

ИМПУЛЬСНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ВЯЗКОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЕЕ ИЗМЕРЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ЛАБОРАТОРНОЙ ИНДУКЦИОННОЙ УСТАНОВКИ

Я.К. Камнев¹, Н.О. Кожевников^{1,2}, А.Ю. Казанский³, С.М. Стефаненко¹

¹ Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119234, Москва, Ленинские горы, 1, Россия

Магнитная вязкость геологических сред оказывает заметное, нередко значительное, а иногда преобладающее влияние на измеренные в лаборатории и в поле импульсные индукционные характеристики. По сравнению с частотными методами измерение импульсных характеристик намагниченности имеет те преимущества, что проявления магнитной вязкости наблюдаются в отсутствии первичного поля, а импульсная переходная характеристика измеряется в широком временном диапазоне. Это позволяет снизить погрешность измерения параметров, характеризующих магнитную вязкость. В отличие от переходной характеристики, ее производная, т.е. импульсная характеристика, свободна от влияния постоянной (медленно спадающей) компоненты суммарной остаточной намагниченности. Это снимает проблему, которая связана с неопределенностью при выделении небольшой по величине вязкой компоненты из суммарной намагниченности.

Временной спад импульсных характеристик намагниченности описывается степенной функцией $a \cdot t^{-b}$, где a — начальное значение (изменяется в широком диапазоне), b — показатель степени, близкий к единице. Как показали измерения на образцах, выполненные с помощью индукционных катушечных систем, параметр a демонстрирует сильную линейную корреляцию с частотно-зависимой магнитной восприимчивостью $\Delta\kappa$, которая традиционно используется для оценки содержания суперпарамагнитных частиц. Это дает основания полагать, что импульсные индукционные системы могут найти применение для экспрессного изучения большого количества образцов с целью диагностики присутствия СПМ частиц и оценки их содержания. Хотя отличия показателя степени b от единицы невелики, они значительно превосходят погрешность определения этого параметра по экспериментальным данным.

Математическое моделирование импульсных характеристик намагниченности показало, что на оба параметра влияет распределение объемов частиц, что создает предпосылки для решения обратной задачи, т.е. отыскания такого распределения, которое «наилучшим» образом объясняет экспериментальные импульсные характеристики.

Магнитная вязкость, суперпарамагнетизм, импульсная характеристика, частотно-зависимая магнитная восприимчивость, магнитная гранулометрия, метод переходных процессов, измерения, погрешность.

IMPULSE RESPONSE OF VISCOUS REMANENT MAGNETIZATION: LABORATORY MEASUREMENTS BY A PULSE INDUCTION SYSTEM

Ya.K. Kamnev, N.O. Kozhevnikov, A.Yu. Kazansky, and S.M. Stefanenko

Transient electromagnetic responses measured in the field or in the laboratory may bear effects of viscous remanent magnetization (VRM) associated with magnetic relaxation of ultrafine grains of ferrimagnetic minerals or superparamagnetism. The behavior of VRM can be studied in time or frequency domain, TDEM measurements being advantageous because they are done in the absence of primary field and owing to broad time range providing high accuracy of VRM parameters. Another advantage is that the rate of viscous decay measured as voltage decay does not need to be corrected for stable and/or slowly decaying viscous component of total remanence. Time-dependent transient responses of viscous decay follow the power law $a \cdot t^{-b}$, where a is the initial emf signal (varying in a broad range) and b is the exponent approaching 1. Laboratory tests with a pulse induction coil system reveal a strong linear correlation of the parameter a with frequency-dependent magnetic susceptibility $\Delta\kappa$ used commonly for constraining the relative abundances of superparamagnetic particles. Such systems are thus suitable for quick measurements of the large number of samples for detection of superparamagnetic (SP) particles and quantifying their contribution. The difference of b from 1, though being minor, exceeds markedly its error in estimates from measured data. Simulated TDEM responses of a superparamagnetic ground show both parameters (a and b) to depend on particle volume distribution, which is prerequisite for inversion of time-domain transients to magnetic properties of rocks and soils.

Viscous magnetization, superparamagnetism, impulse response, frequency-dependent magnetic susceptibility, magnetic granulometry, TEM survey, accuracy

ВВЕДЕНИЕ

Магнитная вязкость, или магнитное последствие, является одним из фундаментальных свойств ферро- и ферримагнитных материалов. Это явление заключается в запаздывании во времени изменений магнитных характеристик ферро- и ферримагнетиков (намагниченности, магнитной проницаемости и др.) по отношению к изменениям внешнего магнитного поля. Магнитное последствие в той или иной степени наблюдается во многих ферримагнитных минералах, горных породах и почвах. Эффекты магнитного последствия проявляются во временном диапазоне от долей секунд до десятков тысяч лет и более [Трухин, 1973]. Проявления магнитной вязкости геологических сред чаще всего связаны с установлением и релаксацией намагниченности однодоменных зерен ферримагнитных минералов [Большаков, 1996]. Если релаксация намагниченности однодоменных частиц происходит за время порядка 100 с и менее, такие частицы называются суперпарамагнитными (СПМ), а само явление — суперпарамагнетизмом [Dormann et al., 1997].

Магнетизм ультрадисперсных частиц используется для изучения истории диагенеза осадков, особенностей педогенеза, реконструкций палеоклимата [Oldfield et al., 1981; Thompson, Oldfield, 1986; Chang, Kirschvink, 1989; Zhou et al., 1990; Maher, Thompson, 1991; Tarduno, 1994; Verosub, Roberts, 1995; Maher, 1998; Heller, Evans, 2003; Liu et al., 2004a,b, 2005; Deng et al., 2005; Xie et al., 2009; Баженов и др., 2014].

Слои почвы в местах, в древности подвергавшихся антропогенному воздействию (например, прокаливанию), отмечаются повышенным содержанием суперпарамагнитных частиц [Tabbagh, 1986; Linford, 2005]. Мельчайшие зерна ферримагнитных минералов, в том числе СПМ, содержатся в изделиях из обожженной глины, древних металлургических горнах, шлаках и продуктах их дезинтеграции, оказавшихся в почве [Kozhevnikov, Nikiforov, 1995; Кожевников, Никифоров, 1999; Kozhevnikov et al., 2001, 2003].

Наряду с осадками и почвами «контейнерами» ультрадисперсных частиц являются базальты [Казанский и др., 2012], траппы [Кожевников, Снопков, 1995; Стогний и др., 2010], туфы [Захаркин и др., 1988], лавы [Eick, Schlinger, 1990], магнетитовые руды [Кожевников, Снопков, 1990]. В ряде случаев содержание СПМ зерен в таких геологических средах характеризуется зональностью, которая отражает особенности их генезиса [Кожевников, Снопков, 1990, 1995; Eick, Schlinger, 1990].

Для обнаружения, оценки содержания и в ряде случаев изучения распределения частиц по их размерам (магнитная гранулометрия) используют различные методы и параметры. Из числа быстрых, простых и дешевых методов следует упомянуть основанные на измерении гистерезисных параметров и магнитной восприимчивости на двух или более частотах, а также безгистерезисной и изотермической остаточной намагниченности [Worm, 1999]. Эффективными методами магнитной гранулометрии являются мессбауэровская спектроскопия и измерение магнитных параметров в области низких температур [Banerjee et al., 1993; Hunt et al., 1995]. Однако соответствующая аппаратура имеется далеко не в каждой лаборатории, а сами измерения занимают много времени, что не позволяет использовать эти методы для быстрого изучения большого количества образцов.

Из перечисленных методов чаще всего используют измерение магнитной восприимчивости на нескольких частотах. Наиболее распространенным прибором для изучения проявлений суперпарамагнетизма в частотной области является мост Bartington MS2 [Dearing, 1994], который измеряет модуль магнитной восприимчивости на двух частотах — низкой $f_1 = 465$ Гц и высокой $f_2 = 4650$ Гц. Используя значения модуля магнитной восприимчивости κ_{lf} и κ_{hf} , измеренные соответственно на низкой и высокой частотах, находят частотно-зависимую магнитную восприимчивость, определяемую как разность $\Delta\kappa = \kappa_{lf} - \kappa_{hf}$. Данный параметр пропорционален содержанию СПМ зерен. Относительный вклад (в процентах), который суперпарамагнитные зерна вносят в магнитную восприимчивость, оценивают с помощью FD -фактора, вычисляемого по формуле [Dearing, 1994]: $FD = 100 \cdot (\kappa_{lf} - \kappa_{hf}) / \kappa_{lf}$.

В числе достоинств моста Bartington MS2 — простота работы, высокая производительность, малый объем образца. Результаты, полученные с помощью этого прибора, представлены во множестве публикаций, перечислить которые в рамках одной статьи не представляется возможным.

С другой стороны, как показано в статье [Hrouda, Pokorný, 2011], при изучении проявлений магнитной вязкости в частотной области к точности измерений магнитной восприимчивости предъявляются высокие требования, которым — особенно при изучении слабомагнитных образцов — не всегда удовлетворяет мост Bartington MS2. Причины, вследствие которых погрешность двухчастотных измерений может быть очень большой, обсуждаются в работе [Кожевников и др., 2014].

Другое ограничение моста Bartington MS2 связано с тем, что частотная зависимость магнитной восприимчивости оценивается по результатам измерений всего на двух частотах. Вероятно, лучшие возможности предоставляет мост Kappabridge of AGICO Instruments для измерения магнитной восприимчивости на трех частотах — 0.976, 3.904 и 15.616 кГц [Pokorný et al., 2006, 2011]. Однако, как показали измерения в широком (125 Гц—512 кГц) диапазоне [Kodama, 2013], спектр магнитной восприимчи-

ности содержит особенности, которые невозможно заметить, а тем более изучить посредством измерений на двух или трех частотах.

ПЕРЕХОДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ

Очевидно, проявления магнитной вязкости могут изучаться не только в частотной, но и во временной области. В этой связи привлекает внимание метод магнитной гранулометрии, основанный на измерении временного спада изотермической остаточной намагниченности J_r после выключения внешнего намагничивающего поля, т.е. переходной характеристики намагниченности [Worm, 1999; Enkin et al., 2007; Machac et al., 2007; Xisheng Wang et al., 2010].

Напомним, что при измерениях в частотной области парамагнитные минералы и многодоменные ферромагнитные зерна намагничиваются синхронно с приложенным магнитным полем. Поэтому вклад суперпарамагнитных частиц наблюдается на фоне первичного поля, что приводит к большим погрешностям измерения частотно-зависимой восприимчивости [Hroudá, Pokorný, 2011; Кожевников и др., 2014]. Переходная же характеристика вязкой остаточной намагниченности измеряется в отсутствие первичного поля, что является важнейшим преимуществом измерений во временной области.

Обычно измерение спада намагниченности осуществляется с высокой плотностью экспериментальных точек в широком временном диапазоне, перекрывающем не менее двух порядков [Xisheng Wang et al., 2010]. В числе прочего это способствует снижению неоднозначности решения обратной задачи магнитной гранулометрии, т.е. отыскания такого распределения размеров однодоменных зерен, которое наилучшим образом объясняет экспериментальные данные.

В качестве «базового» параметра, характеризующего спад остаточной намагниченности J_r , используют коэффициент магнитной вязкости S , определяемый как [Трухин, 1973; Yu, Tauche, 2006]:

$$S = \frac{dJ_r}{d(\log t)}.$$

Обычно S оценивают по наклону кривой спада вязкой намагниченности, который в некотором приближении пропорционален вкладу суперпарамагнитных зерен [Dunlop, 1973].

Вместе с тем этот метод также не свободен от некоторых ограничений. В общем случае суммарная остаточная намагниченность J_r в каждый момент времени t после снятия внешнего поля может быть представлена в виде двух слагаемых, или компонент:

$$J_r = J_1 + J_2, \quad (1)$$

где J_1 — стабильная компонента остаточной намагниченности, т.е. такая, которая не изменяется за время эксперимента; J_2 — спадающая во времени или вязкая намагниченность, зависящая от распределения размеров ультрадисперсных частиц ферромагнитных минералов.

Как уже отмечалось, одна из проблем измерений частотно-зависимой магнитной восприимчивости заключается в том, что вклад суперпарамагнитных частиц измеряется на фоне первичного магнитного поля, которое намного больше вторичного, создаваемого вязкой намагниченностью СПМ частиц. В известной мере аналогичная ситуация имеет место при измерении переходной характеристики намагниченности. Поскольку J_1 отличается от J_r не более, чем на несколько процентов [Xisheng Wang et al., 2010; Sagnotti, Winkler, 2012], и, кроме того, «точное» значение J_1 неизвестно, относительная погрешность определения J_2 , особенно на поздних временах, может быть значительной.

Другое ограничение при измерении спада остаточной намагниченности связано с тем, что по причинам технического характера регистрация $J_r(t)$ начинается на довольно поздних (от 0.3 до 15 с) временах [Worm, 1999; Xisheng Wang et al., 2010]. В качестве минимальной оценки начального времени регистрации можно принять $t = 0.1$ с.

После снятия внешнего магнитного поля, в котором ансамбль однодоменных частиц одинакового размера приобрел установившуюся намагниченность J_0 , намагниченность убывает по экспоненциальному закону:

$$J(t) = J_0 \exp(-t/\tau),$$

где τ — постоянная времени релаксации намагниченности, определяемая как [Néel, 1949]

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp(KV/kT), \quad (2)$$

где K — постоянная магнитной анизотропии, V — объем частицы, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана. В литературе приводятся разные значения τ_0 , однако чаще всего принимают, что $\tau = 10^{-9}$ с. Для частиц с одноосной анизотропией [Dunlop, 1983; Dunlop, Özdemir, 1997; Worm, 1999; Worm, Jackson, 1999; Xisheng Wang et al., 2010]

$$K = \mu_0 H_k J_s / 2.$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная проницаемость вакуума, H_k — микроскопическая коэрцитивная сила (поле анизотропии), J_s — намагниченность насыщения. Таким образом,

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\mu_0 V J_s H_k}{2kT}\right). \quad (3)$$

Для ансамбля невзаимодействующих однодоменных частиц поле $H_k = 2.09H_c$, где H_c — макроскопическая коэрцитивная сила [Stoner, Wohlfarth, 1948; Xisheng Wang et al., 2010].

С учетом отмеченных выше ограничений на диапазон измерений в области ранних времен примем, что на переходную характеристику намагниченности оказывают влияние зерна с постоянной времени $\tau \geq 0.1$ с. Тогда, приняв, что для магнетита $K = 2.5 \cdot 10^4$ Дж/м³ [Hroudá, Pokorný, 2011], и воспользовавшись формулой (3), находим, что при комнатной ($T = 300$ К) температуре релаксация намагниченности зерен с объемом менее $V_{\min} \approx 3 \cdot 10^{-24}$ м³ (соответствующий диаметр сферической частицы, $d_{\min} \approx 9$ нм) оказываются «невидимыми». Отметим, что частицы с такими размерами нередко составляют значительную долю в природных ансамблях суперпарамагнитных зерен.

ИМПУЛЬСНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ

Очевидно, от перечисленных ограничений в значительной мере свободны индукционные системы, в которых с помощью приемной катушки измеряется не сама намагниченность, а ее производная по времени, т.е. *импульсная характеристика* намагниченности.

На рис. 1 в схематическом виде представлена индукционная система, включающая источник первичного намагничивающего магнитного поля в виде катушки, через которую пропускаются прямоугольные импульсы тока.

Во время пропускания тока через генераторную катушку образец намагничивается создаваемым ею первичным магнитным полем. После выключения тока в генераторной катушке намагниченность образца описывается выражением (1). В каждый момент времени t магнитный поток Φ , пронизывающий приемную катушку, пропорционален намагниченности образца:

$$\Phi(t) = cJ_r(t) = c [J_1 + J_2(t)].$$

Здесь c — не зависящий от времени коэффициент, определяемый геометрией и взаимным расположением катушек и образца, а также такими параметрами системы, как число витков в катушках, ток в генераторной катушке и т.п.

Изменяющийся во времени магнитный поток индуцирует в приемной катушке ЭДС, пропорциональную скорости его изменения:

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -c \frac{dJ_2}{dt}.$$

ЭДС, индуцируемая в приемной катушке, свободна от влияния стабильной во временном масштабе экспериментальной компоненты остаточной намагниченности.

Для измерения импульсных характеристик намагниченности удобно использовать электроразвечную аппаратуру для метода переходных процессов. Нижняя граница диапазона временных задержек такой аппаратуры составляет единицы—десятки микросекунд, верхняя — от десятков до сотен миллисекунд [Секачов и др., 2006]. Это позволяет изучать релаксацию намагниченности в диапазоне ранних времен, необходимых для диагностики суперпарамагнитных частиц с размером $\leq d_{\min}$. Очевидно, стабильные однодоменные частицы, характеризующиеся очень большими временами релаксации, не оказывают влияния на импульсную характеристику намагниченности. С другой стороны, многодоменные зерна, а тем более зерна парамагнитных минералов вследствие малых времен релаксации также «невидимы» для импульсных индукционных систем. По-

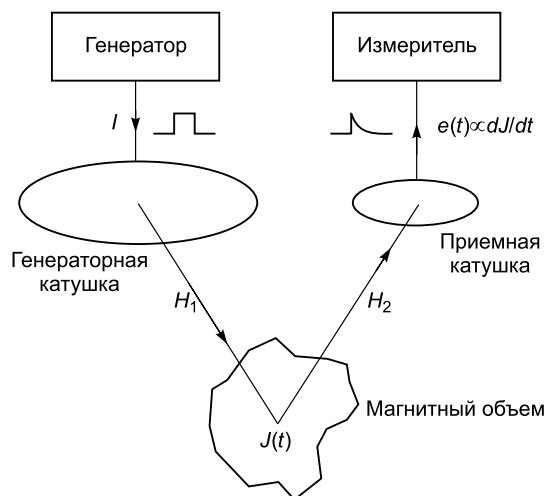


Рис. 1. Индукционная система для измерения импульсной характеристики вязкой намагниченности.

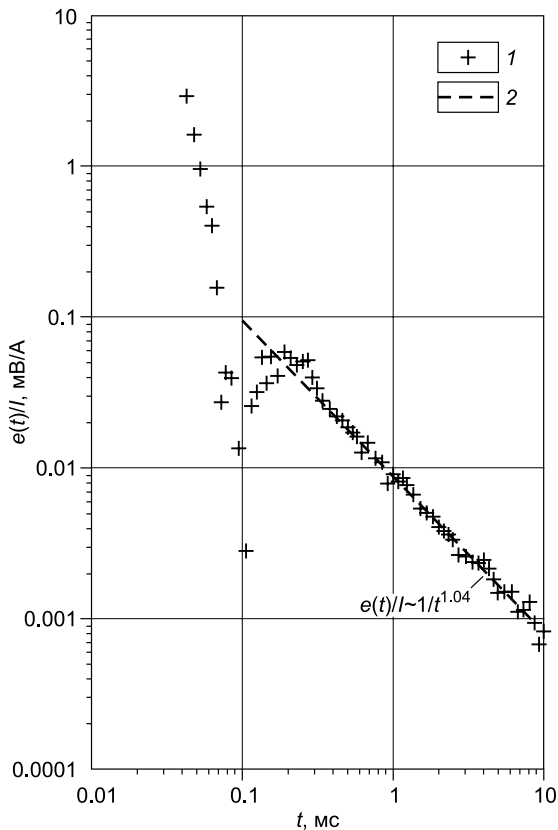


Рис. 2. Индукционная импульсная характеристика туфогенных образований, измеренная В.А. Ванчуговым в районе оз. Сиеллях в Якутии совмещенной установкой размером 25 × 25 м:

1 — экспериментальные данные; 2 — степенная зависимость, аппроксимирующая ЭДС переходного процесса на поздних временах [Стогний и др., 2010].

этому такие системы реагируют на суперпарамагнитные частицы с $\tau \leq 0.1$ —1 с. Таким образом, лабораторные измерения импульсной характеристики намагниченности с помощью индукционных систем дополняют имеющийся набор петромагнитных методов, используемых в магнитной гранулометрии.

Лабораторные измерения импульсных характеристик намагниченности представляют интерес не только в связи с петромагнитными исследованиями как таковыми. Они могут оказаться востребованными при интерпретации результатов индуктивной электроразведки, в первую очередь, методом переходных процессов (МПП) и его аналога — зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ).

Чаще всего при проведении геофизических съемок методом переходных процессов эффекты магнитной вязкости слабо проявлены по сравнению с вкладом вихревых токов. Однако существуют геологические

природные и антропогенные геологические среды и объекты, в присутствии которых вклад магнитной вязкости в ЭДС переходного процесса заметен или даже является преобладающим. Влияние магнитной вязкости проявляется в виде ЭДС, убывающей во времени приблизительно как $1/t$ (рис. 2). При исследовании таких объектов методами импульсной индуктивной электроразведки эффекты магнитной вязкости невозможно игнорировать.

Обычно в методе переходных процессов проявления магнитной вязкости рассматривают как помеху, затрудняющую интерпретацию индукционных переходных характеристик в терминах «нормальной» электропроводности [Buselli, 1982; Lee, 1984a,b; Захаркин и др., 1988; Dabas, Skinner, 1993; Патент, 1995; Pasion et al., 2002]. Известно, что формальная интерпретация медленно убывающей ЭДС приводит к появлению не существующих в реальности слоев очень низкого удельного сопротивления [The geophysics... 1980; Buselli, 1982].

Вместе с тем в ряде публикаций приводятся результаты, свидетельствующие о том, что проявления магнитной вязкости, измеренные с помощью метода переходных процессов в условиях естественного залегания, отражают особенности генезиса и состава природных и антропогенных геологических сред и объектов, а также происходивших в приповерхностных слоях геологических процессов [Кожевников, Снопков, 1990, 1995; Kozhevnikov, Nikiforov, 1995; Кожевников и др., 1998; Кожевников, Никифоров, 1999; Barsukov, Fainberg, 2001; Kozhevnikov et al., 2001; Барсуков, Файнберг, 2002; Thiesson et al., 2007]. Эти результаты инициировали модельные расчеты с целью выработки рекомендаций относительно того, каким образом в процессе полевых съемок МПП можно усилить или, наоборот, ослабить влияние магнитной вязкости [Кожевников, Антонов, 2008, 2009, 2011].

Недавно показано, что при соответствующей методике полевых наблюдений появляется возможность инверсии переходных характеристик, измеренных в районах с проявлениями магнитной вязкости, в рамках модели горизонтально-слоистой среды, магнитная проницаемость которой зависит от времени/частоты [Стогний и др., 2010; Kozhevnikov, Antonov, 2012; Кожевников и др., 2012]. Эти результаты показывают, что метод переходных процессов в принципе позволяет изучать объемное распределение параметров, характеризующих магнитную вязкость в массиве горных пород. Очевидно, лабораторные измерения индукционных импульсных характеристик образцов, содержащих ультрадисперсные зерна ферромагнитных минералов, необходимы в качестве основы для интерпретации данных импульсной индуктивной электроразведки, а также проектирования полевых работ в районах с проявлениями магнитной вязкости.

ЛАБОРАТОРНАЯ ИНДУКЦИОННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Имеющийся опыт изучения импульсных характеристик намагниченности магнитовязких образцов ограничен случаями, когда измерения проводились с целью выяснить причину аномально медленно спадающей ЭДС, наблюдавшейся при съемках МПП [The Geophysics..., 1980; Buselli, 1982; Захаркин и др., 1988; Кожевников, Снопков, 1995; Kozhevnikov et al., 2001; Neumann et al., 2005; Neumann, 2006] либо продемонстрировать эквивалентность измерений в частотной и временной областях [Dabas, Skinner, 1993].

Если же целью измерений импульсных индукционных характеристики магнитовязких образцов является оценка содержания СПМ зерен, а тем более распределения их размеров, сначала необходимо провести исследования, направленные на выяснение возможностей лабораторных индукционных установок в зависимости от параметров катушечной системы, размеров и магнитных свойств образца, диапазона временных задержек и т.п. Насколько нам известно, подобные исследования пока не проводились.

Для того чтобы восполнить отмеченный пробел, мы приступили к систематическому изучению магнитовязких образцов индукционными катушечными системами. Исследования проводились поэтапно: каждая последующая версия катушечной системы изготавливалась с учетом опыта, приобретенного при работе с предыдущей версией. Аналогичный подход применялся и по отношению к методике измерений. Ранее результаты этих исследований публиковались по мере их получения лишь в виде кратких научных сообщений [Камнев и др., 2012, 2013а,б; Камнев, 2013].

Для возбуждения и регистрации переходных процессов использовалась аппаратура FastSnap для метода переходных процессов [<http://www.sibgeosystems.ru/hardware/FastSnap/>]. Аппаратура включает коммутатор тока и измеритель, управляемые компьютером через адаптер линии связи. Коммутатор тока формирует в генераторной петле или катушке прямоугольные импульсы тока чередующейся полярности, разделенные паузой. Максимальная амплитуда импульсов составляет 10 А, период повторения — от 20 мс до 1 с. Коммутатор питается от аккумулятора напряжением 12 В. ЭДС переходного процесса измеряется в дискретные моменты времени. Шаг дискретизации составляет от 25 нс до 205 мкс, максимальное число отсчетов при измерении единичной реализации переходного процесса — 14000. Основу измерителя составляет 14-разрядный прецизионный аналого-цифровой преобразователь, на вход которого после предварительного усиления поступает сигнал с приемной петли или рамки, а при измерениях на образцах — катушки. С учетом накопления смеси сигнал + шум динамический диапазон измерителя составляет не менее 120 дБ, что позволяет регистрировать сигналы в диапазоне от долей мкВ до 1 В.

Известно, что при измерении индукционных импульсных характеристик значения ЭДС на поздних временах оказываются заниженными по сравнению с «истинными» из-за недостаточной длительности токового импульса [Dabas, Skinner, 1993]. Поэтому результаты измерений на каждой временной задержке умножались на заранее рассчитанный поправочный коэффициент. Тем самым импульсная характеристика приводилась к «идеальной», т.е. такой, которая была бы измерена при бесконечной длительности токового импульса.

Первый этап. Сначала необходимо было определиться с образцами пород, которые, с одной стороны, были бы изучены петромагнитными методами, а с другой, — характеризовались бы заметными проявлениями магнитной вязкости во временной области. В описываемом эксперименте использовались образцы керна базальтов Амалатского плато (Витимский урановорудный район, Республика Бурятия), перекрывающих гидрогенные месторождения урана в неогеновых палеодолинах. Здесь при съемках методом переходных процессов отмечены значительные проявления магнитной вязкости [Антонов и др., 2011; Кожевников и др., 2012]. Имеется детальная характеристика петромагнитных параметров образцов [Казанский и др., 2012].

Для измерения индукционных переходных характеристик образцов применялась цилиндрическая катушка с генераторной и приемной обмотками, каждая из которых состояла из 100 витков [Камнев и др., 2012]. В катушку помещали образцы керна базальтов. Диаметр образцов составлял 63 мм, высота — 30 мм. Геометрические параметры катушки были выбраны таким образом, чтобы обеспечить эффективное потокосцепление между генераторной обмоткой и образцом, а также между образцом и измерительной обмоткой. Для уменьшения помех использовалась отдельная катушка, идентичная измерительной обмотке и включенная таким образом, что обе образовывали компенсационную систему.

Индукционные импульсные характеристики образцов показаны на рис. 3, а. Начальное время измерений t_1 определялось собственной переходной характеристикой катушек и в рассматриваемом случае составляло 0.1—0.2 мс. Конечное время измерений t_2 зависело от силы тока в генераторной обмотке и уровня помех. Для данных, представленных на рис. 2, а, $t_2 \approx 100$ —300 мс. Таким образом, временной диапазон измерений t_1 — t_2 перекрывал три порядка. При измерении импульсной характеристики образцов с сильными проявлениями магнитной вязкости этот диапазон был шире, чем при изучении слабомагнитных образцов.

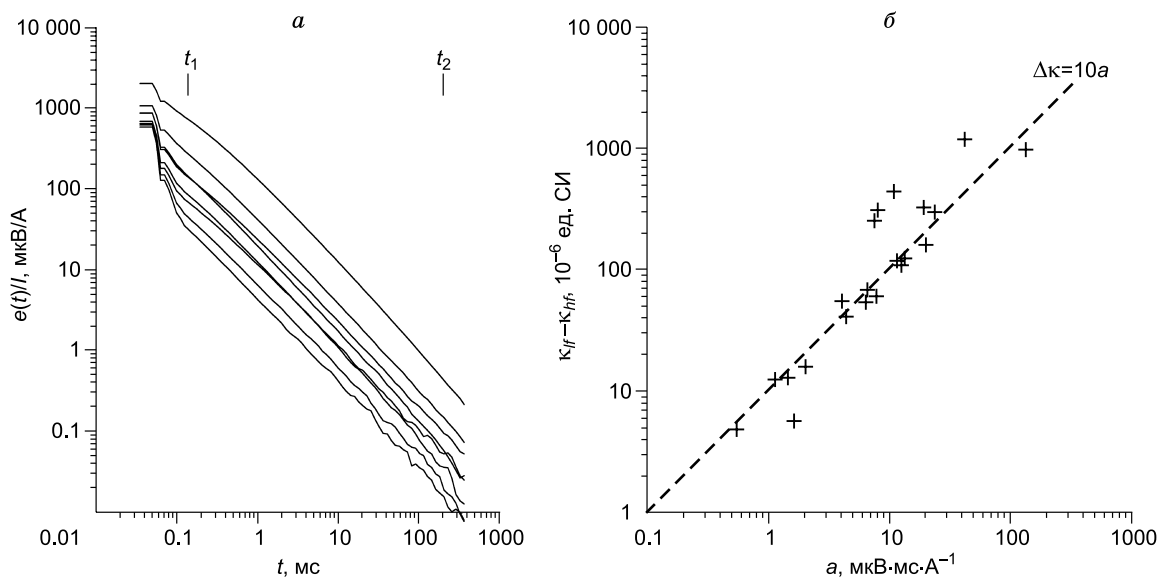


Рис. 3. Импульсные характеристики намагненности образцов базальтов (а); корреляция между результатами измерений во временной и частотной областях (б).

Для всех образцов приведенная к току ЭДС $e(t)/I$, индуцируемая в приемной катушке, описывается степенной зависимостью

$$\frac{e(t)}{I} = a \cdot t^{-b}, \quad (4)$$

где $b \approx 1$. Такой характер убывания ЭДС с большой вероятностью свидетельствует о том, что переходный процесс порождается релаксацией намагненности суперпарамагнитных частиц [Кожевников, Антонов, 2008].

Изучение магнитной вязкости в частотной области выполнено в лаборатории геодинамики и палеомагнетизма ИНГГ СО РАН с помощью моста магнитной восприимчивости Bartington MS2.

На рис. 3, б результаты измерений магнитной вязкости базальтов показаны крестиками на графиках, где по осям координат отложены соответствующие значения a и Δk . Как можно видеть, между этими параметрами наблюдается довольно сильная корреляция: большинство экспериментальных точек располагаются вблизи прямой $\Delta k = 10 \cdot a$, показанной на рис. 3, б штриховой линией.

Поскольку параметр Δk в первом приближении пропорционален содержанию СПМ зерен, логично предположить, что аналогичная пропорциональность имеет место и для параметра a , который, таким образом, также может использоваться для оценки содержания СПМ зерен. Как можно видеть (см. рис. 3, а), в группе изученных образцов содержание частиц изменяется примерно в 30 раз. С другой стороны, из приведенных материалов видно, что частотно-зависимая магнитная восприимчивость может оказаться полезной при интерпретации данных МПП, полученных в районах, где отмечаются проявления магнитной вязкости.

Второй этап. Хотя первый опыт измерения импульсных характеристик намагненности продемонстрировал их связь с параметрами, описывающими магнитную вязкость в частотной области, он выявил и некоторые проблемы. Во-первых, система близкорасположенных многовитковых катушек имеет длительный (≈ 1 мс) собственный переходный процесс. При изучении образцов с сильными или умеренными проявлениями магнитной вязкости это не создавало проблем, так как полезный сигнал значительно превышал собственный отклик системы. В области поздних времен ЭДС переходного процесса удавалось зарегистрировать до временных задержек порядка 200—300 мс, т.е. диапазон времен регистрации перекрывал около трех порядков. Однако при изучении слабомагнитных образцов на временах менее 0.5—1 мс полезный сигнал невозможно было измерить на фоне собственной импульсной характеристики катушек, а на временах > 2 мс сигнал падал до уровня шумов.

Проблема снижения инерционности катушек и, соответственно, начального или минимального времени регистрации особенно актуальна при измерении переходных характеристик кубических образцов небольшого ($2 \times 2 \times 2$ см) размера, которые являются стандартными при палеомагнитных исследованиях. Для работы с такими образцами была изготовлена специальная катушка кубической формы, которая, как и та, что использовалась при изучении базальтов, плотно облегла образец для максималь-

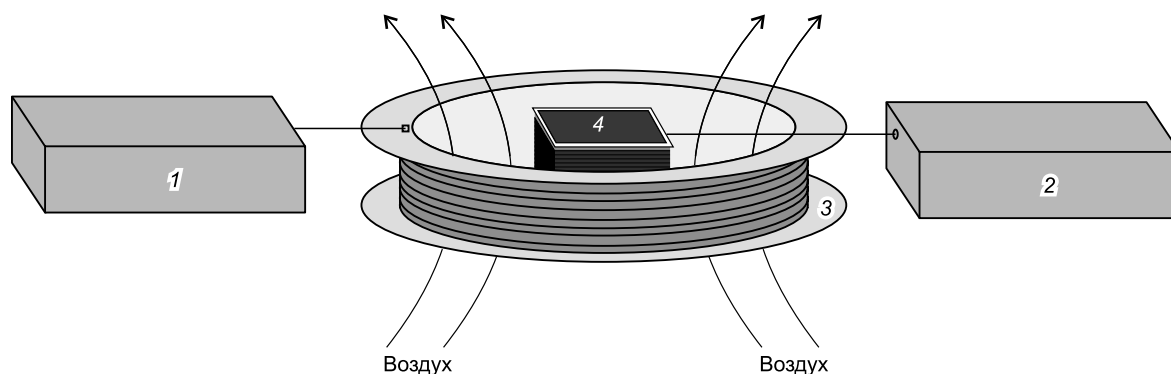


Рис. 4. Схематическое изображение лабораторной установки для измерения импульсных характеристик намагниченности кубических образцов:

1 — генератор прямоугольных импульсов тока, разделенных паузой; 2 — измеритель; 3 — генераторная катушка; 4 — измерительная катушка.

ного потокосцепления. Однако переходный процесс большинства образцов уже на ранних временах был слабо различим на фоне шумов системы и внешних помех. Попытки уменьшить длительность собственного переходного процесса путем разнесения генераторной и измерительной обмоток не дали результатов, так как вместе с уменьшением связи между обмотками, уменьшалось потокосцепление катушек с образцом. При увеличении силы тока в генераторной катушке, а также общей длительности измерений (с целью регистрации и последующего усреднения большого числа реализаций переходного процесса) образец нагревался, что приводило к неконтролируемому дрейфу сигнала. Напомним, что и при измерениях в частотной области изменение температуры образца всего на несколько градусов приводит к ощутимым изменениям его магнитной восприимчивости [Кожевников и др., 2014].

Лучших результатов удалось добиться за счет изменения геометрии измерительной системы. Как и раньше, приемная катушка плотно облегает образец, однако, в отличие от предшествовавших версий, помещается внутри генераторной катушки большего размера. Катушки располагаются на подставке таким образом, что в зазор между ними поступает воздух, который, циркулируя, не успевает нагреваться (рис. 4). Поэтому увеличение тока в генераторной катушке и длительности цикла измерений не приводит к нагреву образца. Кроме того, при такой конструкции уменьшается прямая связь между генераторной и приемной катушками и, соответственно, длительность собственного переходного процесса системы.

Одна из проблем измерения индукционных импульсных характеристик образцов связана с влиянием высокочастотных помех в диапазоне 100 кГц—3 МГц. Для снижения их влияния параллельно измерительной обмотке подключались шунтирующий резистор, действующий аналогично НЧ фильтру, полоса пропускания которого тем уже, чем меньше сопротивление резистора. При измерениях на поздних временах сопротивление шунта составляло 100 Ом [Камнев и др., 2013а,б]. Хотя шунт с таким низким сопротивлением приводил к затягиванию собственного переходного процесса катушечной системы, в лабораторных условиях этот процесс стабилен, что позволило, измерив его при пустой катушке, вычесть из суммарной импульсной характеристики и, таким образом, найти полезный сигнал. При измерении на ранних временах сопротивление шунта составляло 800 Ом, что в сочетании с малым (≈ 0.4 А) током в генераторной катушке давало возможность снизить длительность собственного переходного процесса измерительной системы до нескольких десятков микросекунд.

Благодаря перечисленным методическим приемам удалось изучить импульсные характеристики сильномагнитных образцов в диапазоне от 60 мкс до 70 мс, средне- и слабомагнитных — от 1 до 10 мс.

На рис. 5 приведены результаты изучения магнитной вязкости кубических образцов, которые были выпилены из внутренней поверхности одного из горнов, найденных при археологических раскопках в Приольхонье. Горн использовался древними людьми для получения железа сыродутным способом, его внутренняя поверхность обладает значительной магнитной вязкостью. Примечательно, что именно присутствие суперпарамагнитных частиц в верхнем слое почвы послужило причиной открытия памятника древней металлургии железа в этом регионе [Kozhevnikov et al., 2001]. В работе [Kozhevnikov et al., 2003] представлены результаты детального изучения магнетизма и вещественного состава древних металлургических шлаков, отобранных при раскопках этого памятника, однако магнитные свойства самих горнов ранее не изучались. Рисунок иллюстрирует связь между данными во временной и частотной областях. Измерения магнитной восприимчивости на частотах $f_1 = 976$ Гц, $f_2 = 3904$ Гц выполнены

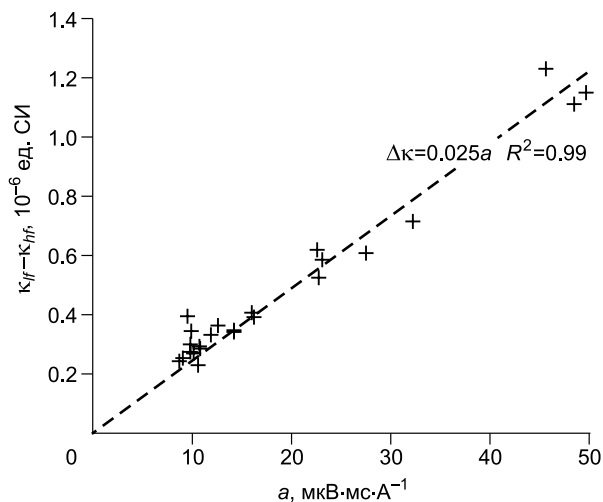


Рис. 5. Корреляция между результатами измерений во временной и частотной областях.

Экспериментальный материал: кубические образцы, выпиленные из стенок древнего сырдутного горна в Приольхонье.

применения импульсных индукционных систем для изучения магнитной вязкости небольших стандартных кубических образцов.

АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 6 приведены экспериментальные импульсные характеристики некоторых типичных образцов, аппроксимирующие их степенные зависимости (4), а также погрешности определения параметров a и b , найденные известным способом [Сквайрс, 1971] с учетом погрешности измерений. Импульсные характеристики отличаются как амплитудой a , так и показателем степени b . Логично предположить, что различия показателя степени b отражают особенности распределения частиц по размерам. На первый взгляд может показаться, что было бы правильным привести импульсные характеристики в нормированном виде, поделив все значения ЭДС на начальную амплитуду. Однако, как показано ниже, начальная амплитуда импульсных характеристик также связана с параметрами распределения частиц, поэтому импульсные характеристики приведены в ненормированном виде.

В геологических средах присутствуют частицы разного размера, поэтому процесс приобретения и/или спада намагниченности ансамбля частиц характеризуется спектром времен релаксации. В литературе часто упоминается функция Фрëлиха [Fannin, Charles, 1995], описывающая распределение времен релаксации ансамбля однодоменных частиц, у которых энергетические барьеры между соседними состояниями намагниченности распределены равномерно. Для такой функции времена релаксации τ распределены на интервале от τ_1 до τ_2 : $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$. Внутри этого интервала

$$f(\tau) = \frac{1}{\tau \ln(\tau_2 / \tau_1)}, \quad (5)$$

тогда как вне интервала $f(\tau) = 0$. Если в качестве аргумента в выражении (5) использовать $\ln \tau$, функция распределения Фрëлиха записывается в виде

$$G(\ln \tau) = \frac{1}{\ln(\tau_2 / \tau_1)}, \quad \text{откуда видно, что на интервале}$$

от τ_1 до τ_2 логарифмы времен релаксации распределены равномерно.

Точные, или «истинные», значения τ_1 и τ_2 обычно неизвестны, однако это не влияет на результаты реальных измерений. В геологических средах времена релаксации распределены в интервале, перекрывающем много порядков, а измерения вязкой

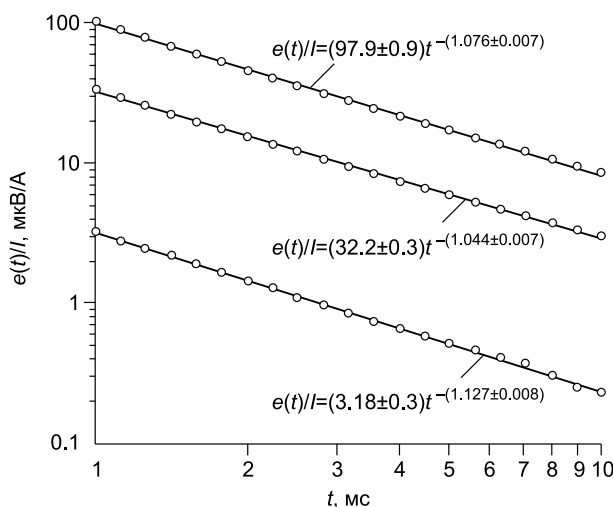


Рис. 6. Импульсные характеристики намагниченности кубических образцов, выпиленных из стенок древнего сырдутного горна в Приольхонье.

намагниченности осуществляют в диапазоне времен t , удовлетворяющих неравенствам $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$. В этом случае при ступенчатом включении и/или выключении внешнего магнитного поля намагниченность ансамбля частиц изменяется пропорционально логарифму времени [Кожевников, Антонов, 2008]:

$$J(t) = \frac{\kappa_0 H}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} (B + \ln t). \text{ В этом выражении } \kappa_0 \text{ — статическая магнитная восприимчивость, } B = 1 + \gamma +$$

$\ln \tau_2$, где $\gamma \approx 0.577$ (постоянная Эйлера). Соответственно, ЭДС $e(t)$ в приемной катушке убывает обратно пропорционально времени, т.е. показатель степени b в выражении (4) равен единице [Кожевников, Антонов, 2008]. Экспериментальные же данные (см. рис. 6) говорят о том, что b отличается от единицы, причем это отличие зависит от образца.

Вероятная причина отличия показателя степени b от единицы заключается в отличии распределения времен релаксации от описываемого функцией (5). Это предположение подтверждают результаты математического моделирования импульсных характеристик ансамбля суперпарамагнитных частиц, распределение времен релаксации которых отличается от распределения Фрелиха [Камнев и др., 2014].

Обычно при изучении ансамблей ультрадисперсных зерен непосредственный интерес представляет распределение не времен релаксации намагниченности, а объемов и/или диаметров частиц. В соответствии с (2), объем частицы V следующим образом выражается через постоянную времени τ :

$$V = \frac{kT}{K} \ln(\tau / \tau_0).$$

Воспользовавшись этим выражением и правилом определения распределения величины, которая является функцией другой величины с известным распределением (см., например, [Купер, Макгиллем, 1989], с. 61—62), легко показать, что объемы частиц с распределением времен релаксации, описываемым функцией Фрелиха, распределены равномерно на интервале $V_1 — V_2$:

$$f(V) = \frac{1}{V_2 - V_1},$$

где $V_1 = (kT/K) \ln(\tau_1 / \tau_0)$, $V_2 = (kT/K) \ln(\tau_2 / \tau_0)$.

В качестве отправной точки мы использовали имеющиеся в литературе данные магнитной granulометрии, согласно которым распределение объемов частиц в геологических средах близко к логнормальному [Banerjee et al., 1993; Eyre, 1997; Worm, 1999; Liu et al., 2005; Kodama, 2013]:

$$f(V, V_m, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma V}} \exp\left[-\frac{(\ln V - \ln V_m)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (6)$$

где V_m — средний объем, σ — среднеквадратичное отклонение логарифмов объемов.

Для того чтобы результаты моделирования не были «привязаны» к какой-то конкретной катушечной системе и/или образцу, т.е. носили более общий характер, вместо ЭДС, индуцируемой в приемной катушке, использовалась производная вязкой остаточной намагниченности $J_2(t)$ ансамбля однодоменных частиц с логнормальным распределением объемов. Вычисления проводились по формуле [Xisheng Wang et al., 2010]:

$$J_r(t) = \frac{\int_0^{\infty} f(V, V_m, \sigma) J_0 \exp(-t / \tau(V)) dV}{\int_0^{\infty} V f(V, V_m, \sigma) dV}, \quad (7)$$

где J_0 — начальная (т.е. в момент, когда выключается намагничивающее поле) намагниченность. Расчет τ осуществлялся по формуле (3), в которую подставлялись параметры для магнетита: $\mu_0 H_k = 25$ мТ, $J_s = 478$ кА/м [Dunlop, Özdemir, 1997]. Предполагалось также, что $T = 293$ К, что соответствует комнатной температуре. При расчете $J_r(t)$ было принято, что начальная намагниченность J_0 и суммарный объем частиц, определяемый интегралом в знаменателе (7), равны единице; значения ЭДС при этом «получаются» в условных единицах.

В верхней части рис. 7, а показаны три распределения $f(V)$, описываемые выражением (6). Они имеют одно и то же среднеквадратичное отклонение ($\sigma = 0.8$), однако разный средний объем: $V_m = 2 \cdot 10^{-24}$, $4 \cdot 10^{-24}$ и $8 \cdot 10^{-24}$ м³. Ниже на рис. 7, а приведены соответствующие импульсные характеристики. Влияние среднеквадратичного отклонения иллюстрирует рис. 7, б. Здесь вверху приведены графики распре-

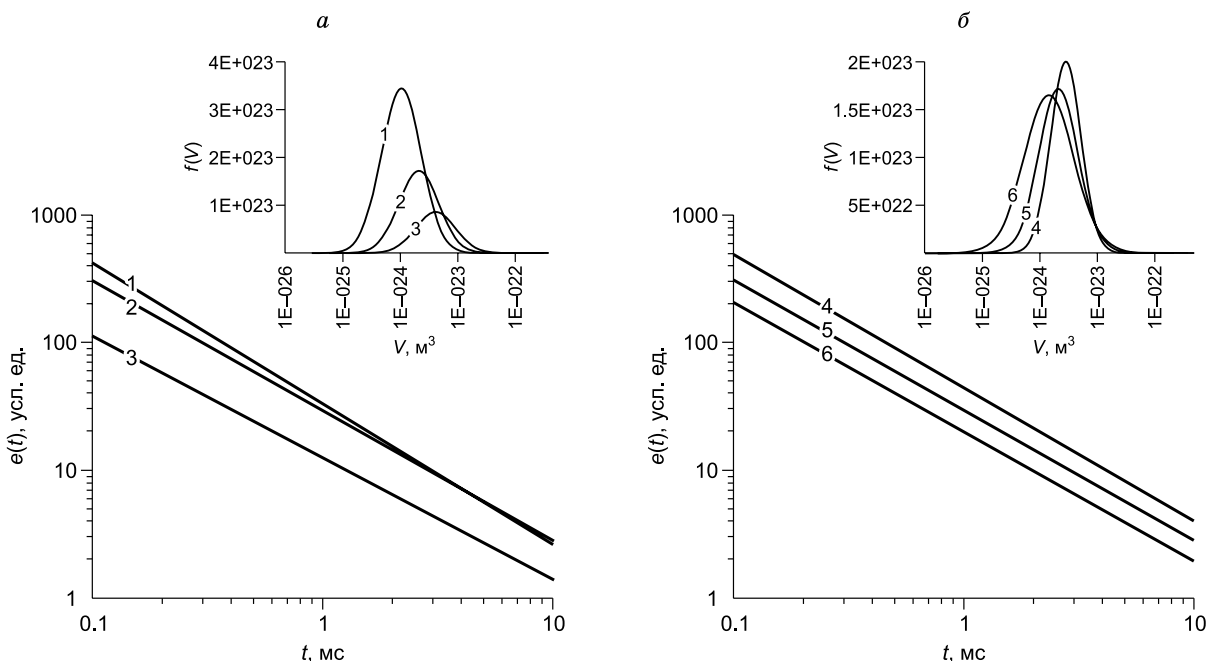


Рис. 7. Влияние параметров V_m (а) и σ (б) логнормального распределения объемов однодоменных частиц на импульсные характеристики намагниченности.

делений, характеризующихся одним и тем же средним объемом ($V_m = 4 \cdot 10^{-24} \text{ м}^3$), но разным среднеквадратичным отклонением ($\sigma = 0.6, 0.8$ и 1.0). Импульсные характеристики намагниченности показаны в нижней части рис. 7, б. Параметры распределения, а также степенной зависимости, аппроксимирующей импульсные характеристики, объединены в таблицу.

Представленные на рис. 7 распределения объемов далеки от равномерного (которое, если перейти к τ , эквивалентно распределению Фрелиха). Тем не менее спад ЭДС по существу идеально ($R^2 = 1$) «вписывается» в степенную зависимость (4). Хотя отличия показателя степени b от единицы невелики, они существенно превосходят погрешность экспериментального определения этого параметра (см. рис. 6).

Подводя итоги по результатам моделирования, можно сделать вывод, что V_m и σ влияют на параметры a и b , определяющие импульсную характеристику намагниченности. В этой связи естественным образом возникает вопрос о перспективах решения обратной задачи, а именно о возможности найти такое распределение размеров однодоменных, точнее, суперпарамагнитных частиц, которое «наилучшим» образом объясняет экспериментальную импульсную характеристику. Ответ на этот вопрос лежит за рамками настоящей статьи. Очевидно, положительный ответ послужит стимулом для разработки нового метода магнитной гранулометрии мельчайших зерен ферромагнитных минералов.

ВЫВОДЫ

Магнитная вязкость геологических сред оказывает заметное, нередко значительное, а иногда преобладающее влияние на измеренные в лаборатории и в поле импульсные индукционные характеристики.

Параметры распределения (б) и степенной зависимости (4), аппроксимирующей соответствующую импульсную характеристику

Распределение, №	$V_m, 10^{-24} \text{ м}^3$	σ	a	b	R^2
(1)	2	0.8	33.2	1.10	1
(2), (5)	4	0.8	29.5	1.02	1
(3)	8	0.8	12.5	0.95	1
(4)	4	0.6	44	1.04	1
(6)	4	1.0	20	1.01	1

По сравнению с частотными методами измерение импульсных характеристик намагниченности имеет те преимущества, что проявления магнитной вязкости наблюдаются в отсутствии первичного поля, а импульсная переходная характеристика измеряется в широком временном диапазоне. Это позволяет снизить погрешность измерения параметров, характеризующих магнитную вязкость.

В отличие от переходной характеристики, ее производная, т.е. импульсная характеристика, свободна от влияния постоянной (медленно спадающей) компоненты суммарной остаточной намагниченности. Это снимает проблему, которая связана с неопределенностью при выделении небольшой по величине вязкой компоненты из суммарной намагниченности.

Временной спад импульсных характеристик намагниченности описывается степенной функцией $a \cdot t^{-b}$, где a — начальное значение (изменяется в широком диапазоне), b — показатель степени, близкий к единице.

Как показали измерения на образцах, выполненные с помощью индукционных катушечных систем, параметр a демонстрирует сильную линейную корреляцию с частотно-зависимой магнитной восприимчивостью Δk , которая традиционно используется для оценки содержания суперпарамагнитных частиц. Это дает основания полагать, что импульсные индукционные системы могут найти применение для экспрессного изучения большого количества образцов с целью диагностики присутствия СП частиц и оценки их содержания.

Хотя отличия показателя степени b от единицы невелики, они значительно превосходят погрешность определения этого параметра по экспериментальным данным. Математическое моделирование импульсных характеристик намагниченности показало, что на оба параметра влияет распределение объемов частиц, что создает предпосылки для решения обратной задачи, т.е. отыскания такого распределения, которое «наилучшим» образом объясняет экспериментальные импульсные характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

Антонов Е.Ю., Кожевников Н.О., Максимов П.С., Гомульский В.В. Импульсная индуктивная электроразведка геологических сред с магнитной вязкостью // *Материалы Пятой Всероссийской школы-семинара им. М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли — ЭМЗ-2011*. В двух книгах. Кн. 2. СПб., СПбГУ, 2011, с. 11—14.

Баженов М.Л., Ван дер Во Р., Меерг Дж.Дж., Левашова Н.М., Ипатьева И.С. Оценки геомагнитного поля позднего палеозоя по результатам изучения пермских лав Северо-Восточного Казахстана // *Геология и геофизика*, 2014, т. 55 (1), с. 133—145.

Барсуков П.О., Файнберг Э.Б. Исследование окружающей среды методом переходных процессов с использованием ВП и СПМ эффектов // *Физика Земли*, 2002, № 11, с. 82—85.

Большаков В.А. Использование методов магнетизма горных пород при изучении новейших отложений. М., Геос, 1996, 192 с.

Захаркин А.К., Бубнов В.М., Крыжановский В.А., Полетаева Н.Г., Тарло Н.Н. Магнитная вязкость горных пород — новый осложняющий фактор метода ЗСБ // *Поиск полезных ископаемых в Сибири методом зондирования становлением поля*. Новосибирск, СНИИГГиМС, 1988, с. 19—26.

Казанский А.Ю., Матасова Г.Г., Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю., Максимов П.С. Вклад магнитного последствия в индукционные переходные характеристики базальтов Витимского плато // *Геофизический журнал*, 2012, т. 34, № 4, с. 128—136.

Камнев Я.К. Исследование магнитной вязкости во временной и частотной областях // *Строение литосферы и геодинамика: Материалы XXV Всероссийской молодежной конференции (г. Иркутск, 23—28 апреля 2013 г.)*. Иркутск, Институт земной коры СО РАН, 2013, с. 150—151.

Камнев Я.К., Кожевников Н.О., Матасова Г.Г. Измерение магнитной вязкости во временной области лабораторной индукционной установкой // *Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2012. VIII Междунар. науч. конгр.*, 10—20 апреля 2012 г., Новосибирск, VIII Междунар. науч. конф. «Недропользование. Горное дело. Новые направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых»: сб. материалов в 2 т. Т. 1. Новосибирск, СГГА, 2012, с. 38—43.

Камнев Я.К., Кожевников Н.О., Стефаненко С.М. Усовершенствование методики измерения магнитной вязкости во временной области лабораторной индукционной установкой // *Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2013. IX Междунар. науч. конгр.*, 15—26 апреля 2013 г., Новосибирск, Междунар. науч. конф. «Недропользование. Горное дело. Новые направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых. Геоэкология»: сб. материалов в 3 т. Т. 2. Новосибирск, СГГА, 2013а, с. 197—202.

Камнев Я.К., Кожевников Н.О., Стефаненко С.М. Проблемы измерения магнитной вязкости во временной области и некоторые пути их решения // *Материалы Шестой Всероссийской школы-семинара*

ра им. М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли — ЭМЗ-2013: Электронный ресурс. 2013б, 4 с.

Камнев Я.К., Кожевников Н.О., Стефаненко С.М. Первые результаты математического моделирования индукционных переходных характеристик магнитовязких геологических сред // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр., 8—18 апреля 2014 г., Новосибирск, Междунар. науч. конф. «Недропользование. Горное дело. Новые направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых. Геоэкология»: сб. материалов в 4 т. Т. 2. Новосибирск, СГГА, 2014, с. 101—105.

Кожевников Н.О., Снопков С.В. Суперпарамагнетизм в геоэлектрике. М., 1990, 32 с. Деп. в ВИНТИ 13.08.90, № 4584.

Кожевников Н.О., Снопков С.В. Магнитная вязкость траппов и ее связь с аномалиями электромагнитного поля в методе переходных процессов (Якутская кимберлитовая провинция) // Геология и геофизика, 1995, т. 36 (5), с. 91—102.

Кожевников Н.О., Никифоров С.П. Магнитная вязкость обожженных глин и возможность ее использования при археологических изысканиях // Российский геофизический журнал, 1999, № 13—14, с. 42—46.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности однородного полупространства на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика, 2008, т. 49 (3), с. 262—276.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности двухслойного полупространства на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика, 2009, т. 50 (10), с. 1157—1170.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности горизонтального пласта на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика, 2011, т. 52 (4), с. 512—520.

Кожевников Н.О., Кожевников О.К., Харинский А.В. Как поиски решения геофизической проблемы привели к открытию археологического памятника // Геофизика, 1998, № 6, с. 48—60.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю., Матасова Г.Г., Камнев Я.К. Метод переходных процессов при изучении геологических сред с магнитной вязкостью // Геофизический журнал, 2012, т. 34, № 4, с. 137—149.

Кожевников Н.О., Камнев Я.К., Казанский А.Ю. Анализ погрешностей измерения частотно-зависимой магнитной восприимчивости при изучении магнитной вязкости геологических сред (на примере моста Bartington MS2) // Геология и геофизика, 2014, т. 55 (4), с. 650—659.

Купер Дж., Макгиллем К. Вероятностные методы анализа сигналов и систем. Пер. с англ. М., Мир, 1989, 376 с.

Патент РФ № 2045083. Способ геоэлектроразведки / А.К. Захаркин, В.М. Бубнов. Опубликовано 27.09.95. Бюл. № 27.

Секачов М.Ю., Балашов Б.А., Саченко Г.В., Вечкапов О.В., Захаркин А.К., Тарло Н.Н., Могилатов В.С., Злобинский А.В. Аппаратурный электроразведочный комплекс «ЦИКЛ-7» // Приборы и системы разведочной геофизики, № 01(15), 2006, с. 44—46.

Сквайрс Дж. Практическая физика. М., Мир, 1971, 246 с.

Стогний Вас.В., Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Исследование магнитной вязкости горных пород в условиях их естественного залегания с помощью импульсной индуктивной электроразведки // Геология и геофизика, 2010, т. 51 (11), с. 1565—1575.

Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород. М., Изд-во Моск. ун-та, 1973, 272 с.

Barsukov P.O., Fainberg B.E. Superparamagnetism effect over gold and nickel deposits // Europ. J. Environ. Engineer. Geoph., 2001, v. 6, p. 61—72.

Banerjee S.K., Hunt C.P., Liu X.M. Separation of local signals from the regional paleomonsoon record of the Chinese Loess Plateau: A rock-magnetic approach // Geophys. Res. Lett., 1993, v. 20, p. 843—846, doi:10.1029/93GL00908.

Buselli G. The effect of near surface superparamagnetic material on electromagnetic transients // Geophysics, 1982, v. 47, № 9, p. 1315—1324.

Chang S.B.R., Kirschvink J.L. Magnetofossils, the magnetization of sediments, and the evolution of magnetite biomineralization // Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 1989, v. 17, p. 169—195, doi:10.1146/annurev. ea.17.050189.001125.

Dabas M., Skinner J.R. Time-domain magnetization of soils (VRM), experimental relationship to quadrature susceptibility // Geophysics, 1993, v. 58, № 3, p. 326—333.

Dearing J.A. Environmental magnetic susceptibility: Using the Bartington MS2 system. *Chi Publ.*, Fairfield, CT, 1994, 54 p.

Deng C., Vidic N.J., Verosub K.L., Singer M.J., Liu Q., Shaw J., Zhu R. Mineral magnetic variation of the Jiaodao Chinese loess/paleosol sequence and its bearing on long-term climatic variability // *J. Geophys. Res.*, 2005, 110, B03103, doi:10.1029/2004JB003451.

Dormann J.L., Fiorani D., Tronc E. Magnetic relaxation in fine-particle systems // *Advances in chemical physics* / Eds. I. Prigogine, S.A. Rice. John Wiley & Sons, Hoboken, N. J., 1997, vol. XCVIII, p. 283—494, doi:10.1002/9780470141571.ch4.

Dunlop D.J. Theory of the magnetic viscosity of lunar and terrestrial rocks // *Rev. Geophys.*, 1973, v. 11, p. 855—901, doi:10.1029/RG011i004p00855.

Dunlop D.J. Viscous magnetization of 0.04—100 μm magnetites // *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 1983, v. 74, p. 667—687.

Dunlop D.J., Özdemir Ö. Rock magnetism // *Fundamentals and frontiers*, 1997, Cambridge University Press, New York, London and Cambridge, 573 p.

Eick P.M., Schlinger Ch.M. The use of magnetic susceptibility and its frequency dependence for delineation of a magnetic stratigraphy in ash-flow tuffs // *Geoph. Res. Lett.*, 1990, v. 17, № 6, p. 783—786, doi 10.1029_gl017i006p00783.

Enkin R.J., Judith Baker, Danis Nourgaliev, Pavel Iassonov, Tark S. Hamilton. Magnetic hysteresis parameters and Day plot analysis to characterize diagenetic alteration in gas hydrate-bearing sediments // *J. Geophys. Res.*, 2007, v. 112, B06S90, doi:10.1029/2006JB004638.

Eyre John K. Frequency dependence of magnetic susceptibility for populations of single-domain grains // *Geophys. J. Int.*, 1997, v. 129, p. 209—211.

Fannin P.C., Charles S.W. On the influence of distribution functions on the after-effect function of ferrofluids // *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 1995, v. 28, p. 239—242.

Heller F., Evans M.E. Environmental magnetism: principles and applications of enviromagnetics. Academic Press, New York, 2003, 317 p.

Hrouda F. Models of frequency-dependent susceptibility of rocks and soils revisited and broadened // *Geophys. J. Int.*, 2011, v. 187, p. 1259—1269, doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05227.x

Hrouda F., Pokorný J. Extremely high demands for measurement accuracy in precise determination of frequency-dependent magnetic susceptibility of rocks and soils // *Stud. Geophys. Geod.*, 2011, v. 55, p. 667—681.

Hunt C.P., Banerjee S.K., Han J., Solheid P.A., Oches E., Sun W., Liu T. Rock-magnetic proxies of climate change in the loess-paleosol sequence of the western loess plateau of China // *Geophys. J. Int.*, 1995, v. 123, p. 232—244.

Kodama K. Application of broadband alternating current magnetic susceptibility to the characterization of magnetic nanoparticles in natural materials // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*, 2013, v. 118, p. 1—12, doi: 10.1029/2012JB009502.

Kozhevnikov N.O., Nikiforov S.P. Magnetic viscosity of fired clays and the possibility of its use for archaeological prospection // *Proc. of the Archaeological Science Conference*, Bournemouth University, 1995, p. 163—169.

Kozhevnikov N.O., Antonov E.Y. The TEM method in studies of near-surface magnetically viscous rocks // *Near Surface Geoscience 2012 — 18th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*, Paris, France, 3—5 September 2012, 5 p.

Kozhevnikov N.O., Kharinsky A.V., Kozhevnikov O.K. An accidental geophysical discovery of an Iron Age archaeological site on the western shore of Lake Baikal // *J. App. Geophys.*, 2001, v. 47 (2), p. 107—122.

Kozhevnikov N.O., Kozhevnikov O.K., Kharinsky A.V., Urvat M. Chemical composition and magnetism of ancient metallurgical slags from the Chernorud site on the western shore of Lake Baikal // *Archaeometallurgy in Europe. Proc. Int. Conf. Milan, Italy*, 2003, v. 1, p. 525—534.

Lee T. The effect of a superparamagnetic layer on the transient electromagnetic response of a ground // *Geophys. Prosp.*, 1984a, v. 32, p. 480—496.

Lee T.J. The transient electromagnetic response of a magnetic or superparamagnetic ground // *Geophysics*, 1984b, v. 49, № 7, p. 854—860.

Linford N. Archaeological applications of naturally occurring nanomagnets // *J. Phys. Conference Series*, 2005, v. 17, p. 127—144, doi:10.1088/1742-6596/17/1/019

Liu Q.S., Jackson M.J., Yu Y.J., Chen F.H., Deng C.L., Zhu R.X. Grain size distribution of pedogenic magnetic particles in Chinese loess/paleosols // *Geophys. Res. Lett.*, 2004a, v. 31, L22603, doi:10.1029/2004GL021090.

Liu Q.S., Banerjee S.K., Jackson M.J., Maher B.A., Pan Y.X., Zhu R.X., Deng C.L., Chen F.H. Grain sizes of susceptibility and anhysteretic remanent magnetization carriers in Chinese loess/paleosol sequences // *J. Geophys. Res.*, 2004b, v. 109, B03101, doi:10.1029/2003JB002747.

Liu Q.S., Torrent J., Maher B.A., Yu Y.J., Deng C.L., Zhu R.X., Zhao X.X. Quantifying grain size distribution of pedogenic magnetic particles in Chinese loess and its significance for pedogenesis // *J. Geophys. Res.*, 2005, v. 110, B11102, doi:10.1029/2005JB003726.

Maher B.A. Magnetic properties of modern soils and Quaternary loessic palaeosols: Palaeoclimatic implications // *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, 1998, v. 137, p. 25—54, doi:10.1016/S0031-0182(97)00103-X.

Maher B.A., Thompson R. Mineral magnetic record of the Chinese loess and paleosols // *Geology*, 1991, v. 19, p. 3—6, doi:10.1130/0091-7613(1991)019<0003:MMROTC> 2.3.CO;2.

Machac T.A., Zanner C.W., Geissl Ch.E. Time dependent IRM acquisition as tool to quantify the abundance of ultrafine superparamagnetic magnetite in loessic soils // *Geophys. J. Int.*, 2007, v. 169, p. 483—489, doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03355.x.

Néel L. Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fin avec application aux terres cuites // *Ann. Géophys.*, 1949, v. 5, № 99, p. 136.

Neumann J. Untersuchung von EM-Transienten einer Altlast auf superparamagnetischen Einfluss, Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2006.

Neumann J., Bergers R., Helwig S.L., Hanstein T., Kozhevnikov N., Tezkan B. Messung der TEM-Antwort von Bodenproben, 21 Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Haus Wohldenber, Holle, 3-7.10.2005 / Hrsg. O. Ritter und H. Brasse, 2005, s. 331—338.

Oldfield F., Thompson R., Dickson D.P.E. Artificial enhancement of stream bedload: A hydrological application of superparamagnetism // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1981, v. 26, p. 107—124, doi:10.1016/0031-9201(81)90103-5.

Pasion L.R., Billings S.D., Oldenburg D.W. Evaluating the effects of magnetic soils on TEM measurements for UXO detection // *Expanded Abstracts. Society of Exploration Geophysicists*, Tulsa, OK, 2002, p. 1428—1431.

Pokorný J., Suza P., Pokorný P., Chlupáčová M., Hrouda F. Widening power of low-field magnetic methods in the investigation of rocks and environmental materials using the multi-function Kappabridge Set. // *Geophys. Res. Abstr.*, 2006, v. 8, EGU 06-A-04141.

Pokorný J., Pokorný P., Suza P., Hrouda F. A multi-function Kappabridge for high precision measurement of the AMS and the variations of magnetic susceptibility with field, temperature and frequency // *The Earth's magnetic interior, IAGA Special Sopron Book Series / Eds. E. Petrovský, E. Herrero-Bervera, T. Harinarayana, D. Ivers.* Springer, 2011, № 1, p. 292—301.

Sagnotti L., Winkler A. On the magnetic characterization and quantification of the superparamagnetic fraction of traffic-related urban airborne PM in Rome, Italy // *Atmos. Environ.*, 2012, v. 59, p. 131—140.

Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 1948, v. 240, p. 599—642, doi:10.1098/rsta.1948.0007.

Tabbagh A. Application and advantages of the Slingram electromagnetic method for archaeological prospecting // *Geophysics*, v. 51, № 3 (MARCH 1986), p. 576—584.

Tarduno J.A. Temporal trends of magnetic dissolution in the pelagic realm: Gauging paleoproductivity? // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1994, v. 123, p. 39—48, doi:10.1016/0012-821X(94)90255-0.

The geophysics of the Elura orebody / Ed. D.M. Emerson // Austral. Soc. Expl. Geophys., 1980, 205 p.

Thiesson J., Tabbagh A., Flageul S. TDEM magnetic viscosity prospecting using a Slingram coil configuration // *Near Surface Geophysics*, 2007, p. 363—374.

Thompson R., Oldfield F. *Environmental magnetism.* Allen and Unwin, London, 1986, 227 p.

Verosub K.L., Roberts A. Environmental magnetism: Past, present, and future // *J. Geophys. Res.*, 1995, v. 100, p. 2175—2192, doi:10.1029/94JB02713.

Worm H.-U. Time-dependent IRM: A new technique for magnetic granulometry // *Geophys. Res. Lett.*, 1999, v. 26, № 16, p. 2557—2560, doi:10.1029/1999GL008360.

Worm H.-U., Jackson M. The superparamagnetism of Yucca Mountain Tuff // *J. Geophys. Res.*, 1999, v. 104, № B11, p. 25,415—25,425.

Xie Q., Chen T., Xu H., Chen J., Ji J., Lu H., Wang X. Quantification of the contribution of pedogenic magnetic minerals to magnetic susceptibility of loess and paleosols on Chinese Loess Plateau: Paleoclimatic implications // *J. Geophys. Res.*, 2009, v. 114, B09101, doi:10.1029/2008JB005968.

Xisheng Wang, Reidar Løvlie, Xiangyu Zhao, Zhenyu Yang, Fuchu Jiang, Shubing Wang. Quantifying ultrafine pedogenic magnetic particles in Chinese loess by monitoring viscous decay of superparamagnetism // *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2010, v. 11, №10, Q10008, doi:10.1029/2010GC003194.

Yu Youngjae, Tauxe L. Acquisition of viscous remanent magnetization // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2006, v. 159, p. 32—42.

Zhou L.P., Oldfield F., Wintle A.G., Robinson S.G., Wang J.T. Partly pedogenic origin of magnetic variations in Chinese loess // *Nature*, 1990, v. 346, p. 737—739, doi:10.1038/346737a0.

<http://www.sibgeosystems.ru/hardware/FastSnap/>

Рекомендована к печати 4 марта 2015 г.

А.Д. Дучковым

Поступила в редакцию

24 июля 2014 г.