

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Самообращение намагниченности природных
и синтезированных ферримагнетиков

В.И. Трухин, Н.С. Безаева

По современным представлениям обратная намагниченность горных пород образуется в результате переполюсовок (инверсий) магнитного поля Земли. Однако иногда при лабораторных исследованиях горные породы намагничиваются антипараллельно приложенному полю. Это явление получило название самообращения намагниченности. Самообращение встречается также и при намагничивании синтезированных ферримагнетиков. В связи с этим возникла проблема определения природы обратной намагниченности горных пород. В представленном обзоре исследований самообращения намагниченности горных пород особое внимание уделяется физическим механизмам самообращения. Обсуждаются как собственные результаты авторов экспериментального и теоретического изучения самообращения, так и результаты, полученные в рамках разработанной ими модели явления на основе физического механизма самообращения N-типа Нееля. Проведено сравнение результатов численного моделирования с результатами эксперимента.

PACS numbers: 75.50.Gg, 75.60.Jk, 91.25.-r, 91.25.Mf

Содержание

1. Введение (507).
2. Основные свойства геомагнитного поля и связанные с ними геофизические явления (508).
 - 2.1. Современная модель и структура геомагнитного поля.
 - 2.2. Происхождение геомагнитного поля.
 - 2.3. Палеомагнитная модель геомагнитного поля.
 - 2.4. Основы концепции неомобилизма.
3. Самообращение намагниченности ферримагнетиков (512).
 - 3.1. Физика процессов самообращения.
 - 3.2. Ферримагнитная минералогия.
 - 3.3. Самообращение намагниченности гемоильменитов.
 - 3.4. Самообращение намагниченности титаномагнетитов.
 - 3.5. Самообращение намагниченности других минералов.
 - 3.6. Особенности эффекта самообращения.
4. Возможные физические механизмы экспериментально установленных случаев самообращения и модель явления (520).
 - 4.1. Механизмы самообращения намагниченности природных и синтезированных ферримагнетиков.
 - 4.2. Механизм самообращения намагниченности N-типа Нееля.
 - 4.3. Компьютерная модель явления самообращения намагниченности, основанная на физическом механизме N-типа Нееля.
5. Самообращение намагниченности и инверсии геомагнитного поля. Экологические проблемы инверсий геомагнитного поля (532).

6. Заключение (533).

Список литературы (534).

1. Введение

Данный обзор посвящен необычному физическому явлению — намагничиванию ферримагнитных веществ антипараллельно намагничивающему полю. Это явление называется самообращением намагниченности. Самообращение, как правило, наблюдается в ферримагнитных материалах (см. разделы 2.3 и 3) в относительно слабых магнитных полях [1, 2].

В связи с тем, что магнитное поле Земли имеет небольшую напряженность ($H_{ГМ} \approx 0,5$ Гс [3]), чаще всего, как это следует из анализа литературы, самообращение наблюдалось на ферримагнитных минералах горных пород. Вопрос о самообращении естественной остаточной намагниченности (natural remanent magnetization, NRM) I_n горных пород имеет глобальное и фундаментальное для геофизики значение, так как NRM горных пород содержит основную информацию, которая позволяет судить о величине и направлении древнего геомагнитного поля (ГМП), а тем самым об эволюции ГМП, которая неразрывно связана с эволюцией нашей магнитной планеты [4].

Все тела как макромасштаба, так и микромасштаба в той или иной степени обладают магнитными свойствами. В микромире носителями магнетизма являются атомы и ядра, в которых электроны и нуклоны обладают элементарными магнитными моментами. Именно взаимодействие элементарных магнитных моментов на микроуровне в основном определяют магнитные свойства макрообъектов. В планетарных масштабах все

В.И. Трухин, Н.С. Безаева. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (495) 939-31-60, 939-48-81. Факс (495) 932-88-20
E-mail: trukhin@phys.msu.ru, n_bezaeva@mail.ru

Статья поступила 10 августа 2005 г.,
после доработки 9 сентября 2005 г.

космические объекты, включая Солнце, Луну, звезды и все планеты Солнечной системы (кроме Плутона, данных о магнитном поле которого пока нет) обладают магнитными полями. Существует межпланетное магнитное поле, и даже межзвездное пространство характеризуется галактическим магнитным полем [3].

На Земле имеется собственное магнитное поле. Геомагнитное поле пронизывает всю Землю, океан и атмосферу, воздействует на живую и неживую природу. Геомагнитное поле намагничивает все горные породы, причем особенно эффективно во время их образования, когда создаются чрезвычайно благоприятные условия для резкого возрастания магнитной восприимчивости пород. Силовые линии и напряженность ГМП непрерывно изменяются. Изменения (вариации) ГМП имеют периоды как в несколько сотен и тысяч лет, так и от нескольких месяцев до нескольких долей секунд [5]. Кроме того, имеется тенденция смещения силовых линий ГМП на запад со скоростью $0,2^\circ$ в год (западный дрейф). Длиннопериодные вариации (период T от 60 до 1800 и более лет) называются "вековыми", короткопериодные ($T < 1$ года) вариации очень различны как по периодам, так и по своей природе. По современным представлениям [3] источники вековых вариаций находятся в ядре Земли, источники короткопериодных — в верхних слоях атмосферы, ионосфере и магнитосфере. Интенсивность короткопериодных вариаций зависит от активности солнечно-земных взаимодействий. Наиболее интенсивные геомагнитные сигналы называются суббуриями и бурями. Солнечно-земные взаимодействия являются также причиной полярных сияний.

В магнитосфере на высотах от двух до шести земных радиусов существуют радиационные пояса, удерживающие заряженные частицы с высокой энергией. Вполне возможно, что отсутствие этих своеобразных магнитных ловушек (при $H_{ГМ} = 0$) привело бы к тому, что частицы с высокой энергией достигали бы поверхности Земли и оказывали бы существенное влияние на ее биосферу [6].

Таким образом, ГМП имеет глобальное экологическое значение не только потому, что воздействует на биосферу и ноосферу Земли, но и благодаря тому, что является еще и барьером на пути проникновения высокоэнергетических космических частиц к поверхности Земли.

В результате проведенных в начале XX в. геомагнитных исследований (см. раздел 2) установлено, что горные породы различного геологического возраста имеют NRM, ориентированную как по направлению, так и против направления современного ГМП [4]. Это дало возможность предположить, что в прошлые геологические эпохи ГМП неоднократно меняло свою полярность, происходили инверсии ГМП, во время которых напряженность ГМП приближалась к нулю. Тем самым был открыт вопрос о влиянии инверсий на эволюцию ГМП и Земли в прошлом и будущем. Однако вопрос об инверсиях ГМП не является до конца решенным. Как отмечалось выше, существуют физические механизмы самообращения (инверсий) самой NRM горных пород, — в частности, так называемое самообращение намагниченности ферромагнитных минералов, которые в основном определяют магнетизм горных пород.

Поставленным во введении очень важным вопросам, которые имеют чисто физический интерес и несомненное

глобальное геофизическое значение, и посвящен данный обзор.

2. Основные свойства геомагнитного поля и связанные с ними геофизические явления

2.1. Современная модель и структура геомагнитного поля

Рассмотрим основные свойства ГМП вблизи поверхности Земли. Согласно общей теории геомагнетизма Гаусса [7] магнитный потенциал ГМП можно представить в виде бесконечного ряда сферических гармонических функций:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} (g_n^m \cos m \lambda + h_n^m \sin m \lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (2.1)$$

где R — радиус Земли, r — расстояние от центра Земли до точки наблюдения с географическими координатами $(\theta, \lambda, \theta = \pi/2 - \varphi)$, $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные функции Лежандра, g_n^m, h_n^m — постоянные коэффициенты Гаусса. Составляющие (элементы) геомагнитного поля находятся дифференцированием по соответствующим направлениям:

$$\begin{aligned} X &= -\frac{\partial U}{r \partial \theta} \text{ (северное)}, \\ Y &= -\frac{\partial U}{r \sin \theta \partial \lambda} \text{ (восточное)}, \\ Z &= -\frac{\partial U}{\partial r} \text{ (вертикальное)}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

В связи с непрерывными изменениями ГМП Международная ассоциация геомагнетизма и аэронавтики каждые пять лет утверждает необходимый ограниченный набор коэффициентов Гаусса, которые с наибольшей точностью определяют современное ГМП, измеряемое в геомагнитных обсерваториях и со спутников. В настоящее время в модели ГМП число членов в ряде (2.1) ограничивается значением $n = 10$, что дает 120 коэффициентов Гаусса [5]:

$$U = \sum_{n=1}^{10} \sum_{m=0}^n \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} (g_n^m \cos m \lambda + h_n^m \sin m \lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (2.3)$$

Эта модель называется International Geomagnetic Reference Field. Модель Гаусса дает, в принципе, возможность анализировать структуру геомагнитного поля, которое в основном состоит из главного геомагнитного поля (дипольная плюс недипольная части), аномального, создаваемого намагниченными горными породами, и внешнего магнитных полей.

Однако уравнение (2.3) описывает только главное геомагнитное поле (ГГМП) и позволяет выделить в нем только дипольную ($n = 1, m = 0, 1$) и недипольную (при n от 2 до 10 и m от 0 до n) части. Аномальное поле составляет около 3% ГМП, а внешнее — много менее 1%.

Дипольная часть составляет более 90% всего ГМП, поэтому в первом приближении ГМП считается полем центрального диполя, наклоненного к оси вращения Земли на $10-12^\circ$. Аномальная часть ГМП легко опреде-

ляется, если из измеренного в данной точке с координатами (φ, λ) поля вычтуть главное ГМП, задаваемое уравнением (2.3).

2.2. Происхождение геомагнитного поля

Основой современной теории генерации главного ГМП являются уравнения магнитной гидродинамики и идея динамо-эффекта, впервые высказанная в работе [8]. Предполагается, что за счет движений в жидком электропроводящем ядре Земли, в частности за счет отставания при вращении Земли верхних слоев ядра от мантии Земли, на что указывает западный дрейф ГМП, возможна регенерация ГМП из первоначального очень слабого магнитного поля и генерация всех вековых вариаций [5].

Уравнения Максвелла дают возможность записать уравнение для индукции магнитного поля \mathbf{B} в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (\mu\sigma)^{-1} \nabla^2 \mathbf{B} + \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (2.4)$$

где $(\mu\sigma)^{-1}$ — магнитная вязкость. Скорость движения \mathbf{v} определяется из уравнения движения единицы объема жидкости Навье–Стокса:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{v} - 2[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}] + \frac{1}{\mu\rho} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}], \quad (2.5)$$

где

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \text{grad } \mathbf{v},$$

ρ — плотность, p — давление, \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, ν — кинематическая вязкость, $2[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}]$ — сила Кориолиса, $1/(\mu\rho)[\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}]$ — сила электромагнитного взаимодействия.

К уравнениям (2.4), (2.5) следует добавить уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.6)$$

которое при $\rho = \text{const}$ выглядит как

$$\text{div } \mathbf{v} = 0. \quad (2.7)$$

Простейший начальный подход к проблеме генерации ГМП заключается в построении кинематических моделей динамо, в которых скорость жидкости считается заданной, а определяется только \mathbf{B} из (2.5). Первые модели динамо появились в 1958 г. [6]. Построены модели однородного динамо [6], турбулентного динамо [6] и т.д. Суть проблемы заключается в том, что необходимо найти схему преобразования и усиления изначально очень слабого магнитного поля до уровня наблюдаемого на поверхности Земли современного полоидального поля. Для этого в теориях кинематического динамо используются так называемые ω -эффект и α -эффект. В результате ω -эффекта из первоначально очень слабого полоидального поля вследствие вращения слоев жидкого ядра относительно мантии Земли генерируется достаточно сильное (100–300 Гс в ядре Земли) тороидальное поле. Затем в результате α -эффекта из тороидального генерируется полоидальное (30–40 Гс в ядре Земли, 0,5 Гс на поверхности Земли) поле. Генерация

полоидального поля из тороидального происходит в результате конвекции в ядре. Динамика ядра определяется силами Лоренца и Кориолиса. Модели динамо, в которых используются оба эффекта, называются моделями $\alpha\omega$ -динамо [9]. В принципе, тороидальное поле может образовываться из полоидального по α -механизму. Такие динамо называются α^2 -динамо [9].

Используемые сейчас модели гидромагнитного динамо являются кинематическими. Совершенно неизвестными остаются динамика и энергетика ядра. Поэтому пока не существует теории происхождения магнитного поля Земли, достаточно удовлетворительно описывающей наблюдаемые особенности ГМП.

Более естественным и правдоподобным механизмом генерации ГМП является механизм, обусловленный тороидальными токами, текущими в ядре Земли. Если учесть, что магнитный диполь Земли ориентирован с севера на юг, то тороидальный ток должен быть направлен на запад, т.е. именно в направлении западного дрейфа ГМП. Такую точку зрения считает более правильной один из авторов данного обзора.

2.3. Палеомагнитная модель геомагнитного поля

Измерения ГМП проводятся последние 400 лет. Полученных данных явно недостаточно для изучения вековых вариаций с периодами 600, 900, 1800 и более лет, а тем более для познания эволюции ГМП, которое существует около четырех миллиардов лет. В связи с этим в середине 1950-х годов был разработан так называемый палеомагнитный (ПМ) метод исследования древнего ГМП, основанный на измерениях естественной остаточной намагниченности изверженных и осадочных горных пород соответствующего геологического возраста [4].

Намагниченность \mathbf{I} горных пород состоит из двух компонент [10]:

$$\mathbf{I} = \chi_0 \mathbf{H}_{\text{ГМ}} + \mathbf{I}_{\text{NRM}}, \quad (2.8)$$

где χ_0 — начальная магнитная восприимчивость ферритной фракции горной породы, \mathbf{I}_{NRM} (или \mathbf{I}_n) — измеряемая при $H = 0$ естественная остаточная намагниченность, $\chi_0 \mathbf{H}_{\text{ГМ}}$ — обратимая, индуцированная ГМП намагниченность, которая равна нулю при $H_{\text{ГМ}} = 0$.

Естественная остаточная намагниченность изверженных горных пород образуется при охлаждении в ГМП ферромагнитных минералов после их кристаллизации из магмы до температуры земной поверхности. Процесс намагничивания ферромагнетика (по определению ферромагнетик — это вещество, состоящее из двух или более нескомпенсированных магнитных подрешеток), происходящий при его охлаждении от $T = T_C$ (T_C — точка Кюри) до температуры земной поверхности, называется термонамагничиванием, а намагниченность I_T , полученная в результате этого процесса, — термонамагниченностью (thermomagnetization, TM), при $H = 0$ — термоостаточной намагниченностью (thermoremanent magnetization, TRM) $I_{\text{Т}}$. Этот процесс легко воспроизводится в лаборатории. При термонамагничивании в поле H возникают TM и TRM, величины которых на порядок и более превышают изотермическую остаточную намагниченность (isothermal remanent magnetization, IRM), которая образуется при намагничивании в H при $T = \text{const}$.

Естественная остаточная намагниченность может возникнуть и в результате химических превращений

(химическая остаточная намагниченность, chemical remanent magnetization, CRM), воздействия повышенных давлений (пьеостаточная намагниченность) и других процессов, однако наиболее распространенной NRM изверженных горных пород является TRM [11]. С течением времени изверженные горные породы разрушаются, измельчаются (вплоть до наночастиц). Частицы пород водными потоками могут быть перенесены к различным водоемам (озерам, морям). Попадая в водоем, мелкие намагниченные ферримагнитные частицы при осаждении на дно ориентируются по направлению ГМП. Смешиваясь с частицами другого состава, они образуют осадки, а впоследствии — осадочные горные породы. Таким образом, возникает так называемая ориентационная намагниченность осадочных горных пород, которая так же, как и TRM изверженных горных пород, содержит палеомагнитную информацию.

Понятно, что на основе ПМ-данных описать древнее ГМП с такой же точностью, с какой описывается современное ГМП, невозможно. Поэтому при палеомагнитных исследованиях применяется самая простая модель ГМП — поле центрального, направленного по оси вращения Земли диполя. В этой модели используется только один коэффициент Гаусса [5]:

$$g_1^0 = \frac{M}{R^3}, \quad (2.9)$$

где M — магнитный момент земного диполя. В палеомагнитном методе предполагается, что вектор NRM горной породы определенного геологического возраста в среднем отражает направление вектора древнего ГМП, в котором намагничивалась порода. При таком предположении, измеряя составляющие вектора NRM в достаточном для статистики числе образцов, можно определить склонение $D_{др}$ и наклонение $J_{др}$ намагниченности NRM, а тем самым и древнего ГМП (рис. 1а).

В палеомагнитной модели элементы ГМП равны:

$$X = \frac{M}{R^3} \cos \varphi_{др}, \quad Y = 0, \quad Z = \frac{2M}{R^3} \sin \varphi_{др}, \quad (2.10)$$

где $\varphi_{др}$ — древняя, соответствующая моменту действия древнего ГМП географическая широта точки отбора образцов. Из уравнения (2.10) можно получить формулу для определения $\varphi_{др}$:

$$\tan J_{др} = \frac{Z}{X} = 2 \tan \varphi_{др}, \quad \varphi_{др} = \arctan(0,5 \tan J_{др}). \quad (2.11)$$

Древняя широта $\varphi_{др}$ часто не совпадает с современной широтой φ отбора образцов (рис. 1б), что может быть связано как с изменением положения ПМ-полюса, так и с тектоническим перемещением блока земной коры, в котором находится точка отбора образцов. Действительно, полученные во многих работах кривые миграции палеомагнитного полюса оказались разными для разных континентов (рис. 2). Это первый фундаментальный результат ПМ-исследований.

Однако в модели палеомагнитного поля заложена жесткая связь ПМ-полюса с географическим. Поэтому из данных о движении ПМ-полюса можно сделать вывод о том, что положение географического полюса также существенно (более чем на 90°) изменялось в последние 400–600 млн лет. Современные астрономо-геофизиче-

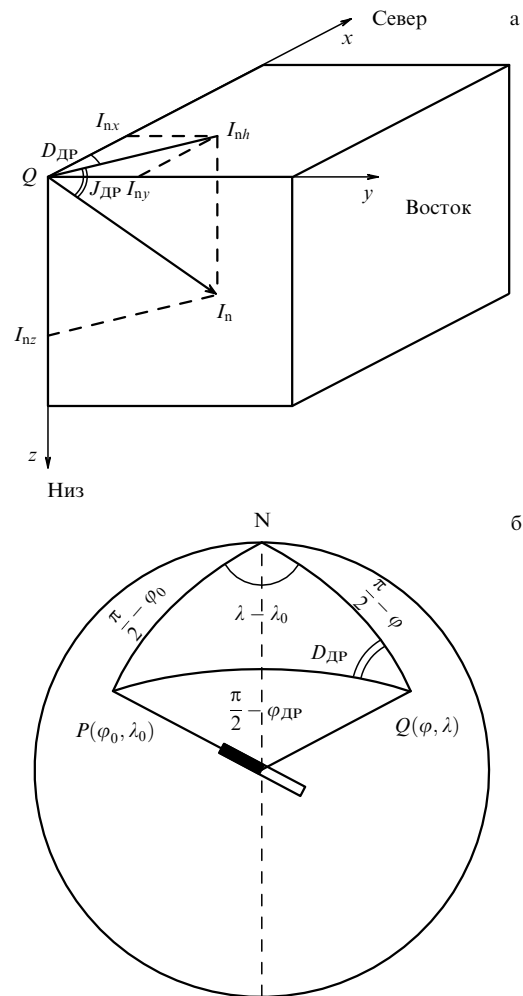


Рис. 1. (а) Компоненты естественной остаточной намагниченности горной породы в некоторой точке поверхности Земли $Q(\varphi, \lambda)$, где φ — широта, λ — долгота. Вектор естественной остаточной намагниченности I_n показывает направление силовых линий древнего геомагнитного поля в точке Q . Углы $D_{др}$ и $J_{др}$, определенные по направлению I_n , соответствуют склонению и наклонению древнего ГМП. (б) Модель центрального осесимметричного геомагнитного диполя, используемая в палеомагнитном методе. N — северный географический полюс, $Q(\varphi, \lambda)$ — точка отбора образцов для ПМ-исследований, φ — широта, λ — долгота. Точка $P(\varphi_0, \lambda_0)$ — ПМ-полюс, φ_0, λ_0 — его современные географические координаты. $D_{др}$ — склонение древнего ГМП, определяемое по направлению NRM пород.

ские данные не допускают такого большого отклонения географического полюса. Поэтому общепринятая сейчас интерпретация кривых миграции ПМ-полюсов основывается на предположении о том, что географический и геомагнитный полюсы оставались неподвижными, а перемещались связанные с ними блоки земной коры (континенты, литосферные плиты и т.п.). Последнее объясняет несовпадение современной и древней широт отбора палеомагнитных образцов [5].

Второй фундаментальный результат ПМ-исследования состоит в том, что во всех типах древних горных пород возрастом 400–600 млн лет обнаружено чередование слоев пород с обратной и прямой по отношению к ориентации современного геомагнитного поля NRM.

Обратной (отрицательной) намагниченностью в Северном полушарии Земли называется намагничен-

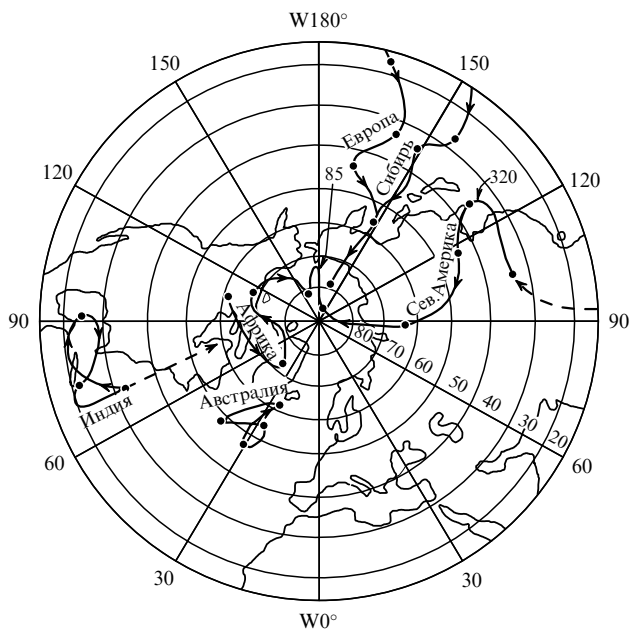


Рис. 2. Кривые миграции палеомагнитных полюсов, полученные на основе измерений NRM горных пород разных континентов.

ность, направленная в верхнее от поверхности Земли полупространство, в Южном полушарии, соответственно, — в нижнее полупространство.

При палеомагнитных исследованиях производится статистическая обработка данных о направлении векторов NRM и расчет современных координат виртуального геомагнитного полюса (Virtual Geomagnetic Pole, VGP) (см. рис. 2) по формулам [3]:

$$\begin{aligned} \sin \varphi_0 &= \sin \varphi \sin \varphi_{др} + \cos \varphi \cos \varphi_{др} \cos D_{др}, \\ \sin(\lambda - \lambda_0) &= \frac{\sin D_{др}}{\cos \varphi_0} \cos \varphi_{др}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

где φ_0 и λ_0 — современные широта и долгота VGP, $\varphi_{др}$ — древняя широта (см. (2.11)), $D_{др}$ — древнее склонение, соответствующее склонению вектора древней NRM.

Рассчитанные по формулам (2.12) координаты древних одновозрастных VGP, полученные разными исследователями, обрабатываются статистически, в результате чего определяются современные координаты VGP определенного геологического возраста. Как правило, положение обратного VGP на 180° , с точностью до нескольких градусов, отличается от положения прямого VGP аналогичного возраста. Таким образом, инверсии ГМП происходят вдоль изменяющей свое положение геомагнитной оси.

Как правило, в исследованной части слоя обратно намагниченных горных пород практически все образцы являлись обратно намагниченными. Прямо и обратно намагниченные слои горных пород на континентах чередовались вдоль вертикали, направленной к поверхности Земли. В породах океанского дна чередование прямо и обратно намагниченных горных пород происходило по горизонтали, по обе стороны от срединных океанских хребтов. При исследовании ПМ-образцов изверженных и осадочных горных пород одного возрастного интервала, отобранных на различных континентах и дне Мирового океана, было обнаружено аналогичное

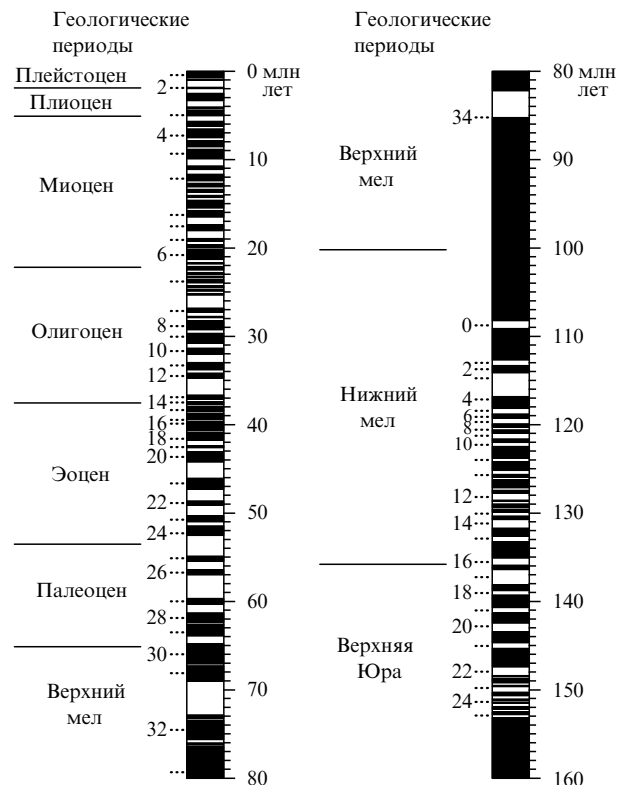


Рис. 3. Магнитохронологическая шкала, используемая для определения возраста линейных океанских аномалий. Слева от шкалы — номера аномалий, справа — возраст в млн лет. Темные участки шкалы соответствуют прямой намагниченности, светлые — обратной.

чередование слоев с прямой и обратной NRM. Например, наблюдается одинаковое число смен знака NRM в одновозрастных лавах Калифорнии и пелагических осадках Тихого океана. Во многих случаях зафиксировано одинаковое направление NRM на контактах лав и осадочных горных пород. Все это дало возможность обоснованно предположить, что обратная намагниченность горных пород образовалась в ГМП с обратным относительно современного направлением, т.е. по крайней мере в последние 400–600 млн лет, время от времени происходили переполюсовки (инверсии) ГМП; за указанный период их насчитывается более тысячи. Длительность инверсии составляет от 2000 до 6000 лет. На основе датирования возраста инверсий радиоактивными методами составлена мировая магнитохронологическая шкала инверсий для континентов и океанов (рис. 3). Необходимо обратить внимание на то, что в случае смещения ПМ-полюса на 180° при инверсиях ГМП вопрос о жесткой связи ПМ-полюса с географическим, как это делается при смещении ПМ-полюса на $\sim 90^\circ$, палеомагнитологами не рассматривается. Таким образом, при интерпретации инверсий предполагается, что ПМ-полюсы перемещаются на 180° относительно неподвижных географических полюсов, что противоречит ПМ-модели [5].

Авторы настоящего обзора, как и большинство ученых-геофизиков, не возражают против ПМ-интерпретации смен направлений NRM горных пород как инверсий ГМП. Однако следует обратить внимание на то, что существует и другой механизм образования намагничен-

ности, антипараллельной намагничивающему полю, обусловленный специфическими свойствами ферромагнетиков, каковыми и являются ферромагнитные минералы, определяющие магнетизм горных пород.

2.4. Основы концепции неомобилизма

Результаты ПМ-исследований вызвали всплеск новых идей в геофизике и геологии, основанных на неомобилизме. В геофизике уже давно существуют два принципиально различных подхода к рассмотрению эволюции нашей планеты: фиксизм (стабильное развитие) и мобилизм [5]. Согласно мобилистской концепции тектоники литосферных плит вся литосфера Земли состоит из 10–12 крупных плит, которые перемещаются относительно друг друга со скоростью 1–10 см в год. При масштабном раздвижении литосферных плит возникают океаны, при сжатии — горные массивы. Мобилизм как антитеза фиксизму возник в 1915 г. после выхода в свет книги немецкого геофизика Альфреда Вегенера *Происхождение материков и океанов* [12]. Основываясь на сходстве (зеркальной симметрии) очертаний противоположных берегов Атлантического океана и привлекая к рассмотрению другие, известные в то время геофизические материалы (гипсометрическую карту Земли, теорию изостазии, данные о скоростях сейсмических волн под континентами и океанами), Вегенер предположил, что современная структура материков является следствием раскола древнего праматерика Пангеи и раздвижения его частей под действием силы вращения Земли. При раздвижении обломков Пангеи (современных материков) между ними образовались Атлантический, Индийский и другие океаны.

Основополагающие идеи концепции тектоники плит в применении ко дну океана сформулированы в статьях [13, 14]. Суть идей состоит в том, что на осях подводных срединно-океанских хребтов в результате магмоизвержений происходит образование новой океанской коры, которая симметрично растекается в стороны. Предполагается, что причиной этого растекания является тепловая конвекция в мантии. Существенным дополнением к этим идеям явилась опубликованная в 1963 г. гипотеза [15], связавшая образование в центрах срединных хребтов новых горных пород и их движение в стороны от хребтов с инверсиями ГМП. Согласно выдвинутой гипотезе наличие по обе стороны срединных океанских хребтов симметричных спектров линейных знакопеременных магнитных аномалий — это следствие расширения (спрединга) океанского дна и изменений полярности ГМП.

Не все геологи и геофизики поддерживают концепцию тектоники плит. По мнению несторонников концепции, существует ряд вопросов, на которые нельзя ответить исходя из концепции тектоники плит. Один из крупнейших геофизиков XX в. В.А. Магницкий еще в 1960 г. писал: "Можно уверенно говорить, что земная кора выделилась из оболочки в процессе развития Земли, поэтому из установленного наблюдениями равенства тепловых потоков на континентах и океанах следует вывод, что не существовало крупных горизонтальных перемещений (порядка тысяч км) больших блоков земной коры, как то предполагает гипотеза мобилизма... Следовательно, континенты и океаны в общем возникли примерно на тех местах, где они сейчас и расположены".

Как следует из вышеизложенного, фактически все основные концепции современной геофизики: концепция тектоники плит, инверсии ГМП и многое другое, прямо или косвенно связаны или даже основаны на ПМ-исследованиях и, прежде всего, на магнитохронологической шкале инверсий ГМП. Поэтому большое значение приобретает правильная интерпретация ПМ-данных. Помимо упомянутых сложностей с интерпретацией движения ПМ-полусов и обратной NRM существуют также проблемы, связанные с другими особенностями ПМ-метода [5]. Во-первых, измеряется не само древнее ГМП, а NRM древних горных пород. Во-вторых, ферромагнитные минералы не всегда намагничиваются точно по направлению ГМП вследствие анизотропии и зависимости внутренней энергии ферромагнетиков от внешних термодинамических условий. Существует также процесс так называемого "магнитного старения" — изменения магнитных свойств ферромагнитных минералов со временем. Ферромагнитные минералы горных пород с течением времени эволюционируют: окисляются, распадаются и испытывают другие химические изменения и превращения [10, 11]. В результате всех этих природных процессов к первичной NRM, которую горная порода приобретает во время своего формирования, могут добавляться еще и вторичные, например, вязкая, химическая, пьезоостаточная и другие виды намагниченности. Следовательно, к существенным погрешностям ПМ-измерений может приводить и длительное нахождение изначально намагниченных горных пород в течение многих тысяч и миллионов лет под действием ГМП и изменяющихся термодинамических условий.

И наконец, как отмечалось во введении, по крайней мере какая-то часть обратно намагниченных пород может образоваться за счет самопроизвольных переполусовок NRM ферромагнитных минералов, т.е. в результате процессов самообращения намагниченности.

Итак, существуют две возможности образования обратной NRM: в результате инверсий ГМП и в результате процессов самообращения намагниченности. Экспериментально изучать инверсии ГМП мы никогда не сможем, так как их продолжительность составляет несколько тысяч лет. Однако, исследуя процессы самообращения NRM ферромагнитных минералов, физические механизмы этих процессов, можно оценить вероятность протекания этих процессов в природе, а тем самым и вероятность существования и количество инверсий ГМП. Именно поэтому в разделе 3 мы представляем читателю обзор литературы по проблемам самообращения намагниченности.

3. Самообращение намагниченности ферромагнетиков

Естественная остаточная намагниченность, направление которой приблизительно антипараллельно направлению современного ГМП (именуемая далее "обратная NRM"), была впервые обнаружена в изверженных горных породах в начале XX в. [16, 17]. Позже обратная NRM многократно наблюдалась в разных изверженных и осадочных горных породах. Существование в природе обратной NRM позволило предположить, что в прошлые геологические эпохи ГМП многократно меняло полярность. И согласно современным представлениям обратная NRM горных пород рассматривается как

образовавшаяся в ГМП с полярностью, противоположной современной.

Первая грубая хронологическая шкала инверсий ГМП была предложена в 1929 г. М. Матуймой [18] после изучения им более 100 потоков лав Японии и Маньчжурии (историческая область Китая). Впоследствии на основании палеомагнитных данных с разных континентов эта шкала уточнялась. Однако в то время гипотеза инверсий еще не являлась общепринятой.

В 1949 г. Ж.В. Грэхэм [19] впервые поставил вопрос о возможном существовании физических или химических механизмов приобретения горными породами обратной NRM, альтернативных инверсиям ГМП. Грэхэм изучил слой осадочных горных пород одного возраста и нашел в нем участки как с прямой NRM, так и с обратной NRM. Одинаковый возраст всех изученных им осадков позволил выдвинуть предположение о том, что обратная NRM не могла образоваться в обратном ГМП, т.е. в результате инверсии ГМП. Иначе, весь слой был бы намагничен антипараллельно направлению современного ГМП.

Грэхэм написал известному теоретику Л. Неелю в Гренобль, задав в письме вопрос о том, могут ли теоретически существовать процессы, приводящие к намагничиванию магнетиков горной породы антипараллельно намагничивающему полю. Вплоть до 1951 г. вопрос о существовании альтернативных инверсиям физических или химических механизмов приобретения горными породами обратной NRM оставался открытым. А в 1951 г. Л. Неель опубликовал знаменитую работу [20], в которой впервые предложил четыре физических механизма приобретения горными породами обратной NRM. Эта работа является базовой для изучающих самообращение намагниченности горных пород: на ее выводах основаны рассуждения многих исследователей вплоть до наших дней. Работа [20] позднее была дополнена публикацией [21].

3.1. Физика процессов самообращения

Сначала кратко изложим физическую суть самообращения. Энергия магнитного момента \mathbf{M} во внешнем магнитном поле \mathbf{H} равна

$$E_H = -\mathbf{M}\mathbf{H} = -MH \cos \varphi, \quad (3.1)$$

где φ — угол между векторами \mathbf{M} и \mathbf{H} . Энергия E_H будет наименьшей при $\varphi = 0$, поэтому в поле \mathbf{H} момент \mathbf{M} ориентируется в направлении \mathbf{H} .

Однако при термонамагничивании некоторых природных ферримагнетиков обнаружены случаи антипараллельной полю \mathbf{H} ориентации суммарной термонамагниченности I_T (и термоостаточной намагниченности I_{TR}). Эффект самообращения намагниченности обусловлен особыми свойствами самого ферримагнетика.

При ориентации намагниченности по полю (см. (3.1)) возникает термодинамически равновесное магнитное состояние ферримагнитного образца. Соответственно образование в образце антипараллельной полю \mathbf{H} (обратной) намагниченности следует рассматривать как возникновение неравновесного магнитного состояния ("замороженная" обратная TRM).

Такое состояние вследствие сложного строения ферримагнетика может достигаться в процессе его термонамагничивания [22]. Спонтанный магнитный момент \mathbf{M}_S двухподрешеточного ферримагнетика по своей при-

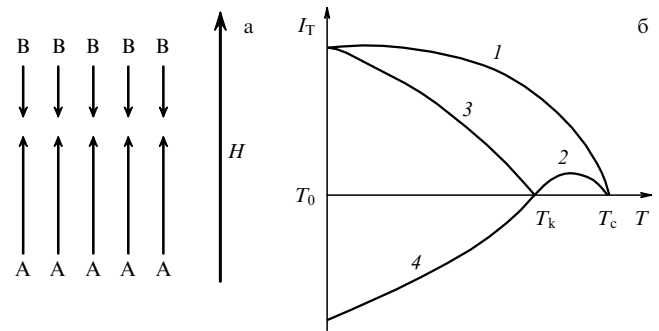


Рис. 4. (а) Схема расположения атомных магнитных моментов в подрешетках А и В ферримагнетика. (б) Схема процесса термонамагничивания: 1 — зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика без точки компенсации T_K в интервале температур (T_C, T_0) ; 2 — зависимость $I_T(T)$ ферримагнетика с точкой компенсации T_K 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 $H < H_C$.

роде изначально состоит из двух антипараллельно направленных, не равных по величине моментов \mathbf{M}_{SA} и \mathbf{M}_{SB} магнитных подрешеток А и В:

$$\mathbf{M}_S = \mathbf{M}_{SA} + \mathbf{M}_{SB}. \quad (3.2)$$

Поэтому, если $M_{SA} > M_{SB}$, то при ориентации суммарной \mathbf{M}_S по направлению \mathbf{H} значительная часть атомных магнитных моментов (рис. 4а), сумма которых равна \mathbf{M}_{SB} , будет ориентирована антипараллельно \mathbf{H} . Рассмотрим схему процесса термонамагничивания (рис. 4б). Возникшая при температуре, близкой к 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 напряженности H (рис. 4б, кривая 1). При полной ориентации всех магнитных моментов доменов по полю насыщения H_S величина $I_T = I_S$. При отключении H остается термоостаточная намагниченность. 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 ферримагнитных подрешетках А и В 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, причем настолько существенно, что при некоторой температуре компенсации T_K в доменах ферримагнетика возникает ситуация, когда $M_{SA} = M_{SB}$ и $M_S = 0$. При температурах больших T_K и меньших T_K суммарный момент каждого домена M_S будет иметь различную ориентацию в связи с тем, что

$M_{SB} < M_{SA}$ при $T > T_K$ и $M_{SB} > M_{SA}$ при $T < T_K$. Это относится и к спонтанной намагниченности I_S всего ферромагнитного образца. Возможность существования ферромагнетиков, у которых величина $I_S(T_K) = 0$ при определенной температуре $T = T_K$ (кривые N-типа в классификации Нееля), была теоретически установлена в работе [22]. Эта работа подробно рассмотрена ниже в этом разделе.

При термонамагничивании такого ферромагнетика в интервале температур $T_K < T < T_C$ будет возникать намагниченность I_T , ориентированная по направлению \mathbf{H} , которая по мере охлаждения при температурах начиная от T_C сначала будет увеличиваться, затем при приближении температуры к T_K — уменьшаться в связи с уменьшением I_S ферромагнетика, достигая при $T = T_K$ значения $I_T = 0$ (рис. 4б, кривая 2). При дальнейшем охлаждении при $T < T_K$ могут встретиться два случая поведения I_T , которые определяются величиной I_S доменов и соотношением величин коэрцитивной силы H_C и внешнего поля H .

Если при $T < T_K$ поле $H > H_C$, то при дальнейшем охлаждении в этих условиях намагниченность будет вновь увеличиваться по направлению \mathbf{H} (рис. 4б, кривая 3), так как магнитной энергии $I_S H V$, где V — объем домена, будет достаточно для разворота доменов по направлению \mathbf{H} . В случае $H < H_C$ разворот доменов ввиду малости энергии $I_S H V$ окажется невозможным и I_T будет увеличиваться при $T < T_K$ в антипараллельном по отношению к \mathbf{H} направлении за счет роста I_S , направленной по I_{SB} (рис. 4б, кривая 4).

Рассмотренный процесс (рис. 4б, кривые 2–4) является процессом самообращения термонамагниченности в ферромагнетиках, имеющих кривые $I_S(T)$ типа N по Неелю [22]. Образовавшаяся термоостаточная намагниченность будет находиться в неравновесном состоянии и удерживаться локальными энергетическими барьерами ферромагнетика.

Аналогичное изменение направления I_S на 180° в доменах может произойти и за счет диффузии магнитных ионов между подрешетками. Поэтому возможно самообращение намагниченности также в результате химических процессов в ферромагнитных минералах [23].

Рассмотрим кратко теорию ферромагнетизма Л. Нееля [22] и кривые температурной зависимости спонтанной намагниченности N-типа, о которых шла речь выше и которые получаются на основании этой теории. Следует отметить, что в 1970 г. Л. Неель был удостоен Нобелевской премии по физике [24] "за фундаментальную работу и открытия, касающиеся антиферромагнетизма и ферромагнетизма, которые повлекли за собой важные приложения в области физики твердого тела". В 1948 г. Л. Неель создал теорию коллинеарного ферромагнетизма [22], в которой впервые ввел понятия ферромагнетизма как одного из типов магнитного упорядочения в природе и ферромагнетика как вещества, обладающего двумя нескомпенсированными магнитными подрешетками. Согласно этой теории, по аналогии с теорией молекулярного (среднего) поля Вейсса [25] для ферромагнетика, любое взаимодействие магнитного иона подрешетки А ферромагнетика с ближайшими соседями из подрешеток А и В можно заменить действием на этот ион некоторого "среднего" поля; то же самое относится и к любому магнитному иону из подрешетки В.

Полные молекулярные поля, действующие на атомы подрешеток А и В, записываются в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{MA} &= n\alpha \mathbf{I}_{SA} - n\mathbf{I}_{SB}, \\ \mathbf{H}_{MB} &= n\beta \mathbf{I}_{SB} - n\mathbf{I}_{SA}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $n, n\alpha, n\beta$ — константы молекулярного поля, которые определяют взаимодействие магнитных моментов внутри подрешеток и между подрешетками (ниже всюду мы будем использовать константы молекулярного поля в единицах n , т.е. α и β).

Согласно [22] рассмотрим кристаллическую решетку ферромагнетика, состоящую из двух неэквивалентных магнитных подрешеток А и В. Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA}, I_{SB} подрешеток А и В соответственно получаются при решении следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} I_{SA} &= \lambda I_{S0} B_J \left(\frac{Jg\mu_B n(\alpha I_{SA} - I_{SB})}{kT} \right), \\ I_{SB} &= \mu I_{S0} B_J \left(\frac{Jg\mu_B n(\beta I_{SB} - I_{SA})}{kT} \right), \end{aligned} \quad (3.4)$$

где λ, μ — доли магнитных ионов в подрешетках А и В соответственно ($\lambda + \mu = 1$), $\lambda I_{S0}, \mu I_{S0}$ — спонтанные намагниченности подрешеток А, В при $T = 0$ К, B_J — функция Бриллюэна,

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth \left(\frac{(2J+1)x}{2J} \right) - \frac{1}{2J} \coth \frac{x}{2J},$$

J — внутреннее квантовое число полного момента, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора, k — константа Больцмана.

Каждое из уравнений (3.4) есть уравнение состояния ферромагнетика 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:

$$\mathbf{I}_S(T) = \mathbf{I}_{SA}(T) + \mathbf{I}_{SB}(T). \quad (3.5)$$

Варьируя в уравнениях (3.4) α и β при фиксированных значениях λ, μ (положим $\lambda = 1/3, \mu = 2/3$) и остальных параметров, Л. Неель получил 6 разных типов температурных зависимостей спонтанных намагниченностей (рис. 5). Среди них два типа (Q, R) соответствуют аналогичным зависимостям ферромагнетика, два других типа (M, P) характеризуются небольшим спадом I_S при понижении T . Зависимость I_S ферромагнетика от T , приводящая к появлению точки компенсации T_K , при которой $I_S = 0$, называется по Неелю зависимостью N-типа (рис. 5б). 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 зависимости N-типа.

Смена знака I_S и соответственно TRM и CRM, как уже упоминалось выше, может происходить в относительно слабых магнитных полях в результате как различного температурного хода спонтанных намагниченностей отдельных подрешеток ферромагнетика, так и диффузии магнитных ионов или точечных дефектов между

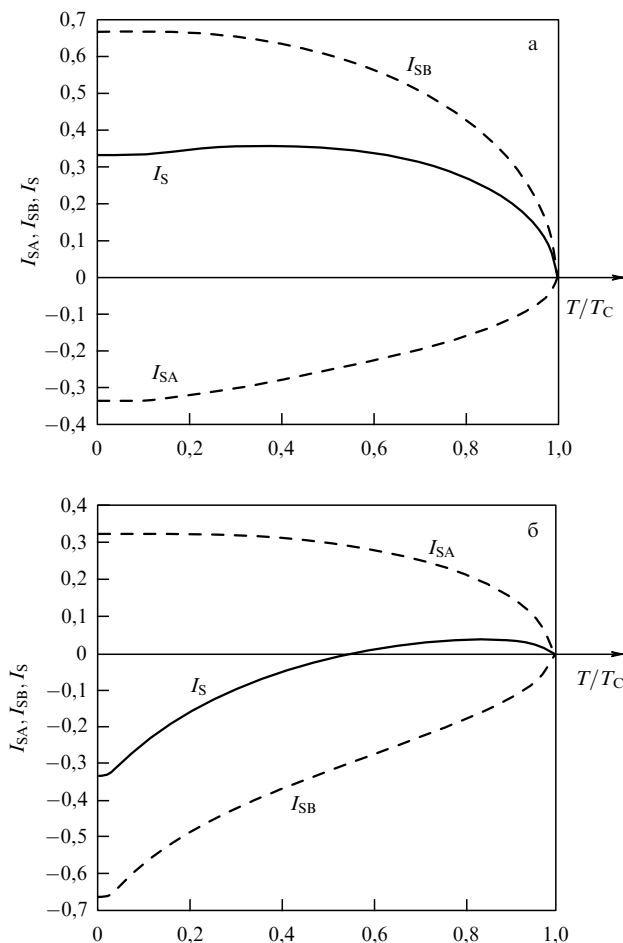


Рис. 5. (а) Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA} , I_{SB} ферримагнитных подрешеток А, В и суммарной спонтанной намагниченности I_S ферримагнетика типа Р по Неелю ($\alpha = 1$; $\beta = -0,6$; $\lambda = 1/3$; $\mu = 2/3$). (б) Температурные зависимости спонтанных намагниченностей I_{SA} , I_{SB} ферримагнитных подрешеток А, В и суммарной спонтанной намагниченности I_S ферримагнетика типа N по Неелю ($\alpha = 1,26$; $\beta = -0,39$; $\lambda = 1/3$; $\mu = 2/3$).

подрешетками, происходящей с течением времени. В обоих случаях (N, V) рассматривается самообращение, связанное с единственной минеральной фазой, а потому речь идет об однофазном физическом механизме, который далее мы будем называть механизмом N-типа Нееля или просто механизмом N-типа.

Существуют и другие представления о механизмах самообращения намагниченности в ферримагнитных минералах горных пород [4, 11]. Еще в 1954 г. было показано [26], что самообращение намагниченности возможно за счет магнитостатического взаимодействия между двумя соприкасающимися образцами двух минералов. Предполагается, что магнитостатическое взаимодействие возможно и в природных мелких ферримагнитных зернах, имеющих двухфазное состояние [11]. В этой же работе рассматривается возможность самообращения двухфазных минералов вследствие обменного взаимодействия между различными фазами.

Как следует из вышесказанного, все физические механизмы самообращения намагниченности ферримагнетиков можно принципиально разделить на однофазные и многофазные (как правило двухфазные). В двух-

фазных механизмах самообращение обусловлено взаимодействием минеральных фаз между собой.

Теоретических работ по самообращению очень мало, а базовыми являются только работы Л. Нееля [20–22]. Как упоминалось выше, в работе 1951 года [20] Неель применил теорию коллинеарного ферримагнетизма к горным породам и предложил все четыре вышеупомянутых механизма самообращения намагниченности. Следует обратить внимание на то, что в двухфазных минералогических системах, согласно Неелю, при самообращении намагниченности горных пород в результате взаимодействия двух фаз магнитостатическое взаимодействие имеет место во всем объеме взаимодействующих фаз, а обменное — только на границе фаз.

Однофазные механизмы самообращения мы уже обсудили, рассмотрим теперь более подробно двухфазные механизмы [20, 27]. Положим, что фазы А и В характеризуются разными точками Кюри T_{CA} , T_{CB} и $T_{CA} > T_{CB}$. Тогда намагниченность двухкомпонентной системы можно записать в виде

$$I(T) = C_A I_A(T) + C_B I_B(T), \quad (3.6)$$

где C_A , C_B — объемные концентрации фаз А и В соответственно.

В процессе возникновения полной TRM в слабом поле H при $T_{CA} > T_{bA} > T_{CB}$ наведенную полем намагниченность можно выразить как

$$I(T) = C_A I_A(T) = C_A \lambda_A(T_{bA}) I_{SA}(T) H, \quad (3.7)$$

где $\lambda_A(T)$ — коэффициент пропорциональности, T_{bA} — температура блокирования фазы А. Если при температуре T_{bA} и ниже $I_A(T)$ полностью блокирована, то взаимодействие фаз А и В в вышеуказанном температурном диапазоне будет оказывать влияние только на $I_B(T)$.

С учетом взаимодействия между фазами намагниченность при $T < T_{bA}$ можно записать следующим образом:

$$I(T) = C_A \lambda_A(T_{bA}) I_{SA}(T) H + C_B \lambda_B(T_{bB}) I_{SB}(T) [H - NI_A(T)], \quad (3.8)$$

где $[H - NI_A(T)]$ — эффективное поле для В, T_{bB} — температура блокирования фазы В. Размагничивающий фактор N зависит от геометрии фаз и природы их взаимодействия. При значении $N > 0$ взаимодействие отрицательно и условие обращения $I_B(T)$ имеет вид

$$\frac{H}{I_A(T)} = \frac{1}{C_A \lambda_A(T_{bA}) I_{SA}(T)} < N, \quad (3.9)$$

а условие обращения намагниченности всей системы (3.6) выражается как

$$\frac{1}{C_A \lambda_A(T_{bA}) I_{SA}(T)} + \frac{1}{C_B \lambda_B(T_{bB}) I_{SB}(T)} < N. \quad (3.10)$$

Следует заметить, что магнитостатическое взаимодействие в двухкомпонентной модели не всегда является отрицательным.

В случае же самообращения намагниченности в результате обменного взаимодействия Вейсса–Гейзенберга на границе фаз необходима согласованность кристаллических решеток обеих компонент, а величина обменного поля, вызывающего самообращение, может

достигать порядка величины молекулярного поля (однокомпонентной модели Нееля).

3.2. Ферримагнитная минералогия

Прежде чем приступить к обзору литературы по вопросу самообращения намагниченности природных и синтезированных ферримагнетиков, которое наблюдается в лаборатории на образцах горных пород, важно обратить внимание на их химический состав. Поэтому остановимся более подробно на магнитной минералогии горных пород [10, 27].

Минералы, входящие в состав горных пород, могут быть диа- и парамагнитными либо ферро-, ферри- и антиферромагнитными. Кварц и полевой шпат — диамагнитные минералы; оливины, пироксены, биотиты — парамагнетики. Ферримагнетизм горных пород связан с присутствующими в них различными минералами группы окислов, содержащими в виде основных компонентов Fe^{2+} , Fe^{3+} (например магнетит, гематит, ильменит и др.) и обладающими ферримагнитным и антиферромагнитным упорядочением, а ферромагнетизм — с самородным железом.

Ряд окислов образует серии твердых растворов. Наиболее распространены в горных породах серии твердых растворов магнетит–ульвошпинель (титаномагнетиты) и гематит–ильменит (гемойльмениты), гидроокислы железа. Все остальные вместе взятые магнитоупорядоченные минералы встречаются гораздо реже, чем феррошпинели, сульфиды, самородное железо и др. Соответственно их вклад в магнитные характеристики горных пород очень мал. Рассмотрим кратко основные характеристики носителей намагниченности в горных породах.

3.2.1. Феррошпинели и титаномагнетиты. Большая группа минералов кубической сингонии имеет структуру минерала шпинели $MgOAl_2O_3$. Элементарная ячейка феррошпинели представляет собой куб, состоящий из 32 анионов кислорода, между которыми имеются 64 тетраэдрических (А) и 32 октаэдрических (В) промежутка, частично заполненных катионами Fe^{2+} , Mg^{2+} , Mn^{2+} , Zn^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+} , Fe^{3+} , Al^{3+} , Cr^{3+} , Mn^{3+} , Ti^{4+} , Mn^{4+} . Общая формула феррошпинели — $M_x^{2+} Fe_{1-x}^{3+} [M_{1-x}^{2+} Fe_x^{3+}] O_4$ (в скобках указаны ионы, занимающие октаэдрические позиции, M — атом металла). В случае титаномагнетитов $2Fe^{2+}$ замещены $Fe^{2+} + Ti^{4+}$.

Титаномагнетит является твердым раствором магнетита (Fe_3O_4) и ульвошпинели (Fe_2TiO_4). Феррошпинели часто встречаются в магматических и метаморфических породах. Титаномагнетит встречается в подавляющем большинстве континентальных и океанских магматических пород, которые местами образуют крупные скопления. Эти породы имеют большое практическое значение. Химическая формула титаномагнетита как твердого раствора магнетита и ульвошпинели записывается так: $xFe_3O_4(1-x)Fe_2TiO_4$.

Впервые титаномагнетиты (от магнетита до ульвошпинели) были синтезированы японскими учеными Акимото, Кацурой и Иосидой [28]. Как высокотемпературные образования титаномагнетиты наиболее распространены в магматических породах, и их состав в таких породах обычно изменяется от $Fe_{2,2}Ti_{0,8}O_4$ до $Fe_{2,3}Ti_{0,2}O_4$, не считая примесей (Баддингтон, Линдсли [29]).

Кроме титана в титаномагнетитах часто присутствуют магний, марганец, кальций, алюминий, хром, ванадий и др., суммарное содержание которых в эффузивах обычно не превышает 10 %.

Титаномагнетит метастабилен и сохраняется в породах лишь при быстром охлаждении. Начиная примерно со значений температур 300–400 °С титаномагнетит на воздухе окисляется — разрушается с образованием агрегата магнетита или близкого ему по составу титаномагнетита с прорастаниями обычно по направлению (111) гемойльменита, который в дальнейшем окисляется до минералов серии псевдобрукита ($Fe_2TiO_5 - FeTi_2O_5$), рутила (TiO_2); при температурах ниже 300–400 °С титаномагнетит может окисляться (окисление обычно происходит в присутствии воды), сохраняя однофазное состояние, образуя дефектные метастабильные титаномагнетиты — титаномаггемиты; дефектность вызвана вакансиями, возникающими в процессе окисления $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$ (см., например, [30]). Процесс однофазного окисления титаномагнетита наблюдается практически на всех подводных океанских базальтах. В ходе низкотемпературного окисления с образованием титаномаггемита сохраняется постоянное отношение содержания железа к содержанию титана, $Fe/Ti \geq 2$, но изменяется Fe^{3+}/Fe^{2+} . Вакантная структура титаномаггемита неустойчива, поэтому титаномаггемиты при нагреве легко разрушаются с образованием агрегата магнетита или близкого к магнетиту титаномагнетита с прорастаниями гемойльменита, чаще близкого по составу к ильмениту.

Величина магнитного момента титаномагнетита зависит от соотношения Fe^{2+} и Fe^{3+} , т.е. степени окисления. В процессе окисления ионы Fe^{2+} занимают октаэдрические позиции (до окисления они находились в октаэдрических и в тетраэдрических позициях), в результате возрастает нескомпенсированная часть магнитного момента подрешетки В. Этот факт, а также увеличение степени упорядоченности структуры и уменьшение размеров элементарной ячейки титаномагнетита ведут к возрастанию I_S и T_C . Появление вакансий при образовании титаномаггемита, наоборот, приводит к уменьшению I_S . Коэрцитивная сила при окислении титаномагнетита имеет тенденцию к увеличению вследствие разрушения гомогенного зерна и появления макроструктуры, внутренних напряжений, дислокаций.

Судя по результатам термообработки, во всех изверженных породах содержится только одна первичная магнитная фаза — преимущественно титаномагнетит. Многофазные варианты в большинстве случаев связаны не с различием процессов генерации магнитных минералов, а с их окислением, распадом и соответственно неполной гомогенизацией при термообработке.

3.2.2. Твердые растворы гемойльменитов. Гематит $\alpha-Fe_2O_3$ — один из конечных компонентов раствора $xFeTiO_3(1-x)Fe_2O_3$ [31] — широко распространен в природе и является скошенным антиферромагнетиком, обладающим очень малой I_S . Точка Кюри гематита $T_C \approx 700$ °С. Температура Нееля чистого ильменита ($FeTiO_3$), другого конечного компонента раствора, приблизительно равна 68 К, а гематита — 948 К. Точка плавления гематита лежит в интервале температур 1700–1800 °С, а точка плавления ильменита 1470 °С.

Минералы гемойльменитовой серии, представляющие собой твердые растворы гематита и ильменита,

обладают ромбоэдральной структурой с параметрами решетки, соответствующими химическому составу $x\text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ и находящимися в диапазоне между $a = 5,42 \text{ \AA}$ для гематита и $a = 5,54 \text{ \AA}$ для ильменита [32]; соответственно точки Кюри серии в зависимости от состава лежат между температурами Кюри гематита и ильменита. Минералы ильменито-гематитовой серии при $1 > x \geq 0,45$ являются ферримангнетиками, а при $0,5 > x \geq 0$ — антиферромагнетиками с наложенным слабым ферромагнетизмом. Образцы твердых растворов, соответствующих области слабого ферромагнетизма, обладают по сравнению с ферримангнитными разновидностями высокой коэрцитивной силой и малой остаточной намагниченностью.

Твердые растворы, проявляющие ферримангнетизм при комнатной температуре и поэтому обуславливающие магнитные свойства горных пород, ограничены узким интервалом составов, $0,45 \leq x < 0,8$. Часть твердых растворов, входящих в эту область, обладает способностью приобретать обратную (самообращенную) термоостаточную намагниченность. Уеда [31] определил этот интервал составов: $0,45 < x < 0,6$. Образцы с $0,45 \leq x \leq 0,5$ непосредственно после синтеза при $T = 1200^\circ\text{C}$ и последующего охлаждения показали только прямую термоостаточную намагниченность и лишь после повторной термообработки (медленное охлаждение от $T = 1000^\circ\text{C}$) намагнитились в обратном направлении.

Способность гемоильменитов при приближении их состава к границе между областями ферримангнитных и антиферромагнитных составов приобретать обратную намагниченность является отличительной чертой гемоильменитов.

3.3. Самообращение намагниченности гемоильменитов

В 1951 г., после выхода в свет работы Л. Нееля [20], Т. Нагата с соавторами [33, 34] обнаружили в лаборатории самообращение термоостаточной намагниченности в изверженных горных породах (дацитах) горы Харуна, содержащих гемоильмениты. Традиционно полагают, что это первое документальное свидетельство самообращения намагниченности горных пород, поэтому работы Нагаты с соавторами 1951 года [33, 34], наравне с работой Л. Нееля того же года [20], также являются ключевыми для изучающих самообращение. Позднее был даже введен специальный термин: самообращение намагниченности "Харуна-типа". Однако Е. Кнеллер в книге *Ферромагнетизм* [35] указывает, что самообращение остаточной намагниченности образца карбонильного железа наблюдалось уже в 1922 г. В последующие годы, самообращение намагниченности образцов горы Харуна было многократно воспроизведено разными исследователями [36–38].

С тех пор, как в 1951 г. было заявлено о существовании физических механизмов образования обратной NRM, т.е. механизмов самообращения намагниченности горных пород, и самообращение намагниченности было экспериментально получено в лаборатории, встал вопрос о физическом механизме образования обратной NRM в каждом конкретном случае ее обнаружения в природе: образование в ГМП обратного направления или в результате действия одного из механизмов самообращения? Поэтому при обнаружении обратной NRM в последующих работах предпри-

нимались попытки выяснить конкретную причину ее образования.

В 1951 г., после выхода в свет работ Л. Нееля и Т. Нагаты с соавторами, А. Рош [39] изучил 35 лав гор области Овернь (Франция) и обнаружил, что часть изученных им образцов обладает обратной NRM. Изначально Рош допускал, что обратная NRM могла образоваться в результате как инверсий ГМП, так и самообращения намагниченности. В 1953 г. [40] он провел ряд дополнительных экспериментов на образцах с обратной NRM с целью выявления причины ее образования. Эксперименты по терморазмагничиванию, размагничиванию в переменном поле h (50 Гц) и термонамагничиванию в ГМП не выявили у изученных образцов свойств самообращения, поэтому Рош счел маловероятным образование обратной намагниченности в результате самообращения. Следует отметить, что для выявления свойств самообращения вышеупомянутые эксперименты не всегда являются достаточными и часто требуются более детальные экспериментальные исследования (см. раздел 4.2).

В то же самое время Т. Нагатой был поставлен вопрос о физике явления самообращения, т.е. об определении конкретного физического механизма, ответственного за самообращение намагниченности изученных им образцов дацитовых пемз горы Харуна. В последующие годы Нагата продолжил изучение самообращения на образцах горы Харуна [27, 41–45]. Он выдвинул также гипотезу о физическом механизме самообращения намагниченности гемоильменитов дацитовых пемз, которая впоследствии уточнялась и конкретизировалась другими исследователями (см. раздел 4). Но, как упоминалось в разделе 3.2, ферримангнитные минералы горных пород имеют очень сложный состав и, как правило, содержат несколько минералов или минеральных фаз, и поэтому единого мнения о механизме самообращения исторических лав горы Харуна нет и по сей день.

Вывод С. Уеды [31] о том, что только гемоильменит $x\text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ с молекулярной фракцией ильменита при $0,45 \leq x \leq 0,6$ может быть носителем обратной термоостаточной намагниченности (TRM), т.е. обладать свойствами самообращения, был подкреплен многочисленными экспериментами разных исследователей [31, 38]. В 1958 г. при исследовании образцов дацитовых пемз горы Харуна, содержащих гемоильмениты с $x \approx 0,5$, С. Уеда снова получил самообращение. Позднее, в 1962–1963 гг., И. Ишикава и И. Сионо [46, 47] исследовали эффект самообращения на синтезированных гемоильменитах (также с $x \approx 0,5$). Они же выдвинули первую феноменологическую модель самообращения намагниченности (см. раздел 4). В 1965 г. Г.Н. Петрова и др. [48] наблюдали самообращение на гемоильменитах Камчатского полуострова. Как видно из вышеперечисленного и как будет показано ниже в этом разделе (см. также разделы 3.4, 3.5), самообращение намагниченности природных и синтезированных гемоильменитов определенного состава было получено многократно в разных точках мира, например, на синтезированных ильменит-гематитовых оксидах [49], синтезированных гемоильменитах [50] и т.п.

В 1984–1985 гг. В.И. Трухин и др. [51] впервые получили самообращение на образцах из кимберлитовых алмазоносных трубок и образцах траппов Якутии. В кимберлитах свойством самообращения обладали пикро-

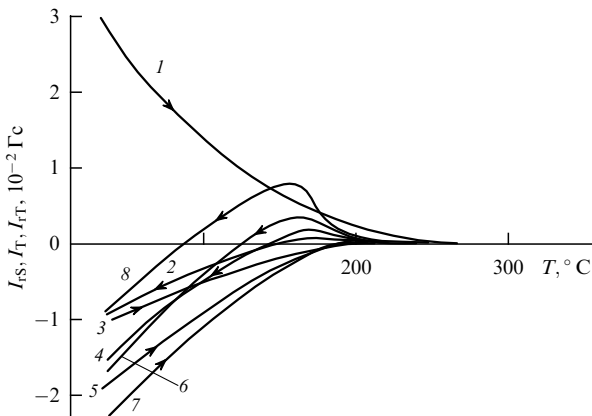


Рис. 6. Кривые температурной зависимости остаточной намагниченности насыщения $I_S(T)$, термонамагниченности $I_T(T)$ и термоостаточной намагниченности $I_{TT}(T)$ образца синтезированного гемейльменита $x\text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ с долей молекулярной фракции ильменита $x=0,55$: 1 — кривая $I_S(T)$ (нагрев в $H=0$ до $T=425^\circ\text{C}$); 2 — кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=2,5$ Гс); 3 — кривая $I_T(T)$ (нагрев в $H=0$ до $T=425^\circ\text{C}$); 4 — кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=10$ Гс); 5 — кривая $I_T(T)$ (нагрев в $H=0$ до $T=380^\circ\text{C}$); 6 — кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=25$ Гс); 7 — кривая $I_T(T)$ (нагрев в $H=0$ до $T=390^\circ\text{C}$); 8 — кривая $I_T(T)$ (охлаждение в $H=50$ Гс) [1].

ильмениты, которые являются аналогами гемоильменитов. В 1997 г. В.И. Трухин и др. [1] наблюдали самообращение на синтезированных гемоильменитах разного состава (рис. 6). Как видно из рис. 6, точки компенсации находились в интервале температур 80–200 °С, концентрация ильменита x изменялась от 0,55 до 0,62.

Отметим отдельно два других случая самообращения на гемоильменитах: М. Хааг и др. (1990 г. [52]) получили самообращение на андезитовой пемзе из извержения 1985 года вулкана Нервадо дель Руиз (Колумбия), а М. Озима и др. (1992 г. [53]) — на дацитовой пемзе из извержения 1991 года вулкана Пенатубо (Филиппины). Образцы того же извержения Нервадо дель Руиз изучались позднее другими исследователями (см., например [54, 55]). Также многократно изучались образцы извержения Пенатубо 1991 года [56–58].

3.4. Самообращение намагниченности титаномагнетитов

Следует заметить, что самообращение намагниченности, являющееся по мнению авторов некоторых работ [31, 38], внутренним свойством гемоильменитов, наблюдалось не только на гемоильменитах. В 1965 г. А.Д. Харвард и М. Левис [59] наблюдали самообращение TRM на образцах базальтов Индии, содержащих титаномагнетиты. А в 1966 г. В. О'Релли и С.К. Бенерджи [60] получили этот эффект на образцах синтезированных титаномагнетитов. Помимо континентальных базальтов, свойствами самообращения могут обладать также подводные базальты. Так, например, в 1968 г. М. Озима и Е.Е. Ларсон [61] получили самообращение TRM на образцах океанских базальтов из разных частей Тихого океана. Образцы содержали титаномагнетиты так же, как и в случае континентальных базальтов.

Позже самообращение многократно наблюдалось на образцах континентальных и океанских (подводных) базальтов, содержащих титаномагнетиты и (или) титаномаггемиты [2, 62–65], и на синтезированных тита-

номагнетитах $\text{Fe}_{2,4}\text{Ti}_{0,6}\text{O}_4$ [66]. Самообращение также регистрировалось на синтезированных магнетиальных титаномагнетитах [67] $\text{Fe}_{2-2t}^{3+}\text{Fe}_{1+t-m}^{2+}\text{Mg}_m\text{Ti}_t\text{O}_4$ при $0,25 \leq m \leq 0,5$, $0,5 \leq t \leq 1$, где m — содержание магния, t — содержание титана. Точки компенсации T_K магнетиальных титаномагнетитов лежат в диапазоне $T \in [-50^\circ\text{C}, 200^\circ\text{C}]$.

В 1980 г. Ф. Хеллер [68] впервые получил самообращение на титаномагнетитах образцов из Лашамп, Олби (Франция). Ранее предполагалось, что обратная NRM этих образцов является следствием намагничивания пород в ГМП противоположного знака, которое существовало во время экскурса (отклонения) ГМП. Позднее образцы из этого месторождения изучались многократно (см., например, [69]).

Наблюдавшееся в работах [51, 70] самообращение намагниченности на образцах траппов Якутии было обусловлено самообращением содержащихся в траппах титаномагнетитов.

Недавно появился ряд работ по самообращению титаномагнетитов и титаномаггемитов, входящих в состав подводных океанских базальтов [2, 71, 72].

3.5. Самообращение намагниченности других минералов

Самообращение намагниченности было получено не только на титаномагнетитах и гемоильменитах. В 1953 г. при исследовании ряда ферритов с целью получения экспериментального подтверждения теории Нееля [22] Гортер [73] обнаружил самообращение намагниченности на хром-литиевом феррите, причем оказалось, что только хром-литиевый феррит определенного состава проявлял свойства самообращения. Этот случай самообращения исторически считается одним из первых, но он принципиально отличается от случая самообращения на дацитах горы Харуна, так как наблюдался не на образце горной породы, а на образце, целиком состоящим из чистого синтезированного ферритмагнетика, поэтому магнитный сигнал такого образца гораздо сильнее сигнала образца горной породы.

В 1954 г. М.А. Грабовский и А.Н. Пушков [26] наблюдали самообращение на образцах, состоящих из плотно соединенных магнетита и пирротина. В 1968 г. В. Кропачек [74] получил самообращение на природном касситерите. В 1973 г. А.С. Большаков и др. [75] наблюдали самообращение на образцах магнетита Ковдорского магнетитового месторождения (Кольский полуостров).

Самообращение было также получено на кристаллах пирротина [76,77], а в 1993 г. — на синтетических лепидокрокитах, содержащих маггемит [78].

Позже были изучены андезитовые пемзы горы Сакуражими, Япония [36, 79], обладающие свойством самообращения. При анализе состава образцов был обнаружен титаномагнетит и хромит, который в некоторых случаях окислялся до магнетита.

Следует также упомянуть самообращение, которое было получено на берлинской глазури $(\text{Ni}_{0,22}\text{Mn}_{0,60}\text{Fe}_{0,18})_{1,5}[\text{Cr}(\text{CN})_6] \times 7,6\text{H}_2\text{O}$ и на никелевой соли муравьиной кислоты $\text{Ni}(\text{HCOO})_2 \times 2\text{H}_2\text{O}$ в 2004 г. [80]. Вообще, исторически самообращение впервые было получено на никеле еще в 1888 г. [61]. Но поскольку никель не является ферритмагнетиком, то эта работа, как и работа Гортера [73], как правило, не упоминается в

литературе по магнетизму горных пород. Однако установление механизма самообращения, например, никеля также представляет большой научный интерес.

Как видно даже из краткого приведенного обзора, самообращение намагниченности является довольно распространенным в природе и часто встречается на синтезированных ферромагнетиках.

3.6. Особенности эффекта самообращения

Эксперименты большинства авторов работ, перечисленных в разделах 3.1–3.5, показывают, что именно образцы с обратной NRM обладают свойством самообращения NRM или TRM (в отдельных работах речь идет также о самообращении IRM (см., например, [76]) и CRM (см., например, [78]). Авторы работ [52, 81] уверенно утверждают, что обратная NRM образцов образовалась в природе в результате процесса самообращения намагниченности, а не инверсий ГМП в прошлые геологические эпохи. К такому выводу они пришли, наблюдая экспериментально практически полное совпадение кривых терморазмагничивания NRM и TRM, на которых намагниченность меняет знак при переходе через температуру компенсации.

Следует отметить, что эффект самообращения может наблюдаться как на кривых терморазмагничивания NRM, так и на кривых термонамагничивания в поле $H > 0$ (см. рис. 6) или терморазмагничивания TRM при $H = 0$ (см. рис. 6). В качестве иллюстрации эффекта самообращения в разных работах приводятся различные кривые температурной зависимости намагниченности (ТЗН), но чаще всего смена знака намагниченности образца наблюдается на кривых терморазмагничивания TRM.

Самообращение намагниченности может быть "полным" или "частичным". Полным самообращением называется эффект, при котором намагниченность образца горной породы меняет знак, когда при своем изменении температура проходит через значение температуры компенсации (см. рис. 6). Частичным самообращением называется аномальный спад на кривой лабораторного термонамагничивания образца или, наоборот, увеличение намагниченности при лабораторном терморазмагничивании TRM или NRM образца, которые не сопровождаются дальнейшей сменой знака намагниченности (рис. 7, кривые 1, 2).

Помимо полной термоостаточной намагниченности существует также парциальная термоостаточная намагниченность (partial thermoremanent magnetization, PTRM) $I_{\text{ПТ}}$, которая тоже может обладать свойствами самообращения (рис. 8) [2]. Парциальная термоостаточная намагниченность так же, как и TRM, образуется при охлаждении образца в поле, с той только разницей, что поле включается не во всем температурном интервале $[T_C, T_0]$, где T_C — точка Кюри, T_0 — комнатная температура, а только в определенном интервале величин от одного до нескольких сотен градусов. После приобретения PTRM при дальнейшем охлаждении в отсутствие поля образец может проявлять свойства самообращения, это и будет являться самообращением PTRM.

Итак, класс минералов, обладающих свойством самообращения намагниченности очень узок: это в основном гематиты, титаномагнетиты и их аналоги. Необходимо отметить, что в охлаждающейся

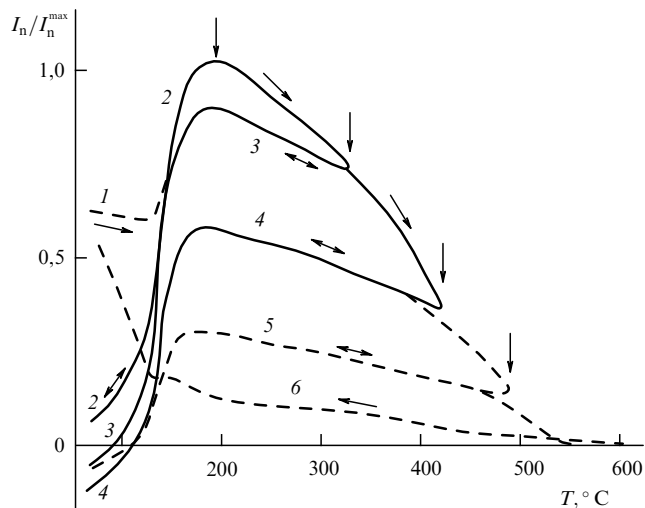


Рис. 7. Циклическое терморазмагничивание естественной остаточной намагниченности I_n образца кимберлита из Якутской алмазодобывающей трубки "Мир", содержащего ферромагнитные пикроильмениты (природные аналоги гематитов), в поле $H = 0$. 1 — нагрев образца до $T = 100^\circ\text{C}$; 2 — охлаждение до $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$ и нагрев до $T = 320^\circ\text{C}$; 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 $I_{\text{Т}}$ при охлаждении от $T = 600^\circ\text{C}$ до T_0 .

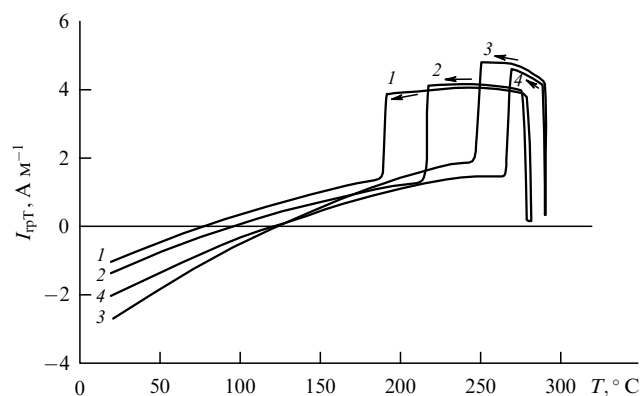


Рис. 8. Кривые образования парциальной термоостаточной намагниченности $I_{\text{ПТ}}$ образца базальта со дна трансформного разлома Романш (Центральная Атлантика), содержащего титаномагнетит $x\text{Fe}_3\text{O}_4(1-x)\text{Fe}_2\text{TiO}_4$. 1 — охлаждение в поле 0,5 мТл от $T = 280^\circ\text{C}$ до 200°C , далее в отсутствие поля; 2 — охлаждение в поле 0,5 мТл от $T = 280^\circ\text{C}$ до 235°C , далее в отсутствие поля; 3 — охлаждение в поле 0,5 мТл от $T = 290^\circ\text{C}$ до 250°C , далее в отсутствие поля; 4 — охлаждение в поле 0,5 мТл от $T = 290^\circ\text{C}$ до 270°C , далее в отсутствие поля.

после извержения на поверхности Земли магме в большинстве случаев кристаллизуются титаномагнетиты. Другие ферромагнитные минералы, в частности гематиты, появляются, как правило, в результате последующих химических превращений. Следует также подчеркнуть, что самообращение наблюдалось в основном на изверженных горных породах. Осадочные горные породы, которые образуются в результате переработки и переотложения изверженных пород, не изучаются так широко, как изверженные. Проведение экспериментов на осадочных горных породах с целью выявления свойств самообращения связано с техническими трудностями, так как осадочные горные породы очень сильно

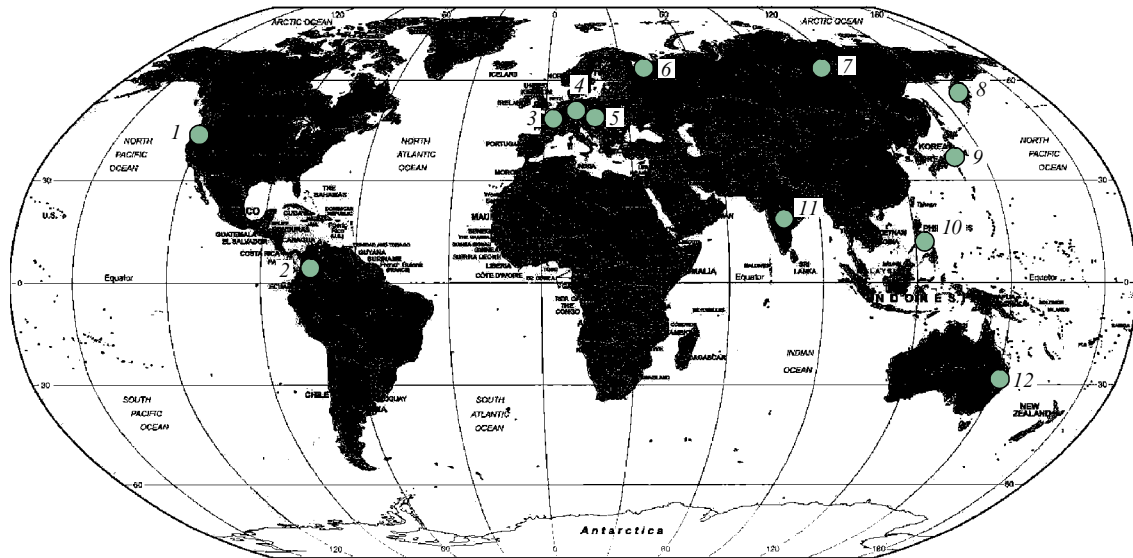


Рис. 9. Карта мира. Кружками указаны географические точки отбора образцов, проявивших свойства самообращения при их изучении в лаборатории. 1 — Калифорния, США (гора Шаста); 2 — Колумбия (вулкан Нервадо дель Руиз); 3 — Франция (Ласшам и Олби, муниципальная область Овернь); 4 — Германия (Фогельсберг); 5 — Центральная Словакия (горы Стиавника, Жавори, Полана [82]); 6 — Кольский полуостров, Россия (рудный комплекс Ковдорского магнетитового месторождения); 7 — Якутия, Россия; 8 — Камчатский полуостров, Россия; 9 — Япония (вулканы Харуна, Акаджи, Самбре и др.); 10 — Филиппины (горы Пенатубо, Натиб); 11 — Индия; 12 — Австралия (г. Нью Сауф Уэлс) [83].

подвержены химическим превращениям при их нагревании до высоких температур и последующем охлаждении в магнитном поле. Тем не менее самообращение намагниченности осадков было получено в работе [48], следовательно, осадки тоже могут обладать свойствами самообращения, и вопрос о механизме самообращения намагниченности осадочных горных пород является актуальным. Необходимо еще раз подчеркнуть, что осадочные горные породы тоже являются носителями обратной NRM в природе. Осадочные горные породы более широко используются при ПМ-исследованиях, чем изверженные [4].

Как видно из приведенного выше исторического обзора, образцы горных пород, обладающие свойствами самообращения, отбирались из очень ограниченного числа мест (рис. 9). Как будет показано в разделе 4, единого мнения о механизме самообращения не сложилось. Но сторонников двухфазных механизмов больше. Это, вероятно, также можно объяснить "узостью географии": в основном изучались изверженные породы горы Харуна и других вулканов Японии, а также образцы лав горы Пенатубо (Филиппины) и Нервадо дель Руиз (Колумбия). Следует заметить, что далеко не во всех работах по самообращению ставилась цель определения конкретного физического механизма, ответственного за самообращение. Общепринятое мнение о механизме самообращения может измениться после изучения самообращающихся образцов из других географических точек мира. Это частично было сделано (см. рис. 9), но основная дискуссия о механизме самообращения разворачивается вокруг образцов из вышеупомянутых географических точек мира. Отсюда и "перекос" в сторону двухфазных механизмов самообращения.

Сейчас в мире над эффектом самообращения намагниченности горных пород работают несколько научных групп: группа В.И. Трухина (Россия), группа М. Озимы (Япония), а также Д. Данлоп (Канада), Ф. Хеллер

(Германия), Д. Краса (Германия), Н. Петерсен (Германия) и др. Каждая научная группа и каждый отдельный исследователь, как правило, имеют свое мнение о механизме самообращения и придерживаются его при изучении различных образцов горных пород.

4. Возможные физические механизмы экспериментально установленных случаев самообращения и модель явления

Как уже упоминалось, горные породы имеют очень сложный состав. Горная порода представляет собой матрицу из диа- и парамагнитных минералов с вкрапленными в нее ферромагнитными минералами в виде, как правило, мелких зерен. Зерна могут быть однодоменными, псевдооднодоменными или многодоменными и обладать одноосной или трехосной магнитной анизотропией. Ферромагнитные минералы в виде одноосных (анизотропия формы) однодоменных ферромагнитных зерен часто встречаются в горных породах. Зерна также могут быть однофазными или многофазными, т.е. состоять из одной или нескольких минеральных (и/или магнитных) фаз. Точки Кюри разных фаз, как правило, различны.

Ферромагнитные зерна, входящие в состав горной породы, в свою очередь, также могут иметь сложное строение, кроме того, в горной породе могут содержаться ферромагнитные вкрапления разного химического состава. Таким образом, горная порода представляет собой некий конгломерат неоднородных по составу минералов, причем точный химический состав конкретного образца горной породы редко известен достоверно. Именно поэтому, как будет показано ниже, единого мнения о механизме самообращения нет. И выявление минерала (минералов), ответственного за самообращение в каждом конкретном случае, является само по себе очень сложной задачей.

В монографиях [3, 4, 11, 84] содержатся обзоры по проблеме самообращения намагниченности (наиболее подробным является обзор [4]). В настоящем обзоре рассматриваются наиболее интересные, на наш взгляд, из опубликованных работ по самообращению.

4.1. Механизмы самообращения намагниченности природных и синтезированных ферромагнетиков

Рассмотрим сначала в хронологическом порядке модели самообращения природных ферромагнетиков. Здесь следует подчеркнуть, что все модели, о которых пойдет речь, — чисто эмпирические и феноменологические, основанные на двухфазных механизмах самообращения, предложенных Л. Неелем в 1951 г.

В 1954 г. М.А. Грабовский и А.Н. Пушков [26] впервые экспериментально показали, что магнитостатическое взаимодействие двух фаз действительно может привести к самообращению намагниченности, наблюдаемому в лаборатории. Авторы работы [26] плотно соединили два ферромагнетика: магнетит и пирротин. Точка Кюри магнетита 585°C , пирротина 350°C . При охлаждении от температуры 585°C до 350°C в поле 1 Гс сначала намагничивался магнетит, затем в размагничивающем поле магнетита, которое было антипараллельным внешнему магнитному полю и большим его по напряженности, намагничивался пирротин. В результате суммарная намагниченность двух образцов приобрела направление, антипараллельное намагничивающему полю. В этом эксперименте надежно установлено, что самообращение происходит в результате действия двухфазного механизма.

Первый случай самообращения термоостаточной намагниченности образца горной породы, полученный в лаборатории Нагаты на гемоильменитах дацитовых пемз горы Харуна, Начата объяснял как магнитостатическим [27], так и обменным [45] взаимодействием на границе двух фаз гемоильменита.

С. Уеда [31, 85], исследовав образцы изверженных горных пород горы Харуна, содержащих гемоильмениты, и получив на них самообращение, также объяснил самообращение намагниченности изученных им образцов обменным взаимодействием на границе двух гемоильменитовых фаз с одинаковым химическим составом, но с разными точками Кюри. Первая фаза является, согласно автору работ [31, 85], упорядоченной ферромагнитной (FM) фазой с более низкой T_C . А вторая фаза является разупорядоченной антиферромагнитной (со слабым ферромагнетизмом, WF от англ. weak ferromagnetic) и обладает более высокой T_C . При охлаждении WF-фаза, намагничивание которой происходит раньше из-за ее более высокой точки Кюри, намагничивается в направлении приложенного внешнего магнитного поля. При дальнейшем охлаждении FM-фаза намагничивается антипараллельно внешнему полю в результате отрицательного обменного взаимодействия с WF-фазой, энергия которого на несколько порядков больше энергии внешнего магнитного поля. Носителем обратной намагниченности является упорядоченная ферромагнитная гемоильменитовая фаза с молекулярной фракцией ильменита $x \approx 0,5$, причем, если в результате охлаждения до комнатной температуры T_0 прямая компонента намагниченности становится меньше обратной компоненты, то образец оказывается обратно намагниченным. Уеда не утверждает, что это универсальный механизм само-

обращения и применяет его только для объяснения самообращения дацитов горы Харуна, содержащих гемоильмениты. М. Хааг и др. [52, 55, 86] также используют эту модель для объяснения самообращения намагниченности изученных ими андезитовых пемз извержения 1985 года Нервадо дель Руиз (Колумбия), но утверждают, что две взаимопроникающие гемоильменитовые фазы (FM и WF), обменное взаимодействие между которыми является ответственным за самообращение, имеют несколько различный химический состав. Возможно подавление эффекта самообращения в связи с процессом образования доменной стенки внутри обратной намагниченной фазы. С увеличением поля стенка движется к границе фаз, и при высокой напряженности поля прямо намагниченный домен будет подавлять обратно намагниченный.

И. Ишикава [87] заметил, что заключение Уеды [31, 85] о механизме взаимодействия двух гемоильменитовых фаз, которое и обуславливает образование обратной TRM, не является верным, потому что, как показывают экспериментальные данные, если обе фазы имеют одинаковый состав, то точка Кюри упорядоченной фазы выше точки Кюри разупорядоченной фазы. На этом основании И. Ишикава и И. Сионо [46, 47] ввели так называемую x -фазу и предложили трехфазную модель самообращения намагниченности.

Остановимся подробнее на трехфазной модели самообращения [46, 47]. Как будет показано ниже, эта модель широко применяется для объяснения самообращения намагниченности разных изверженных горных пород. Авторы [46, 47] детально изучили переход порядок–беспорядок и обратную TRM синтезированных твердых растворов гемоильменитов $x\text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ с $x \approx 0,5$ и заключили, что обратная TRM тесно связана с переходом порядок–беспорядок в гемоильменитах. Причем обратная TRM наблюдается только на образцах, находящихся в состоянии метастабильного равновесия, а не на полностью упорядоченных или полностью разупорядоченных образцах. Помимо двух гемоильменитовых фаз, FM и WF, авторы работ [46, 47] вводят третью метастабильную фазу, так называемую x -фазу, которая создается вокруг упорядоченной фазы в процессе упорядочения и потом пропадает. Согласно модели, T_C метастабильной фазы выше, чем FM-фазы, а потому метастабильная фаза намагничивается первой и в направлении намагничивающего поля. А обратная TRM образуется в результате отрицательного обменного взаимодействия между магнитными моментами упорядоченной фазы и моментами богатой железом метастабильной фазы, или x -фазы, которая создается вокруг упорядоченной структуры в ходе упорядочивания. Ишикава и Сионо подчеркивают, что свойства обратной TRM, такие как, например, ее интенсивность, тесно связаны с условиями охлаждения, например временем охлаждения и температурой отжига.

Модель самообращения намагниченности, предложенная Ишикавой и Сионо в 1963 г. в течение долгого времени не имела аналогов: она использовалась и используется авторами многих работ для объяснения самообращения намагниченности изученных ими образцов изверженных горных пород, содержащих гемоильмениты или титаногематиты [38, 54, 86].

Вышеописанная модель имеет одно слабое место: ее авторы не указывают точный состав слабомагнитной

x -фазы, ничего не говорится о ее природе, геометрии, а также о том, как x -фаза образуется в гомеильменитовом кристалле. Поэтому в дальнейшем во многих работах делались попытки уточнить модель Ишикавы и Сионо, а также объяснить, что же представляет собой x -фаза на самом деле. Однако ни в одной из этих работ не рассматриваются полностью все физические взаимодействия, которые могут приводить к самообращению намагниченности.

К.А. Хофман [50] наблюдал самообращение на синтезированных гомеильменитах с составом в центре серии твердых растворов, что указывает на тот факт, что образование катион-упорядоченных областей может происходить при температуре на несколько сотен градусов превышающей температуру перехода порядок – беспорядок. А это несовместимо с моделью самообращения Ишикавы и Сионо. Поэтому для объяснения наблюдаемого эффекта самообращения К.А. Хофман предложил уточненную модель Ишикавы и Сионо. При охлаждении образец расслаивается с образованием внутри него малых областей, богатых ильменитом, и областей, богатых гематитом. При дальнейшем охлаждении ильменитовые области ($T_{\text{Сильм}} > T_{\text{Сгем}}$), упорядочиваясь первыми, служат затем "ядром" дальнейшего упорядочивания. Области, богатые гематитом, являются в этом случае x -фазой. При контакте гематитовой области с окружающей ее областью, которая упорядочилась при контакте с ильменитовой областью, гематитовая область намагничивается (при прохождении $T_{\text{С}}$ гематита) в направлении намагничивающего поля в результате обменного взаимодействия между этой областью (x -фазой) и упорядоченной фазой. При дальнейшем охлаждении упорядоченная фаза намагничивается антипараллельно намагничивающему полю, в результате чего образуется обратная TRM. Хофман [50] подчеркивает, что обменное взаимодействие между x -фазой и упорядоченной фазой заставляет их спины выравниваться антипараллельно, но механизм упорядочения спинов не до конца ясен.

Указанный механизм Хофман уточняет в работе [88], в которой снова предполагается, что x -фаза — это не что иное, как богатая железом, катион-разупорядоченная граница между двумя типами катион-упорядоченных доменов, а обратная TRM образуется только при условии, что в зерне существуют оба типа катион-упорядоченных доменов (ильменитовых и гематитовых) в равной пропорции. Автор работы [88] также полагает, что обратная TRM растет во время охлаждения образца в поле при вращении отдельных спинов Fe внутри катион-упорядоченных доменов.

В 1989 г. Г.Л. Норд и С.А. Лаусон [89], также развивая модель Ишикавы и Сионо, предположили, что двойная граница вокруг катион-упорядоченных доменов (WF-фаза) играет роль x -фазы: при охлаждении она первая намагничивается в направлении приложенного поля, а отрицательное обменное взаимодействие границы с катион-упорядоченным доменом (FM-фаза) заставляет катион-упорядоченную область намагничиваться антипараллельно приложенному полю. Эта же модель была использована в работе [90] (Л.П. Кеннеди, М.Д. Осборн) для объяснения самообращения намагниченности, которое авторы наблюдали на дацитовых образцах.

В 1996 г. В. Хофман и К.Т. Фехр [56] наблюдали самообращение намагниченности образцов дацитовой пемзы извержения 1991 года вулкана Пенатубо. На

основании микромагнитных и минералогических исследований авторы работы [56] также объяснили эффект самообращения обменным взаимодействием между двумя взаимопроникающими гомеильменитовыми WF- и FM-фазами. Фаза WF — это поверхностная фаза, имеющая форму кольца, а фаза FM — фаза ядра. Слабая кольцеобразная WF-фаза приобретает TRM, параллельную внешнему полю, а ферромагнитная фаза ядра — обратную TRM в результате отрицательного обменного взаимодействия двух гомеильменитовых фаз. Суммарная TRM обращается из-за более высокой намагниченности насыщения фазы ядра. По мнению авторов работы [56] переходная зона между двумя гомеильменитовыми фазами тоже может играть важную роль для самообращения.

После магнитоминералогического исследования 39 образцов дацитовых пемз того же извержения горы Пенатубо М. Бина и др. [57] пришли к выводу, что наблюдаемое на образцах самообращение намагниченности можно объяснить с помощью модели, аналогичной описанной выше модели Хофмана и Фехра, только вместо каркасной структуры (ядро – оболочка) они предложили зонную структуру гомеильменитовых фаз. Вся остальная логика остается неизменной.

Следует заметить, что две последние модели принципиально не отличаются от модели, предложенной Ишикавой и Сионо в 1963 г. [37]: во всех трех моделях упорядоченная FM-фаза намагничивается антипараллельно намагничивающему полю в результате взаимодействия с богатой железом разупорядоченной фазой: WF-фазой или промежуточной x -фазой. Главную роль здесь играет не геометрия и не структура двух фаз (WF и FM), а сосуществование обеих фаз в одном и том же гомеильменитовом кристалле и их взаимодействие, приводящее к самообращению намагниченности. Это подтверждает работа [37], в которой исследовалась микромагнитная структура гомеильменитовых кристаллов дацитовых пемз горы Харуна. Целью работы [37] являлась проверка адекватности модели, предложенной Хофманом и Фехром [56]. Микромагнитные исследования выявили наличие двух гомеильменитовых фаз, но не выявили никакой структуры фаз: ни каркасной [56], ни зонной [57], границы между фазами также не было обнаружено. Отсюда авторы работы [37] заключили, что геометрия и структура фаз сами по себе не являются существенными для самообращения. Это единственное различие между двумя вышеупомянутыми моделями и моделью Ишикавы и Сионо. Следовательно, можно сделать вывод о том, что все три модели — это принципиально одна и та же модель самообращения.

В ряде работ по самообращению на дацитах гор Харуна, Акаджи и Самбре М. Озима и др. [37, 38, 91] выдвигают предположение, что физический механизм, ответственный за самообращение, также связан с обменным взаимодействием на границе двух гомеильменитовых фаз. В работе [91] исследовались дацитовые пемзы вулканов Акаджи, Онтаке и Самбре, в которых носителями обратной TRM являются гомеильменитовые кристаллы с ильменитовой фракцией $0,4 \leq x \leq 0,7$. Результаты этих исследований сравнивались с результатами по самообращению, полученными на образцах гор Харуна [37] и Пенатубо [53].

Микромагнитные наблюдения с помощью техники Биттера выявили многодоменность зерен. В основном

зерна не имеют структуры, но на образце дацитовый пемзы вулкана Самбре наблюдается каркасная структура зерна (shell-structure): ферримагнитное ядро и антиферромагнитная (плюс слабый ферромагнетизм) оболочка. Эта структура зерна очень похожа на структуру зерен образцов Пенатубо [37, 56]. Гемоильменитовые зерна образцов с вулкана Акаджи с сильной компонентой обратной TRM (образец, обозначенный как Акг в [37]) обладают сложной нерегулярной структурой, а со слабой компонентой TRM (образец, обозначенный как Ака в [37]) — четкой ферримагнитно-упорядоченной структурой с параллельными доменными 180-градусными стенками. Нерегулярная структура гемоильменитовых зерен означает, что образец был охлажден настолько быстро, что времени на отжиг оказалось недостаточно, а следовательно, упорядоченная фаза гемоильменита не могла полностью сформироваться. Авторы [91] снова подчеркивают, что для того, чтобы кристалл гемоильменита приобретал обратную TRM, необходимо, чтобы в одном и том же зерне сосуществовали две фазы гемоильменита, а структура фаз не имеет решающего значения. Так, образцы вулканов Харуна и Акаджи обладают нерегулярной структурой, в то время как образцы Пенатубо и Самбре — каркасной структурой. Но механизм самообращения во всех вышеупомянутых случаях всегда один и тот же.

Согласно [46, 47, 87], охлажденный, слабо отожженный гемоильменит приобретает интенсивную обратную TRM, тогда как сильно отожженный гемоильменит — очень слабую обратную TRM. Экспериментальные данные с образцов вулкана Акаджи подтверждают это заключение. Авторами работы [91] был сделан вывод о том, что само по себе наличие определенного химического состава гемоильменита (т.е. x -фракции ильменита), при котором гемоильменит способен приобретать обратную TRM, является недостаточным для самообращения TRM: скорость охлаждения образца наравне с другими термическими условиями охлаждения также влияет на самообращение TRM гемоильменитов. И в случае образцов пемзы вулкана Онтаке, не проявляющей свойств самообращения, гемоильменит состоит из полностью разупорядоченной WF-фазы.

Следовательно, для выявления свойств самообращения недостаточно иметь образцы, которые потенциально могут проявлять такие свойства. Техника эксперимента (скорость охлаждения, время и температура отжига) также играет значительную роль. Все идеи вышеупомянутых работ М. Озима и др. [37, 38] были сформулированы ранее, авторы просто еще раз подтвердили их при экспериментальном исследовании нескольких серий образцов. Как видно из вышесказанного, все опять сводится к трехфазной модели самообращения Ишикавы и Сионо, которая, в свою очередь, основана на идее Нееля о механизме самообращения в результате обменного взаимодействия на границе фаз.

Остановимся более подробно на нанофазной модели самообращения для серии ильменит-гематитовых твердых растворов, предложенной М. Прево и др. в 2001 г. [58], которая интересна прежде всего тем, что авторы модели считают правомерным ее применение как для полученных ими в лаборатории случаев самообращения на дацитовых пемзах лав Пенатубо (извержение 1991 г.), так и для образцов горы Харуна и дацитовых андезитов вулкана Нервадо дель Руиз (извержение 1985 г.). Таким

образом, эта феноменологическая модель претендует на некую универсальность. Основная идея остается той же, что и в моделях, подобных модели Ишикавы и Сионо: самообращение происходит за счет обменного взаимодействия двух гемоильменитовых фаз с разной степенью катионного упорядочения. Новым является идея о том, что ферримагнитные катион-упорядоченные домены, разбросанные в катион-разупорядоченной антиферромагнитной матрице, имеют наноразмер.

В описываемой "нанофазной" модели самообращения для серии ильменит-гематитовых твердых растворов обратная (r TRM) и прямая (n TRM) компоненты TRM несутся ядрами и краями частично катион-упорядоченных, наблюдаемых в микроскоп наноразмерных доменов. Из-за частичного катионного упорядочения ожидается, что и ядро, и край каждого домена будут вести себя ферримагнитным образом при температурах ниже соответствующих им точек Кюри. Идея "каркасной структуры" (ядро – край) заимствована из модели самообращения, предложенной Хофманом и Фехром [56].

Поскольку, согласно авторам [58], наиболее разумно предположить, что каждый край (x -фаза) будет слегка более Fe-обогащенным, чем внутреннее ядро, то при охлаждении края первыми приобретают остаточную намагниченность (n TRM). Учитывая, что внутрислоевые и межслоевые суперобменные взаимодействия с ближайшими соседями являются ферромагнитными и антиферромагнитными соответственно, можно заключить, что при дальнейшем охлаждении чистый магнитный момент материала ядра должен стать противоположно выровненным (создание r TRM).

Наноразмерные области в самом деле будут вести себя суперпарамагнитным образом в отсутствие магнитного спаривания с соседним веществом; однако спины краев (x -фаза) должны быть сцеплены со спинами окружающей разупорядоченной матрицы, которая тоже должна быть локально богата железом. Если это так, то намагниченность x -фазы может быть одновременно и высококоэрцитивной, и термостабильной, как наблюдалось в эксперименте.

Вышеописанная модель является последней из предложенных на сегодня многофазных моделей самообращения намагниченности гемоильменитов. После ее подробного описания становится понятным, что ничего принципиально нового по отношению к модели Ишикавы и Сионо [46, 47] она не содержит.

Рассмотрим далее механизмы самообращения континентальных и океанских базальтов, содержащих титаномагнетиты. Как будет показано ниже, идей здесь так же мало, как и в случае самообращения намагниченности гемоильменитов. Возможно, это связано с вышеупомянутой "узостью географии": малым числом географических точек отбора изучаемых образцов.

В 1965 г. А.Д. Харвард и М. Левис [59], изучив базальты Индии, содержащие титаномагнетиты, предположили, что самообращение намагниченности происходит в результате магнитостатического взаимодействия между фазой титаномагнетита и фазой титаномагнетита, образовавшейся в результате частичного окисления титаномагнетита (двухфазный механизм Нееля). Действием аналогичного механизма П.Ж.С. Риал и Ж.М. Аде-Холл (1975 г. [63]) объяснили самообращение, полученное ими на подводных базальтах центральной Атлантики, а В. Хеллер, Х. Маркерт и

Е. Шмидбауэр (1979 г. [92]) привлекли этот механизм для объяснения самообращения NRM континентальных базальтов горы Этна (Сицилия). Новое утверждение авторов последней работы состоит в том, что модель отрицательного магнитостатического взаимодействия требует специфической геометрии: для реализации самообращения нужны некоторые особые геометрические условия. Возможно, они образовались в изученной авторами лаве 1669 года. Авторы работы [92] предполагают, что это может быть связано как со структурой потока лавы, так и с малой скоростью ее охлаждения. П.Ж.С. Риал, Ж.М. Холл (1979 г. [65]), придерживаясь мнения об аналогичном механизме как ответственном за наблюдаемое на подводных базальтах самообращение, добавили, что объем образовавшегося в зерне титаномагнетита зависит от времени нагревания. В работах [66, 93] вышеописанный механизм привлекался для объяснения наблюдаемого в лаборатории самообращения на природных и синтезированных титаномагнетитах. Причем основная идея не обязательно связывалась с образованием при окислении титаномагнетита, а скорее, просто с наличием в одном и том же зерне двух фаз титаномагнетита с разной степенью окисления и магнитостатическим взаимодействием между ними.

В. О'Релли и С.К. Бенерджи (1966 г. [94]) исследовали синтезированные образцы титаномагнетитов и, получив на них самообращение, предположили, что оно также происходит за счет окисления титаномагнетита, в результате которого образуются зерна N-типа Нееля. То есть фактически речь идет об однофазном механизме N-типа, но не в "чистом" виде, поскольку принципиальную роль здесь играют химические превращения, в частности окисление титаномагнетита.

М. Озима и Е.Е. Ларсон (1968 г. [61]), изучив подводные базальты из разных участков Тихого океана, предположили, что самообращение может быть обусловлено взаимодействием титаномагнетитовой и титаномагнетитовой фаз, сосуществующих в одном и том же магнитоупорядоченном зерне горной породы, но это взаимодействие носит обменный характер. Авторы работы [61] схематически объяснили механизм самообращения следующим образом. Они ввели А-фазу — первоначальную фазу титаномагнетита с $T_C = 250^\circ\text{C}$ и В-фазу — вторичную фазу с $T_C = 300^\circ\text{C}$, образовавшуюся в результате окисления. Если образец содержит две взаимопроникающие фазы, то при охлаждении от температуры 300°C до T_0 в поле фаза В намагнитится в направлении внешнего поля сразу же при падении температуры ниже 300°C . Примерно при $T = 250^\circ\text{C}$ А-фаза под влиянием В-фазы (отрицательное взаимодействие) намагнитится антипараллельно направлению внешнего поля. Возможно, что суммарная намагниченность сразу после падения температуры ниже 250°C окажется параллельной внешнему полю и близкой к нулю. При дальнейшем охлаждении намагниченность А-фазы будет расти быстрее, чем В-фазы, и при определенной температуре станет преобладающей. Именно при этой температуре произойдет самообращение намагниченности. Необходимо подчеркнуть вслед за авторами работы [61], что знак обратной TRM критически зависит от относительного содержания двух фаз, которое, в свою очередь, зависит от времени нагревания и температуры.

Авторы работы [61] обращают внимание на то, что механизм самообращения намагниченности ферромагнетиков глубоководных базальтов не таков, как для образцов горы Харуна. Ферромагнитные фракции подводных базальтов и образцов горы Харуна имеют разные химические составы. Кроме того, в природе Харуна-лавы претерпевают быстрое охлаждение, что уменьшает шанс высокотемпературного окисления. В воде кристаллы титаномагнетита могут подвергаться низкотемпературному однофазному окислению, что приводит к образованию титаномагнетита (при $T \sim 600^\circ\text{C}$).

Везде ниже при упоминании титаномагнетитовой фазы предполагается, если не утверждается обратное, что она образовалась в результате окисления титаномагнетита, и отдельно это подчеркиваться не будет. Идея механизма самообращения, связанного с обменным взаимодействием на границе двух сосуществующих в одном зерне фаз, многократно привлекалась для объяснения лабораторно-индуцированного самообращения (см., например, [69, 95]).

А. Шульц (1968 г. [62], 1976 г. [96]) получил самообращение на образцах третичных базальтов, также содержащих титаномагнетиты, и пришел к выводу, что самообращение происходит по однофазному механизму N-типа, однако зерна становятся зернами N-типа в результате низкотемпературного окисления титаномагнетитов. Эта идея была высказана ранее О'Релли и Бенерджи [60], но А. Шульц ее развил и более подробно изучил эволюцию типа спонтанной намагниченности зерен с окислением. При окислении титаномагнетита кривая $I_S(T)$ претерпевает следующие изменения: $Q \rightarrow P \rightarrow L \rightarrow N$. Следовательно, титаномагнетит, в котором происходит самообращение за счет ионного перераспределения, должен иметь зерна типа N.

А. Шульц также впервые высказал, а П.В. Дубровин и Ж.А. Тардуно [72] подкрепили экспериментальными данными и развили следующую идею: помимо мелких однодоменных зерен N-типа (с разной степенью окисления и разными T_K и T_C) в образцах часто присутствуют многодоменные менее окисленные зерна, которые могут "затуманивать" сигнал от зерен N-типа. Поэтому $I_S(T)$ в образце с зернами N-типа не всегда имеет ярко выраженную ТЗН N-типа: на образцах, показавших наличие двух антипараллельных компонент NRM, вместо четкого минимума наблюдается либо широкий спектр минимумов и точек компенсаций при температуре выше и ниже T_0 , либо "горбы" (тогда T_K точно не достигается). На образцах с одной компонентой NRM наблюдается широкий спектр минимумов и точек компенсаций, при $T < 0^\circ\text{C}$. Аналогичный вывод получен В.И. Трухиным и др. в работе [1], а также на основе модели самообращения по механизму N-типа [97], которая детально рассмотрена в разделе 4.3.

Рассмотрим более подробно работу П.В. Дубровина и Ж.А. Тардуно [72], в которой самообращение было получено на титаномагнетитах, входящих в состав океанских базальтов. По мнению авторов [72], механизм, ответственный за самообращение, — это однофазный механизм N-типа Нееля. Основная идея работы [72] основана на идее Ж. Верхугена (1956 г. [23], 1962 г. [98]), который первым предположил, что ионное перераспределение в титаномагнетите может стать причиной самообращения намагниченности. В работе [72] также

используется идея А. Шульца, который, как упоминалось выше, впервые показал, что при окислении титаномагнетит с $I_{SA} > I_{SB}$ превращается в титаномаггемит с $I_{SA} < I_{SB}$, т.е. образуются зерна N-типа и происходит самообращение $I_S(T)$. Остаточная намагниченность образца с такими псевдооднодоменными зёрнами также будет самообращаться. Основываясь на вышеупомянутых работах, П.В. Дубровин и Ж.А. Тардуно интерпретировали наблюдаемый в эксперименте эффект самообращения следующим образом: подводное низкотемпературное окисление базальтов может привести к ионному перераспределению между подрешетками А и В, в результате которого образуются однодоменные и псевдооднодоменные титаномаггемитовые зёрна N-типа (с $T_K < T_0$), являющиеся ответственными за наблюдаемое частичное самообращение NRM и полученное в лаборатории частичное и полное самообращение PTRM и TRM.

Детальное изучение эффекта самообращения намагниченности на образцах океанских базальтов, содержащих титаномаггемиты, позволило авторам работы [72] выдвинуть гипотезу о том, что уменьшение с возрастом амплитуд магнитных аномалий океанской коры, сформировавшейся за последние 30 млн лет, может происходить не только в результате окисления исходных магнитных минералов, но и в результате самообращения намагниченности минералов, содержащих титаномаггемиты.

Следует отметить, что теоретических работ по самообращению крайне мало. К таким работам относится ряд работ А. Стефенсона [99–102]. Рассмотрим их более подробно. В теоретической работе 1969 г. Стефенсон [99] показал, что самообращение может быть связано с катионным перераспределением, которое имеет место при окислении. В работе [100] 1972 г. Стефенсон рассчитал согласно приближению молекулярного поля температурные зависимости спонтанных намагниченностей катион-дефицитных титаномагнетитов и показал, что при определенном катионном распределении кривые ТЗН могут иметь N-тип с точкой компенсации $T_K > 450^\circ\text{C}$. В работе 1975 г. [102] тот же автор предложил в качестве физического механизма самообращения так называемую модель магнитного экранирования, согласно которой фаза с более высокой T_C , полностью окруженная фазой с более низкой T_C , может быть магнитно экранирована, как только при охлаждении ее температура достигнет значения T_C окружающей низкотемпературной фазы. Стефенсон установил, что фактор экранирования зависит только от относительных величин магнитных проницаемостей и размагничивающих факторов двух фаз.

В работе [103], в которой изучались базальты из Готтингена (Германия) и Хиросимы (Япония), также было получено самообращение. Предпринята попытка установить, является ли материал N-типа катион-дефицитным титаномагнетитом или разновидностью продукта, образовавшегося в результате перераспределения катионов. Механизмом, ответственным за самообращение, по мнению авторов работы [103], является однофазный механизм N-типа Нееля. Изучены также подводные базальты, содержащие титаномагнетиты, и синтезированные титаномагнетиты [64] и показано, что зёрна катион-разупорядоченного титаномагнетита (титаномаггемита) P-типа или Q-типа при окислении или

катионном упорядочении могут превращаться в зёрна N-типа.

Рассмотрим далее самообращение химической остаточной намагниченности (CRM) [78]. Самообращение CRM наблюдалось в гематите, образовавшемся при нагреве маггемита. Экспериментальные данные навели авторов работы [78] на мысль о том, что самообращение остаточной намагниченности гематита имеет место только в случае, когда первичный маггемит все еще остается заблокированным при температуре его трансформации в гематит. Когда температура трансформации меньше температуры блокирования маггемита T_b и он не заблокирован, результирующая остаточная намагниченность гематита имеет прямое направление. В работе [78] выдвигается гипотеза о том, что самообращение является общей особенностью перехода магнетит–гематит, причем важную роль здесь играет размер зерна. Поскольку работ, посвященных самообращению в результате химических превращений, очень мало, рассмотрим более подробно процесс самообращения, описанный в [78]. Изначально существует маггемитовая фаза, которая является носителем стабильной прямой остаточной намагниченности. Затем происходит образование первого гематита — суперпарамагнетика, который не будет являться носителем стабильной остаточной намагниченности до тех пор, пока его объем не станет больше блокирующего объема при температуре реакции. Процесс увеличения объема зерна эквивалентен процессу спада температур (внешняя температура становится меньше блокирующей температуры). Таким образом, авторы работы [78] предлагают систему "охлаждения", в которой гематит является второй фазой для магнитного упорядочения. Считается, что самообращение происходит в результате обменного взаимодействия на границе фаз маггемит–гематит и чем больше площадь поверхности между фазами, тем более ярко выражен эффект самообращения.

Были подробно рассмотрены двухфазные механизмы самообращения титаномагнетитов и гемоильменитов, входящих в состав горных пород, изученных разными исследователями, а также механизм самообращения в результате химических превращений. Рассмотрим далее однофазный механизм самообращения N-типа Нееля и работы, в которых этот механизм привлекается для объяснения самообращения намагниченности.

4.2. Механизм самообращения намагниченности N-типа Нееля

Многочисленные исследования явления и физического механизма самообращения намагниченности горных пород, выполненные авторами [1, 2, 70, 80, 97] дают возможность предложить наиболее вероятный физический механизм самообращения, который, по нашему мнению, осуществляется в большинстве исследованных случаев самообращения намагниченности горных пород.

При рассмотрении вопроса о наиболее вероятном механизме самообращения учитывалось то, что в природе осуществляется принцип наименьшего действия и природные процессы протекают по самому рациональному пути. Ранее было отмечено, что наиболее простым и изящным является механизм самообращения Нееля, обусловленный сменой знака спонтанной намагниченности I_S кристаллической решетки ферритмагнетика при изменении температуры, а также при диффузии ионов

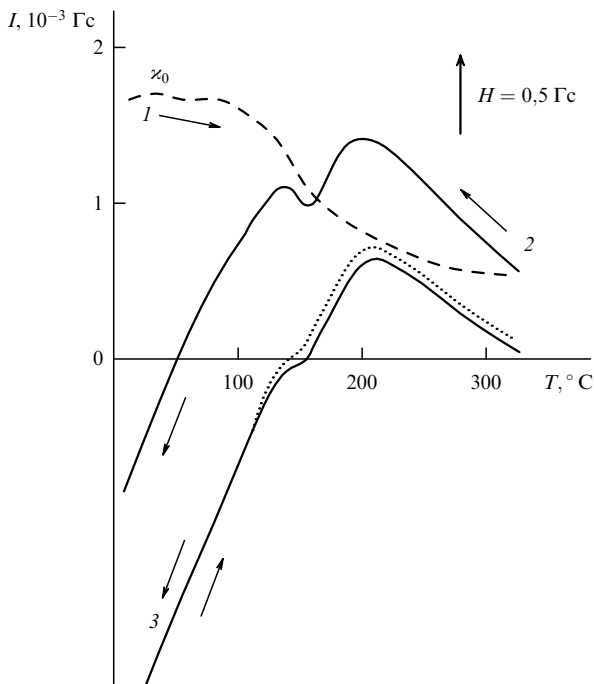


Рис. 10. Самообращение полной и остаточной термонамагниченностей содержащего ферримагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов) образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" при охлаждении от $T = 350^\circ\text{C}$ до $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$ в поле $H = 0,5$ Гс. 1 — кривая изменения начальной магнитной восприимчивости при нагреве образца в поле H ; 2 — кривая образования термонамагниченности при охлаждении образца в поле $H = 0,5$ Гс; 3 — кривая температурной зависимости термоостаточной намагниченности $I_{\text{гТ}}(T)$, полученная при нагреве образца; пунктирная кривая — температурная зависимость термоостаточной намагниченности $I_{\text{гТ}}(T)$, полученная при охлаждении образца.

или электронов, а возможно, и при изменении других термодинамических параметров.

Авторы [70] экспериментальных исследований самообращения TRM в кимберлитах Якутии впервые пришли к выводу о том, что самообращение в ферримагнитных минералах горных пород осуществляется по механизму N-типа. Рассмотрим некоторые результаты этих исследований. На рисунке 10 представлено полное самообращение ТМ и TRM образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир", содержащего ферримагнитные пикроильмениты. Кривая 1 показывает зависимость от температуры начальной магнитной восприимчивости χ_0 , которая обратно пропорциональна коэрцитивной силе ($H_C \sim A/\chi_0$, где A — некоторая константа). Смена знака ТМ (кривая 2) происходит при T , при которой χ_0 достигает максимума, а H_C соответственно — минимума, как и должно быть в механизме N-типа. Кривая 3 образования TRM при охлаждении образца в поле $H = 0,5$ Гс проходит через нуль при более высокой T (на $\sim 100^\circ$ выше), чем кривая образования ТМ. Это понятно, так как ТМ включает в себя еще и намагниченность $\chi_0 H$, всегда направленную по полю H .

В ряде образцов трубки "Мир" наблюдается аномальное поведение NRM. На рисунке 7 показано циклическое терморазмагничивание NRM в отсутствие поля ($H = 0$). Видно, что при нагреве (кривая 1) NRM возрастает, а не убывает, как должно быть с точки зрения физики магнитных явлений. Кривые 3 и 4 выходят в

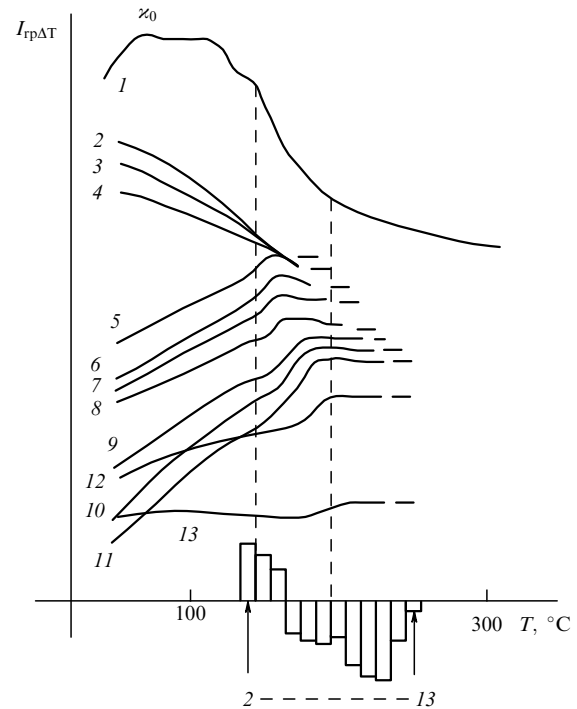


Рис. 11. Спектры парциальных остаточных намагниченностей $I_{\text{гр}\Delta T}$, образованных в интервалах $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ и $H = 1$ Гс, и их температурный ход для образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир", содержащего ферримагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемойльменитов). При каждом измерении (кривые 1–13) поле H включалось только в указанном температурном интервале ΔT , предыдущее и последующее охлаждения образца велись при $H = 0$; по достижению $T = T_0$ измерялась величина $I_{\text{гр}\Delta T}$. Отдельные кривые $I_{\text{гр}\Delta T}(T)$ для удобства смещены по вертикали относительно друг друга, ось нулевой намагниченности отмечена чертой справа от начала каждой кривой.

отрицательную полуплоскость. Ясно, что такое поведение NRM связано со сложным характером ее намагничивания в природе в течение многих миллионов лет.

На рисунке 11 представлены зависимости $\chi_0(T)$ (кривая 1) и зависимости PTRM от T при охлаждении образца в поле $H = 0$ (кривые 2–13), приведены и 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_0 (следовательно, уменьшение H_C).

На рисунке 12 представлены кривые размагничивания положительных и отрицательных PTRM в переменном магнитном поле h частотой 50 Гц. Видно, что они все однофазны. Если бы намагничивалась двухфазная минералогическая система, то кривые $I_{\text{гр}\Delta T}(h)$ размагничивания положительных и отрицательных PTRM в переменном магнитном поле h также должны были бы оказаться двухфазными.

Представленных экспериментальных зависимостей уже достаточно для того, чтобы утверждать, что самообращение намагниченности осуществляется на одной минералогической фазе, а следовательно, оно происходит по механизму N-типа Нееля.

Однако в природных образцах горных пород всегда могут быть двух- и многофазные минералогические

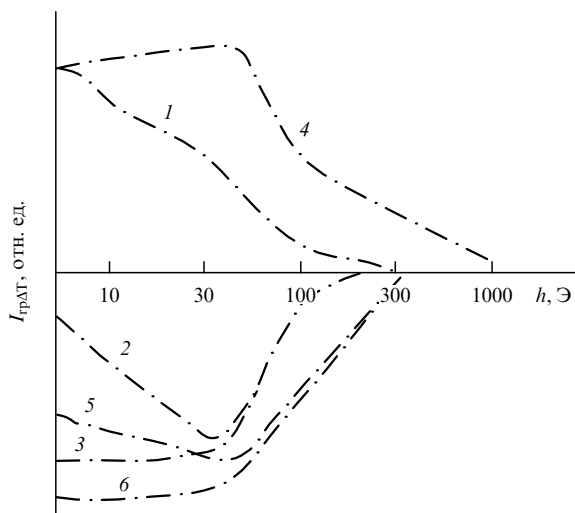


Рис. 12. Размагничивание в переменном магнитном поле двух образцов кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир" (содержащих ферримагнитные пикроильмениты), имеющих различные величины парциальных остаточных намагниченностей $I_{грДТ}$. Первому образцу, который характеризуется коэрцитивной силой $H_C = 95$ Э, соответствуют кривые 1–3, второму образцу ($H_C = 280$ Э) — кривые 4–6. Размагничивание $I_{грДТ}$, образованных при включении поля 200 Э в температурном интервале 300–20 °С (кривая 1); при включении поля 1 Э в температурном интервале 300–20 °С (кривая 2); при включении поля 1 Э в температурном интервале 300–220 °С (кривая 3); при включении поля 200 Э в температурном интервале 300–20 °С (кривая 4); при включении поля 4 Э в температурном интервале 300–20 °С (кривая 5); при включении поля 4 Э в температурном интервале 300–240 °С (кривая 6).

системы. Поэтому с помощью электронно-зондового анализа был определен состав основной фракции самообращающихся образцов. В исследованном в [70] гемейльмените $x\text{FeTiO}_3(1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$ $x = 0,5-0,7$. По этим данным Институту экспериментальной минералогии (г. Черноголовка), с сотрудниками которого проводились совместные работы по изучению состава и магнитных свойств синтезированных гемейльменитов, были приготовлены синтезированные гемейльмениты с $x \approx 0,5-0,9$.

Синтезированные гемейльмениты, условия синтеза которых представлены в таблице, имели различные

величины x [104]. Наиболее четкий эффект самообращения получен на образцах однофазных гемейльменитов с $x = 0,62$ (образец 970, см. табл.) и $x = 0,55$ (образец 971, см. табл. и рис. 6), а также на некоторых других образцах аналогичного состава [1].

Результаты этого эксперимента, по нашему мнению, явились решающим аргументом в пользу механизма самообращения N-типа Нееля.

Рассмотрим более подробно в связи с самообращением TRM теорию механизма N-типа и кривые $I_S(T)$ типа N (см. раздел 3.1). Положим, что $\lambda < \mu$. Согласно (3.4) имеет место соотношение

$$|I_{SB}| > |I_{SA}| \quad \text{и} \quad I_S = I_{SA} - I_{SB} < 0. \quad (4.1)$$

В случае смены знака I_S при повышении температуры вблизи точки Кюри T_C должны выполняться соотношения (при неизменных λ и μ)

$$|I_{SB}| < |I_{SA}|, \quad I_S = I_{SA} - I_{SB} > 0. \quad (4.2)$$

Согласно [22] выражение для границы, разделяющей ферримагнитные фазы с противоположным направлением спонтанной намагниченности I_S , записывается следующим образом:

$$\lambda(\alpha + 1) - \mu(\beta + 1) = 0. \quad (4.3)$$

Кривые $I_S(T)$, характеризующиеся наличием точки компенсации (типы N, V), получаются в области параметров α , β , лежащей ниже границы, описываемой уравнением (4.3), т.е. при выполнении условия

$$\frac{\beta + 1}{\alpha + 1} > \frac{\lambda}{\mu}. \quad (4.4)$$

Таким образом, выполнение (4.4) является условием смены знака I_S при повышении температуры от 0 К до T_C .

Итак, согласно [22] кривые $I_S(T)$ типа N должны обладать точкой компенсации. Однако экспериментально T_K будет наблюдаться только в случае однородного гомогенного ферримагнетика, обладающего одной точкой Кюри. В действительности реальный ферримагнетик обладает размытым фазовым переходом ферримагнетик–парамагнетик при $T_C \pm \Delta T_C$, что приведет к соответствующей размытости T_K . Поэтому в достаточно сильных полях H кривая $I_S(T)$ не будет достигать нуля,

Таблица. Условия синтеза гемейльменитов [1]

№ образца	Исходные продукты	$\chi_{илм}^{non}$	τ , сут	p , кбар	T , °С	Буфер	Конечный продукт
970	Hem + TiO ₂	0,62	3	5	900	> NNO	ilm
971	Hem + TiO ₂	0,55	3	5	900	> NNO	ilm
981	Hem + TiO ₂	0,80	7	5	750	NNO	ilm
987	Hem + TiO ₂	0,52	3	5	790	HM	ilm + Rt
1007	Mag + Rt + *	0,77	4	5	840	NNO	ilm
1024	Mag + Rt + *	0,70	4	5	870	> NNO	ilm
997	Mag + Rt	0,90	11	5	790	QFM	ilm + Rt
1000	Hem + TiO ₂ + *	0,52	9	5	790	HM	ilm + Rt
1005	Hem + TiO ₂ + *	0,48	12	5	790	HM	ilm + Rt
1019	Ilm + Rt + Psb	0,43	0,83	5	900	HM	ilm + Psb
1045	Mag + Rt	0,52	12	5	790	HM	ilm + Rt
1043	Hem + TiO ₂	0,52	6	5	790	HM	ilm + Rt

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

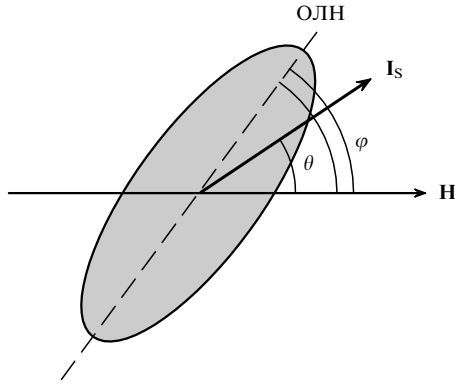


Рис. 14. Одноосное однодоменное ферромагнитное зерно в магнитном поле H : I_S — спонтанная намагниченность ферромагнетика, составляющего зерно; ОЛН — ось легкого намагничивания; φ — угол между ОЛН и вектором напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} , θ — угол между векторами \mathbf{I}_S и \mathbf{H} , соответствующий минимуму энергии системы.

зерен:

$$\frac{\mathbf{I}(\tau)}{I_{S0}} = \sum_{i=1}^n \frac{\mathbf{I}_i(\tau)}{I_{S0}}, \quad (4.6)$$

а намагниченность отдельного зерна $\mathbf{I}_i(\tau)$ получается как проекция спонтанной намагниченности $\mathbf{I}_{Si}(\tau)$ i -го зерна на направление внешнего магнитного поля \mathbf{H} (рис. 14):

$$\frac{\mathbf{I}_i(\tau)}{I_{S0}} = \sum_{i=1}^n \frac{\mathbf{I}_{Si}(\tau)}{I_{S0}} \cos(\theta_i(\tau)), \quad (4.7)$$

где $\mathbf{I}_{Si}(\tau)$ определяется согласно теории коллинеарного ферромагнетизма Нееля (см. уравнения (3.4), (3.5)). Для дальнейших расчетов вышеупомянутые уравнения будут использоваться в приведенном виде. Введем обозначения:

$$\tilde{\mathbf{I}}_{SA} = \frac{\mathbf{I}_{SA}}{\lambda I_{S0}}; \quad \tilde{\mathbf{I}}_{SB} = \frac{\mathbf{I}_{SB}}{\mu I_{S0}}; \quad \tilde{\mathbf{I}}_S = \frac{\mathbf{I}_S}{I_{S0}}; \quad \delta = \frac{J+1}{3J}. \quad (4.8)$$

С учетом этих обозначений уравнения (3.4), (3.5) переписутся в виде

$$\tilde{\mathbf{I}}_{SA} = B_J \left(\frac{1}{\tau} \left(\frac{\alpha\lambda}{\delta\mu} \tilde{\mathbf{I}}_{SA} - \frac{1}{\delta} \tilde{\mathbf{I}}_{SB} \right) \right), \quad (4.9)$$

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

$$\tilde{\mathbf{I}}_S = \lambda \tilde{\mathbf{I}}_{SA} + \mu \tilde{\mathbf{I}}_{SB}. \quad (4.10)$$

Следует обратить особое внимание на то, что уравнения (4.9), (4.10) определяют как величины, так и знаки $\tilde{\mathbf{I}}_{SAi}(\tau)$, $\tilde{\mathbf{I}}_{SBi}(\tau)$, $\tilde{\mathbf{I}}_{Si}(\tau)$ в случае ансамбля одинаковых зерен $\tilde{\mathbf{I}}_{Si}(\tau) = \tilde{\mathbf{I}}_S(\tau)$.

Угол $\theta_i(\tau)$ в (4.7) — это угол между $\mathbf{I}_S(\tau)$ и \mathbf{H} (см. рис. 14), 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 маг-

нитного момента во внешнем магнитном поле. Плотность полной энергии такой системы выражается следующим уравнением (в безразмерном виде):

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\tau) &= \frac{E(\tau)}{E_0} = \frac{E_A^F(\tau)}{E_0} + \frac{E_A^{CR}(\tau)}{E_0} + \frac{E_H(\tau)}{E_0} = \\ &= -\frac{\pi I_{S0}}{H_0} \left(\frac{I_S(\tau)}{I_{S0}} \right)^2 \cos^2(\varphi - \theta(\tau)) - \\ &\quad - \frac{|K_{10}|}{I_{S0} H_0} \left(|I_{SA}^3(\tau)| + |I_{SB}^3(\tau)| \right) \cos^2(\varphi - \theta(\tau)) - \\ &\quad - \frac{|I_S(\tau)|}{I_{S0}} \frac{|\mathbf{H}|}{H_0} \cos(\theta(\tau)), \end{aligned} \quad (4.11)$$

где E_A^F , E_A^{CR} , 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 \mathbf{H} и осью легкого намагничивания (ОЛН), K_{10} — первая константа анизотропии при $T = 0$ К. Ниже плотности энергии анизотропии формы, энергии магнитной кристаллографической анизотропии и суммарной энергии анизотропии (магнитной кристаллографической анизотропии и анизотропии формы) будут обозначаться как E^F , E^{CR} и E_A соответственно.

Угол $\theta_i(\tau)$ определяется при совместном решении (4.11) и следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}(\tau)}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \tilde{E}(\tau)}{\partial \theta^2} &> 0. \end{aligned} \quad (4.12)$$

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 (см. рис. 14).

Теоретические ТЗН ансамбля ферромагнитных зерен рассчитывались из уравнений (4.6)–(4.12). 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 различного химического состава, а значит, характеризующиеся разными константами молекулярного поля α и β . Это также учитывалось при расчетах.

4.3.1. Результаты компьютерного моделирования. Обратимся теперь к результатам компьютерного моделирования и рассмотрим случай ансамбля одинаковых ферромагнитных зерен. Все уравнения, использованные при моделировании, приведены к безразмерному виду, напряженность магнитного поля нормирована, а потому тоже безразмерна. В связи с этим вводятся понятия "слабого поля" и "сильного поля". Слабым назовем поле H_w , напряженность которого меньше коэрцитивной силы ансамбля зерен во всем рассматриваемом температурном диапазоне или при котором

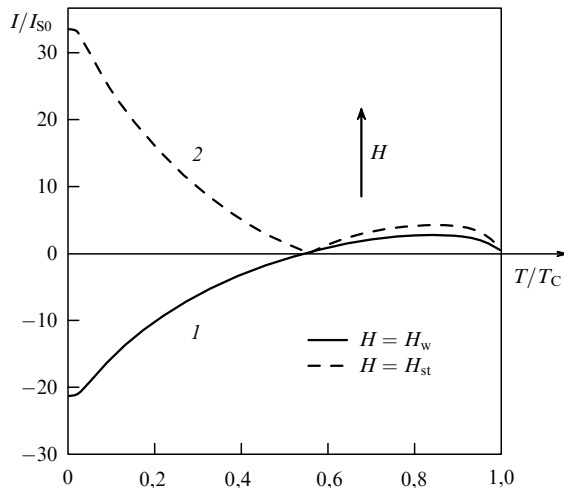


Рис. 15. Температурные зависимости намагниченности типа 1 (кривая 1) и типа 2 (кривая 2) ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в "слабом" H_w и "сильном" H_{st} магнитных полях соответственно.

$|E_A| > |E_H|$ также при всех значениях температур, а сильным — поле H_{st} , для которого выполняются обратные соотношения $H > H_C$ и $|E_A| < |E_H|$. Все остальные поля относятся к "средним".

В слабом поле H_w (рис. 15, кривая 1) в результате моделирования 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. 15, кривая 2), что соответствует ТЗН типа 2, которая вместе с ТЗН типа 1 образует два классических предельных случая. Но в модели в случае $H_w < H < H_{st}$ получается еще и "переходная" ТЗН, или ТЗН типа 3, которая характеризуется двумя точками компенсации и наличием эффекта самообращения (рис. 16).

Конкретный вид ТЗН типа 3 зависит от соотношения между величинами плотности энергии аннизотропии

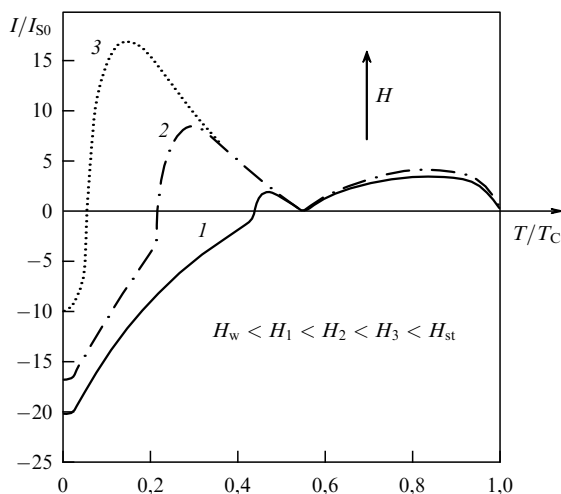


Рис. 16. Температурные зависимости намагниченности типа 3а ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен, полученные при разных значениях напряженности внешнего магнитного поля ($H_w < H_1 < H_2 < H_{st}$).

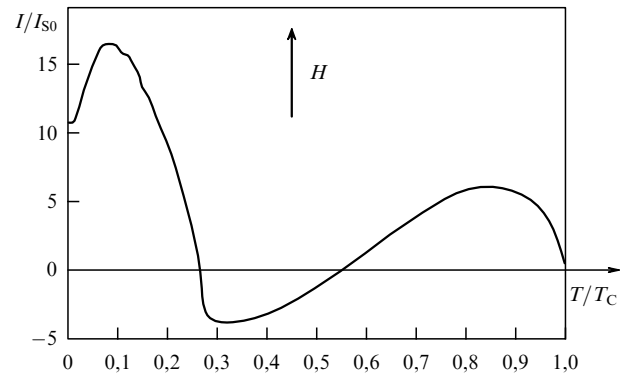


Рис. 17. Температурная зависимость намагниченности типа 3б ансамбля одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в магнитном поле H ($H_w < H < H_{st}$).

формы $|E^F|$ и плотности энергии магнитной кристаллографической аннизотропии $|E^{CR}|$, а в (4.11) это соотношение, в свою очередь, зависит от конкретных констант вещества, в частности, от значений спонтанной намагниченности I_{S0} и первой константы аннизотропии K_{10} при $T = 0$ К. Эти константы для разных ферромагнетиков изменяются в достаточно широких диапазонах: $10 \text{ Гс} \leq I_{S0} \leq 10^3 \text{ Гс}$; $10^4 \text{ эрг см}^{-3} \leq K_{10} \leq 10^6 \text{ эрг см}^{-3}$. При соответствующем выборе констант возможен случай, когда энергия одноосной аннизотропии формы преобладает над энергией магнитной кристаллографической аннизотропии, $|E^F| \gg |E^{CR}|$. В этом случае в результате моделирования получается ТЗН типа 3а (см. рис. 16). В противоположном случае ($|E^F| \ll |E^{CR}|$) — ТЗН типа 3б (рис. 17).

Следует заметить, что две ТК на кривой ТЗН типа 3а имеют принципиально разную природу: более высокотемпературная ТК связана с изменением знака I_S ферромагнетика типа N, а наличие второй ТК обусловлено процессами намагничивания ансамбля зерен. Температурная зависимость намагниченности 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 не перейдет полностью в положительную полуплоскость, т.е. пока ТЗН типа 3а не превратится в ТЗН типа 2.

Рассмотрим далее ансамбль ферромагнитных зерен N-типа, которые характеризуются разными величинами констант молекулярных полей α , β . Температурная зависимость намагниченности типа 1 ничем не отличается от зависимости в случае ансамбля одинаковых зерен, только ТК не относится к конкретному зерну ансамбля, а является некой средней ТК. В отличие от ТЗН типа 1 ТЗН типа 2 меняет свой вид: исчезает точка компенсации, что связано с эффектом усреднения (рис. 18а). В некоторых работах проводят тест на выявление зерен N-типа, пытаясь получить на образце горной породы, обладающей свойствами самообращения, ТЗН типа 2 в чистом виде. И в случае, когда ТК не достигается (как на рис. 18а), 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

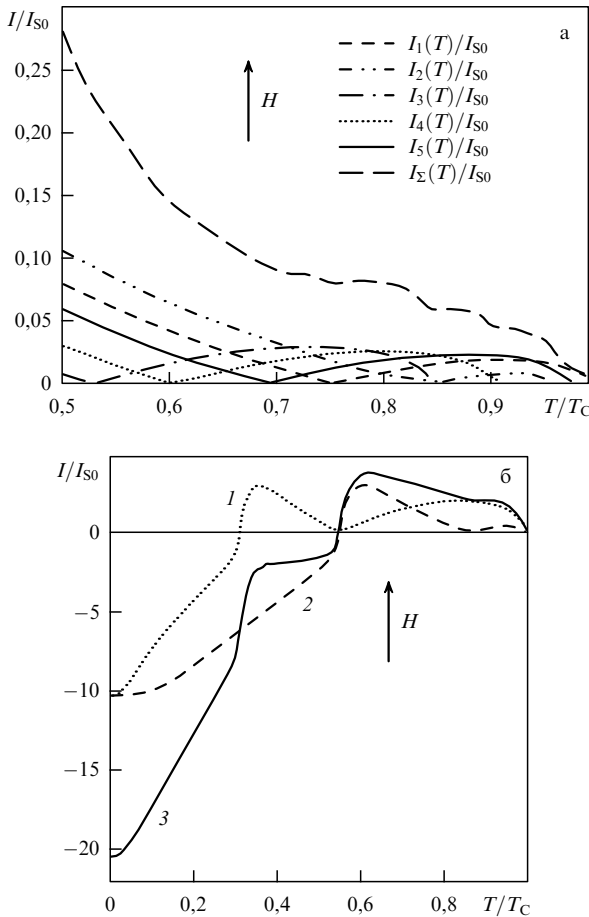


Рис. 18. (а) Верхняя кривая соответствует температурной зависимости намагниченности типа 2 ансамбля $n = \sum_{i=1}^5 n_i$ одноосных однодоменных ферромагнитных зерен разного химического состава (характеризующихся разными константами молекулярного поля α_i , β_i , точкой Кюри T_{Ci} и точкой компенсации 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. (б) Температурные зависимости намагниченности типа 3а ансамбля n_1 одинаковых одноосных однодоменных ферромагнитных зерен, характеризующихся константами молекулярного поля α_1 , β_1 (кривая 1) в поле H ($H_w < H < H_{ct}$) и ансамбля n_2 одноосных однодоменных ферромагнитных зерен в поле H (характеризующихся α_2 , β_2); кривая 3 — суперпозиция кривых 1 и 2, ТЗН типа 3а ансамбля $n = n_1 + n_2$ разноразных одноосных однодоменных ферромагнитных 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).

типа 2 для ансамбля разных зерен: кривая имеет вогнутый вид.

В.И. Трухин и др. [1] отметили, что все без исключения кривые терморазмагничивания NRM, полученные на образцах синтезированных гемоильменитов, 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.

Температурная зависимость намагниченности типа 3 (3а и 3б) ферромагнитных зерен с разными α , β может обладать как двумя ТК, так и в результате эффекта усреднения единственной ТК (рис. 18б).

4.3.2. Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными. Проведем сопоставление некоторых результатов моделирования с экспериментальными данными. На рисунке 19 приведены кривые терморазмагничивания TRM образцов, содержащих природные аналоги гемоильменитов [70]. Как видно из рисунка, с увеличением напряженности поля ТК сдвигается влево по температурной оси до тех пор, пока ТЗН в поле величиной 4 Гс полностью не переходит в положительную полуплоскость. Такие же результаты получены при моделировании. Наиболее ярко выраженная ТЗН типа 3а была получена на том же образце [70] при его термонамагничивании в поле 0,5 Гс (см. рис. 10). Хотя вторая ТК не достигается, но наблюдается соответствующая тенденция. В рамках предложенной модели это можно объяснить эффектом усреднения из-за наличия в образце разноразных ферромагнитных вкраплений.

Как было описано в разделе 4.2, авторы работы [70] выдвинули гипотезу о том, что наблюдаемое самообращение намагниченности происходит по механизму N-типа Нееля и для ее доказательства синтезировали гемоильмениты с составом, подобным составу природных гемоильменитов [1]. И снова было получено самообращение (см. рис. 6), что доказывает выдвинутую гипотезу. Все приведенные на рис. 6 кривые терморазмагничивания и термонамагничивания, кроме первой, соответствуют ТЗН типа 1.

Обратимся далее к работе [2]. Наблюдаемые экспериментальные кривые ТЗН, полученные на образцах океанских базальтов, содержащих природные титаномагнетиты, демонстрируют самообращение: классическую кривую ТЗН типа 1. Однако в работе [80], где самообращение получено на модифицированной берлинской

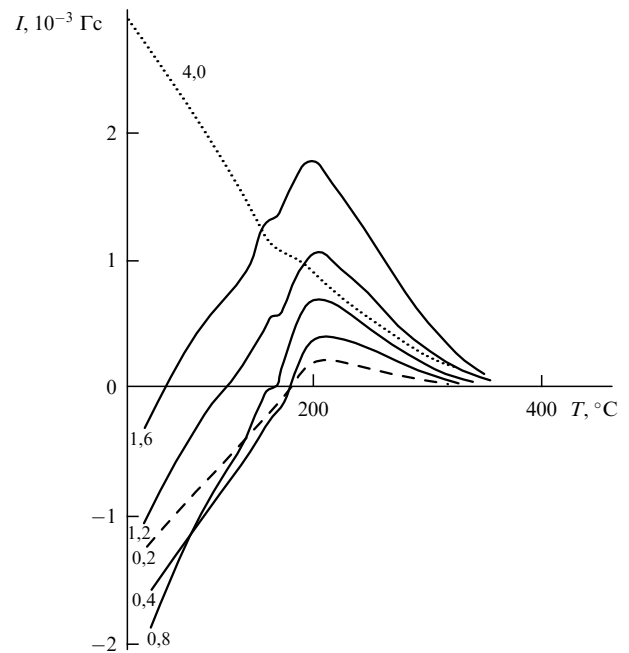


Рис. 19. Динамика подавления самообращения намагниченности образца кимберлита из Якутской алмазоносной трубки "Мир", содержащего ферромагнитные пикроильмениты (природные аналоги гемоильменитов), при увеличении напряженности магнитного поля H от 0,2 до 4,0 Гс.

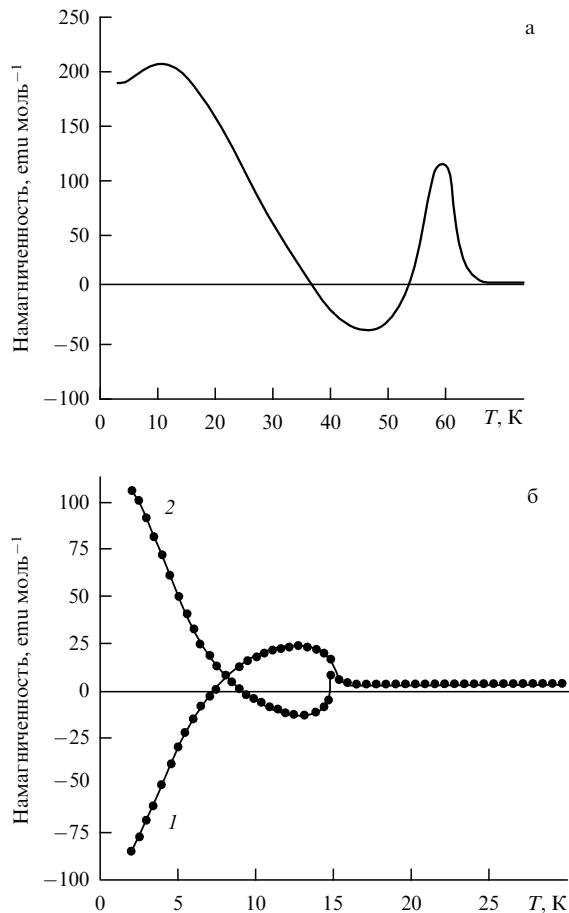


Рис. 20. (а) Двукратное обращение намагниченности в модифицированной берлинской глазури ($\text{Ni}_{0,22}\text{Mn}_{0,60}\text{Fe}_{0,18}\text{[Cr(CN)}_6\text{]} \times 7,6\text{H}_2\text{O}$). (б) Температурные зависимости намагниченности никелевой соли муравьиной кислоты $\text{Ni}(\text{HCOO})_2 \times 2\text{H}_2\text{O}$ при охлаждении в присутствии магнитного поля (кривая 1) и при нагреве образца, предварительно охлажденного в отсутствие магнитного поля (кривая 2); едм — электромагнитная единица (electromagnetic unit).

глазури (рис. 20а), кривая ТЗН соответствует типу 3б. Самообращение, полученное в той же работе на никелевой соли муравьиной кислоты, представлено на рис. 20б. Кривая ТЗН (кривая 1) соответствует охлаждению в присутствии магнитного поля и является ТЗН типа 1, а кривая 2 соответствует нагреву образца, предварительно охлажденного в отсутствие магнитного поля, и фактически также является ТЗН типа 1, только зеркально отраженной относительно температурной оси. В рамках модели это достигается, если намагниченность подрешетки А по определению задать отрицательной, а подрешетки В — положительной (а не наоборот, как было принято всюду выше). Тогда температурная зависимость спонтанной намагниченности каждого ферримагнитного зерна и ТЗН ансамбля ферримагнитных зерен будут иметь вид, как на рис. 20б (кривая 2), что совпадает с результатами эксперимента [80].

Итак, в рамках вышеописанной компьютерной модели явления самообращения получены кривые ТЗН, которые качественно соответствуют многим наблюдаемым в лабораториях и опубликованным в литературе кривым ТЗН с самообращением. Для их получения оказалась достаточной однофазная модель по механизму N-типа Нееля. Поэтому вполне возможно, что

однофазный механизм самообращения Нееля широко распространен в природе. В рамках модели самообращения по двухфазному механизму, которая была реализована Д. Красой в работе [69], получен только один тип ТЗН, а потому последняя модель является более ограниченной, чем построенная нами. Это указывает на то, что во всех зарегистрированных случаях лабораторно-индуцированного самообращения, даже в тех, в которых для объяснения наблюдаемого явления привлекаются многофазные механизмы самообращения, именно однофазный механизм N-типа мог сыграть решающую роль и обусловить самообращения.

Следует подчеркнуть, что наличие двух различных по составу минералогических фаз внутри ферримагнитных зерен горной породы не дает повода утверждать, что самообращение вызвано взаимодействием фаз. Зерна могут быть многофазными, но за самообращение может отвечать только одна фаза, поэтому самообращение вполне может происходить в результате действия однофазного механизма.

Несмотря на хорошие результаты, полученные в рамках построенной компьютерной модели при описании явления самообращения по механизму N-типа Нееля, модель имеет свои ограничения и, конечно, существуют пути ее совершенствования. Например, кроме однодоменных зерен можно рассмотреть ансамбль псевдооднодоменных зерен или ансамбль многодоменных зерен или даже некие смешанные ансамбли, приблизив тем самым виртуальную горную породу к реальной. Возможны и другие усовершенствования модели.

Спор о "настоящем" механизме самообращения продолжается вот уже более полувека, что отчасти связано с очень сложным составом горных пород: выявление сначала минеральной, а затем магнитной фазы, ответственной за самообращение, — это задача, не всегда имеющая однозначное решение. На сегодня, по нашему мнению, достаточно обоснованным является только предложенный механизм N-типа Нееля.

5. Самообращение намагниченности и инверсии геомагнитного поля. Экологические проблемы инверсий геомагнитного поля

Эволюция Земли практически всегда происходила в геомагнитном поле, которое оказало влияние как на саму эволюцию и свойства тела Земли, так и на биосферу и человека. Проведенные биофизиками опыты показывают, что животные развиваются медленнее и больше болеют, если их поместить в экранированное от ГМП пространство. Все это в полной мере относится и к человеку. Известно, как люди реагируют на изменения магнитной активности. Поэтому магнитное поле Земли имеет огромное экологическое значение. Более того, оно делает возможной жизнь на Земле, и только после появления ГМП возникли условия для зарождения жизни. Это связано с тем, что магнитосфера Земли является природной магнитной ловушкой, которая захватывает и удерживает высокоэнергетичные частицы солнечного и космического излучения за пределами атмосферы. Такие удерживаемые частицы образуют радиационные пояса Земли. В отсутствие ГМП часть этих частиц могла бы достигнуть поверхности Земли и нанести большой ущерб или даже уничтожить все живое.

Однако во время инверсий ГМП, продолжительность которых составляет несколько тысяч лет, напряженность магнитного поля близка к нулю, т.е. реализуется именно такой случай. Конечно, в отсутствие магнитного поля частицы солнечного и космического излучений могут тормозиться в верхних слоях атмосферы и при достижении поверхности Земли частично утратить свои разрушающие свойства. Но, тем не менее, магнитную ловушку верхняя атмосфера не образует.

Инверсии геомагнитного поля, в процессе протекания которых могут произойти непредсказуемые изменения в живой и неживой природе на поверхности Земли, являются своеобразными революциями, которые в случае их реальности могли бы оказывать огромное влияние на ход эволюции Земли.

Именно поэтому изучение инверсий ГМП является первостепенной задачей современной геофизики. Но, как было упомянуто во введении, инверсии, даже если они реальны, изучать непосредственно невозможно из-за их очень длительного периода. И единственный косвенный способ исследования инверсий ГМП — это изучение процесса, механизмов и распространенности самообращения намагниченности горных пород. Ясное понимание и детальная разработка механизма самообращения в природе позволит оценить вероятность процессов самообращения, и тем самым вероятность инверсий ГМП. Разработка методов лабораторной диагностики механизма образования обратной NRM, которые в каждом конкретном случае ее обнаружения в природе помогут определить, чем обусловлен этот механизм: инверсией или самообращением, даст возможность уточнить общепринятую шкалу инверсий и исключить из нее "ложные" инверсии, т.е. такие, которые реально не существовали, а были восстановлены по обратной NRM горных пород, образовавшейся в результате процессов самообращения.

6. Заключение

В настоящем обзоре показано, что чисто физическая проблема самообращения намагниченности ферритмагнетиков с точки зрения современной геофизики может иметь принципиальное глобальное значение. Проблемы эволюции геомагнитного поля и эволюции самой планеты Земля нельзя в полной мере решить, не разобравшись в каждом конкретном случае, какую информацию несет нам обратная NRM горной породы: об инверсиях ГМП или о внутреннем свойстве ее ферритмагнитной фракции намагничиваться антипараллельно ГМП. Необходимо также разработать методы достаточно полного учета случаев самообращения и установления их физических механизмов.

Происходили или не происходили инверсии ГМП — это только одна из проблем, связанных с геофизическими и экологическими исследованиями. Как известно [5], магнитохронологические шкалы инверсий геомагнитного поля используются для изучения глобальных геофизических явлений, таких, например, как тектоника литосферных плит и образование горных массивов и океанов, а также для изучения строения и свойств глубоких земных недр, строения и эволюции внутренних и внешних ядер Земли и т.д.

Определение наличия или отсутствия инверсий, несомненно, имеет также очень большое значение для построения теории происхождения геомагнитного поля.

Следует обратить внимание на необходимость совершенствования палеомагнитных методов исследования ГМП и интерпретации полученных результатов. При палеомагнитных исследованиях используется самая простая модель ГМП — диполь, направленный по оси вращения Земли, магнитные полюсы которого жестко связаны с географическими полюсами. Предполагается, что такая модель справедлива и для древнего ГМП любого геологического возраста. Поэтому, если ПМ-данные на основе измерений NRM показывают, что древний ПМ-полюс отклонился от современного географического на угол $\alpha < \pi$, то согласно модели на такой же угол должен отклониться и древний географический полюс. Однако в палеомагнитной интерпретации предполагается, что никакого отклонения полюсов не было, а сместился соответствующий блок земной коры. Отсюда появляется возможность расчетов перемещений континентов и литосферных плит.

Если же отклонение $\alpha \approx \pi$, то тогда предполагается, что магнитный диполь был развернут на $\alpha \approx \pi$, а географический полюс остался на месте, т.е. магнитный полюс отклонился от географического на угол π . Этот случай интерпретируется как инверсия ГМП. Возможно, что такой подход к интерпретации ПМ-данных вполне допустим, однако требует, на наш взгляд, более серьезного теоретического обоснования. Тем более, что, как показано в настоящем обзоре, существует альтернативный инверсиям ГМП механизм образования обратной NRM — самопроизвольное самообращение I_S ферритмагнитных минералов горных пород.

В геофизике сейчас 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 имели место случаи, когда ранее определенные инверсии, оказывались результатом самообращения намагниченности горных пород¹ [93]. Мы считаем, что как бы ни было мало число таких случаев, проблема самообращения существует. Как было показано в настоящем обзоре, природа устроена так, что на поверхность Земли вместе с магмой извергаются ферритмагнитные минералы — в основном титаномагнетиты, к тому же титаномагнетиты определенного состава обладают свойством самообращения. Это было обнаружено и исследовано во многих лабораториях мира. Таким образом, эффекты самообращения неоднократно экспериментально воспроизводились в лабораториях. В то же время мы, в принципе, не можем наблюдать инверсии ГМП, поскольку их средняя продолжительность — около 5000 лет.

В связи с тем, что мы не можем непосредственно изучать процесс инверсий, следует уделить большее

¹ Обратная намагниченность лав Ласшам/Олби Центрального массива Франции (область Овернь) считается первым документальным подтверждением экскурса ГМП, названного впоследствии экскурсом Ласшам, т.е. рассматривается как образовавшаяся в ГМП обратной полярности. Авторы работы [93] исследовали серию образцов лав Ласшам и Олби и обнаружили самообращение NRM, что позволило выдвинуть предположение о том, что обратная намагниченность этих лав связана не с экскурсом ГМП, а с процессами самообращения намагниченности. Следовательно, возникает вопрос: был ли этот экскурс вообще?

внимание другому процессу — самообращению намагниченности, поскольку, 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. Можно высказать парадоксальное утверждение — изучая детально самообращение, мы тем самым внесем вклад в изучение инверсий ГМП. В результате этого можно будет определить роль инверсий в образовании обратно намагниченных пород.

Определение механизма каждого конкретного экспериментально установленного случая самообращения — очень сложная задача, не имеющая однозначного решения. Как было показано в обзоре, многие исследователи предлагают различные физические механизмы этого явления. Существует два основных типа механизмов самообращения: за счет взаимодействия (магнитостатического или обменного) различных минералогических фаз в двухфазном или многофазном ферримагнитном минерале и за счет смены знака I_s в однофазном минерале в результате изменения констант молекулярного поля при изменении температуры или в результате химических превращений.

Несмотря на то, что влияние на самообращение химических превращений было рассмотрено в нескольких работах (см., например, [23, 78]), тем не менее, это направление изучено недостаточно подробно. Для ясного понимания того, какие химические превращения могут приводить к самообращению намагниченности (кроме окисления, которое хорошо изучено), требуется постановка дополнительных экспериментов.

Проведенные нами [1, 2, 70] и рядом других авторов [72] исследования показали, что наиболее вероятным физическим механизмом самообращения является механизм N-типа Нееля — смена знака I_s двухподрешеточного ферримагнетика. Это наиболее простой и эффективный механизм. Обменные взаимодействия внутри отдельных подрешеток и между подрешетками характеризуются большими величинами энергий, и трудно представить в минерале другой механизм взаимодействия, который был бы энергетически конкурентоспособнее механизма N-типа.

В наших исследованиях представлены не только косвенные [70], но и прямые доказательства действия механизма N-типа в изученных нами случаях самообращения [1, 97].

Для того чтобы расширить возможности исследования кривых температурной зависимости намагниченности самообращающихся образцов горных пород, число которых всегда ограничено, нами была построена компьютерная модель самообращения N-типа [97].

Эта модель дает возможность с помощью варьирования величин спонтанных намагниченностей подрешеток, обменных взаимодействий внутри и между подрешетками, напряженности внешних магнитных полей получать самые разнообразные кривые температурной зависимости намагниченности.

Нам удалось воспроизвести с помощью модели практически все представленные в литературе кривые $I_T(T)$, в том числе и кривые $I_T(T)$, полученные теми исследователями, которые объясняют наблюдавшиеся ими случаи самообращения другими физическими механизмами, а не механизмом N-типа. Это указывает на достаточную универсальность нашей модели, основан-

ной на механизме N-типа, а тем самым и на универсальность механизма N-типа.

Дополнительного изучения требует эффект самообращения намагниченности осадочных горных пород, что сопряжено с определенными техническими трудностями, так как осадки сильно подвержены химическим превращениям при нагревании. Тем не менее попытки изучения самообращения намагниченности осадков следует продолжить. Это, в частности, позволит сравнить эффекты самообращения в изверженных и осадочных горных породах и выявить их возможные различия. Однако, по нашему мнению, самообращение намагниченности в осадочных породах также может происходить по механизму N-типа.

До сих пор абсолютно не изучены свойства самообращения внеземных пород, в частности метеоритов. Во время падения метеориты сильно нагреваются вследствие трения, а после падения на поверхность Земли остывают в ГМП, подобно изверженным горным породам, в процессе термонамагничивания. Возможно, большую часть намагниченности метеориты приобретают именно в процессе их термонамагничивания в ГМП. Поэтому логично предположить, что подобно изверженным горным породам метеориты также могут проявить свойства самообращения при лабораторном термонамагничивании или терморазмагничивании. Кроме того, метеориты при соприкосновении с поверхностью Земли, испытывают воздействие больших импульсных давлений и их магнитные характеристики по сравнению с имевшимися *in situ* изменяются. В этот момент также возможно приобретение свойств самообращения.

Подводя итог, можно сказать, что изучение самообращения имеет очень большое научное значение. Результаты такого изучения будут способствовать более обоснованной интерпретации ПМ-данных и более глубокому пониманию эволюции ГМП и Земли.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-05-65053).

Список литературы

1. Трухин В И и др. *Физика Земли* (2) 52 (1997)
2. Трухин В И, Жилиева В А, Курочкина Е С *Физика Земли* **40** (6) 42 (2004)
3. Merrill R T, McElhinny M W, McFadden P L *The Magnetic Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle* (Intern. Geophys. Ser., Vol. 63) (San Diego: Academic Press, 1998)
4. Jacobs J A *Reversals of the Earth's Magnetic Field* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994)
5. Трухин В И, Показеев К В, Куницын В Е *Общая и экологическая геофизика* (М.: Физматлит, 2005)
6. Яновский Б М *Земной магнетизм* 4-е изд. (Л.: Изд-во ЛГУ, 1978)
7. Гаусс К Ф *О земном магнетизме. Избранные труды по земному магнетизму* (М.: Изд-во АН СССР, 1952)
8. Френкель Я И *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11** (6) 607 (1947)
9. Джекобс Дж *Земное ядро* (М.: Мир, 1979)
10. Трухин В И *Введение в магнетизм горных пород* (М.: Изд-во МГУ, 1973)
11. Dunlop D J, Özdemir Ö *Rock Magnetism: Fundamentals and Frontiers* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997)
12. Wegener A *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane* (Braunschweig: F. Viewig & Sohn, 1915) [Вегенер А *Происхождение материков и океанов* (М.: Госиздат, 1925)]
13. Dietz R S *Nature* **190** 854 (1961)
14. Hess H H "History of ocean basins", in *Petrologic Studies; a Volume in Honor of A.F. Buddington* (Eds A E J Engel, H L James, B F Leonard) (Boulder, CO: Geol. Soc. Am., 1962) p. 599
15. Wine F J, Matthews D H *Nature* **199** 947 (1963)
16. David P C.R. *Acad. Sci. (Paris)* **138** 41 (1904)

17. Brunhes B J. *Phys. (Paris)* **5** 705 (1906)
18. Matuyama M. *Proc. Imp. Acad. Jpn.* **5** 203 (1929)
19. Graham J W J. *Geophys. Res.* **54** 131 (1949)
20. Néel L. *Ann. Geophys.* **7** 90 (1951)
21. Néel L. *Adv. Phys.* **4** 191 (1955)
22. Néel L. *Ann. Phys. (Paris)* **3** 137 (1948) [в сб. *Антиферромагнетизм* (М.: ИЛ, 1956)]
23. Verhoogen J J. *Geophys. Res.* **61** 201 (1956)
24. *Лауреаты Нобелевской премии. Энциклопедия* Т. 2 (М.: Прогресс, 1992) с. 150
25. Weiss P J. *Phys. (Paris)* **6** 661 (1907)
26. Грабовский М А, Пушков А Н. *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.* **4** 320 (1954)
27. Нагата Т. *Магнетизм горных пород* (М.: Мир, 1965)
28. Akimoto S, Katsura T, Yosida M. *J. Geomag. Geoelectr.* **9** 165 (1957)
29. Buddington A F, Lindsley D H. *J. Petrology* **5** 310 (1964)
30. O'Reilly W, Banerjee S K. *Min. Mag.* **36** 277 (1967)
31. Uyeda S J. *Geomag. Geoelectr.* **9** 61 (1957)
32. Akimoto S, PhD Thesis (Tokyo: Univ. of Tokyo, 1957)
33. Nagata T, Akimoto S, Uyeda S. *Proc. Jpn. Acad.* **27** 643 (1951)
34. Nagata T, Oshima O, Akimoto S. *J. Geomag. Geoelectr.* **4** 22 (1952)
35. Kneller E. *Ferromagnetismus* (Berlin: Springer, 1962)
36. Yu Y J. *IRM Quarterly* **10** (2) 6 (2000)
37. Ozima M, Funaki M. *Earth Planets Space* **53** 111 (2001)
38. Ozima M, Oshima O, Funaki M. *Earth Planets Space* **55** 183 (2003)
39. Roche A C. R. *Acad. Sci. (Paris)* **233** 1132 (1951)
40. Roche A C. R. *Acad. Sci. (Paris)* **236** 107 (1953)
41. Nagata T, Uyeda S, Akimoto S. *J. Geomag. Geoelectr.* **4** 22 (1952)
42. Nagata T, Akimoto S, Uyeda S. *J. Geomag. Geoelectr.* **5** 168 (1953)
43. Nagata T. *Nature* **172** 850 (1953)
44. Nagata T et al. *J. Geomag. Geoelectr.* **6** 182 (1954)
45. Nagata T, Uyeda S. *Nature* **184** 890 (1959)
46. Ishikawa Y, Syono Y. *J. Phys. Soc. Jpn.* **17**(B-1) 714 (1962)
47. Ishikawa Y, Syono Y. *J. Phys. Chem. Solids* **24** 517 (1963)
48. Петрова Г Н, Минабаев Р А, Колесников Л В. *Изв. АН СССР, сер. геофиз.* **4** 85 (1965)
49. Westcott-Lewis M F. *Earth Planet. Sci. Lett.* **12** 124 (1971)
50. Hoffman K A. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* **41** 65 (1975)
51. Трухин В И и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (9) 57 (1984)
52. Haag M et al. *J. Volcanol. Geothermal Res.* **41** 369 (1990)
53. Ozima M et al. *J. Geomag. Geoelectr.* **44** 979 (1992)
54. Fujiwara Y et al. *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. Ser. 4* **23** (2) 167 (1992)
55. Haag M et al. *Geophys. Res. Lett.* **20** 675 (1993)
56. Hoffmann V, Fehr K Th. *Geophys. Res. Lett.* **23** 2835 (1996)
57. Bina M et al. *Geophys. J. Int.* **138** 159 (1999)
58. Prévot M et al. *Phys. Earth Planet. Int.* **126** 75 (2001)
59. Havard A D, Lewis M. *Geophys. J.* **10** 59 (1965)
60. O'Reilly W, Banerjee S K. *Nature* **211** 26 (1966)
61. Ozima M, Larson E E. *J. Geomag. Geoelectr.* **20** 337 (1968)
62. Schult A. *Earth Planet. Sci. Lett.* **4** 57 (1968)
63. Ryall P J C, Ade-Hall J M. *Nature* **257** 117 (1975)
64. Nishida J, Sasajima S. *Rock Magn. Paleogeophys.* **2** 5 (1974)
65. Ryall P J C, Hall J M. *Can. J. Earth Sci.* **16** 496 (1979)
66. Tucker P, O'Reilly W J. *Geomag. Geoelectr.* **32** 341 (1980)
67. Бугаев М С, Зверинцев А Г, Белоброва И А. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (5) 53 (1972)
68. Heller F. *Nature* **284** 334 (1980)
69. Krasa D, PhD Thesis (München: Fakultät für Geowissenschaften, 2003)
70. Трухин В И, Караевский С Х. *Самообращение намагниченности природных пикроильменитов* (М.: Изд-во МГУ, 1996)
71. Matzka J et al. *Earth Planet. Sci. Lett.* **206** 541 (2003)
72. Doubrovine P V, Tarduno J A. *Earth Planet. Sci. Lett.* **222** 959 (2004)
73. Gorter E W. *Philips Res. Rep.* **9** 295, 321, 403 (1954) [Пер. на русск. яз.: *УФН* **57** 279, 435 (1955)]
74. Крорасек V. *Stud. Geophys. Geod. Ceskoslov. Accad. Ved.* **12** 108 (1968)
75. Большаков А С, Мельников Б Н, Дашевская Д М. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (6) 103 (1973)
76. Zapletal K. *Phys. Earth Planet. Int.* **70** 302 (1992)
77. Bina M, Daly L. *Phys. Earth Planet. Int.* **85** 83 (1994)
78. McClelland E, Goss C. *Geophys. J. Int.* **112** 517 (1993)
79. Yu Y et al. *Earth Planet. Sci. Lett.* **192** 439 (2001)
80. Васильев А Н, Трухин В И. *Природа* (4) 17 (2004)
81. Merrill R T, Grommé C S J. *Geophys. Res.* **74** 2014 (1969)
82. Orlický O. *Contrib. Geophys. Geodesy* **32** (1) 1 (2002)
83. Hoffmann K A. *Phys. Earth Planet. Int.* **30** 357 (1982)
84. Stacey F D, Banerjee S K. *The Physical Principles of Rock Magnetism* (Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. Co., 1974)
85. Uyeda S. *Jpn. J. Geophys.* **2** 1 (1958)
86. Haag M et al. *Phys. Earth Planet. Int.* **65** 104 (1990)
87. Ishikawa Y. *J. Phys. Soc. Jpn.* **17** 1835 (1962)
88. Hoffmann K A J. *Geophys. Res.* **97** 10883 (1992)
89. Nord G L (Jr), Lawson C A. *Am. Mineral.* **74** 160 (1989)
90. Kennedy L P, Osborne M D. *Earth Planet. Sci. Lett.* **84** 479 (1987)
91. Ozima M, Funaki M. *Earth Planet. Sci. Lett.* **213** 311 (2003)
92. Heller F, Markert H, Schmidbauer E J. *Geophys.* **45** 235 (1979)
93. Heller F, Petersen N. *Phys. Earth Planet. Int.* **30** 358 (1982)
94. O'Reilly W, Banerjee S K. *Nature* **211** 26 (1966)
95. Krása D. *IRM Quarterly* **12** (2) 3 (2002)
96. Schult A. *J. Geophys.* **42** 81 (1976)
97. Безаева Н С, Матвеева Т В, Трухин В И. *Вестник МГУ. Сер. 3 Физ. Астрон.* (2) 59 (2005)
98. Verhoogen J J. *Geol.* **70** 168 (1962)
99. Stephenson A. *Geophys. J. R. Soc.* **18** 199 (1969)
100. Stephenson A. *Geophys. J. R. Soc.* **29** 91 (1972)
101. Stephenson A. *Nature* **259** 5539 101 (1976)
102. Stephenson A. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **40** 29 (1975)
103. Nishida J, Sasajima S. *Rock Magn. Paleogeophys.* **2** 10 (1974)
104. Трухин В И и др. *Физика Земли* (11) 30 (1995)

Self-reversal of magnetization of natural and synthesized ferrimagnetics

V.I. Trukhin, N.S. Bezaeva

Physics Department, M.V. Lomonosov Moscow State University,
Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 939-3160, 939-4881. Fax (7-495) 932-8820
E-mail: trukhin@phys.msu.ru, n_bezaeva@mail.ru

Although the current view is that a reversal in the magnetization of rocks results from the polarity reversal of Earth's magnetic field, the formation of magnetization antiparallel to the applied field — the so-called self-reversal of magnetization — is sometimes observed in the laboratory studies of rocks and in synthesized ferrimagnetics, posing the challenge of explaining its nature. Discussed in this review, with emphasis put on the physical mechanisms of self-reversal, are both the experimental and theoretical studies of the authors, including results from a model they developed based on the Néel N-type self-reversal idea. A comparison of computer simulations with experimental results is presented.

PACS numbers: 75.50.Gg, 75.60.Jk, **91.25.-r**, 91.25.Mf

Bibliography — 104 references

Received 10 August 2005, revised 9 September 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (5) 507–535 (2006)

Physics–Uspekhi **49** (5) (2006)