

Загадки природных ферромагнетиков

В. И. Трухин, В. И. Максимочкин, Ю. А. Минина^а

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики Земли. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^а julia.minina@gmail.com

Статья поступила 25.02.2010, подписана в печать 12.03.2010

При палеомагнитных исследованиях было обнаружено, что природные ферромагнетики, входящие в состав изверженных горных пород, могут намагничиваться антипараллельно намагничивающему полю. Это явление называется самообращением намагниченности. В связи с этим возникает вопрос о реальности инверсий геомагнитного поля.

Рассматривается физика аномального поведения термонамагниченности природных ферромагнетиков. Еще раз экспериментально подтверждается факт образования термонамагниченности на природных ферритах против направления намагничивающего поля. Показано, что даже после размагничивания ферромагнетика переменным магнитным полем возможен значительный рост остаточной намагниченности при его нагреве в отсутствие магнитного поля.

Ключевые слова: палеомагнитные исследования, термонамагниченность, самообращение, аномальное поведение.

УДК: 537.6, 53.03. PACS: 91.25.-г, 91.25.F-, 91.25.Mf, 91.25.Ng.

Введение

Геомагнитное поле (ГМП) играет очень большую роль в существовании и эволюции нашей планеты [1, 2].

ГМП пронизывает всю Землю, океан и атмосферу, воздействует на живую и неживую природу, намагничивает горные породы. ГМП при взаимодействии в околоземном пространстве с солнечным ветром — потоком плазмы, движущимся в радиальном направлении от Солнца, образует магнитосферу [3]. Магнитосфера и радиационные пояса Земли, расположенные в верхней атмосфере, защищают поверхность Земли от сильного радиоактивного излучения солнечного ветра и космических лучей. Это естественно способствовало развитию первичных элементов жизни. Наличие силовых линий ГМП у поверхности Земли создавало необходимую для возникновения живых элементов анизотропию. Возможно, что ГМП оказало большое влияние не только на возникновение, но и на развитие жизни на Земле, так как со времени возникновения жизни она развивалась в ГМП под защитой магнитосферы.

Палеомагнитные исследования, начатые в середине 20 века, показали, что естественная остаточная намагниченность (ЕОН) древних горных пород может быть направлена как по направлению ГМП (прямая ЕОН), так и против (обратная ЕОН) [3].

Было предположено [3], что обратная ЕОН образовалась в ГМП, которое было приблизительно антипараллельно современному ГМП. Следовательно, ГМП время от времени изменяло свою полярность, происходили так называемые инверсии ГМП. По палеомагнитным данным за последние 400–600 млн лет произошло более 1000 инверсий, а продолжительность смены направления ГМП равна приблизительно 5000 лет. Во время смены полярности ГМП его напряженность могла быть близка к нулю, а магнитосфера могла быть частично или полностью разрушена. Возможно, что в отсутствие магнитосферы поверхность Земли

подвергалась сильному радиоактивному облучению, что отрицательно воздействовало на биосферу и жизнь на Земле.

Существование инверсий ГМП пока имеет только косвенное подтверждение — наличие обратной ЕОН горных пород. Более того, при лабораторных исследованиях ферритов и горных пород были обнаружены многочисленные случаи намагничивания образцов антипараллельно намагничивающему полю [4]. Это явление было названо самообращением намагниченности. Решение вопроса о механизме намагничивания обратной ЕОН имеет глобальное значение для понимания эволюции Земли и ГМП, так как обратная ЕОН горных пород может быть связана как с инверсиями ГМП, так и с явлением самообращения намагниченности.

1. Теория ферромагнетизма Л. Нееля

Ферромагнетики — магнитоупорядоченные вещества с двумя или более магнитными подрешетками. Наиболее распространенные в природе ферромагнетики, магнетит и титаномагнетит, а также гемойльменит, имеют, как правило, две магнитные подрешетки.

В двухподрешеточном (A и B) феррите имеются две спонтанные намагниченности I_{AS} и I_{BS} , направленные антипараллельно друг другу. Суммарная спонтанная намагниченность $I_S = I_{BS} - I_{AS}$ или $I_S = I_{AS} - I_{BS}$ [5].

На рис. 1 представлены основные типы зависимостей $I_S(T)$ ферромагнетиков, рассчитанные Л. Неелем [6]. Эти зависимости имеют очень сложный характер. Например, при росте T (зависимости типа M и P на рис. 1, 2, a) намагниченность $I_S(T)$ не уменьшается, как у ферромагнетиков, а растет. У зависимостей $I_S(T)$ на температурной оси могут быть точки компенсации T_k , когда при $T = T_k$ намагниченности подрешеток равны $I_{AS} = I_{BS}$, а $I_S(T_k) = 0$. Более того, при температурах выше или ниже T_k намагниченность I_S может быть направлена антипараллельно намагничивающему полю (зависимости типа V и N на рис. 2, b).

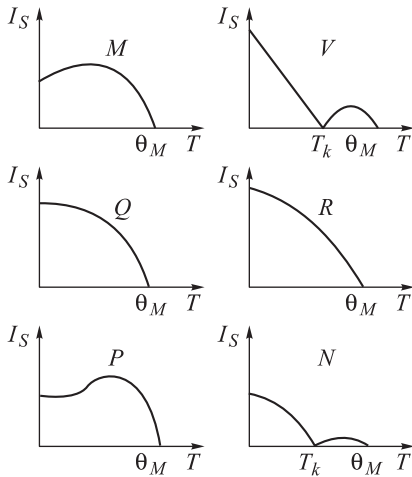


Рис. 1. Основные типы температурной зависимости спонтанной намагниченности ферритов [6]

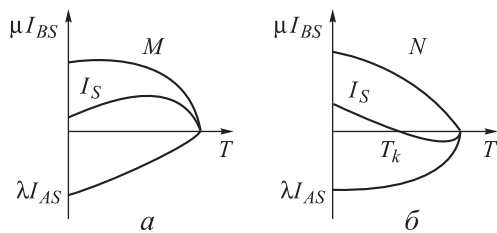


Рис. 2. Возможные зависимости $I_S(T)$ при различном температурном ходе I_{AS} и I_{BS} [4]

Фактически Л. Неель разделил по характеру зависимостей $I_S(T)$ ферриты на две группы [6]. В первой из них $I_S(T)$ имеет такую же зависимость от T (типы Q и R на рис. 1), как и зависимости $I_S(T)$ у ферромагнетиков. Ко второй группе относятся ферриты, имеющие зависимости $I_S(T)$ типа N и V . На ферритах второй группы может наблюдаться самообращение намагниченности. В монографии С.В. Вонсовского [16] обсуждаются и другие, достаточно сложные аномальные эффекты зависимостей $I_S(T)$ у ферримагнетиков.

Основные особенности самообращения наиболее полно, по нашему мнению, могут быть описаны с помощью механизма изменения знака $I_S(T) = I_{BS}(T) - I_{AS}(T)$ за счет различного температурного хода намагниченностей подрешеток A и B (зависимости $I_S(T)$ типа V и N).

Авторами работ [4, 7] было установлено, что наиболее вероятным механизмом самообращения намагниченности в природе является механизм N типа зависимости $I_S(T)$ (рис. 1, 2, б).

Рассмотрим в соответствии с [13], при каких условиях в двухподрешеточном ферримагнетике происходит изменение знака I_S при изменении T . Спонтанные намагниченности I_{AS} и I_{BS} подрешеток A и B можно выразить следующим образом [13]:

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

Суммарная намагниченность I_S есть разность намагниченностей подрешеток

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

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

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

Выражения в аргументах функций $B_J(\alpha)$

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

являются молекулярными полями, действующими внутри подрешеток A и B соответственно. Величины n , $n\lambda$, $n\beta$ — константы молекулярного поля, определяющего взаимодействие магнитных моментов между подрешетками и внутри подрешеток.

Аномальная зависимость $I_S(T)$ характеризуется сменой знака I_S при изменении T при $T = T_k$. Положим, что $\mu > \lambda$. В силу того что при $T \rightarrow 0$ К аргумент функции Бриллюэна $\alpha \gg 1$ и $B_J(\alpha) \approx 1$, согласно (1), имеют место соотношения

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

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

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

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

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

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

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

где $C = \frac{NJ(J+1)g^2\mu_B^2}{3k}$, а N — число Авогадро.

При $T = T_k$, где происходит смена знака I_S , имеет место равенство $I_{BS} - I_{AS} = 0$, которое с учетом (4) запишется так:

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

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

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

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

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

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

Из рассмотренной теории следует, что на кривых $I_S(T)$ N -типа должна быть точка компенсации. Однако экспериментально T_k будет наблюдаться только в случае однородного гомогенного ферримагнетика, обладающего одной точкой Кюри фазового перехода. В действительности ансамбль зерен ферримагнетиков в горной породе обладает размытым фазовым переходом $T_C \pm \Delta T_C$, что приводит к соответствующей размытости T_k , поэтому в достаточно сильных полях H кривая $I_S(T)$ не будет достигать нуля, а может наблюдаться только некоторое уменьшение I_S в области $T_k \pm \Delta T_k$ [17].

2. Косвенное обменное взаимодействие

Как известно, в подрешетках ферритов действует обменная энергия (молекулярные поля) E_A, E_B , которая упорядочивает магнитные моменты в подрешетках. Обменная энергия действует и между подрешетками E_{AB} . Между спинами соседних ионов металлов энергия E_{AB} отрицательна, и это приводит к антипараллельной ориентации спинов.

В ферримагнетиках ионы металлов (катионы) отделены в различной степени друг от друга отрицательно заряженными анионами (O^{2-}). Расстояние между ионами металлов обычно слишком велико для прямого обменного взаимодействия, которое обычно проявляется на расстоянии $\sim 10^{-8}$ см. Поэтому в веществах типа ферритов существенную роль в обменных взаимодействиях играют промежуточные анионы (сверхобмен, косвенный обмен).

Это приводит к тому, что в ферримагнетиках могут возникать очень сложные взаимодействия между ионами в подрешетках. В работе [10] выдвигается предположение, что величины обменных взаимодействий в подрешетках ферритов могут быть существенно различными. В связи с этим автор вводит понятие «слабоупорядоченной», или «слабой», магнитной подрешетки. По мнению автора, основываясь на понятии «слабой» подрешетки, можно объяснить аномальные зависимости $I_S(T)$ типа N, M, P по Неелю, в том числе наличие точки компенсации T_k , когда $I_{AS} = I_{BS}$, и другие аномальные зависимости $I_S(T)$ ферритов. Успешная интерпретация аномальных эффектов с использованием представлений о «слабой» магнитной подрешетке при исследовании ферритов проведена в работах [11, 12].

3. Диффузионная анизотропия

Изучаемые нами континентальные и подводные океанские горные породы содержат природные ферриты (магнетит, титаномагнетит) в виде мелких зерен, хаотически внедренных в базальтовую матрицу. Однако при исследовании магнитных свойств горных пород, содержащих природные ферриты, мы рассматриваем не отдельные частицы, рассеянные в базальтовом образце, а образец как единый массивный феррит.

Такая возможность объясняется тем, что базальты и содержащиеся в них частицы ферритов при своем естественном намагничивании подвергаются отжигу в геомагнитном поле. Известно [5], что при таком отжиге может появляться диффузионная одноосная магнитная анизотропия в ферримагнитных частицах.

Такая же анизотропия появляется и при лабораторном термонамагничивании образцов горных пород. Энергия одноосной анизотропии может значительно превосходить энергию кристаллографической анизотропии, и направление магнитного поля становится единственным направлением легкого намагничивания во всех ферримагнитных частицах. Это дает нам право рассматривать образец горной породы с частицами феррита как единый образец феррита.

Теория одноосной диффузионной анизотропии впервые создана Тикадзуми [13]. Свое развитие она получила в работе Нееля [14] и Танигучи и Ямамото [15].

4. Экспериментальные результаты

Для исследования аномальных свойств природных ферримагнетиков авторами был проведен ряд экспериментов на образцах подводных базальтов.

В работе [11] экспериментально обнаружены при лабораторном термонамагничивании и размагничивании образцов подводных океанских базальтов новые аномалии поведения ферримагнетиков, зацементированных в базальтах.

В частности, авторами был проведен такой эксперимент: на образце подводного базальта последовательно были созданы парциальные термоостаточные намагниченности (ПТОН), образованные в различных температурных интервалах. Затем образец охлаждался в отсутствие магнитного поля до температуры жидкого азота. После этого регистрировалось изменение намагниченности при нагреве образца до $T \approx 300^\circ C$ также в отсутствие магнитного поля (рис. 3). Из рисунка видно, что при увеличении T величины намагниченности всех ПТОН не уменьшаются, а растут. Их рост продолжается до температур, близких к $300^\circ C$.

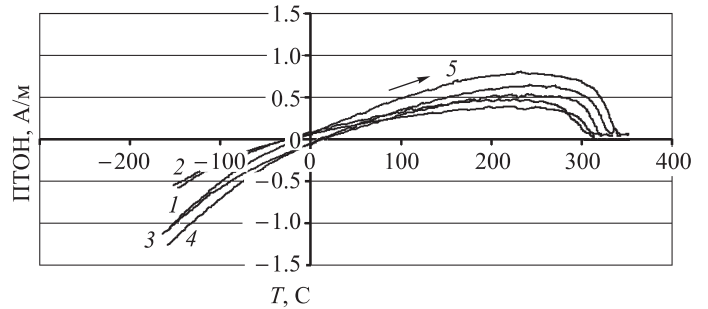


Рис. 3. Изменение ПТОН ($H = 0.1$ мТл), созданных в разных температурных интервалах, при нагреве образца 29/1(2) в отсутствие поля: $T = 300-275^\circ C$ (1), $310-300^\circ C$ (2), $320-310^\circ C$ (3), $330-320^\circ C$ (4), $340-330^\circ C$ (5)

Рост намагниченности при нагреве в отсутствие поля можно объяснить тем, что одна из подрешеток ферримагнетика, входящего в состав базальтового образца «слабая», она имеет существенно меньшую, чем другая подрешетка, обменную энергию, упорядочивающую магнитные моменты в подрешетке. При нагреве это упорядочивание разрушается, что приводит к росту суммарной спонтанной намагниченности образца за счет I_S «сильной» подрешетки. При температурах больше $270^\circ C$ разрушается магнитный порядок и у другой

подрешетки, что приводит к уменьшению суммарной намагниченности образца до нуля.

Такой же эффект роста намагниченности при увеличении T и $H = 0$ получен на том же образце, когда его ПТОН ($300-350^\circ\text{C}$) была перед нагревом размагничена переменным магнитным полем $H \approx 1000 \text{ Э}$ (0.1 мТл) (рис. 4).

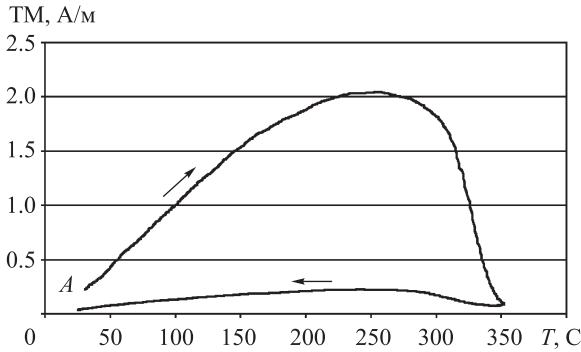


Рис. 4. Изменение намагниченности образца 29/1(2) из нулевого состояния A при нагреве и охлаждении в отсутствие поля. Нулевое состояние A было получено при размагничивании ПТОН ($350-300^\circ\text{C}$, 0.1 мТл) переменным магнитным полем $h \approx 0.1 \text{ Тл}$

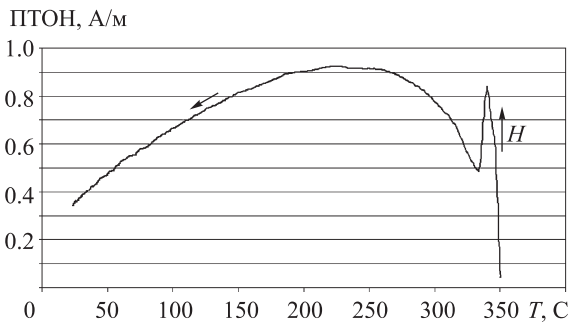


Рис. 5. Образование ПТОН на образце 29/1(2) в интервале $T = 350-340^\circ\text{C}$ в $H = 0.1 \text{ мТл}$ и в интервале $T = 340-20^\circ\text{C}$, $H = 0.11 \text{ мТл}$

В статье [11] приведены и другие anomальные эффекты поведения природных ферритов. На рис. 5 показан сложный характер образования ПТОН. На этом рисунке привлекает внимание резкий скачок намагниченности при $T = 350^\circ\text{C}$. Это, по-видимому, связано с тем, что при $T = 350^\circ\text{C}$ одна из подрешеток ферромагнетика полностью упорядочена, что и приводит к образованию большой по величине намагниченности по направлению H . Резкий спад намагниченности обусловлен отключением магнитного поля. Далее изменение намагниченности от $T = 325^\circ\text{C}$ до 20°C происходит по M -типу изменения $I_S(T)$ по Неелю (рис. 1).

Сложное изменение зависимостей спонтанных намагниченностей $I_{AS}(T)$ и $I_{BS}(T)$ приводит к сложной конструкции образовавшейся при изменении T термонамагниченности. На это указывает весьма необычная кривая размагничивания ПТОН в переменном магнитном поле h (рис. 6).

В работе [9] anomальные зависимости I_n от температуры были получены при исследовании образца переходного базальта (рис. 7).

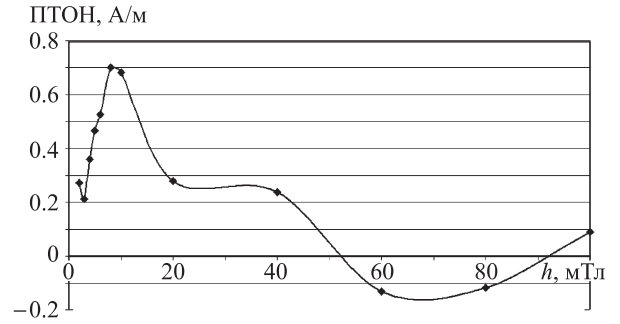


Рис. 6. Размагничивание ПТОН ($T = 325-300^\circ\text{C}$, $H = 0.1 \text{ мТл}$) образца 16/30 переменным полем

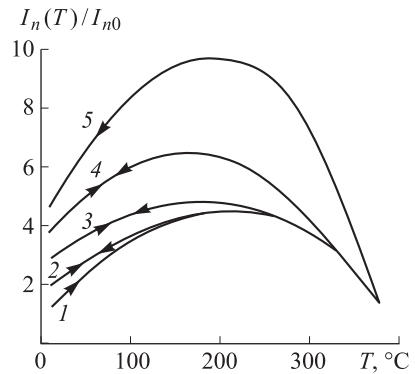


Рис. 7. Циклическое размагничивание I_n образца переходного базальта [9]

Заключение

Приведенные в настоящей статье данные о различных anomальных процессах намагничивания ферритов позволяют высказать следующее предположение: направление термонамагниченности образцов горной породы, имеющих свойства ферритов, не всегда отражает направление намагничивающего поля. Требуется как минимум дополнительные серьезные физические исследования свойств термонамагниченности конкретного феррита, чтобы определить, соответствует ли направление $ТН$ или $ЕОН$ направлению магнитного или геомагнитного поля, в котором эти намагниченности были созданы.

В связи с наблюдаемыми anomальными случаями намагничивания ферритов давно стоящий вопрос: инверсия или самообращение намагниченности лежит в основе механизма $ЕОН$? значительно усложняется. Приведенные выше данные о случаях anomального намагничивания ферритов позволяют сделать вывод, что вопрос о механизме обратной $ЕОН$ можно решить только путем детального исследования ферромагнитных минералов, входящих в состав древних горных пород, и в каждом конкретном случае следует доказывать, что магнитные свойства ферромагнетиков в составе породы аналогичны свойствам ферромагнетиков, т. е. имеют температурные зависимости $I_S(T)$ типа Q или R по Неелю.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-05-00623).

Список литературы

1. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М., 1986.
2. Трухин В.И., Куницын В.Е., Показеев К.В. Общая и экологическая геофизика. М., 2005.
3. Merrill P.T., McElhinny M.W., McFadden P.I. The Magnetic field of the Earth. Academic Press, 1998.
4. Трухин В.И., Безаева Н.С. // УФН. 2006. **176**. С. 507.
5. Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород. М., 1973.
6. Neel L. // Ann. Phys. 1948. **3**. P. 137.
7. Трухин В.И., Жилыева В.А., Курочкина Е.С. // Физика Земли. 2004. № 6. С. 42.
8. Васильев А.Н., Трухин В.И. Обращения намагниченности в природе // Природа. 2004. № 4. С. 17.
9. Трухин В.И., Сафрошкин В.Ю., Горшков А.Г. // Физика Земли. 1992. № 9. С. 92.
10. Белов К.П. // УФН. 1996. **166**, № 6. P. 669.
11. Трухин В.И., Максимочкин В.И., Минина Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 3. С. 103.
12. Трухин В.И., Максимочкин В.И., Елесин Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 1. С. 51.
13. Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1950. **5**. P. 327.
14. Neel L. // Compt. Rendus. 1953. **237**. P. 1468.
15. Toniguchi S., Yamamoto Y. // Sci. Rep. Tohoku Univ. 1954. **A6**. P. 330.
16. Вонсовский С.В. Магнетизм. М., 1971.
17. Трухин В.И., Жилыева В.А., Томилин Е.Ф., Конюлов А.Н. // Физика Земли. 1997. № 2. С. 52.

Puzzles of natural ferrimagnetics

V. I. Trukhin, V. I. Maksimochkin, Yu. A. Minina^a

Department of Physics of the Earth, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^ajulia.minina@gmail.com.

When paleomagnetic studies have found that natural Ferrimagnets constituent of igneous rocks can be magnetized antiparallel to the magnetizing field. This phenomenon is called self-reversal of magnetization. In this connection the question arises about the reality of reversals of the geomagnetic field.

The physics of the anomalous behavior termomagnetization natural ferrimagnetics is considered. Again, experimentally confirmed the fact of education termomagnetization on natural ferrites against the direction of the magnetizing field. It is shown that even after degaussing ferrimagnet alternating magnetic field can significantly increase the residual magnetization when it is heated in the absence of a magnetic field.

Keywords: paleomagnetic studies, termomagnetization, self-reversal, abnormal behavior.

PACS: 91.25.-r, 91.25.F-, 91.25.Mf, 91.25.Ng.

Received 25 February 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2010).

Сведения об авторах

1. Трухин Владимир Ильич — докт. физ.-мат. наук, профессор, декан факультета; тел.: (495) 939-16-82, e-mail: dean@phys.msu.su.
2. Максимочкин Валерий Иванович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-48-81, e-mail: maxvi@phys.msu.ru.
3. Минина Юлия Андреевна — мл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-48-81, e-mail: julia.minina@gmail.com.