

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНО-ЗАВИСИМОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ МАГНИТНОЙ ВЯЗКОСТИ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД (на примере моста *Bartington MS2*)

Н.О. Кожевников, Я.К. Камнев, А.Ю. Казанский

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

В большинстве случаев проявления магнитной вязкости геологических сред связаны с установлением и релаксацией намагниченности мельчайших зерен ферромагнитных минералов. Это позволяет использовать изучение магнитной вязкости для решения задач магнитной гранулометрии. Чаще всего для оценки проявлений магнитной вязкости используют значения магнитной восприимчивости, измеренные на двух частотах. В статье приводится анализ погрешностей определения параметров магнитной вязкости, основанных на двухчастотных измерениях магнитной восприимчивости. Показано, что при изучении частотно-зависимой магнитной восприимчивости необходимо учитывать две фундаментальные погрешности — инструментальную и связанную с дрейфом параметров измерительной системы и образца. Инструментальная погрешность, которая представляет собой меру того, насколько прецизионным является прибор, определяет относительную погрешность частотно-зависимых параметров преимущественно слабомагнитных образцов. При изучении таких образцов необходимо использовать аппаратуру, обеспечивающую как можно меньшую инструментальную погрешность. Погрешность дрейфа вызывается изменениями температуры датчика измерительной системы и образца, положения и ориентации образца относительно датчика, вибрациями, внешними электромагнитными помехами и т.п. Эта погрешность, играющая главную роль при изучении сильномагнитных образцов, зависит преимущественно от внешних факторов, которые могут контролироваться экспериментатором. Поэтому при изучении сильномагнитных образцов необходимо так организовать измерения, чтобы по возможности снизить влияние факторов, приводящих к дрейфу.

Магнитная вязкость, суперпарамагнетизм, частотно-зависимая магнитная восприимчивость, измерения, погрешность.

ERROR ANALYSIS OF FREQUENCY-DEPENDENT MAGNETIC SUSCEPTIBILITY MEASUREMENTS: MAGNETIC VISCOSITY STUDIES WITH THE *BARTINGTON MS2* SYSTEM

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

Magnetic viscosity of rocks associated with magnetic relaxation of ultrafine ferrimagnetic mineral grains (superparamagnetism) is employed in magnetic grain size measurements. Magnetic viscosity is most often estimated from dual frequency measurements of magnetic susceptibility. The measured susceptibility values bear uncertainty that comprises two components: an instrument error and a drift. The instrument error refers to the accuracy of the measurement system and shows how precise the data are in ideal operation conditions. This error affects especially the low susceptibilities of weak samples, which thus should be measured on a high sensitivity range. Drift is due to external factors, such as changes in the temperature of sensors and/or samples, as well as in the orientation of the samples relative to the sensor, vibration, electromagnetic noise, etc. Drift, more critical for measurements on strong samples, is manageable by the operator. To reduce drift, every effort should be made to maintain suitable 'quiet' operation conditions.

Magnetic viscosity, superparamagnetism, frequency-dependent magnetic susceptibility, measurements, errors

ВВЕДЕНИЕ

Магнитная вязкость, или магнитное последействие, является одним из фундаментальных свойств ферромагнитных материалов. Это явление заключается в запаздывании во времени изменений магнитных характеристик ферромагнетиков (намагниченности, магнитной проницаемости и др.) по отношению к изменениям напряженности внешнего магнитного поля. Диапазон характерных времен таких изменений составляет от долей секунд до десятков тысяч лет [Трухин, 1973]. Эффект магнитного последействия присутствует практически во всех ферромагнитных материалах, а также в горных породах. Чаще всего проявления магнитной вязкости геологических сред связаны с установлением и релаксацией

намагниченности однодоменных зерен ферромагнитных минералов — явлением суперпарамагнетизма [Большаков, 1996].

В большинстве случаев, например в палеомагнитных исследованиях [Encyclopedia..., 2007], а также при интерпретации данных импульсной индуктивной электроразведки [Buselli, 1982; Lee, 1984a,b; Захаркин и др., 1988; Dabas, Skinner, 1993; Pasion et al., 2002] проявления магнитной вязкости рассматривают как геологическую помеху.

С другой стороны, эффекты магнитной вязкости отражают важные особенности генезиса и строения природных и антропогенных геологических сред и объектов, а также происходящих в верхних горизонтах земной коры геологических процессов [Кожевников, Снопков, 1990, 1995; Барсуков, Файнберг, 1997, 2002; Kozhevnikov et al., 2001, 2003; Кожевников, Антонов, 2008; Стогний и др., 2010; Казанский и др., 2012].

Как правило, проявления суперпарамагнетизма геологических сред изучают путем измерения магнитной восприимчивости на нескольких частотах. Измерение частотно-зависимой магнитной восприимчивости представляет собой эффективный инструмент магнитной гранулометрии, который позволяет оценивать количество мельчайших суперпарамагнитных зерен, являющихся индикатором климатических или педологических изменений [Tompson, Oldfield, 1986; Heller, Evans, 2003].

Наиболее распространенным прибором для изучения проявлений суперпарамагнетизма в частотной области является мост Bartington MS2. Результаты, полученные с помощью этого прибора, представлены во множестве публикаций, перечислить которые в рамках небольшой статьи не представляется возможным. Что касается оценки погрешностей измерений частотно-зависимой магнитной восприимчивости, то по этому поводу написано немного. Некоторые рекомендации по методике измерений с помощью моста Bartington MS2 содержатся в руководстве [Dearing, 1994]. Кроме этого, недавно появилась статья [Hroudá, Pokorný, 2011], где показано, что при изучении проявлений магнитной вязкости в частотной области к точности измерений магнитной восприимчивости предъявляются очень высокие требования.

В настоящей статье рассматриваются параметры, используемые для оценки проявлений магнитной вязкости в частотной области, а также на примере прибора Bartington MS2 с датчиком MS2 D проводится общий анализ погрешности определения этих параметров по данным двухчастотных измерений магнитной восприимчивости.

ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ПАРАМЕТРЫ

Во многих руководствах и статьях магнитная восприимчивость κ определяется как коэффициент пропорциональности между приложенным магнитным полем H и индуцированной намагниченностью J_i : $\kappa = J_i/H$ [Clark, 1997; Encyclopedia..., 2007]. При этом предполагается, что намагниченность не зависит от частоты приложенного поля. Однако в общем случае магнитная восприимчивость геологических сред является комплексной, зависит от частоты и может быть представлена в виде двух слагаемых:

$$\kappa^*(\omega) = \text{Re}[\kappa^*(\omega)] + j \text{Im}[\kappa^*(\omega)],$$

где ω — круговая частота; $\text{Re}[\kappa^*(\omega)]$ — реальная, или синфазная, $\text{Im}[\kappa^*(\omega)]$ — мнимая, или квадратурная, составляющие восприимчивости; $j = \sqrt{-1}$. Комплексная, частотно-зависимая магнитная восприимчивость позволяет описать проявления эффектов магнитной вязкости в частотной области.

При интерпретации измерений частотно-зависимой магнитной восприимчивости часто используют модель ансамбля однодоменных частиц. Как известно, время релаксации намагниченности однодоменной частицы определяется выражением [Néel, 1949]

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

где K — постоянная магнитной анизотропии, V — объем частицы, T — температура, k — постоянная Больцмана, $\tau_0 = 10^{-9}$ с. Частотно-зависимая комплексная магнитная восприимчивость такой частицы определяется выражением [The geophysics..., 1980; Кожевников, Снопков, 1990; Worm et al., 1993]

$$\kappa^*(\omega) = \kappa_0 \frac{1 - j\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2},$$

где κ_0 — статическая (при $\omega = 0$) магнитная восприимчивость частицы.

В геологических средах присутствуют частицы разного размера, поэтому их намагничивание характеризуется спектром времен релаксации, определяемым весовой функцией $f(\tau)$, которую называют также функцией распределения. При исследовании магнитной вязкости особое значение имеет функция

Фрѐлиха [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

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

тогда как вне интервала $f(\tau) = 0$.

В частотной области вклад в магнитную восприимчивость, вносимый однодоменными частицами, распределение времен релаксации которых описывается функцией Фрѐлиха, определяется формулой [Трухин, 1973; Lee, 1984a,b; Fannin, Charles, 1995; Das, 2006]

$$\kappa^*(\omega) = (\kappa_s - \kappa_\infty) \left[1 - \frac{1}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \cdot \ln \frac{(1 + j\omega\tau_2)}{(1 + j\omega\tau_1)} \right].$$

Здесь κ_s — восприимчивость, измеренная на частоте $\omega \ll 1/\tau_1$, κ_∞ — на частоте $\omega \gg 1/\tau_2$.

Очевидно, «полная» магнитная восприимчивость с учетом вклада как тех частиц, которые намагничиваются синхронно с приложенным полем, так и однодоменных, изменение намагниченности которых запаздывает по отношению к изменениям H , определится выражением

$$\kappa^*(\omega) = \kappa_\infty + (\kappa_s - \kappa_\infty) \left[1 - \frac{1}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \cdot \ln \frac{(1 + j\omega\tau_2)}{(1 + j\omega\tau_1)} \right]. \quad (1)$$

Общие закономерности поведения магнитной восприимчивости в зависимости от частоты иллюстрирует рис. 1. На нем представлены графики реальной и мнимой составляющих, а также модуля магнитной восприимчивости, рассчитанной по формуле (1) для среды с параметрами: $\kappa_s = 0.02$ ед. СИ, $\kappa_\infty = 0.01$ ед. СИ, $\tau_1 = 10^{-6}$ с, $\tau_2 = 1$ с.

На низких частотах $\kappa^*(\omega)$ приближается к статическому значению $\kappa(0) = \kappa_s$, а на высоких — к κ_∞ . В диапазоне частот $1/\tau_2 < \omega < 1/\tau_1$ реальная компонента $\kappa^*(\omega)$ убывает пропорционально логарифму частоты, тогда как мнимая не зависит от частоты [Fannin, Charles, 1995].

При расчете данных, приведенных на рис. 1, принято, что $\kappa_\infty = \kappa_s - \kappa_\infty$. Это позволило наглядно проиллюстрировать характерные особенности частотных характеристик магнитной восприимчивости. Однако в большинстве случаев при изучении геологических сред κ_s и κ_∞ отличаются незначительно, поэтому $\kappa_s - \kappa_\infty \ll \kappa_\infty, \kappa_s$.

Просмотр литературы, где приводятся результаты измерения комплексной магнитной восприимчивости, показывает, что обычно величина мнимой составляющей восприимчивости намного меньше по сравнению с реальной, поэтому $\text{Re}[\kappa^*(\omega)] \approx |\kappa^*(\omega)|$.

Обычно частоты, на которых измеряют магнитную восприимчивость, удовлетворяют неравенствам: $1/\tau_2 \ll \omega \ll 1/\tau_1$. В этом случае [Mullins, Tite, 1973; Pasion et al., 2002; Das, 2006]

$$\frac{\partial \text{Re}(\kappa)}{\partial \ln \omega} = \frac{2}{\pi} \text{Im}(\kappa) = - \frac{\kappa_s - \kappa_\infty}{\ln(\tau_2 / \tau_1)}. \quad (2)$$

Согласно этому выражению, определив угол наклона графика, на котором по оси ординат отложена реальная компонента магнитной восприимчивости, а по оси абсцисс — логарифм частоты, можно найти квадратурную компоненту магнитной восприимчивости, а также параметр $(\kappa_s - \kappa_\infty) \cdot \ln(\tau_1 / \tau_2)$.

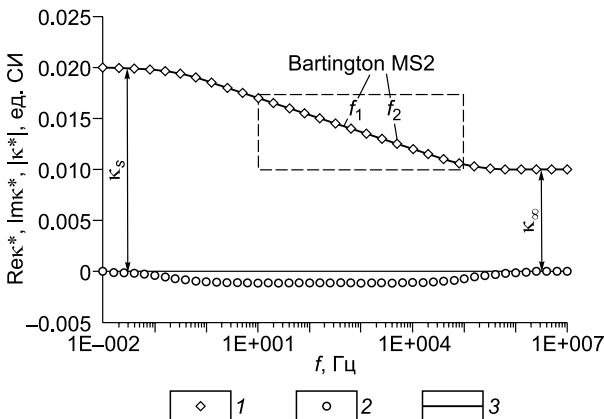


Рис. 1. Графики частотных зависимостей реальной (1) и мнимой (2) составляющих, а также модуля (3) магнитной восприимчивости для среды с параметрами: $\kappa_s = 0.02$ ед. СИ, $\kappa_\infty = 0.01$ ед. СИ, $\tau_1 = 10^{-6}$ с, $\tau_2 = 1$ с.

Контуром показан диапазон частот (10 Гц—100 кГц), в который попадают спектры сигналов, измеряемых в методе переходных процессов.

Обычно наклон графика определяют по двум точкам. Так, мост Bartington MS2 измеряет модуль магнитной восприимчивости на двух частотах — низкой $f_1 = 465$ Гц и высокой $f_2 = 4650$ Гц [Dearing, 1994]. Поскольку $\text{Re}[\kappa^*(\omega)] \approx |\kappa^*(\omega)|$ при определении наклона графика вместо реальной компоненты используют значения модуля магнитной восприимчивости κ_{lf} и κ_{hf} , измеренные соответственно на низкой и высокой частотах.

Очевидно, в этом случае

$$\frac{\partial \text{Re}(\kappa)}{\partial \ln \omega} \approx \frac{\kappa_{hf} - \kappa_{lf}}{\ln f_2 - \ln f_1},$$

откуда с учетом (2) следует, что

$$\kappa_s - \kappa_\infty \approx \frac{\kappa_{lf} - \kappa_{hf}}{\ln f_2 - \ln f_1} \cdot \ln(\tau_2 / \tau_1).$$

Последняя формула дает возможность, задавшись отношением τ_2/τ_1 , оценить разность между статической и динамической восприимчивостями ($\kappa_s - \kappa_\infty$). Этот параметр позволяет на количественной основе выражать и сравнивать эффекты магнитной вязкости. Если проявления магнитной вязкости связаны с приобретением и/или релаксацией намагниченности ансамблем суперпарамагнитных частиц, логично предположить, что разность ($\kappa_s - \kappa_\infty$) пропорциональна их содержанию. Если же ($\kappa_s - \kappa_\infty$) известна, например по данным независимых измерений, можно оценить отношение τ_2/τ_1 , характеризующее ширину спектра времен релаксации ансамбля суперпарамагнитных частиц.

Относительный вклад (в процентах), который в магнитную восприимчивость вносят суперпарамагнитные зерна, оценивают с помощью *FD*-фактора, вычисляемого по формуле [Dearing, 1994]:

$$FD = 100 \cdot (\kappa_{lf} - \kappa_{hf}) / \kappa_{lf}.$$

ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ($\kappa_{lf} - \kappa_{hf}$) И *FD*

При анализе и/или оценке результирующей погрешности измерений с помощью моста Bartington MS2 с двухчастотным датчиком MS2 D необходимо учитывать две составляющие: инструментальную погрешность прибора ($\Delta\kappa$) и дрейф (*drift*). Инструментальная погрешность (accuracy, precision) в инструкции по использованию моста Bartington MS2 определяется как минимальная величина магнитной восприимчивости, которая в принципе может быть измерена этим прибором. В русском языке для обозначения этой характеристики обычно используют термин «чувствительность». Измерить магнитную восприимчивость с погрешностью, меньшей $\Delta\kappa$, невозможно. Иными словами, инструментальная погрешность показывает, насколько прецизионным является прибор, когда измерения проводятся в отсутствие помех и в соответствии с предписанной методикой. При измерении слабомагнитных образцов $\Delta\kappa = 0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, сильномагнитных — $\Delta\kappa = 1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ [Dearing, 1994].

К сожалению, на практике не всегда удается добиться погрешности измерений, равной инструментальной. Причина заключается в том, что на результат измерения влияют такие факторы, как изменения температуры датчика и/или образца, положения и ориентации образца относительно датчика, вибрации, внешние электромагнитные помехи. Это приводит к ухудшению воспроизводимости результатов: в серии измерений с одним и тем же образцом показания прибора изменяются. В данной статье погрешность этого типа мы называем «дрейфом». Такое определение шире по сравнению с приведенным в руководстве [Dearing, 1994], где под дрейфом понимается изменение во времени показаний прибора с пустым (т.е. без образца) датчиком. Абсолютная погрешность, возникающая за счет дрейфа, определяется произведением *drift*· κ , где κ — измеренное значение магнитной восприимчивости, *drift* — относительная погрешность, вызываемая дрейфом, которая может превышать 1 % [Dearing, 1994].

Для оценки качества измерений представляет интерес анализ относительных погрешностей величин $\kappa_{lf} - \kappa_{hf}$ и *FD*. Обозначим относительную погрешность, выраженную в процентах от измеряемой величины, как δ . Очевидно,

$$\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf}), \% = 100 \cdot \frac{\Delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})}{\kappa_{lf} - \kappa_{hf}},$$

$$\delta(FD), \% = 100 \cdot \frac{\Delta(FD)}{FD},$$

где $\Delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$, $\Delta(FD)$ — абсолютные погрешности измерения $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ и *FD* соответственно.

Воспользовавшись известным правилом нахождения абсолютной ошибки результата косвенных измерений, а также выражениями для относительных ошибок суммы, разности и частного двух величин (см., например, [Сквайрс, 1971], с. 45), с помощью элементарных выкладок легко показать, что

$$\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf}), \% = 100 \left[\frac{2(\Delta\kappa)^2 + (drift \cdot \kappa_{lf})^2 + (drift \cdot \kappa_{hf})^2}{(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})^2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\delta(FD), \% = 100 \left[\frac{2(\Delta\kappa)^2 + (drift \cdot \kappa_{lf})^2 + (drift \cdot \kappa_{hf})^2}{(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})^2} + \frac{(\Delta\kappa)^2 + (drift \cdot \kappa_{lf})^2}{\kappa_{lf}^2} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Как известно, даже для образцов с очень сильными проявлениями магнитной вязкости высокочастотная восприимчивость отличается от низкочастотной не более чем на 10—15 % [Dearing, 1994; Dearing et al., 1996]. С учетом этого — поскольку речь идет не о «точном» вычислении погрешностей, а об их оценке — можно принять, что $drift \cdot \kappa_{hf} \approx drift \cdot \kappa_{lf}$. Тогда выражение (3) преобразуется к виду

$$\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf}), \% = 100\sqrt{2} \cdot \frac{[(\Delta\kappa)^2 + (drift \cdot \kappa_{lf})^2]^{1/2}}{\kappa_{lf} - \kappa_{hf}}. \quad (5)$$

Поскольку $\kappa_{lf} - \kappa_{hf} \ll \kappa_{lf}$, второе слагаемое в квадратных скобках формулы (4) намного меньше первого и им можно пренебречь. Поэтому $\delta(FD)$ описывается выражением, аналогичным (5):

$$\delta(FD), \% = 100\sqrt{2} \cdot \frac{[(\Delta\kappa)^2 + (drift \cdot \kappa_{lf})^2]^{1/2}}{\kappa_{lf} - \kappa_{hf}}. \quad (6)$$

С учетом того, что $\kappa_{lf} - \kappa_{hf} = FD \cdot \kappa_{lf}$, последнее выражение можно записать в виде

$$\delta(FD), \% = 100\sqrt{2} \cdot \frac{[(\Delta\kappa)^2 + (drift \cdot \kappa_{lf})^2]^{1/2}}{FD \cdot \kappa_{lf}}. \quad (7)$$

Применение формул (3) и (4) иллюстрируют рис. 2 и 3.

На рис. 2 показано, как $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ изменяется в зависимости от $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ для двух образцов — «слабомагнитного» ($\kappa_{lf} = 10 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ) и «сильномагнитного» ($\kappa_{lf} = 10^3 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ). При расчете графиков на рис. 2 было принято, что FD каждого образца изменяется от 0.1 % (очень низкая доля суперпарамагнитных частиц) до 10 % (большое относительное содержание суперпарамагнитных частиц). Соответственно, $\kappa_{lf} - \kappa_{hf}$ слабомагнитного образца изменялась в диапазоне от $0.01 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, для сильномагнитного — от $1 \cdot 10^{-5}$ до $10^2 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

Графики на рис. 2, а, б, рассчитаны в предположении, что влиянием дрейфа можно пренебречь по сравнению с инструментальной погрешностью ($drift = 0$). При расчете $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ на рис. 2, а принято, что $\Delta\kappa = 10^{-5}$ ед. СИ, на рис. 2, б — $0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. При сравнении рис. 2, а и рис. 2, б видно, что в случае, когда можно пренебречь дрейфом, $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ изменяется прямо пропорционально инструментальной погрешности и обратно пропорционально разности $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$. При малых значениях $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$, т.е. при изучении слабомагнитных образцов, погрешность определения $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ может быть очень большой. Так, при $\Delta\kappa = 10^{-5}$ ед. СИ относительная погрешность измерения $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ слабомагнитного образца превышает 100 %, даже если $FD = 10$ % (соответствует $\kappa_{lf} - \kappa_{hf} = 10^{-5}$ ед. СИ). Если же $\Delta\kappa = 0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ уменьшается на порядок. В этом случае для слабомагнитного образца, FD которого равно 10 %, $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf}) = 10$ %. Для сильномагнитного образца погрешность $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ при $FD = 1$ % ($\kappa_{lf} - \kappa_{hf} = 10 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ) составляет около 10 %, при $FD = 10$ % ($\kappa_{lf} - \kappa_{hf} = 100 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ) — всего 1 %.

Связь $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ с $\Delta\kappa$ и $(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$ становится особенно наглядной, если в (5) положить: $drift \cdot \kappa_{lf} = 0$. В этом случае, т.е. когда влиянием дрейфа можно пренебречь:

$$\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf}), \% = 100\sqrt{2} \cdot \frac{\Delta\kappa}{\kappa_{lf} - \kappa_{hf}}, \quad (8)$$

откуда видно, что в отсутствие дрейфа факторами, контролирующими результирующую относительную погрешность, являются разность между κ_{lf} и κ_{hf} и инструментальная погрешность прибора.

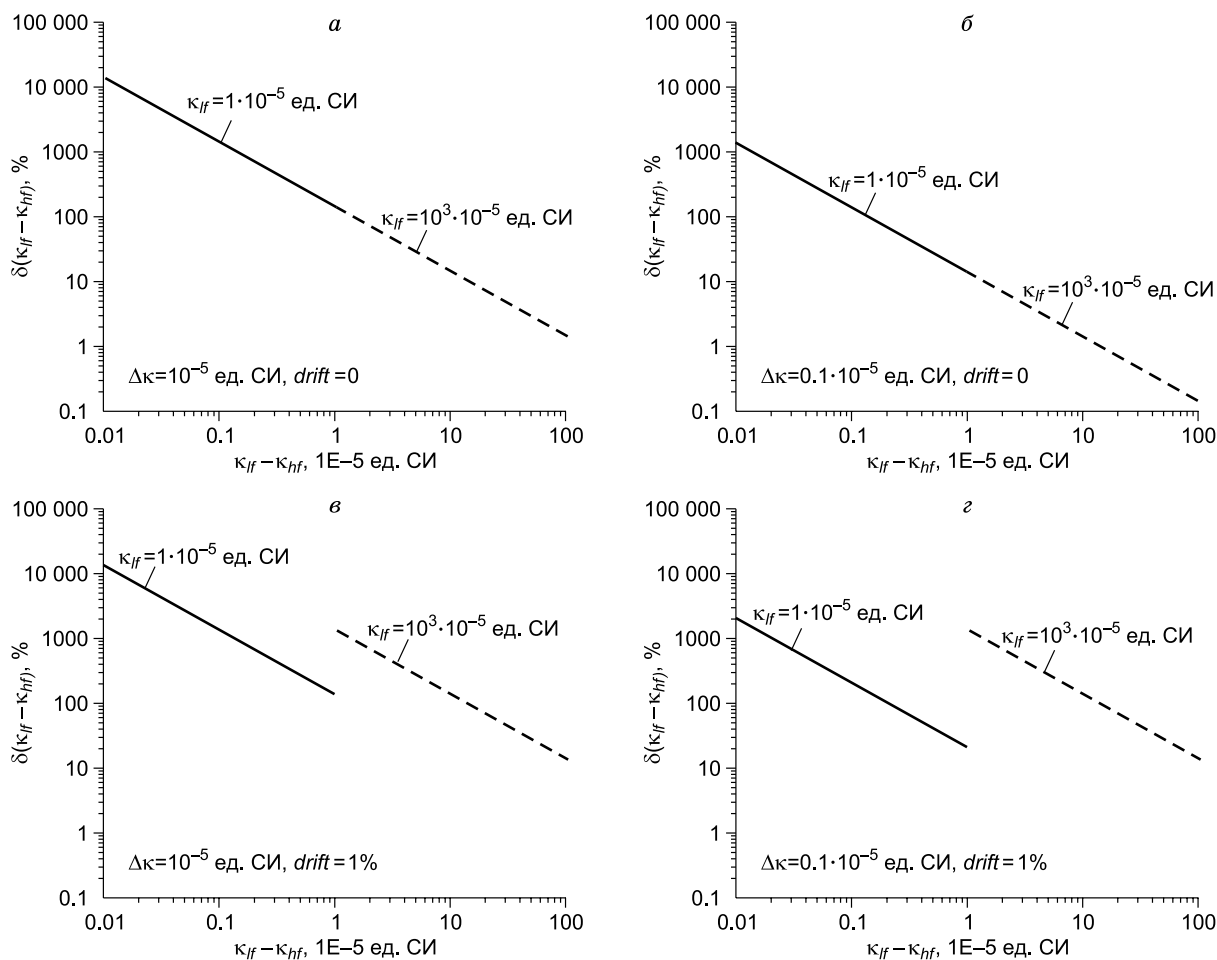


Рис. 2. Графики погрешности $\delta(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ в зависимости от $(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ при отсутствии дрейфа (*а, б*) и в случае, когда относительная погрешность измерения магнитной восприимчивости вследствие влияния дрейфа составляет 1 % (*в, г*).

Инструментальная погрешность: 10^{-5} ед. СИ (*а, в*) и $0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ (*б, г*).

Для слабомагнитных образцов разность $\kappa_{лф} - \kappa_{лф}$ мала, что — поскольку она стоит в знаменателе формулы (8) — приводит к большой погрешности. Единственным способом уменьшить $\delta(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ при изучении слабомагнитных образцов является снижение инструментальной погрешности. Однако эта погрешность определяется используемым прибором, и в лучшем случае можно лишь приблизиться к ней путем периодической установки нулевых отсчетов прибора при пустом датчике. Что касается сильномагнитных образцов, для которых разница $(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ значительна даже при малых значениях FD , то такие образцы в рассматриваемом случае, т.е. когда погрешностью дрейфа можно пренебречь, являются благоприятными объектами для измерения $(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$.

Влияние дрейфа иллюстрирует рис. 2, *в, г*, где показано, как $\delta(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ изменяется в зависимости от $(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$, когда $drift = 0.01$, т.е. дрейф составляет 1 % от измеряемого значения магнитной восприимчивости. Как можно видеть, при изучении слабомагнитных образцов влияние дрейфа несущественно. Однако, когда исследуются сильномагнитные образцы, $\delta(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ определяется преимущественно дрейфом и почти не зависит от инструментальной погрешности. Это хорошо видно при сравнении рис. 2, *а, б* и особенно 2, *в* и 2, *г*. Если для слабомагнитного образца результирующие погрешности остались практически теми же самыми, что и в отсутствие дрейфа, то для сильномагнитного образца появление однопроцентного дрейфа при $\Delta\kappa = 10^{-5}$ ед. СИ привело к повышению $\delta(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$ почти на порядок, а при $\Delta\kappa = 0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ — на два порядка. Причину этого несложно понять. Например, небольшие вариации температуры сильномагнитного образца или его ориентации по отношению к датчику могут сильно повлиять на разность $(\kappa_{лф} - \kappa_{лф})$, тогда как при изучении слабомагнитного образца изменения окажутся незначительными по сравнению с инструментальной погрешностью.

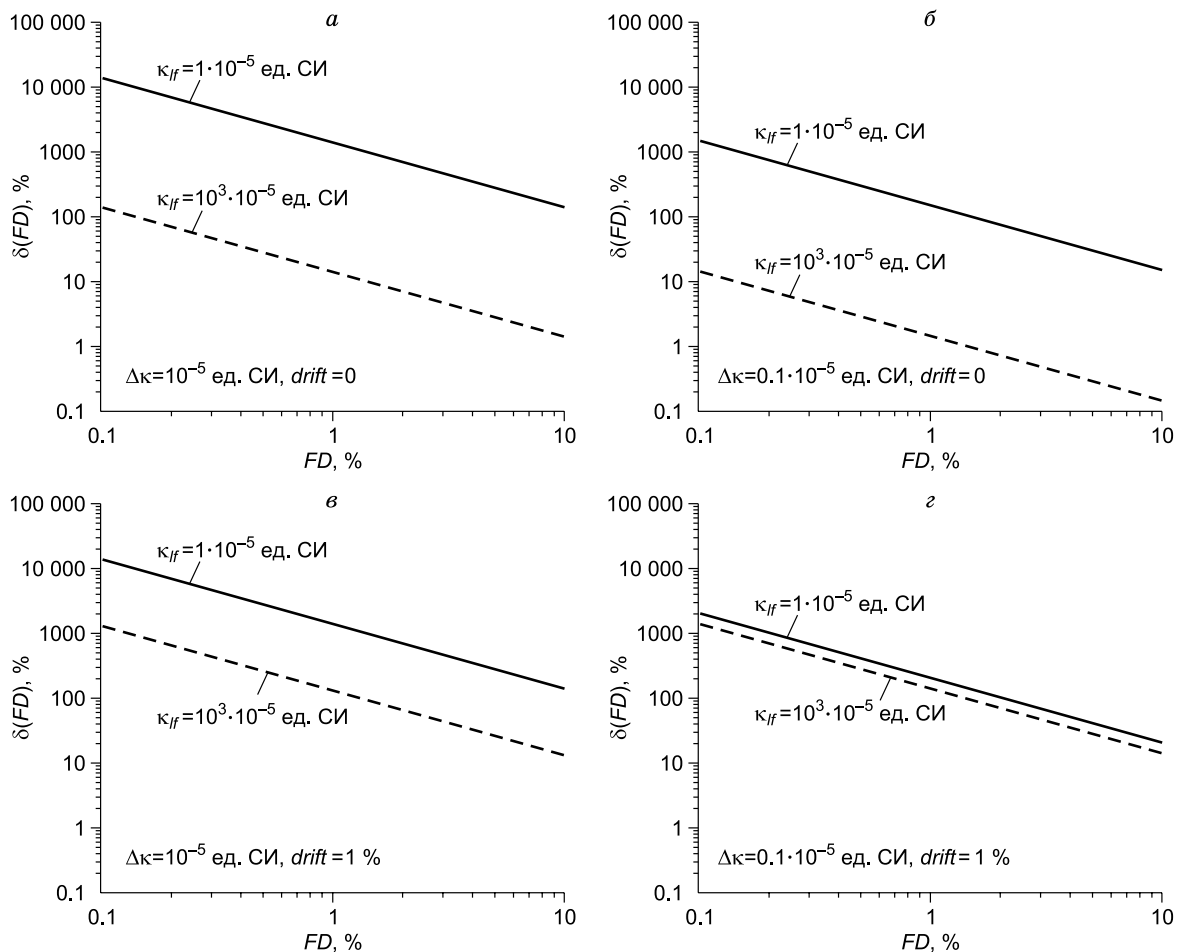


Рис. 3. Графики погрешности $\delta(FD)$ в зависимости от FD при отсутствии дрейфа (*а, б*) и в случае, когда относительная погрешность измерения магнитной восприимчивости вследствие влияния дрейфа составляет 1 % (*в, з*).

Инструментальная погрешность: 10^{-5} ед. СИ (*а, в*) и $0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ (*б, з*).

Эти выводы подтверждаются анализом формулы (5). Если инструментальной погрешностью можно пренебречь по сравнению с дрейфом ($\Delta\kappa \ll drift \cdot \kappa_{if}$), то

$$\delta(\kappa_{if} - \kappa_{hf}), \% = 100\sqrt{2} \cdot \frac{drift \cdot \kappa_{if}}{\kappa_{if} - \kappa_{hf}}. \quad (9)$$

Поскольку в числителе здесь стоит произведение $drift \cdot \kappa_{if}$, при изучении сильномагнитных (с большими значениями κ_{if}) образцов дрейф может приводить к значительной результирующей погрешности $\delta(\kappa_{if} - \kappa_{hf})$.

С другой стороны, в отличие от инструментальной погрешности, которая является «внутренней» характеристикой прибора и не может контролироваться экспериментатором, снижения дрейфа можно добиться путем оптимизации методики измерений. Одним из способов снижения погрешности дрейфа, и, тем самым, $\delta(\kappa_{if} - \kappa_{hf})$, является многократное измерение восприимчивости образца с анализом последовательности отсчетов и применением статистических методов оценивания [Сквайрс, 1971; Dearing, 1994]. Другой способ заключается в том, чтобы по возможности исключить или уменьшить изменение температуры образца в процессе измерений. Одним из авторов настоящей статьи, Я.К. Камневым, при изучении образцов базальтов Витимского плато, характеристика которых приведена в статье А.Ю. Казанского и др. [2012], замечено, что показания прибора становятся более стабильными, если при помещении образца в датчик держать его не пальцами, а использовать простейшее устройство из картона

или пластмассы. Это связано с тем, что даже незначительный нагрев образца от тепла руки и его последующее остывание ухудшают воспроизводимость результатов измерений.

Анализ относительной погрешности $\delta(FD)$ в зависимости от FD приводит к выводам, аналогичным тем, которые приводятся выше при рассмотрении $\delta(\kappa_{lf} - \kappa_{hf})$. Если дрейф отсутствует (см. рис. 3, а, б), погрешность $\delta(FD)$ прямо пропорциональна $\Delta\kappa$ и обратно пропорциональна κ_{lf} и FD . Поскольку в формуле (7) κ_{lf} и FD находятся в знаменателе, при изучении образцов с малым значением FD , особенно слабомагнитных, погрешность определения FD даже при $\Delta\kappa = 0.1 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ является неприемлемо высокой. Для конкретного образца (κ_{lf} и FD «заданы») и не зависят от экспериментатора) $\delta(FD)$ можно уменьшить только за счет снижения инструментальной погрешности. При измерении FD сильномагнитных образцов в представляющем практический интерес диапазоне ($1\% \leq FD \leq 10\%$) погрешность $\delta(FD)$ даже при $\Delta\kappa = 10^{-5}$ ед. СИ не превышает 10 %.

Влияние дрейфа приводит к увеличению погрешности определения FD , особенно сильномагнитных образцов, что видно при сравнении рис. 3, а и 3, в, 3, б и 3, г. Однако в этом случае имеется возможность так организовать методику, чтобы минимизировать дрейф (исключить изменение температуры образца, контролировать его положение и т.п.).

ВЫВОДЫ

Формулы (3)—(9) позволяют оценивать относительные погрешности определения ($\kappa_{lf} - \kappa_{hf}$) и FD при использовании двухчастотных мостов магнитной восприимчивости для любого сочетания параметров измерительной системы и образца ($\Delta\kappa$, *drift*, κ_{lf} , κ_{hf}).

При изучении частотно-зависимой магнитной восприимчивости необходимо учитывать две фундаментальные погрешности — инструментальную ($\Delta\kappa$) и связанную с дрейфом (*drift*).

Инструментальная погрешность, которая представляет собой меру или показатель того, насколько прецизионным является прибор, определяет относительную погрешность определения частотно-зависимых параметров ($\kappa_{lf} - \kappa_{hf}$, FD) преимущественно слабомагнитных образцов. При изучении таких образцов необходимо использовать аппаратуру, обеспечивающую как можно меньшую инструментальную погрешность.

Погрешность дрейфа вызывается изменениями температуры датчика измерительной системы и образца, положения и ориентации образца относительно датчика, вибрациями, внешними электромагнитными помехами и т.п. Эта погрешность, влияние которой особенно велико при изучении сильномагнитных образцов, зависит по большей части от внешних факторов, которые могут контролироваться экспериментатором. Поэтому при изучении сильномагнитных образцов необходима такая методика измерений, которая по возможности снижает влияние факторов, приводящих к дрейфу.

С использованием формул (3)—(9) показано, что погрешности определения частотно-зависимых параметров магнитной восприимчивости с помощью распространенного двухчастотного моста Bartington MS2 могут быть очень большими, особенно в тех случаях, когда исследуются слабомагнитные образцы или же при изучении сильномагнитных образцов имеет место дрейф измерительной системы и/или параметров образца.

Эффекты магнитной вязкости проявляются не только в частотной, но и во временной области. В этом отношении большой интерес представляют индукционные измерительные системы, позволяющие оценивать эффекты магнитной вязкости геологических сред в лаборатории [Dabas, Skinner, 1993; Камнев и др., 2012] и в условиях их естественного залегаания [Colani, Aitken, 1966; Thiesson et al., 2007; Стогний и др., 2010; Кожевников и др., 2012; Kozhevnikov, Antonov, 2012]. Насколько можно судить по имеющимся публикациям, анализ погрешностей измерений во временной области с помощью индукционных систем применительно к изучению магнитной вязкости не проводился. Известно, однако, что в методе переходных процессов полностью исключается влияние первичного поля, и это является его принципиальным преимуществом по сравнению с частотными методами [Великин, 1971; McNeill, 1980]. Другое важное преимущество измерений во временной области связано с тем, что, в отличие от измерений частотно-зависимой магнитной восприимчивости, переходные характеристики содержат информацию о проявлениях магнитной вязкости в широком частотном диапазоне (см. рис. 1). Поэтому можно ожидать, что, несмотря на некоторые проблемы технического и методического характера [Камнев и др., 2012], разработка и применение индукционных систем для изучения магнитной вязкости во временной области имеют большие перспективы.

Авторы благодарны В.С. Иванченко за ценные замечания и рекомендации по улучшению статьи.

ЛИТЕРАТУРА

Барсуков П.О., Файнберг Э.Б. «Каминный» суперпарамагнитный эффект над залежами золота и никеля // ДАН, 1997, т. 353, № 6, с. 811—814.

- 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.
- Великин А.Б.** О влиянии вмещающих горных пород в методе переходных процессов // *Метод переходных процессов при поисках месторождений сульфидных руд*. Л., Недра, 1971, с. 24—35.
- Захаркин А.К., Бубнов В.М., Крыжановский В.А., 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*, т. 34, № 4, 2012, с. 128—136.
- 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»*. Т. 1. Новосибирск, СГГА, 2012, с. 38—43.
- 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., 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., 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.
- 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.
- Buselli G.** The effect of near surface superparamagnetic material on electromagnetic transients // *Geophysics*, 1982, v. 47, № 9, p. 1315—1324.
- Clark D.A.** Magnetic petrophysics and magnetic petrology: aids to geological interpretation of magnetic surveys // *AGSO Journal of Australian Geology & Geophysics*, 17(2), 1997, p. 83—103.
- Colani C., Aitken M.J.** Utilization of magnetic viscosity effects in soils for archaeological prospecting // *Nature*, 1966, v. 212, p. 1446—1447.
- Dabas M., Skinner J.R.** Time-domain magnetization of soils (VRM), experimental relationship to quadrature susceptibility // *Geophysics*, 1993, v. 58, № 3, p. 326—333.
- Das Y.** Effect of soil electromagnetic properties on metal detectors // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2006, v. 44, № 6, p. 1444—1453.
- Dearing J.A.** Environmental magnetic susceptibility: using the Bartington MS2 system. Chi Publ., Fairfield, CT, 1994, 54 p.
- Dearing J.A., Dann R.J.L., Hay K., Lees J.A., Loveland P.J., O'Gard K.** Frequency-dependent susceptibility measurement of environmental materials // *Geophysics J. Int.*, 1996, v. 124, p. 228—240.
- Encyclopedia of geomagnetism and paleomagnetism** / Eds. D. Gubbins, E. Herrero-Bervera, 2007, Springer, 1054 p. *Encyclopedia of Earth Science Series*, XXVI.
- 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.
- 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.
- Heller F., Evans M.E.** *Environmental magnetism: principles and applications of enviromagnetics*. Academic Press, New York, 2003, 317 p.

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. Appl. Geoph., 2001, v. 47 (2), p. 107—122.

Kozhevnikov N.O., Kozhevnikov O.K., Kharinsky A.V., Urbat 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.

McNeill J.D. Applications of transient electromagnetic techniques: Technical Note N7, Geonics Limited, 1980, 17 p.

Mullins C.T., Tite M.S. Magnetic viscosity, quadrature susceptibility, and frequency dependence of susceptibility in single-domain assemblies of magnetite and maghemite // J. Geoph. Res., 1973, v. 78, № 5, p. 804—809.

Néel L. Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fin avec application aux terres cuites // Ann. Géophys., 1949, v. 5, p. 99—136.

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.

The geophysics of the Elura orebody / Ed. D.M. Emerson, Sydney, 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, London, Allen and Unwin, 1986, 227 p.

Worm H.-U., Clark D., Dekkers M.J. Magnetic susceptibility of pyrrhotite: grain size, field and frequency dependence // Geophys. J. Int., 1993, v. 114, p. 127—137.

*Рекомендована к печати 10 июля 2013 г.
А.Д. Дучковым*

*Поступила в редакцию
14 февраля 2013 г.*