

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА НАВЕДЕННУЮ МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ МАГНЕТИТСОДЕРЖАЩИХ ПОРОД

© 2004 г. В. С. Вечфинский, Д. А. Ларионов, С. В. Гагаркин, Д. С. Великанов

Рыбинская государственная авиационная технологическая академия

Поступила в редакцию 26.11.2002 г.

Изложена физико-математическая модель влияния давления и температуры на эффекты памяти наведенной магнитной анизотропии изверженных горных пород, содержащих многодоменные частицы магнетита и титаномагнетита с различным содержанием титана. По этой модели рассчитаны зависимости параметров перетяжек частных петель гистерезиса намагниченности от давления и температуры.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ЭФФЕКТЫ НМА

Известно, что в результате охлаждения пород в некотором постоянном магнитном поле H_T от температур $T_x < T_c$ (T_c - температура Кюри) в содержащихся в них магнитных минералах возможно возникновение так называемой наведенной магнитной анизотропии (НМА)), НМА проявляется в виде перетяжек, возникающих на частных петлях гистерезиса намагниченности при напряженности намагничивающего поля близком или равном H_T [Вечфинский, 1984]. При последующем нагреве перетяжка исчезает при температуре T_x (при условии, что $T_x < T_c$) [Вечфинский, 1987]. Таким образом, породы способны фиксировать и хранить информацию о напряженности геомагнитного поля и температурах своего прогрева. На основе этих свойств НМА были разработаны методы определения палеонапряженности [Шашканов, 1985] и палеотемпературы [Вечфинский, 1994].

Следует сразу оговорить терминологию. В физике ферромагнетиков, изначально при объяснении перетянутых петель гистерезиса был введен термин НМА [Крупичка, 1976]. В работе [Шашканов, 1985] эффекты памяти, обусловленные возникновением в магнетике горной породы определенной текстуры, названы магнитотекстурной памятью. Надо подчеркнуть, что понятие магнитной текстуры и магнитотекстурной памяти шире понятия НМА (по крайней мере по отношению к изверженным и осадочным породам). Здесь же мы рассматриваем только перетянутые петли гистерезиса и, хотя рассматриваемые перетяжки кардинально отличаются от перетяжек, открытых в конце 20-х годов прошлого века [Крупичка, 1976], для объяснения причин, их вызывающих, сохранен термин НМА как более узкий, отвечающий конкретному явлению.

Исследования показывают, что эффекты НМА изверженных пород, наблюдаемые на образцах, НМА которых создана при участии давления, сильно зависят от величины этого давления (P_x) [Ершов, 1999].

Здесь мы рассмотрим физико-математическую модель, описывающую влияние давления и температуры на параметры, характеризующие перетяжку на частных петлях гистерезиса. Эта модель основана на теории зависимости магнитной восприимчивости от постоянного поля для пород, обладающих НМА, предложенной в работе [Вечфинский, 1999]. Поскольку исследования эффектов НМА проводились в основном на изверженных породах, содержащих многодоменные зерна магнетита и титаномагнетитов, то данная модель относится именно к таким ферромагнетикам. Однако, мы считаем, что предлагаемая теория с равным успехом может быть отнесена и к иным ферромагнитным минералам.

Предлагаемая модель отнюдь не претендует на теорию магнито-диффузионных процессов и теорию создания в породе, содержащей многодоменные минералы, наведенной магнитной анизотропии. Эти теории разрабатывались задолго до проведения данной работы. Даже простое перечисление большинства работ, посвященных диффузионным процессам в магнитных материалах горных породах, не представляется возможным в этой небольшой статье. Можно только отметить часть из них: [Neel, 1955; Вонсовский, 1971; Журавлев, 1975; Крупичка, 1976; Лесник, 1976; Ратенау, 1961; Тропин, 1975а; Тропин, 1975б; Трухин, 1966; Трухин, 1972; Трухин, 1973; Трухин, 1974].

Данная модель позволяет лишь описывать влияние давления и температуры на параметры перетяжек, возникающих на частных петлях гистерезиса магнетитсодержащих пород, при возникновении в них НМА. В дальнейшем (возможно) предлагаемая модель позволит по экспериментальным данным

оценивать отдельные параметры, характеризующие НМА в конкретных образцах изверженных пород. Это потребует разработки специальной компьютеризированной установки для исследования магнитных свойств подобных образцов.

Кроме того, есть все основания полагать, что НМА пород способна фиксировать информацию о давлении P , действовавшем на породу в момент наведения в ней анизотропии в геомагнитном поле. По крайней мере эффекты НМА, отражающиеся в изменении формы частных петель гистерезиса намагниченности, зависят от этого давления. То есть, компьютерное моделирование зависимости параметров перетяжек на частных петлях гистерезиса от давления может помочь в решении конкретной задачи - построении метода определения палеодавлений.

Приведенные далее результаты компьютерного моделирования сравнивались с экспериментальными данными, полученными на породах, взятых из палеомагнитных коллекций Камчатки, Курильских островов и Дальнего Востока. В основном это были базальтовые лавы, содержащие согласно минералогическим исследованиям, многодоменные частицы магнетита и титаномагнетитов. Температуры Кюри исследованных образцов лежали в пределах 300-575°C. Часть образцов была ранее проанализирована на электронно-зондовом микроанализаторе "Самебах" сотрудником геофизической обсерватории "Борок" ОИФЗ РАН В.А. Цельмовичем.

Рассмотрим некоторые известные положения диффузионной теории НМА, позволяющие оценить влияние внешних факторов на параметры перетяжек частных петель гистерезиса.

НМА, возникающая в породах при их охлаждении в магнитном поле, обусловлена диффузионной стабилизацией доменных границ (ДГ). В результате нагрева-охлаждения пород в постоянном магнитном поле в них происходит диффузионная перегруппировка различных дефектов (примесей, вакансий и т.п.). В результате этой перегруппировки в магнетике породы меняется внутренняя энергия, и доменные границы стабилизируются в соответствии с ее минимумом. Одновременно происходит и другой процесс - движение доменных границ под воздействием магнитного поля через пониженные в результате нагрева энергетические потенциальные барьеры (так называемый "термофлуктуационный" процесс). Здесь уже дефекты увлекаются границами, которые опять стабилизируются в новых положениях в соответствии с новым минимумом энергии. В обоих случаях положение стабилизированных ДГ зависит от напряженности намагничивающего поля. Оба процесса идут одновременно. Преобладание того или иного из них зависит от состава, структуры образцов пород, температуры нагрева, внутренних и внешних напряжений и т.п. При комнатной тем-

пературе, когда диффузионные процессы крайне замедлены, видимо, преобладают термофлуктуационные процессы. При низких температурах также возможна "электронная диффузия", т.е. упорядочение валентности ионов путем перескока электронов. Например, в случае корреляции электронного обмена $Fe_2 \rightleftharpoons Fe_3$ в магнетите с миграцией вакансий возможно понижение энергетического барьера, которое ион преодолевает при перескоке в соседнюю позицию [Крупичка, 1976]. В то же время, при высоких температурах активизируются диффузионные процессы и их роль в создании НМА становится преобладающей. Следует отметить, что НМА, созданная при охлаждении образца породы от высокой температуры, обусловленная диффузионными процессами, много более стабильна как во времени, так и по отношению к размагничиванию переменным магнитным полем ($/г$), чем НМА, созданная при комнатной температуре [Вечфинский, 1987].

Во всех этих случаях доменная граница при стабилизации (т.е. при создании НМА) попадает в энергетическую яму. Для того, чтобы выбраться из этой ямы граница должна преодолеть так называемый "гигантский" потенциальный барьер, положение которого в общей картине распределения энергии границы зависит от напряженности поля термонамагничивания H_m . Совокупность этих "гигантских" барьеров вызывает перетяжку на частных петлях гистерезиса намагниченности. Схемы распределений градиента энергии вдоль оси движения 180-градусной доменной границы магнетиков, обладающих НМА приведены в работах [Вечфинский, 1999; Vetchfinski, 2000]. Как показано в этих работах, подобные перетяжки наблюдаются на петлях гистерезиса при их измерении в переменных магнитных полях, не выходящих за область Релея. Энергия и расположение "гигантских" барьеров на пути движения доменных границ характеризуются некоторой дисперсией (разбросом). Эта дисперсия носит случайный характер, так как набор дефектов, их расположение в каждом конкретном образце породы является случайным. На основе этих положений в работе [Вечфинский, 1999] предложена формула для магнитной восприимчивости образцов, обладающих НМА.

$$\kappa = \kappa_H + \{b + K_1 \exp\{-(H_T - H)^2 / K_2^2\}\} * H. \quad (1)$$

Здесь κ_H - начальная магнитная восприимчивость, $K_1 = K_1^* / \sigma \sqrt{2\pi}$, $K_2 = 2\sigma^2$, σ - среднее квадратическое отклонение, b - постоянная Релея.

Формула (1) справедлива только при малых напряженностях магнитного поля, т.е. в области Релея. Коэффициент K_1^* приблизительно показывает во сколько раз энергия НМА больше средней энергии ДГ. K_1 зависит как от энергии, так и от дисперсии в положении "гигантских" ба-

рьеров, т.е. от их разброса вокруг некоторого среднего положения, определяемого напряженностью H_T . K_2 характеризует разброс в положении "гигантских" барьеров. K_1^* - безразмерная величина. K_1 и K_2 имеют размерности в гауссовой системе единиц Э^{-1} и Э^2 соответственно.

Формула (1) хорошо описывает экспериментальные данные по зависимости магнитной восприимчивости магнетитсодержащих пород, в которых была создана НМА [Большаков, 1986].

При экспериментальных исследованиях слабых эффектов памяти НМА измеряются скомпенсированные дифференциальные петли гистерезиса намагниченности (СДПГ). СДПГ - это дифференциальная петля гистерезиса, в которой почти отсутствует (скомпенсирована) первая гармоника, определяемая в основном обратимой намагниченностью, несущей мало информации об НМА [Вечфинский, 1984]. Перетяжка, несущая информацию о поле H_T , характеризуется глубиной (dE), шириной (A) и площадью (S). На рис. 1 приведен пример перетянутой СДПГ и показан отсчет параметров, определяющих перетяжку, h - амплитуда переменного синусоидального магнитного поля, в котором измерялась СДПГ. Проведем теоретический расчет зависимости этих параметров от давления. В работе [Вечфинский, 1999] рассчитана формула ЭДС (E), определяющей перетянутую СДПГ. Для определения Ae рассчитаем зависимость ЭДС от переменного поля для неперетянутой СДПГ. Расчет неперетянутой СДПГ проведем аналогично расчету СДПГ с перетяжкой. Восприимчивость в этом случае задается следующей формулой:

$$\kappa = \kappa_n + bH. \quad (2)$$

Здесь κ_n - начальная магнитная восприимчивость, b - постоянная Релея.

Формула для ЭДС, возникающей в датчике, измеряющем намагниченность образца, не обладающего НМА, в переменном магнитном поле, следующая:

$$\varepsilon = -nS\omega \{ (1 + 4\pi\kappa_n + bH_m)H_m \cos(\omega t) + K\pi bH_m^2 \sin(2\omega t) \}, \quad (3)$$

где H_T - максимальное поле гистерезисного цикла (т.е. величина $H_T \sin(\omega t)$ соответствует амплитуде h в данный момент времени), ω - частота переменного поля, t - время, n - число витков в обмотке датчика, S - площадь витка. Параметр K вместе с постоянной Релея определяет положение восходящей ветви СДПГ, относительно нисходящей. Для восходящей ветви $K = 6$, для нисходящей $K = 2$.

Следует еще раз подчеркнуть, что в данных исследования формулы, описывающие ЭДС и СДПГ, одни и те же. СДПГ - это изображение скомпен-

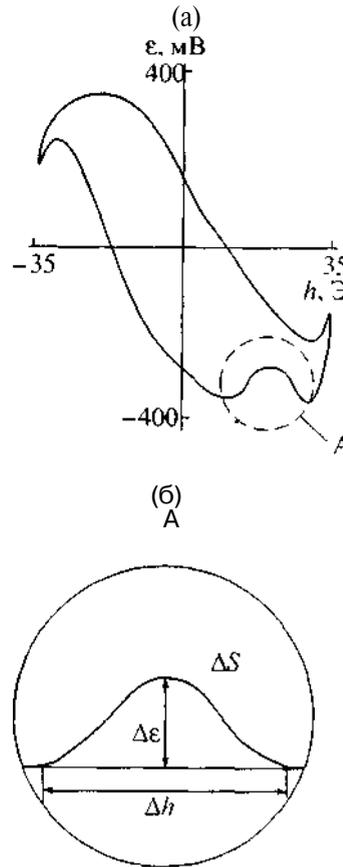


Рис. 1. (а) - частная перетянутая скомпенсированная дифференциальная петля гистерезиса (СДПГ) образца базальтовой лавы Камчатка, НМА которого создана в $H_T = 20 \text{ Э}$; (б) - способ отсчета параметров перетяжки.

сированной дифференциальной петли гистерезиса, а ЭДС - это электродвижущая сила в данный момент времени, которая определяет конкретную точку на кривой СДПГ.

Ае находится как разность ЭДС перетянутой и не перетянутой СДПГ. ЭДС перетянутой СДПГ задана формулой, описанной в [Вечфинский, 1999]. В результате получим:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon = & -4\pi nS\omega \{ (K_1/K_2) \times \\ & \times \exp[-(H_T - H_m \sin(\omega t))^2/K_2] \times \\ & \times (H_T - H_m \sin(\omega t))H_m^3 \sin(\omega t) \sin(2\omega t) + \\ & + K_1^* \exp[-(H_T - H_m \sin(\omega t))^2/K_2] H_m^2 \sin(2\omega t) \} \end{aligned} \quad (4)$$

Максимальное значение Ae достигается тогда, когда амплитуда намагничивающего поля равна напряженности поля H_T (т.е. при условии $H_T = H_m \sin(\omega t)$). Оно равно:

$$\Delta\varepsilon_{\text{max}} = 4\pi nS\omega K_1 H_m^2 \sin(2\omega t). \quad (5)$$

Естественно, что величина перетяжки на экране осциллографа (как и сама СДПГ) зависит от амплитуды намагничивающего поля. Наиболее четко данные перетяжки проявляются при амплитуде намагничивающего поля $H_m = 2H_T$ (иначе говоря, при $H_m \sin(\omega t) = H_m/2$). Измерения АЕ проводились именно при этих условиях. При этом $\sin(\omega t) = 1/2$. Отсюда имеем:

$$\Delta \varepsilon_{\max} = 2\sqrt{3}\pi n S \omega K_1 H_m^2. \quad (6)$$

При моделировании на компьютере амплитуду намагничивающего поля H_m принимают равной единице. Все остальные параметры жестко привязывают к H_m . В частности напряженность поля термонамагничивания H_T обычно берут равной $0.5H_{III}$. Учитывая это, расчетная формула принимает вид:

$$\Delta \varepsilon_{\max} = a_1 K_1 = a K_1^* / \sigma, \quad (7)$$

где $a_1 = (2\sqrt{3})\pi n S \omega$, $a = \sqrt{0.85} \pi S \omega$.

Рассмотрим подробнее поведение коэффициента K_1 и среднего квадратического отклонения σ . Как показано в работе [Ершов, 1999], глубина перетяжки на СДПГ, создаваемая в изотермических условиях, уменьшается с ростом давления P . Это значит, что уменьшается величина "гигантских" барьеров, т.е. уменьшается K_r . Все модели эффектов НМА так или иначе включают в себя экспоненциальные зависимости и, в частности, элементы нормального распределения (распределения Гаусса). Исходя из этого мы предложили следующую формулу для зависимости K_1 от давления P_x :

$$K_1 = A \exp(-B_p P_x). \quad (8)$$

Параметр A оценивает соотношение средней энергии ДГ и "гигантских" барьеров в отсутствие внешнего давления; B_p зависит от микроструктуры образца породы.

Среднее квадратическое отклонение σ по своей сути должно характеризоваться распределением, близким к нормальному. При этом надо учитывать, что σ с ростом P_x сначала уменьшается, но затем при превышении давления некоторой величины σ может немного возрасть [Ершов, 1999]. Этот рост наблюдается при давлениях, относительно близких по величине давлению, при котором образец разрушается. Он вызван появлением микротрещин, увеличивающих дефектность образца, и возникновением новых потенциальных барьеров, относительно невысоких, но многочисленных. Исходя из этих соображений предложена формула:

$$\sigma = C - F \exp[-G(P_{KP} - P_x)^2]. \quad (9)$$

Здесь C - начальная ширина перетяжки; F и G зависят от состава и структуры образца; P_{KP} -

критическое значение, при котором начинают образовываться микротрещины. Таким образом для максимальной глубины перетяжки имеем:

$$\Delta \varepsilon_{\max} = \frac{A \exp(-B_p P_x)}{C - F \exp[-G(P_{KP} - P_x)^2]}. \quad (10)$$

Кажется, что в данной формуле много неизвестных параметров. Однако в работе [Вечфинский, 1999] показано, что обычно в изверженных породах, содержащих магнетит и титаномагнетиты, а также в исследованных ферритмагнетиках величина $A = 10-20$. Исходя из зависимостей $dh = f(P_x)$ (dh - ширина перетяжки на СДПГ), P_{KP} для исследованных образцов лежала примерно при $P_{KP} = 60-65$ МПа. За величину C примем начальную ширину перетяжки. Как правило, она равна $C = 2H_T$. Параметр F относительно слабо влияет на поведение зависимости $de = f(P_x)$ при указанных величинах A , C и P . Фактически же начальная глубина перетяжки $|de|$ при $P_x = 0$ равна:

$$\Delta \varepsilon_0 = A / [C - F \exp(-G P_{KP}^2)]. \quad (11)$$

Наилучшее совпадение теории и эксперимента наблюдается при $C = 0.001$ и $F = 3-5$, так что $de = C = 2H_T$ (что, собственно, и предполагалось). Таким образом остается неопределенным только параметр B_p , который может меняться от образца к образцу. Это параметр определяет скорость уменьшения энергии "гигантских" потенциальных барьеров с ростом давления. Он в очень сильной степени зависит от структуры образца и может быть назван "коэффициентом затухания" энергии "гигантский" барьеров при изменении давления (коэффициент затухания по давлению).

Нарис. 2 приведен пример экспериментальной и теоретической зависимостей $de = f(P_x)$. Экспериментальные перетяжки на СДПГ были получены в поле $H_T = 15$ Э в результате выдержки образца при комнатной температуре при разных давлениях в течение 20 минут. Эксперименты, проведенные на образцах лав, содержащих магнетит и титаномагнетиты, показывают, что глубина перетяжки в диапазоне от атмосферного давления до $P_x = 70$ МПа может уменьшаться в 2-4 раза, изредка и в более число раз. Из рисунка видно, что теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментом.

Компьютерное моделирование зависимостей $\Delta \varepsilon = f(P_x)$ показало, что наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных кривых наблюдается при $F \cong (0.1-0.3)H_T$; $G \cong 1.6 \times 10^{-5} P_{KP}$, $B_p \cong 2.4 \times 10^{-4} P_{KP}$ (P_{KP} в данном случае отсчитывается в МПа). Как уже говорилось, из теории и экспериментов следует, что $A = 10-20$, $C = 2H_T$. Следует отметить следующий факт - все параметры рассматриваемой модели жестко связаны с двумя главными величинами: напряженностью поля термонамагничивания H_T и давлением, при котором начинается

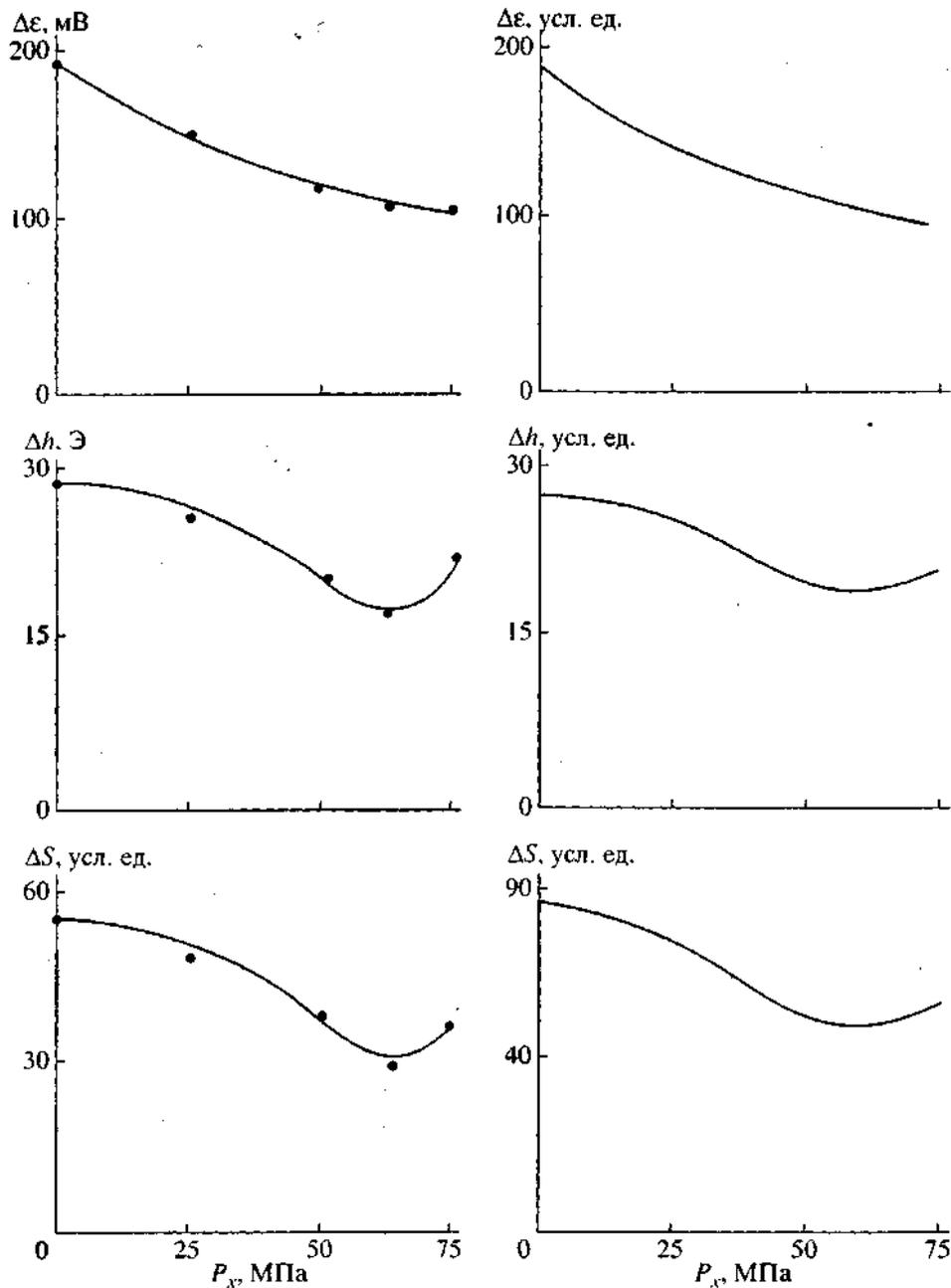


Рис. 2. Экспериментальные (слева) и теоретические (справа) зависимости параметров перетяжки от давления.

процесс разрушения образца ($P_{кр}$). Это подтверждает правильность предложенной модели НМЛ. Действительно, параметры перетяжки зависят от H_T , а их функциональная связь с давлением, в свою очередь, определяется микроструктурой пород, их дефектностью, которая во многом определяет величину P_x .

Рассмотрим поведение ширины перетяжки (dh) в зависимости от величины давления. dh оценивается по величине среднего квадратического отклонения σ , которое в данном случае имеет ту же размерность, что и dh . Считая, что разброс в поло-

жении "гигантских" барьеров характеризуется нормальным распределением и учитывая правило "трех сигм", за теоретическую характеристику Л/г можно принять величину 6σ (перетяжка наблюдается в полях $H_T - 3\sigma < h < H_T + 3\sigma$). Теоретическая кривая $6\sigma = f(P_x)$, рассчитанная по формуле (9), и экспериментальная зависимость $dh = f(P_x)$ приведены на рис. 1в. В данном случае параметры C , F и G выбраны абсолютно те же, что и для теоретической кривой $\Delta\epsilon = f(P_x)$ ($C \approx 28$, $F = 4$, $G \approx 0.001$).

Площадь перетяжки Л5 пропорциональна потерям энергии при взаимодействии доменных

границ с "гигантскими" барьерами. Зависимость $dS = f(P_x)$ может в первом приближении характеризоваться произведением энергии "гигантских" барьеров на их число:

$$\Delta S = [N + A \exp(-B_p P_x)] \times \{C - F \exp[-G(P_{кр} - P_x)^2]\}. \quad (12)$$

Здесь параметр N пропорционален потерям на перемагничивание в области перетяжки при $P_x = 0$. Если говорить точнее, то этим потерям пропорционально произведение NC . В формуле (12) первый из сомножителей характеризует потери, связанные с энергией потенциальных барьеров, а второй сомножитель с числом этих барьеров (в первом приближении число барьеров пропорционально ширине перетяжки). Естественно, что теоретическая величина dS , определяемая по формуле (12), не равна затраченной энергии на перемагничивание. Это есть некоторая условная величина, пропорциональная этой энергии. Но и экспериментально определяемая площадь перетяжки есть по сути такая же величина. Поэтому при сравнении экспериментальной и теоретической функций $dS = f(P_x)$ учитывается только их качественное совпадение, а также относительное уменьшение этой площади с ростом давления.

Пример теоретической и экспериментальной зависимостей $\Delta S = f(P_x)$ приведен на рис. 2. Параметры A , B_p , C , F и G те же, что и в предыдущих примерах.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕТЯЖКИ

Пока мы рассматривали поведение параметров перетяжки, созданной в изотермических условиях. Теперь оценим поведение $\Delta \epsilon$ в зависимости от температуры T_x , от которой происходило охлаждение в постоянном магнитном поле и постоянном давлении (или при отсутствии давления). Решение этой задачи значительно сложнее и мы пока можем лишь качественно оценить характер графиков $\Delta \epsilon = f(T_x)$. Экспериментальные исследования зависимостей глубины перетяжки от T_x для образцов, обладающих НМА, описаны в работе [Вечфинский, 1987]. Эксперименты обнаруживают сложный характер зависимостей $\Delta \epsilon_{\max} = f(T_x)$ для разных образцов. Однако, во всех случаях для пород, содержащих магнетит и титаномагнетиты с различным содержанием титана, а также для синтетических магнетитов (как, в прочем, и для всех исследованных ферримагнитных материалов) существуют общие закономерности: глубина перетяжки сначала возрастает (иногда в 5–6 раз) с увеличением T_x от комнатной до 100–150°C, а затем начинает уменьшаться по мере приближения

T_x к температуре Кюри. Это уменьшение для одних образцов может быть плавным, а для других на графиках $de = f(T_x)$ могут наблюдаться локальные максимумы и минимумы. Появление этих локальных экстремумов зависит от наличия в образцах тех или иных примесей, обладающих своим спектром температур диффузионных процессов. Мы рассмотрим общий характер поведения функции $de = f(T_x)$

без учета конкретных случайных природных примесей.

Первоначальный рост перетяжки с температурой T_x , обусловлен ростом коэффициента диффузии. Однако, при увеличении температуры происходит понижение потенциальных барьеров, в том числе и "гигантских". Начиная с некоторой температуры, зависящей от состава образца с ферримагнетиком, уменьшение энергии барьеров становится преобладающим и перетяжка начинает уменьшаться. Увеличение перетяжки, обусловленное ростом коэффициента диффузии, может описываться формулой:

$$\Delta \epsilon_d = D \exp(-Q^*/T_x). \quad (13)$$

Здесь D - коэффициент диффузии, включающий частотный фактор: $Q^* = Q/k$, где Q - энергия активации, k - постоянная Больцмана, T_x - температура. Собственно, формула (13) есть аналог известной формулы для температурной зависимости коэффициента диффузии [Уэрт, 1969].

Уменьшение перетяжки, вызванное понижением потенциальных барьеров, может описываться следующим образом:

$$\Delta \epsilon_n = A \exp(-B_T T_x). \quad (14)$$

Параметр A - то же, что и в формуле (8). B_m - "коэффициент затухания по температуре", параметр, определяющий уменьшение энергии барьеров с ростом T_x . Изменение глубины перетяжки с изменением температуры T_x определяется произведением ($\Delta \epsilon_d \Delta \epsilon_n$):

$$\Delta \epsilon = C + AD \exp[-(Q^*/T_x + B_T T_x)], \quad (15)$$

где C - начальное значение перетяжки (при комнатной температуре). Примеры экспериментальной и теоретической зависимости $de = f(T_x)$ приведены на рис. 3. Здесь $AD = 150$, $Q^* = 80$, $B_T = 0.004$. Температура T_x в данном случае отсчитывалась от 0°C, что для качественной оценки вполне допустимо. Тем более, что эксперименты по исследованию перетяжек проводились при температуре выше 0°C.

ВЫВОДЫ

Изложена физико-математическая модель влияния давления и температуры на эффекты памяти наведенной магнитной анизотропии горных

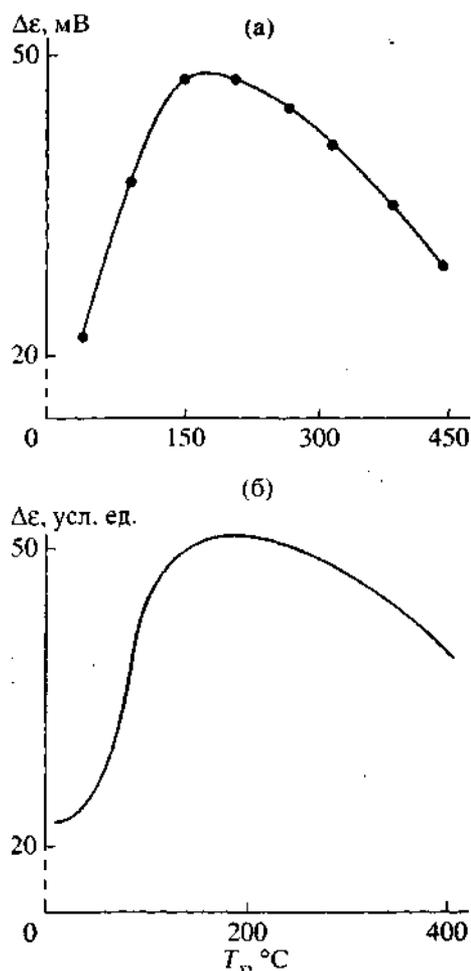


Рис. 3. Пример экспериментальной (а) и теоретической (б) зависимости глубины перетяжки от температуры T_2 .

пород, содержащих многодоменные зерна магнетита и титаномагнетитов с различным содержанием титана, несущие информацию о напряженности магнитного поля, при котором была создана НМА. По этой модели рассчитаны зависимости параметров перетяжек частных петель гистерезиса намагниченности изверженных пород от давления и температуры.

Данная модель может помочь в дальнейшей разработке метода определения палеодавлений по свойствам НМА, образованной в глубинных породах при их нагревах-охлаждениях в геомагнитном поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта, предоставленного Санкт-Петербургским государственным университетом (грант № ЕОО-8.0-10).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Большаков А.С., Виноградов Ю.К. Обратимая магнитная восприимчивость термонамагниченного магнетита // Докл. АН СССР. 1986. Т. 296. № 4. С. 74-86.

Вечфинский В.С., Виноградов Ю.К., Мострюков А.О. Использование перминвар-эффекта термонамагниченных пород при определении палеонапряженности // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. № 3. С. 63-69.

Вечфинский В.С., Филин С.И. Термостабилизация наведенной магнитной анизотропии и магнитная память многодоменных титаномагнетитов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1987. № 10. С. 65-70.

Вечфинский В.С. Магнитный геотермометр // Физика Земли. 1994. № 1. С. 75-78.

Вечфинский В.С., Ершов А.Н., Юмагулов М.Г. Физико-математическая модель перетянутых петель гистерезиса магнетит содержащих пород // Физика Земли. 1999. №5. С. 83-88.

Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука. 1971. 1032 с.

Ершов А.Н., Вечфинский В.С., Ларионов Д.А., Бубнов А.А., Цельмович В.А. Влияние давления на наведенную магнитную анизотропию горных пород // Физика Земли. 1999. № 4. С. 75-80.

Журавлев А.Ф., Кочелаб В.В., Мицек А.И. Аномальная диффузия и магнитное последствие в поликристаллических ферромагнетиках // Украинский физический журнал. 1975. Т. 20. № 2. С. 185-193.

Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир. 1976. Т. 1. 353 с. Т. 2. 504 с.

Лесник А.Г. Наведенная магнитная анизотропия. Киев. 1976, 163с.

Магнитные свойства металлов и сплавов / Под ред. Вонсовского С.В. М.: Иностранная литер. 1961. 446 с.

Ратенау Дж. Временные эффекты при намагничивании. Магнитные свойства металлов и сплавов. М. 1961. С. 226-266.

Тропин Ю.Д. Диффузионное магнитное последствие: Препринт. Красноярск: ИФ СО АН СССР. 1975. 78 с.

Тропин Ю.Д. Теория магнитного последствия флуктуационной и диффузионной природы в применении к проблемам магнетизма горных пород. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Красноярск. ИФ СО АН СССР. 1975. 341 с.

Трухин В.И. Экспериментальное исследование вязкой намагниченности // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1966. №5. С. 105-111.

Трухин В.И. Об интерпретации данных по магнитной вязкости горных пород // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1972. № 4. С. 66-65.

Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород. М.: Изд-во МГУ. 1973. 275с.

Трухин В.И. Магнитное последствие в горных породах. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ. 1974. 33 с.

Уэрт Ч., Томсон Р. Физика твердого тела. М.: Мир. 1969. 558 с.

Шашканов В.А. Магнитная текстура горных пород и их палеомагнитная информативность. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Л. 1985. 26 с.

Vetchfinski V.S., Tunyi I., Vajda P. New aspects of the induced magnetic anisotropy for the magnetic memory of rocks. Geophysical Institute Slovak Academy of Sciences. Polygrafia SAV. Bratislava. 2000. 55 p.

Neel L. Same Theoretical Aspects of Rock Magnetism // Adv. Phys. 1955. V. 4. № 14. P. 99-136.