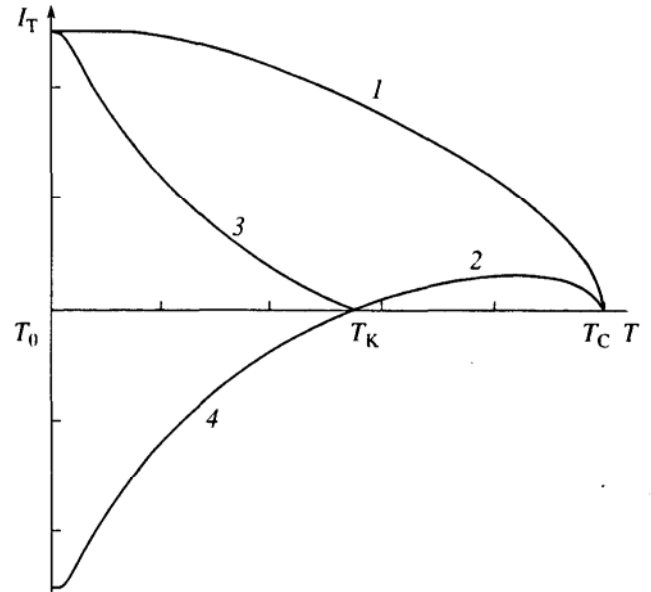


Рис. 3. Схема процесса термонамагничивания: 1 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика без точки компенсации T_K в интервале температур (T_C, T_0) ; 2 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K в интервале температур (T_C, T_K) ; 3 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K в интервале температур (T_K, T_0) при $H > H_C$, где H_C – корректирующая сила; 4 – зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K в интервале температур (T_K, T_0) при $H < H_C$.

ется по Неелю зависимостью N-типа (см. рис. 2б). Поэтому связанный с такой зависимостью физический механизм самообращения можно назвать механизмом N-типа Неелю. Следует отметить, что зависимость $I_S(T)$ типа V также характеризуется наличием T_K и принципиально не отличается от N-типа.

В работе [Трухин, 1997] было показано, что самообращение N-типа осуществляется при выполнении следующего условия:

$$\frac{\beta + 1}{\alpha + 1} > \frac{\lambda}{\mu}. \quad (6)$$

Смена знака TRM, как уже упоминалось выше, происходит в относительно слабых магнитных полях в результате различного температурного хода спонтанных намагниченностей отдельных подрешеток ферримагнетика.

Рассмотрим далее схему процесса термонамагничивания (рис. 3). Возникшая при температуре, близкой к точке Кюри T_C ферримагнетика ориентация магнитных доменов в направлении $\mathbf{H}$ закрепляется внешним магнитным полем $\mathbf{H}$ и возникает в процессе охлаждения потенциальным рельефом ферримагнетика, создающим спектр локальных минимумов потенциальной энергии, в которых располагаются соответствующим образом ориентированные домены. При комнатной

температуре T_0 образуется намагниченность I_T , величина которой будет определяться степенью ориентации магнитных моментов доменов, по направлению $\mathbf{H}$ в зависимости от величины напряженности H (рис. 3, кривая 1). При полной ориентации всех магнитных моментов доменов по полю насыщения $\mathbf{H}_S$ величина $I_T = I_S$. При отключении H остается термоостаточная намагниченность TRM. Составляющие ее домены удерживаются достаточно глубокими потенциальными ямами. В среднем устойчивость TRM можно охарактеризовать коэрцитивной силой H_C .

Ориентации и величины магнитных моментов M_{SA} , M_{SB} в подрешетках A и B определяются величинами обменных взаимодействий внутри подрешеток (энергии E_{AA} и E_{BB}) и между подрешетками (E_{AB}). Существенным является то, что все эти величины (M_{SA} , M_{SB} , E_{AA} , E_{BB} , E_{AB}) могут изменяться с изменением температуры. Изменения могут быть настолько существенными, что при некоторой температуре компенсации T_K в доменах ферримагнетика возникает ситуация, когда $M_{SB} = M_{SA}$ и $M_S = 0$. По обе стороны от T_K суммарный момент каждого домена M_S будет иметь различную ориентацию в связи с тем, что при $T > T_K \rightarrow M_{SB} < M_{SA}$, а при $T < T_K \rightarrow M_{SB} > M_{SA}$. Это относится и к спонтанной намагниченности I_S всего ферримагнитного образца (кривые $I_S(T)$ N-типа Нееля).

При термонамагничивании такого ферримагнетика в интервале температур $T_K < T < T_C$ будет возникать намагниченность I_T , ориентированная по направлению $\mathbf{H}$, сначала по мере охлаждения от T_C увеличивающаяся, затем при приближении к T_K уменьшающаяся, в связи с уменьшением I_S ферримагнетика. При $T = T_K$ намагниченность $I_T = 0$ (рис. 3, кривая 2). При дальнейшем охлаждении ниже T_K могут встретиться два случая, зависящих от величины I_S доменов и от соотношения величин коэрцитивной силы H_C и напряженности внешнего магнитного поля H .

Если при $T < T_K$ поле $H > H_C$, то при дальнейшем охлаждении ниже T_K намагниченность будет вновь увеличиваться в направлении $\mathbf{H}$ (рис. 3, кривая 3), так как магнитной энергии $I_S H v$, где v – объем домена, будет достаточно для разворота доменов по направлению $\mathbf{H}$. А в случае, если поле $H < H_C$, то разворот доменов ввиду малости энергии $I_S H v$ будет невозможен, и при $T < T_K$ за счет роста I_S , направленной по $\mathbf{I}_{SB}$, будет увеличиваться $\mathbf{I}_T$ в антипараллельном по отношению к $\mathbf{H}$ направлении (рис. 3, кривая 4).

Рассмотренный процесс (рис. 3, кривые 2+4) является процессом самообращения термонамагниченности ферримагнетика, имеющего температурную зависимость спонтанной намагниченности $I_S(T)$ типа N по Неелю.

Образовавшаяся термоостаточная намагниченность будет находиться в неравновесном со-

стоянии и будет удерживаться локальными энергетическими барьерами ферримагнетика.

Аналогичное изменение на 180° направления I_S в доменах может произойти и за счет диффузии магнитных ионов между подрешетками. Поэтому возможно самообращение намагниченности и в результате химических процессов в ферримагнитных минералах [Verhoogen, 1956].

3. САМООБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПИКРОИЛЬМЕНИТОВ (ПРИРОДНЫХ АНАЛОГОВ ГЕМОИЛЬМЕНИТОВ)

В 1984–1985 годах в работах [Трухин и др., 1984; Трухин и др., 1984a] впервые получено самообращение на образцах кимберлитов из алмазоносных трубок и на образцах траппов Якутии. В кимберлитах свойством самообращения обладали пикроильмениты – твердые растворы серии $\text{MgTiO}_3\text{--FeTiO}_3\text{--Fe}_2\text{O}_3$, которые, с магнито-минералогической точки зрения, являются природными аналогами гемоильменитов $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$, где x – доля молекулярной фракции ильменита. Подробные экспериментальные исследования самообращения намагниченности образцов кимберлитов алмазоносной трубки “Мир” опубликованы в работе [Трухин, Караевский, 1996]. Обратимся теперь к анализу некоторых результатов этих исследований с точки зрения наиболее вероятного физического механизма самообращения намагниченности.

На рис. 4 представлено полное самообращение термонамагниченности (ТМ) и термоостаточной намагниченности (TRM) образца кимберлита из трубки “Мир”. Кривая 1 показывает зависимость от температуры начальной магнитной восприимчивости K , которая обратно пропорциональна коэрцитивной силе ($H_C \sim A/K$, где A – некоторая константа). Смена знака ТМ (кривая 2) происходит при T , при которой K достигает максимума, а H_C , соответственно, минимума. Кривая 3 образования TRM при охлаждении образца в поле $H = 0.5$ Гс переходит через нуль при более высокой T (на $\sim 100^\circ$), чем кривая образования ТМ. Это понятно, так как в составе ТМ есть еще индуктивная намагниченность KH , всегда направленная по полю $\mathbf{H}$.

У ряда образцов трубки “Мир” наблюдается аномальное поведение NRM. На рис. 5 показано циклическое размагничивание NRM в отсутствие поля ($H = 0$). Видно, что при нагреве (кривая 1) NRM увеличивается, а не уменьшается, как должно быть с точки зрения физики магнитных явлений. Кривые 3 и 4 выходят в отрицательную полуось. Ясно, что такое поведение NRM связано со сложным характером ее намагничивания в природе в течение многих миллионов лет.

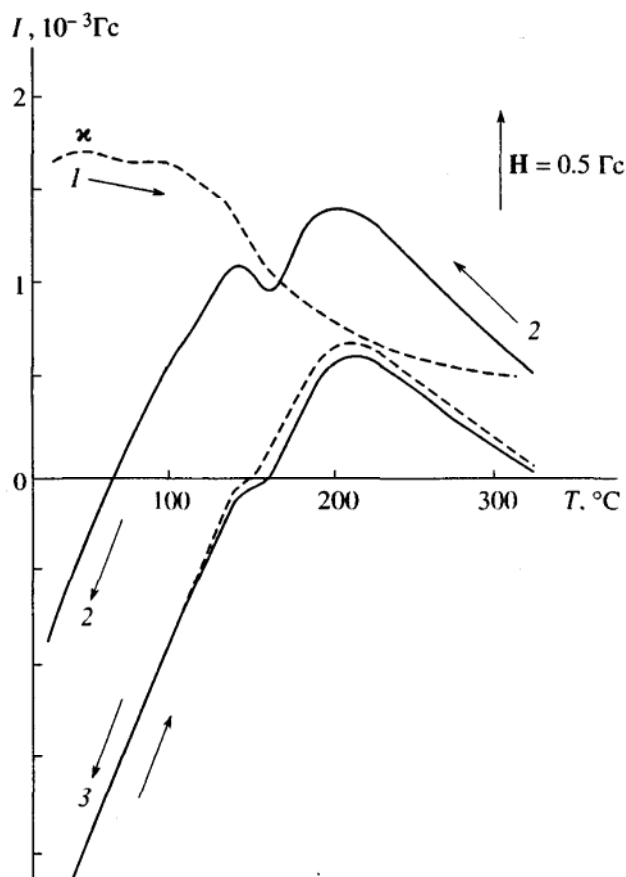


Рис. 4. Самообращение полной и остаточной термомагнитности содержащего ферритмагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" при его охлаждении от 350°C до $T_0 = 20^\circ\text{C}$ в поле $H = 0.5 \text{ Гс}$: 1 – кривая изменения начальной магнитной восприимчивости при нагреве образца в поле H ; 2 – кривая образования термомагнитности при охлаждении образца в поле $H = 0.5 \text{ Гс}$; 3 – кривая температурной зависимости (ТЗ) термоостаточной намагниченности $I_{rT}(T)$, полученная при нагреве образца; 4 (пунктирная линия) – кривая ТЗ термоостаточной намагниченности $I_{rT}(T)$, полученная при охлаждении образца.

На рис. 6 представлены зависимости $\chi(T)$ (кривая 1), зависимости парциальных термоостаточных намагниченностей PTRM (от англ. "partial thermoremanent magnetization") от температуры при охлаждении образца в поле $H = 0$ (кривые 2–13), а также величины и направления PTRM, полученные в разных температурных интервалах при охлаждении в $H = 0$ (измерения проводились при $T = 20^\circ\text{C}$).

Обратим внимание на то, что переход от отрицательных PTRM к положительным происходит при температурах, при которых наблюдается резкое увеличение χ (а следовательно, уменьшение H_C).

На рис. 7 представлены кривые размагничивания положительных и отрицательных PTRM в переменном магнитном поле H частотой 50 Гц. Видно,

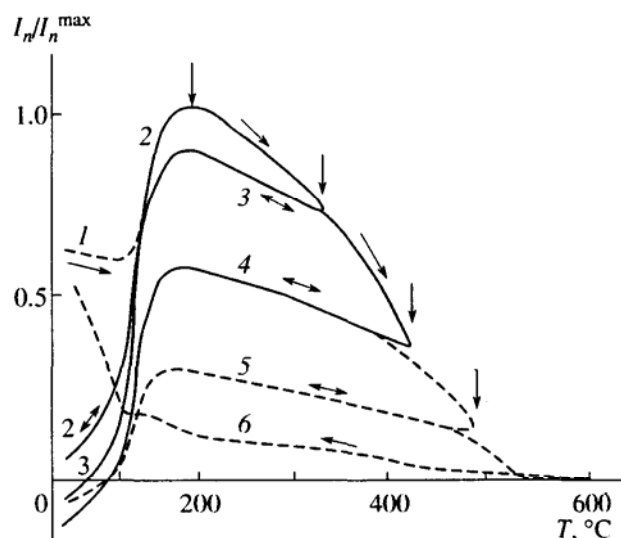


Рис. 5. Циклическое терморазмагничивание естественной остаточной намагниченности I_n содержащего ферритмагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" в поле $H = 0$: 1 – нагрев образца до 100°C; 2 – охлаждение до $T_0 = 20^\circ\text{C}$ и нагрев до 320°C; 3 – охлаждение до T_0 и нагрев до $T = 420^\circ\text{C}$; 4 – охлаждение до T_0 и нагрев до 490°C; 5 – охлаждение до T_0 и нагрев до 600°C; 6 – образование термоостаточной намагниченности I_{rT} при охлаждении от 600°C до T_0 .

что они все однофазны. В случае, если бы намагничивалась двухфазная минералогическая система, то кривые PTRM(H) также должны были быть двухфазными.

Уже представленные экспериментальные зависимости указывают на то, что самообращение намагниченности осуществляется на одной минералогической фазе. Выше отмечалось, что на сегодняшний день предложен единственный однофазный физический механизм самообращения намагниченности горных пород: механизм N-типа Нееля, связанный со сменой знака спонтанной намагниченности ферритмагнетика I_S с изменением температуры [Néel, 1948]. Значит, самообращение в изученных образцах происходит по механизму N-типа.

Приведенные выше доводы в пользу однофазного механизма самообращения N-типа Нееля, полученные при экспериментальном исследовании самообращения намагниченности пикроильменитов, являются все же "косвенными". Поэтому, с целью получения прямых доказательств того, что самообращение осуществляется на однофазных ферритмагнетиках, были синтезированы однофазные гемойльмениты в Институте Экспериментальной Минералогии (Черноголовка) [Трухин и др., 1995].

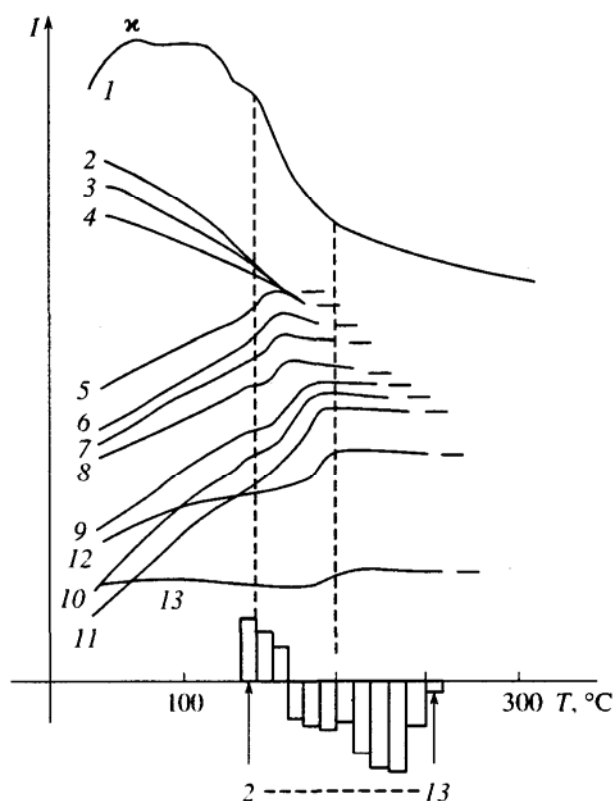


Рис. 6. Спектры парциальных остаточных намагниченностей $I_{r\Delta T}$, образованных в интервалах $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ и $H = 1$ Гс, и их температурный ход для образца кимберлита из Якутской алмазодобывающей трубки "Мир", содержащего ферромагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов). При каждом измерении (1–13) поле H включалось только в указанном температурном интервале ΔT , предыдущее и последующее охлаждение образца велось при $H = 0$; по достижению $T = T_0$ измерялась величина $I_{r\Delta T}$. Отдельные кривые $I_{r\Delta T}(T)$ для удобства смещены по вертикали друг относительно друга, ось нулевой намагниченности отмечена чертой справа от начала каждой кривой.

4. САМООБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГЕМОИЛЬМЕНИТОВ

В природных образцах горных пород всегда могут существовать двух- и многофазные минералогические системы. Поэтому с помощью электронно-зондового анализа был определен состав основной фракции самообращающихся образцов пикроильменитов, содержащихся в образцах кимберлитов Якутской алмазодобывающей провинции. И были специально синтезированы строго однофазные образцы гемойльменитов аналогичного состава.

В исследованном гемойльмените $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ по данным Института экспериментальной минералогии (Черноголовка), с сотрудниками которого было выполнено совместное исследование состава и магнитных свойств синтезированных гемойльменитов, $x \approx 0.5\text{--}0.6$. Синтезированные гемойльмениты имели различные величины x от

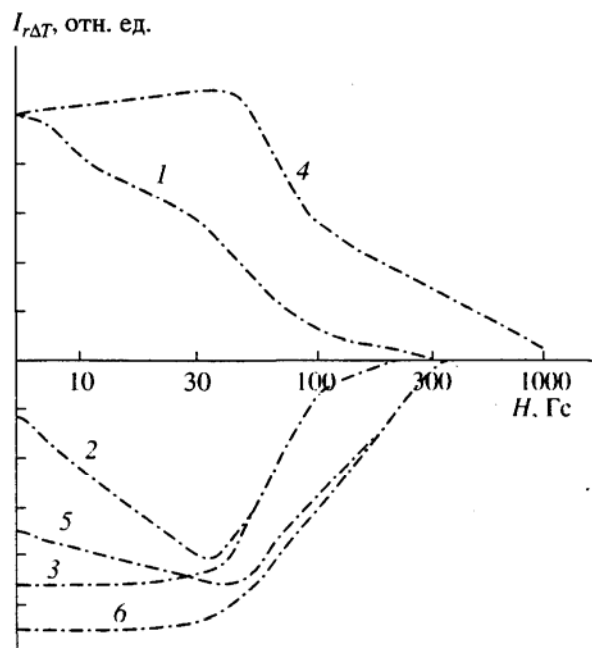


Рис. 7. Размагничивание в переменном магнитном поле образцов кимберлита из Якутской алмазодобывающей трубки "Мир" (содержащих ферромагнитные пикроильмениты), имеющих различные величины парциальных остаточных намагниченностей $I_{r\Delta T}$ (образец 1: $H_C = 95$ Гс; образец 2: $H_C = 280$ Гс).

0.52 до 0.90 [Трухин и др., 1997]. Наиболее четкий эффект самообращения получен на образцах однофазных синтезированных гемойльменитов с $x = 0.62$ (рис. 8) и $x = 0.55$, а также на некоторых других образцах аналогичного состава. Как видно из рис. 8 точки компенсации находились в интервале $100\text{--}200^\circ\text{C}$. С деталями экспериментальных исследований самообращения TRM синтезированных гемойльменитов можно ознакомиться более подробно в работе [Трухин и др., 1997].

Этот эксперимент, по нашему мнению, подтвердил наше предположение о том, что как в исследованных нами природных пикроильменитах, так и в синтезированных гемойльменитах, самообращение происходит в результате действия физического механизма N-типа Нееля.

Для получения дополнительных подтверждений в пользу механизма N-типа и дальнейшего исследования явления самообращения намагниченности по механизму N-типа в широком диапазоне магнитных параметров, характеризующих ферромагнитные вкрапления образцов горных пород, без необходимости проведения соответствующих экспериментов, авторами был смоделирован процесс самообращения. Была построена компьютерная модель явления самообращения, основанная на однофазном механизме N-типа Нееля, в рамках которой получены различные типы кривых температурной зависимости намагниченности.

ности с самообращением. Зависимости $I_T(T)$, полученные в рамках компьютерной модели, качественно совпадают с соответствующими экспериментальными зависимостями. Рассмотрим более подробно результаты численного моделирования.

5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ

5.1. Компьютерная модель явления самообращения намагниченности

При объяснении случаев полученного в лабораториях самообращения действием механизма N-типа Нееля, предполагается, что горная порода, проявляющая свойства самообращения, имеет в своем составе ферритмагнитные зерна N-типа Нееля, то есть такие, у которых спонтанная намагниченность меняет знак с изменением температуры (см. рис. 2б). Выше было показано, что это возможно только в узком диапазоне магнитных параметров, в частности констант молекулярного поля α , β , определяющих вид температурной зависимости спонтанной намагниченности: типа N, типа P и др. (см. рис. 2).

Рассмотрим ансамбль одноосных однодоменных невзаимодействующих между собой ферритмагнитных зерен N-типа и процессы намагничивания такого ансамбля в постоянном внешнем магнитном поле H . Такое рассмотрение моделирует стандартный лабораторный эксперимент по термонамагничиванию (терморазмагничиванию) образца горной породы: образец горной породы заменяется вышеуказанным ансамблем, а процесс термонамагничивания – расчетом соответствующей кривой температурной зависимости намагниченности (ТЗН).

В горной породе ферритмагнитные зерна занимают лишь проценты или даже доли процентов от общего объема, поэтому взаимодействие ферритмагнитных зерен между собой пренебрежимо мало по сравнению с взаимодействием каждого отдельного зерна с намагничивающим полем. Однодоменными зерна взяты потому, что горные породы с такими зернами часто встречаются в природе и являются основными носителями палеомагнитной информации.

Остановимся кратко на основных принципах моделирования. Нам удобно использовать все уравнения в безразмерном виде, поэтому намагниченности ансамбля зерен и одного зерна нормированы на I_{s0} – спонтанную намагниченность ферритмагнетика при 0°K . Поскольку зерна считаются невзаимодействующими, то суммарная намагниченность ансамбля n зерен в температурной точке τ (где $\tau \in [0, 1]$ – приведенная температура, $\tau = T/T_C$) определяется как векторная сумма

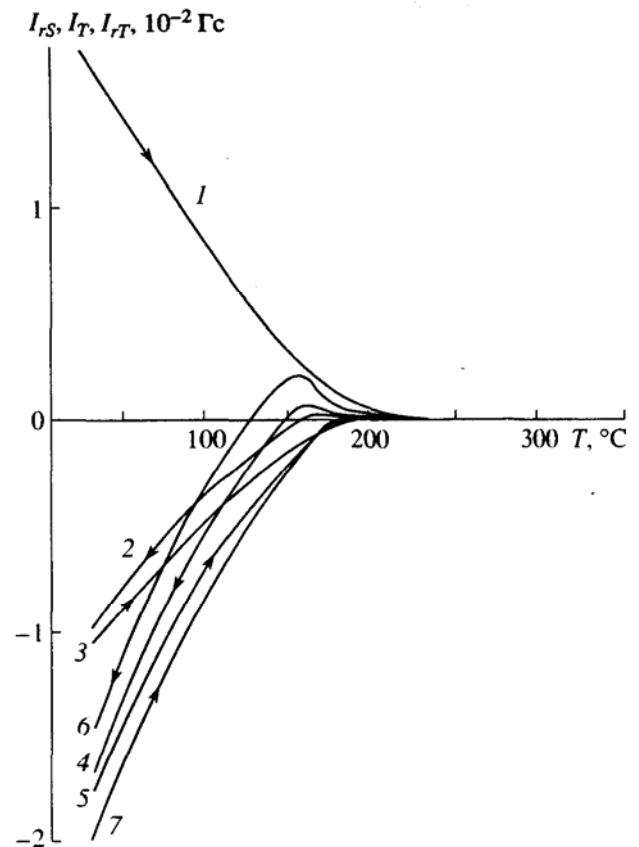


Рис. 8. Кривые температурной зависимости (ТЗ) остаточной намагниченности насыщения $I_{rs}(T)$, термо-намагниченности $I_T(T)$ и термоостаточной намагниченности $I_{TT}(T)$ образца синтезированного гематита $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ с долей молекулярной фракции ильменита $x = 0.62$: 1 – кривая $I_{rs}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 400°C ; 2 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в поле $H = 2.5$ Гс; 3 – кривая $I_{TT}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C ; 4 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в поле $H = 10$ Гс; 5 – кривая $I_{TT}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C ; 6 – кривая $I_T(T)$, охлаждение в поле $H = 25$ Гс; 7 – кривая $I_{TT}(T)$, нагрев в $H = 0$ до 300°C .

соответствующих намагниченностей отдельных зерен:

$$\frac{I(\tau)}{I_{s0}} = \sum_{i=1}^n \frac{I_i(\tau)}{I_{s0}}. \quad (7)$$

Намагниченность отдельного зерна $I_i(\tau)$ получается как проекция спонтанной намагниченности $I_{si}(\tau)$ i -ого зерна на направление внешнего поля H (рис. 9):

$$\frac{I_i(\tau)}{I_{s0}} = \sum_{i=1}^n \frac{I_{si}(\tau)}{I_{s0}} \cos(\theta_i(\tau)), \quad (8)$$

где $\theta_i(\tau)$ – угол между векторами I_{si} и H ; $I_{si}(\tau)$ определяется согласно теории коллинеарного ферритмагнетизма Нееля (4)–(5). Для дальнейших рас-

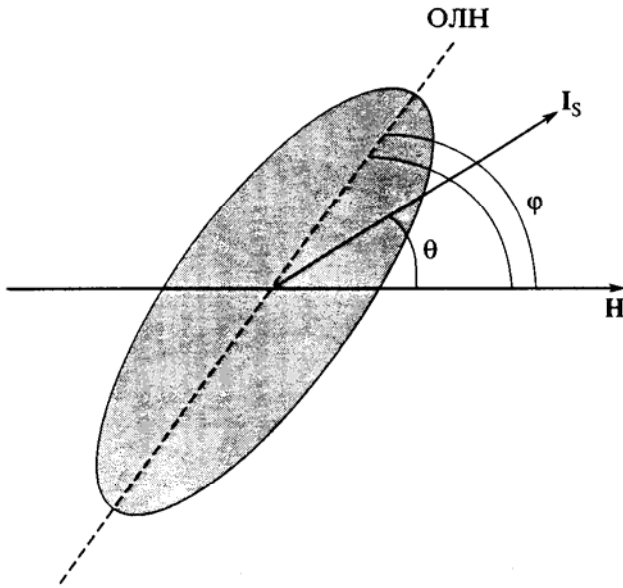


Рис. 9. Одноосное однодоменное ферромагнитное зерно в магнитном поле H . I_s – спонтанная намагниченность ферромагнетика, составляющего зерно; ОЛН – ось легкого намагничивания; φ – угол между ОЛН и вектором напряженности внешнего магнитного поля H , θ – угол между векторами I_s и H , соответствующий минимуму энергии системы.

четов уравнения (4)–(5) будут использоваться в приведенном виде. Введем обозначения:

$$\tilde{I}_{SA} = \frac{I_{SA}}{\lambda I_{S0}}; \tilde{I}_{SB} = \frac{I_{SB}}{\mu I_{S0}}; \tilde{I}_S = \frac{I_S}{I_{S0}}; \delta = \frac{J+1}{3J}, \quad (9)$$

где λ, μ – доли магнитных ионов в ферромагнитных подрешетках A и B соответственно ($\lambda + \mu = 1$), J – внутреннее квантовое число.

С учетом введенных обозначений уравнения (4)–(5) перепишутся в виде:

$$\tilde{I}_{SA} = B_J \left(\frac{1}{\tau} \left(\frac{\alpha \lambda}{\delta} \tilde{I}_{SA} - \frac{1}{\delta} \tilde{I}_{SB} \right) \right), \quad (10)$$

$$\tilde{I}_{SB} = B_J \left(\frac{1}{\tau} \left(\frac{\beta}{\delta} \tilde{I}_{SB} - \frac{\lambda}{\delta \mu} \tilde{I}_{SA} \right) \right),$$

$$\tilde{I}_S = \lambda \tilde{I}_{SA} + \mu \tilde{I}_{SB}. \quad (11)$$

Уравнения (10)–(11) определяют как величины, так и знаки $I_{SA}(\tau)$, $I_{SB}(\tau)$, $I_S(\tau)$. В случае ансамбля одинаковых зерен $I_{Si}(\tau) = I_S(\tau)$.

Угол $\theta(\tau)$ – это угол между $I_S(\tau)$ и H (рис. 9), при определенном значении которого полная энергия одноосного однодоменного ферромагнитного зерна во внешнем магнитном поле становится минимальной. Полная энергия представляет собой сумму энергии одноосной анизотропии формы, энергии магнитной кристаллографической анизотропии и энергии магнитного момента во внешнем магнитном поле. Плотность полной энергии

такой системы выражается следующим образом (уравнение в безразмерном виде):

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\tau) &= \frac{E(\tau)}{E_0} = \frac{E_A^{\Phi}(\tau)}{E_0} + \frac{E_A^K(\tau)}{E_0} + \frac{E_H(\tau)}{E_0} = \\ &= -\frac{\pi I_{S0}}{H_0} \left(\frac{I_S(\tau)}{I_{S0}} \right)^2 \cos^2(\varphi - \theta(\tau)) - \\ &- \frac{|K_{10}|}{I_{S0} H_0} (|I_{SA}(\tau)|^3 + |I_{SB}(\tau)|^3) \cos^2(\varphi - \theta(\tau)) - \\ &- \frac{|I_S(\tau)| |H|}{I_{S0} H_0} \cos(\theta(\tau)), \end{aligned} \quad (12)$$

где E_A^{Φ} , E_A^K , E_H – плотности энергий одноосной анизотропии формы, кристаллографической анизотропии и магнитного момента в магнитном поле H соответственно; $E_0 = I_{S0} H_0$, $H_0 = 1$ Гс; φ – угол между вектором H и осью легкого намагничивания (ОЛН), K_{10} – первая константа анизотропии при температуре абсолютного нуля. Везде далее плотности энергии анизотропии формы, энергии магнитной кристаллографической анизотропии и суммарной энергии анизотропии (магнитной кристаллографической анизотропии и анизотропии формы) будут обозначаться E^{Φ} , E^K и E_A соответственно.

Угол $\theta(\tau)$ определяется при совместном решении (12) и следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}(\tau)}{\partial \theta} = 0, \\ \frac{\partial^2 \tilde{E}(\tau)}{\partial \theta^2} > 0. \end{cases} \quad (13)$$

Каждое конкретное значение $\theta(\tau)$ зависит от соотношения между $|E_A|$ и $|E_H|$ или, что то же самое, между напряженностью намагничивающего поля H и коэрцитивной силой зерна H_c , которая является энергетическим барьером, препятствующим намагничиванию. Намагничивание ферромагнитного зерна понимается как разворот вектора спонтанной намагниченности от положения вдоль ОЛН в направлении поля (рис. 9).

Теоретические ТЗН ансамбля ферромагнитных зерен рассчитывались при использовании уравнений (7)–(13). При расчетах углы φ_i , $i = \overline{1, n}$, где n – число зерен ансамбля, задавались из диапазона значений $[0, \pi/2]$.

Расчетные ТЗН соответствуют экспериментальным зависимостям $I_T(T)$. В состав горных пород входят, как правило, ферромагнитные зерна разного химического состава, а значит, характери-

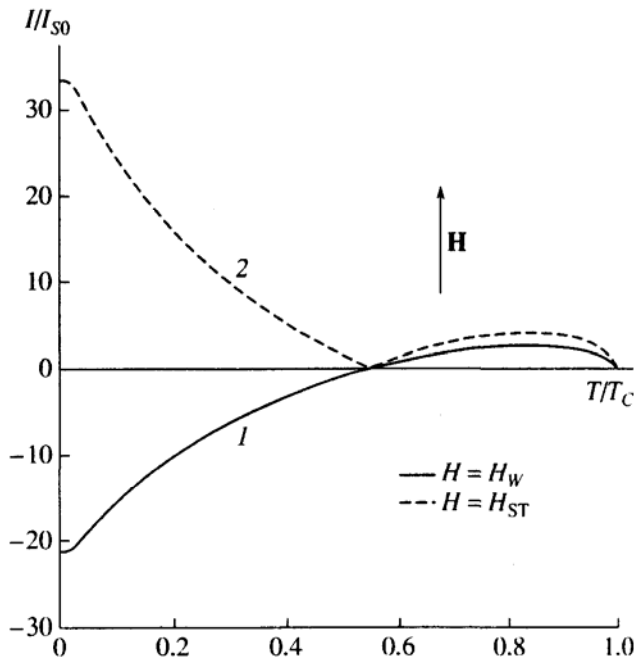


Рис. 10. Температурные зависимости намагниченности типа 1 (кривая 1) и типа 2 (кривая 2) ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в “слабом” и “сильном” магнитных полях (H_W и H_{ST} соответственно).

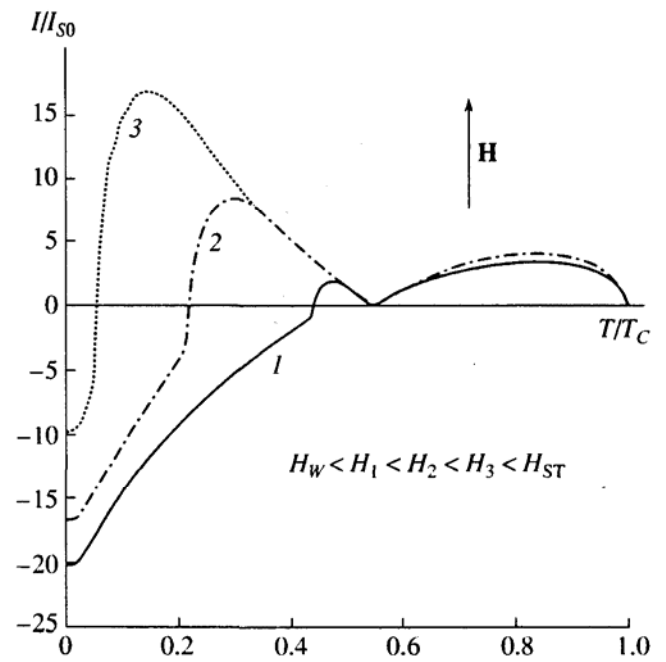


Рис. 11. Температурные зависимости намагниченности типа 3а ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен, полученные при разных значениях напряженности внешнего магнитного поля ($H_W < H_1 < H_2 < H_3 < H_{ST}$, где H_W – “слабое” поле, H_{ST} – “сильное” поле).

зующиеся разными константами молекулярного поля α , β . Это также было учтено при расчетах.

5.2. Результаты численного моделирования явления самообращения намагниченности

Теперь обратимся к результатам компьютерного моделирования и рассмотрим случай ансамбля одинаковых ферромагнитных зерен. Все математические уравнения, использованные при моделировании, приведены к безразмерному виду, и напряженность магнитного поля тоже нормирована, а потому безразмерна. Поэтому вводятся понятия “слабого поля” и “сильного поля”. Слабым назовем поле H_W (от англ. “weak”, слабый), напряженность которого меньше коэрцитивной силы ансамбля зерен во всем рассматриваемом температурном диапазоне, или при котором $|E_A| > |E_H|$ также при всех значениях температур. А сильным называется поле H_{ST} (от англ. “strong” – сильный), для величины напряженности которого выполняются обратные соотношения, то есть $H > H_C$ и $|E_A| < |E_H|$.

В слабом поле H_W (см. рис. 10, кривая 1) получается ТЗН типа 1, которая характеризуется единственной точкой компенсации (ТК) и наличием эффекта самообращения. В сильном поле H_{ST} эффект самообращения пропадает, но ТК сохраняется (см. рис. 10, кривая 2), это ТЗН типа 2,

которая вместе с ТЗН типа 1 образует два классических предельных случая. Но, в рамках модели, получена еще и “переходная” ТЗН или ТЗН типа 3. ТЗН типа 3 получается в полях $H_W < H < H_{ST}$ и характеризуется двумя точками компенсации и наличием эффекта самообращения (рис. 11).

Конкретный вид ТЗН типа 3 зависит от соотношения в (12) между величинами плотности энергии анизотропии формы $|E^F|$ и плотности энергии магнитной кристаллографической анизотропии $|E^K|$, а это соотношение, в свою очередь, зависит от конкретных констант вещества, в частности, от значений спонтанной намагниченности I_{S0} и первой константы анизотропии K_{10} при 0 К. В случае разных ферромагнетиков вышеупомянутые константы вещества меняются в достаточно широком диапазоне: $10 \text{ Гс} \leq I_{S0} \leq 10^3 \text{ Гс}$; $10^4 \text{ эрг/см}^3 \leq K_{10} \leq 10^6 \text{ эрг/см}^3$. При определенных значениях констант вещества возможен случай, когда энергия одноосной анизотропии формы преобладает над энергией магнитной кристаллографической анизотропии $|E^F| \gg |E^K|$. В этом случае получается ТЗН типа 3а (см. рис. 11). В обратном случае ($|E^F| \ll |E^K|$), получается ТЗН типа 3б (см. рис. 12), которая характеризуется двойным самообращением.

Следует заметить, что две ТК на кривой ТЗН типа 3а имеют принципиально разную природу: более высокотемпературная ТК связана с изме-

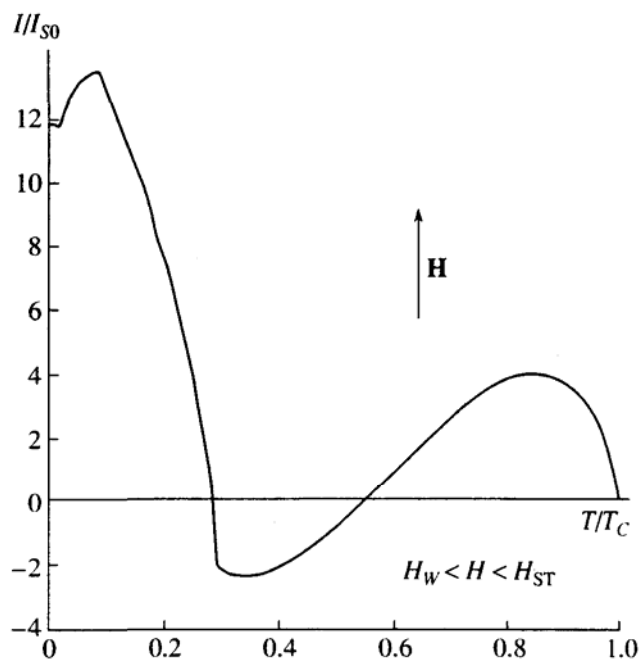


Рис. 12. Температурная зависимость намагниченности типа 3б ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в магнитном поле H ($H_w < H < H_{ST}$, где H_w – “слабое” поле, H_{ST} – “сильное” поле).

нением знака I_s ферромагнетика типа N, а наличие второй ТК связано с процессами намагничивания ансамбля зерен. ТЗН типа 3а названа “переходной”, так как при $H > H_w$ с увеличением H более низкотемпературная ТК кривой ТЗН типа 3а сдвигается влево по температурной оси, до тех пор, пока H не станет равной H_{ST} и кривая ТЗН полностью не перейдет в положительную полуплоскость, то есть ТЗН типа 3а не превратится в ТЗН типа 2.

Рассмотрим далее ансамбль ферромагнитных зерен N-типа, которые характеризуются разными величинами констант молекулярного поля α , β . ТЗН типа 1 ничем не отличается от случая ансамбля одинаковых зерен, только ТК не является ТК конкретного зерна ансамбля, а является некой средней ТК. А вот ТЗН типа 2 меняет вид: пропадает точка компенсации, что связано с эффектом усреднения (см. рис. 13). В некоторых работах проводят тест на выявление зерен N-типа, ожидая получить на образце горной породы, обладающей свойствами самообращения. ТЗН типа 2 в чистом виде. И в случае, когда ТК не достигается (как на рис. 13), делается вывод о том, что зерна N-типа в образце отсутствуют и однофазный механизм N-типа Нееля, как ответственный за наблюдаемое самообращение TRM, исключается, что может быть ошибкой. Важно обратить внимание на форму ТЗН типа 2 для ансамбля разных зерен: кривая имеет вогнутый вид.

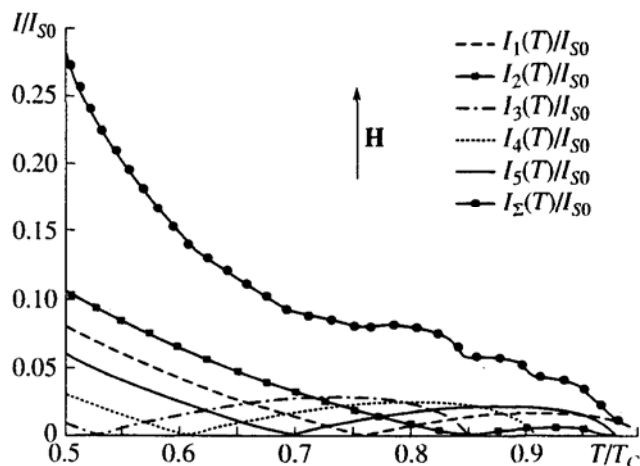


Рис. 13. Верхняя кривая соответствует температурной зависимости намагниченности (ТЗН) типа 2 ансамбля $n = \sum_{i=1}^5 n_i$ одноосных однодоменных ферромагнитных зерен разного химического состава (характеризующихся разными константами молекулярного поля α_i , β_i , точкой Кюри T_{Ci} и точкой компенсации T_{Ki}) и является суперпозицией всех нижних кривых, каждая из которых соответствует ТЗН ансамбля n_i одинаковых ферромагнитных зерен. T_c – максимальная из всех T_{Ci} точка Кюри.

В работе [Трухин и др., 1997] отмечалось, что все без исключения кривые терморазмагничивания NRM, снятые с образцов синтезированных гемилменитов, которые впоследствии демонстрировали самообращение TRM при термонамагничивании, также имели вогнутый вид. Был сделан вывод о том, что именно вогнутый вид кривой терморазмагничивания NRM, а не наличие ТК, свидетельствует о том, что образцы обладают свойствами самообращения. Этот вывод подтверждается результатами моделирования.

ТЗН типа 3 (3а и 3б) ферромагнитных зерен с разными α , β может обладать как двумя, так и в результате эффекта усреднения, единственной ТК (см. рис. 14).

6. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Проведем некоторое сопоставление полученных результатов моделирования с экспериментальными данными. На рис. 15 приведены кривые терморазмагничивания TRM образца из кимберлитов Якутской алмазоносной трубки “Мир”, содержащего природные аналоги гемилменитов [Трухин, Караевский, 1996]. Как следует из рисунка, с увеличением величины напряженности поля ТК сдвигается влево по температурной оси пока ТЗН (в поле $H = 4$ Гс) полностью не переходит в положительную полуплоскость. Такие же результаты

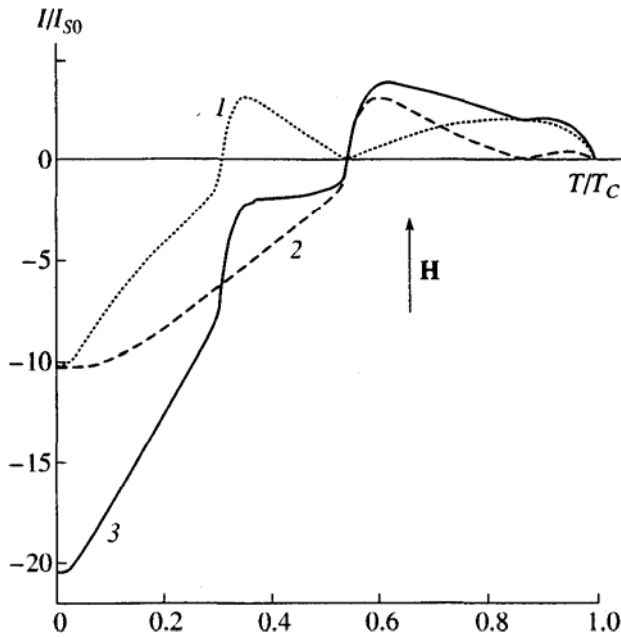


Рис. 14. 1 – Температурная зависимость намагниченности (ТЗН) типа 3а ансамбля n_1 одинаковых одноосных однодоменных ферримагнитных зерен (характеризующихся константами молекулярного поля α_1, β_1) в поле H ($H_W < H < H_{ST}$, где H_W – “слабое” поле, H_{ST} – “сильное” поле); 2 – ТЗН типа 3а ансамбля n_2 одноосных однодоменных ферримагнитных зерен в поле H (характеризующихся α_2, β_2); 3 – суперпозиция кривых 1 и 2; ТЗН типа 3а ансамбля $n = n_1 + n_2$ разноразмерных одноосных однодоменных ферримагнитных зерен в поле H (n_1 из которых характеризуются константами молекулярного поля α_1, β_1 , а другие n_2 зерен – α_2, β_2).

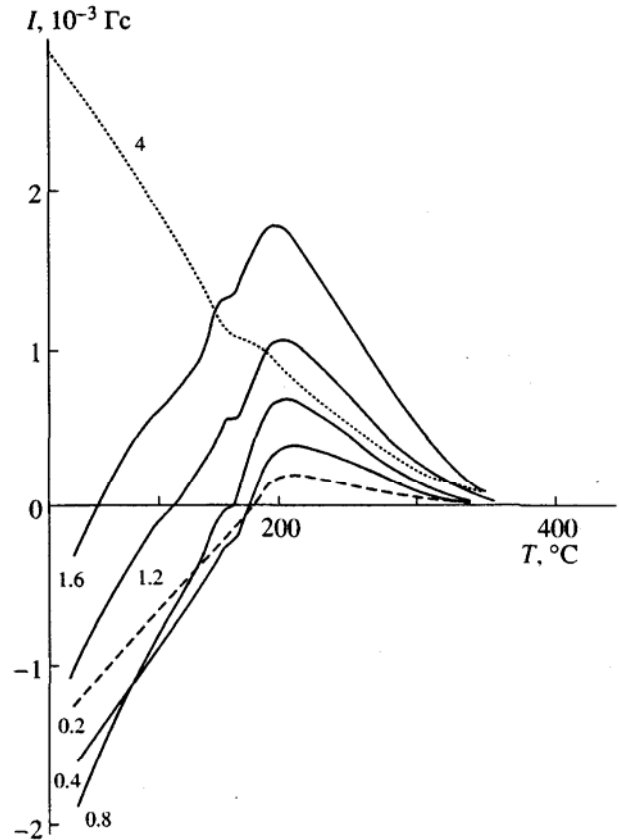


Рис. 15. Динамика подавления самообращения намагниченности содержащего ферримагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемонильменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки “Мир” при увеличении напряженности магнитного поля H от 0.2 до 4 Гс.

получены при моделировании. Наиболее ярковыраженная ТЗН типа 3а получилась на том же образце [Трухин, Караевский, 1996] при его термонамагничивании в поле 0.5 Гс (см. рис. 4). Вторая ТК строго не достигается, но наблюдается соответствующая тенденция. В рамках предложенной модели это можно объяснить эффектом усреднения из-за наличия в образце разноразмерных ферримагнитных вкраплений.

Все приведенные на рис. 8 кривые терморазмагничивания и термонамагничивания образцов синтезированных гемонильменитов (кроме первой) соответствуют ТЗН типа 1.

ТЗН всех трех типов были получены в эксперименте разными авторами, в том числе ТЗН типа 3б была получена, например, в работе [Васильев, Трухин, 2004] на модифицированной берлинской глазури ($\text{Ni}_{0.22}\text{Mn}_{0.60}\text{Fe}_{0.18}\text{[Cr(CN)}_6\text{]} \cdot 7.6\text{H}_2\text{O}$).

Итак, в рамках вышеописанной компьютерной модели явления самообращения получены кривые ТЗН, которые качественно соответствуют многим наблюдаемым в лабораториях и опубликованным в литературе видам кривых ТЗН с

самообращением. Для их получения однофазная модель самообращения по механизму N-типа Нееля оказалась достаточной. Поэтому вполне возможно, что однофазный механизм самообращения Нееля является широко распространенным в природе. Возможно также, что в большинстве всех зарегистрированных случаях лабораторно-индуцированного самообращения, даже в тех, где авторы придерживаются многофазных механизмов самообращения для объяснения наблюдаемого явления, именно однофазный механизм N-типа мог сыграть решающую роль и стать причиной самообращения.

Следует подчеркнуть, что наличие двух различных по составу минералогических фаз внутри ферримагнитных зерен горной породы недостаточно, чтобы утверждать, что взаимодействие фаз ответственно за самообращение. Зерна могут быть многофазными, но за самообращение может отвечать только единственная фаза и самообращение вполне может происходить в результате действия однофазного механизма.

Спор о “настоящем” механизме самообращения намагниченности горных пород продолжается вот уже более полувека. Частично это связано с очень сложным составом горных пород: выявление минеральной фазы, ответственной за самообращение – это задача, не всегда имеющая однозначное решение. На сегодняшний день, по нашему мнению, достаточно обоснованным является только вышеописанный физический механизм самообращения N-типа Нееля.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлены детальные экспериментальные и теоретические исследования явления самообращения намагниченности, которое, помимо физического, имеет и глобальное геофизическое значение, так как является альтернативой инверсиям геомагнитного поля (ГМП). Палеомагнитная шкала инверсий используется в геофизике и геологии для современных геотектонических и геодинамических построений, которые отражают эволюцию внутренних недр и лика Земли. Существование инверсий должно оказывать очень большое влияние на Земную экологию. Построение теории генерации ГМП также существенным образом зависит от того, насколько надежно будет установлено существование и количество инверсий ГМП.

В настоящее время в геофизике общепринятой является концепция, согласно которой самообращение намагниченности горных пород не оказывает сколько-нибудь существенного влияния на количество инверсий, которые зафиксированы в Мировой магнитохронологической шкале. Однако уже были случаи, когда ранее определенные инверсии, оказывались результатом самообращения намагниченности горных пород [Jacobs, 1994]. Мы считаем, что в связи с тем, что полярность и инверсии ГМП определяются по направлению NRM пород, проблема самообращения имеет важное научное значение. Как известно, природа устроена так, что на поверхность Земли вместе с магмой извергаются ферримагнитные минералы, а ферримагнетики определенного состава обладают свойством самообращения. Это было обнаружено и исследовано во многих лабораториях мира. Поэтому естественно, что не все обратные намагниченные породы будут нести информацию об обратной полярности ГМП. В то же время мы ни разу не имели и не будем иметь возможности исследовать непосредственно инверсии ГМП, так как средняя продолжительность инверсии – около 5000 лет.

Однако, изучая самообращение намагниченности и физический механизм этого процесса, можно сделать вывод о распространенности этого процесса в природе, а тем самым о распространенности альтернативного ему процесса инверсий.

Проведенные нами исследования физического механизма самообращения на природных ферримагнетиках горных пород и синтезированных ферримагнетиках показывают, что наиболее вероятным и наиболее “физичным” физическим механизмом самообращения является механизм N-типа Нееля, связанный со сменой знака I_s двух-подрешеточного ферримагнетика. Обменные взаимодействия внутри отдельных подрешеток и между подрешетками характеризуются большими величинами энергии, и трудно представить в минерале другой механизм взаимодействия, который мог бы быть энергетически более конкурентоспособен, чем механизм N-типа.

Для того чтобы расширить возможности исследования кривых температурной зависимости намагниченности самообращающихся образцов горных пород, количество которых всегда ограничено, нами была построена компьютерная модель самообращения N-типа [Бегаева и др., 2005].

Эта модель дает возможность, задавая различные величины обменных взаимодействий внутри и между подрешетками ферримагнетика, напряженности внешних магнитных полей и различные доли магнитных ионов в подрешетках ферримагнетика, получать самые разнообразные кривые температурной зависимости намагниченности (ТЗН).

С помощью модели нам удалось получить практически все представленные в литературе кривые $I_T(T)$, в том числе и кривые $I_T(T)$ тех авторов, которые объясняют полученные ими случаи самообращения другими физическими механизмами, а не механизмом N-типа. Это указывает на некоторую универсальность нашей модели, основанной на механизме N-типа. А тем самым и на большую распространенность действия механизма N-типа.

Обратим внимание на перспективы изучения эффекта самообращения и его физического механизма.

Очень мало работ посвящено исследованию эффекта смены знака I_s за счет диффузии магнитных ионов и других элементов кристаллической решетки [Verhoogen, 1956]. Эти исследования очень важны, так как самообращение I_s может произойти на каком-то этапе многомиллионной эволюции ферримагнитных минералов. В результате дальнейших химических превращений свойство самообращения может быть утрачено и, изучая через миллионы лет в лаборатории горные породы с такими минералами, мы можем не выявить эффекта самообращения.

Дополнительного изучения требует эффект самообращения намагниченности осадочных горных пород. Это может быть сопряжено с определенными техническими трудностями из-за того, что осадки сильно подвержены химическим превращениям при нагревании, но, тем не менее, по-

пытки изучения самообращения намагниченности осадков следует регулярно проводить. Это в частности, полезно для последующего сравнения эффекта самообращения на изверженных и осадочных горных породах и выявления возможных отличий.

Также абсолютно не изучены свойства самообращения внеземных пород, в частности метеоритов. Во время падения метеориты сильно нагреваются за счет трения, а после падения на поверхность Земли они остывают в ГМП, подобно изверженным горным породам в процессе термонамагничивания. Возможно, часть своей NRM метеориты приобретают именно в процессе их термонамагничивания в ГМП. Поэтому, логично предположить, что подобно изверженным горным породам, метеориты также могут обладать свойствами самообращения при лабораторном термонамагничивании или терморазмагничивании. Помимо этого, метеориты, при соприкосновении с поверхностью Земли, испытывают воздействие больших импульсных давлений и их магнитные характеристики в сравнении с теми, что были *in situ* изменяются. В этот момент также возможно приобретение свойств самообращения.

Подытоживая можно сказать, что изучение самообращения само по себе имеет очень большое научное значение. Кроме того, такое изучение будет способствовать более глубокому пониманию механизма смены полярности ГМП и других ПМ результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бегаева Н.С., Матвеева Т.В., Трухин В.И. Модель явления самообращения намагниченности горных пород // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. 2005. №2. С. 59-61.
- Васильев А.Н., Трухин В.И. Обращение намагниченности в природе // Природа. 2(X)4. № 4. С. 17-22.
- Лауреаты Нобелевской Премии. Энциклопедия. М.: Прогресс. 1992.
- Нагата Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир. 1965. 346с.
- Трухин В. И. Введение в магнетизм горных пород. М.: МГУ. 1973. 274 с.
- Трухин В.И., Жилиева В.А., Саврасов Д.И. и др. Самообращение термоостаточной намагниченности горных пород кимберлитовых трубок Якутии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. № 11. С. 78-89.
- Трухин В.И., Жилиева В.А., Катеренчук А.В. и др. Магнетизм пород из кимберлитовых трубок Якутии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984а. № 9. С. 57-70.
- Трухин В.И., Некрасов А.Н., Конилов А.Н. и др. Магнетизм и фазовый состав синтезированных в гидротермальных условиях гемойльменитов // Физика Земли. 1995. № 11. С. 30-39.
- Трухин В.И., Караевский С.Х. Самообращение намагниченности природных пикроильменитов. М.: МГУ. 1996. 56с.
- Трухин В.И., Жилиева В.А., Томилин Е.Ф., Конилов А.Н. Особенности и возможный механизм самообращения TRM синтезированных гемойльменитов // Физика Земли. 1997. № 2. С. 52-59.
- Трухин В.И., Жилиева В.А., Курочкина Е.С. Самообращение намагниченности природных титаномагнетитов // Физика Земли. 2004. № 6. С. 42-53.
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: ЛГУ. 1978. 590 с.
- Brunhes B. Recherche sur la direction d'aimantation des roches volcaniques // J. Phys. 1906. V. 5. P. 705-724.
- David P. Sur la stabilit  de la direction d'aimantation dans quelques roches volcaniques // C. R. Acad. Sci. Paris. 1904. V. 138. P. 41-42.
- Graham J.W. The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks // J. Geophys. Res. 1949. V. 54. P. 131-167.
- Jacobs J.A. Reversals of the Earth's Magnetic field. Cambridge: Cambridge University Press. 1994. 346 p.
- Merill R., McElhinny M.W., McFadden P.L. The Magnetic-Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle. San Diego: Academic Press. 1998. 531 p.
- Nuxatci T., Uyeda S., Akimoto S. Self-reversal of thermoremanent magnetization of igneous rocks // J. Geomag. Geo-elect. 1951. V. 4. P. 22-3xГ
- Neel L. Propri t s magn tiques des ferrites: ferrimagn tisme et antiferromagn tisme // Ann. Phys. 1948. V. 3. P. 137-198 (имеется перевод: Л. Неель. Магнитные свойства ферритов, ферромагнетизм и антиферромагнетизм. Антиферромагнетизм. М. 1956. С. 56-84).
- Neel L. L'inversion de l'aimantation permanente des roches // Ann. Geophys. 1951. V. 7. P. 90-102.
- Oiima M., Funaki M. Hemoilmenite as a carrier of SRTRM in dacitic pumice from Akagi. Ontake and Sambre Volcanoes, Japan // Earth and Planetary Science Letters. 2003. V. 213. P. 311-320.
- Prevot M., Hoffman K.A., Gogutchachvili A. et al. The mechanism of self-reversal of thermoremanence in natural hemoilmenite crystals: new experimental data and model // Phys. Earth Planet. Int. 2001. V. 126. P. 75-92.
- Verhoogen J. Ionic ordering and self-reversal of magnetization in impure magnetites // J. Geophys. Res. 1956. V. 61. P. 201-210.
- Weiss P. L'hypoth se du champ mol culaire et la propri t  ferromagn tique // J. Phys. 1907. V. 6. P. 661-690.