

**ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ДВУХСЛОЙНОГО
ПОЛУПРОСТРАНСТВА НА ИНДУКЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

Н.О. Кожевников, Е.Ю. Антонов

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

Приводятся результаты моделирования переходных характеристик установок с горизонтальными незаземленными петлями в присутствии двухслойных моделей, одна из которых (модель 1) представлена магнитовязким слоем на немагнитном основании, а другая (модель 2) — магнитовязким основанием, перекрытым немагнитным слоем. Показано, что при значениях удельной электропроводности, характерных для геологических сред, процессы релаксации намагниченности и диффузии вихревых токов в двухслойной проводящей магнитовязкой среде протекают независимо один от другого. Это позволяет рассчитывать переходные характеристики двухслойных магнитовязких проводящих сред на основе принципа суперпозиции. Эффективным способом представления и анализа результатов являются графики зависимости $Y = f(h_1)$, где h_1 — толщина слоя, Y — ЭДС в приемной петле (в некоторый момент времени) при расположении установки на поверхности двухслойной среды, нормированная на ЭДС, индуцируемую, когда установка располагается на поверхности однородного полупространства с такой же магнитной вязкостью, как у слоя (модель 1) или основания (модель 2). При небольшой мощности магнитовязкого слоя ее увеличение приводит к возрастанию Y . Если мощность слоя сравнима или превосходит размер генераторной петли, влияние слоя неотличимо от создаваемого однородным магнитовязким полупространством. Для модели с магнитовязким основанием при малой толщине немагнитного слоя значения Y не отличаются от тех, которые наблюдаются при $h_1 = 0$, т.е. на поверхности однородного магнитовязкого полупространства. При погружении основания на глубину свыше 15—20 % от размера генераторной петли Y начинает уменьшаться, сначала незначительно, а затем все быстрее. Глубина исследований магнитовязких сред контролируется размером генераторной петли, поэтому для изучения вертикального распределения магнитной вязкости необходимо использовать геометрические зондирования.

Метод переходных процессов, двухслойное полупространство, магнитная вязкость, суперпарамагнетизм, электропроводность.

THE MAGNETIC RELAXATION EFFECT ON TEM RESPONSES OF A TWO-LAYER EARTH

N.O. Kozhevnikov and E.Yu. Antonov

We have simulated ungrounded horizontal loop transient responses of a two-layer earth consisting of a magnetically viscous layer above (model 1) or below (model 2) a nonmagnetic layer. The transient responses of a two-layer magnetically viscous earth can be computed using the superposition principle because magnetic relaxation and eddy current responses are independent at electrical conductivities typical of the real subsurface. The transients are presented and analyzed in the form of $Y = f(h_1)$ functions, where h_1 is the upper layer thickness and Y is the response (at some fixed time) of a two-layer ground normalized to that of a uniform ground with its magnetic viscosity as in the upper (model 1) or lower (model 2) layer. In model 1, the Y function increases as magnetic viscosity grows in the upper layer, while the latter is thinner than the loop size, but the magnetic relaxation responses of a thicker upper layer are almost identical to that of a uniform magnetically viscous ground. In model 2, the Y responses are likewise almost identical to that of a uniform magnetically viscous ground ($h_1 = 0$) as far as the thickness of the upper layer remains small, but they decrease, first slowly and then ever more rapidly, after the layer becomes 15—20 % thicker than the transmitter size. The effective sounding depth in a magnetically viscous ground being controlled by the size of the transmitter, it is reasonable to use geometrical sounding to resolve the vertical distribution of magnetic viscosity.

TEM method, two-layer earth, magnetic viscosity, superparamagnetism, electrical conductivity

ВВЕДЕНИЕ

Учет влияния магнитной вязкости геологических сред на индукционные переходные характеристики представляет собой актуальную задачу импульсной индуктивной электроразведки, которая решается средствами лабораторных и полевых [Buselli, 1982; Захаркин и др., 1988; Кожевников, Снопков, 1990, 1995; Dabas, Skinner, 1993; Neumann et al., 2005; Neumann, 2006] экспериментов, а также математического моделирования [Lee, 1984a,b; Pasion et al., 2002; Кожевников, Антонов, 2008].

В настоящее время не существует геологических объектов, изученных в условиях их естественного залегания настолько детально, чтобы на этой основе можно было выполнить систематическое и полное исследование того, как индукционные переходные характеристики изменяются в зависимости от геометрии установки и пространственного распределения магнитной вязкости. Поэтому при изучении проявлений магнитной вязкости особую роль играет математическое моделирование, позволяющее проводить специально спланированные систематические вычислительные эксперименты. Ранее такое моделирование было выполнено с целью изучения влияния магнитной вязкости на индукционные переходные характеристики в присутствии однородного магнитовязкого проводящего полупространства [Кожевников, Антонов, 2008].

Модель геологической среды в виде однородного магнитовязкого проводящего полупространства во многих отношениях является базовой. С ее помощью удалось выяснить, каким образом зависящая от времени магнитная восприимчивость $\kappa(t)$ и удельное электрическое сопротивление (УЭС) ρ пород, а также геометрия установки отражаются в особенностях индукционных переходных процессов. Основные выводы, сделанные по результатам исследования однородного полупространства, сводятся к следующему.

– В диапазоне удельных электрических сопротивлений, характерных для геологических сред, процессы релаксации намагниченности и диффузии вихревых токов протекают независимо. Это позволяет рассчитывать переходные характеристики магнитовязких проводящих сред на основе принципа суперпозиции.

– В зависимости от размеров установки, ее геометрии и параметров среды переходные характеристики изменяются сложным, однако закономерным образом. Эти закономерности могут и должны учитываться на этапе проектирования работ и при интерпретации данных метода переходных процессов (МПП) в районах, где распространены магнитовязкие породы.

Однородное полупространство подходит для описания любого однородного по магнитной восприимчивости и удельному электрическому сопротивлению комплекса пород с размерами, в несколько раз превышающими характерный размер установки МПП. Однако в общем случае представление геологической среды в виде однородного полупространства может рассматриваться лишь как некоторое приближение к реальности. Очевидно, следующая модель, которую необходимо рассмотреть и которая при изучении геологических сред является не менее фундаментальной, — это горизонтально-слоистое полупространство.

ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА И ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МОДЕЛЕЙ

Подобно тому, как среди множества геоэлектрических моделей особую роль играет однородное полупространство, среди горизонтально-слоистых особое место занимают двухслойные модели. В статье рассмотрены две частные, но важные двухслойные модели (рис. 1).

Модель 1 представлена магнитовязким слоем, залегающим на немагнитовязком основании. Она пригодна для описания разнообразных геологических объектов. Как известно, нередко поверхностный слой содержит большое количество суперпарамагнитных частиц ферромагнитных минералов, релаксация намагниченности которых проявляется как эффект магнитной вязкости. Суперпарамагнитные частицы могут изначально присутствовать в горных породах, например, в траппах, туфах или базальтах [Захаркин и др., 1988; Кожевников, Снопков, 1990, 1995; Urrutia-Fucugauchi et al., 1991; Worm, 1999], либо образоваться в результате экзогенных процессов, например, выветривания [Buselli, 1982; The geophysics..., 1980], или же накапливаться в почве в виде продукта жизнедеятельности бактерий [Linford, 2005]. Деятельность человека, особенно в течение

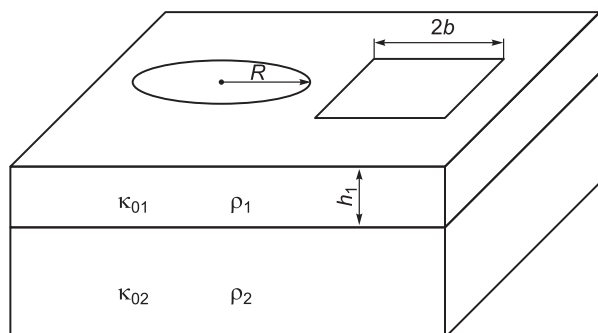


Рис. 1. Горизонтальные круговая и квадратная петли на поверхности двухслойного магнитовязкого проводящего полупространства.

ρ_1, ρ_2 — удельное электрическое сопротивление, κ_{01}, κ_{02} — статическая магнитная восприимчивость соответственно верхнего слоя и основания.

продолжительного времени, способствует образованию на земной поверхности слоя магнитовязких антропогенных отложений [Кожевников и др., 1998; Kozhevnikov et al., 2001; Linford, 2005]. Толщина магнитовязкого слоя может составлять первые или десятки сантиметров (почва, антропогенно-измененные породы), однако может быть и значительной — до первых сотен метров, например, в Западной Якутии, где слабомагнитные карбонатные породы перекрыты траппами и туфами [Кожевников, Снопков, 1995].

Модель 2 представлена немагнитным слоем, перекрывающим магнитовязкое основание. Она соответствует тем случаям, когда мощные слои базальтов, траппов, туфов и других магнитовязких пород перекрыты немагнитными отложениями. Подобная модель может оказаться полезной в инженерной геофизике и при археогеофизических изысканиях, т.е. при изучении природных и антропогенных объектов сравнительно небольших размеров, например, древних металлургических шлаков, перекрытых современными осадочными породами и почвами.

СПОСОБЫ РАСЧЕТА ИНДУКЦИОННЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК С УЧЕТОМ МАГНИТНОЙ ВЯЗКОСТИ

Известны два способа расчета индукционных переходных характеристик в присутствии магнитовязкого полупространства. В первом способе используется решение уравнения Гельмгольца в частотной области с учетом зависимости магнитной проницаемости от частоты и последующей трансформацией во временную область. Этот способ является общим, поскольку в решении учитывается взаимодействие между вязкой намагниченностью и вихревыми токами. Второй способ, основанный на связи между вязкой намагниченностью и создаваемым ею магнитным потоком, пронизывающим приемную петлю, позволяет упростить расчеты путем использования известных аналитических решений, однако не учитывает эффекты взаимодействия вихревых токов и релаксации намагниченности и в этом смысле не является «строгим». Первый из упомянутых способов реализован в компьютерной программе *Unv_QQ*, второй — в программе *MVIS*, их краткая характеристика дана в работе [Кожевников, Антонов, 2008].

Сравнение индукционных переходных характеристик, рассчитанных обоими способами для одних и тех же установок в присутствии однородного магнитовязкого полупространства, показало, что переходные характеристики совпадают, если расстояние между проводами генераторной и приемной петель превышает первые сантиметры. В таком случае оба метода дают правильные результаты. При близком, на расстоянии порядка одного сантиметра и менее, расположении проводов генераторной и приемной петель наблюдаются расхождения. В данной ситуации точные результаты дает второй способ.

Ранее нами были подробно изучены переходные характеристики петлевых установок в присутствии однородного магнитовязкого полупространства. Цель работы — выполнение аналогичных исследований применительно к горизонтально-слоистой магнитовязкой среде. Если по поводу первого из упомянутых выше способов расчета нет необходимости в дополнительных пояснениях по сравнению с теми, которые были даны ранее, то по поводу второго — такие комментарии необходимы.

Как показано в статье [Кожевников, Антонов, 2008], для однородного полупространства с зависящей от времени истинной магнитной восприимчивостью $\kappa(t)$ ЭДС, индуцируемая в приемной петле за счет релаксации намагниченности после выключения установившегося тока I_0 в генераторной петле, определяется выражением

$$e(t) = \frac{1}{2} I_0 M_0 \frac{d\kappa}{dt}, \quad (1)$$

где M_0 — коэффициент взаимной индуктивности между генераторной и приемной петлями при их расположении на поверхности немагнитной среды. Для установки с совмещенными петлями либо однопетлевой коэффициент M_0 равен собственной индуктивности L_0 петли.

Для неоднородного полупространства в формулу (1) вместо истинной необходимо подставить кажущуюся магнитную восприимчивость κ_k , определяемую пространственным распределением истинной магнитной восприимчивости и геометрией установки:

$$e(t) = \frac{1}{2} I_0 M_0 \frac{d\kappa_k}{dt}. \quad (2)$$

По существу, расчет кажущейся магнитной восприимчивости сводится к вычислению магнитного потока через приемную петлю, создаваемого намагниченностью среды с известным распределением $\kappa(x, y, z)$. Для некоторых моделей, в частности, для горизонтально-слоистой среды, известны аналитические выражения, которыми удобно воспользоваться для последующего анализа. Приведем эти выражения сначала для установки «петля в петле», а затем — для совмещенной.

Установка «петля в петле». В работе [Низкочастотная..., 1986] рассматривается магнитное поле незаземленной петли, расположенной на поверхности горизонтально-слоистого магнитного полупространства. С помощью незаземленной приемной петли или рамки, помещенной в центре генераторной петли, измеряется производная по времени от магнитного поля в центре петли, т.е. установка и измерение

мая величина те же самые, что и в методе переходных процессов. Предполагается, что частота тока в генераторной петле низкая и/или удельная электропроводность мала, тогда индукционными эффектами можно пренебречь по сравнению с эффектами намагничивания. Так, для круглой генераторной петли радиусом R в присутствии N -слойной магнитовязкой среды

$$\kappa_k = \kappa_1 \left\{ 1 + \left(\frac{R}{h_1} \right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa_{i+1}}{\kappa_1} - \frac{\kappa_i}{\kappa_1} \right) \left[\left(\frac{R}{h_1} \right)^2 + 4 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\}, \quad (3)$$

где κ_i — магнитная восприимчивость, h_i — толщина i -го слоя, $z_i = h_1 + h_2 + \dots + h_i$ — глубина залегания подошвы i -го слоя толщиной h_i .

Если первичное магнитное поле возбуждается квадратной петлей с длиной стороны $2b$, кажущаяся магнитная восприимчивость определяется по формуле

$$\kappa_k = \kappa_1 \left\{ 1 + \left(\frac{b}{h_1} \right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa_{i+1}}{\kappa_1} - \frac{\kappa_i}{\kappa_1} \right) \left[\left[\left(\frac{b}{h_1} \right)^2 + 4 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right] \left[\left(\frac{b}{h_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right]^{-1} \right\}. \quad (4)$$

Расчет $\kappa_k(t)$ для полупространства, образованного горизонтальными слоями, магнитная восприимчивость которых зависит от времени, может быть выполнен на основе обобщения формул (3) и (4), где κ_i необходимо заменить $\kappa_i(t)$. Например, формулу (3) необходимо записать в виде

$$\kappa_k = \kappa_1(t) \left\{ 1 + \left(\frac{R}{h_1} \right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa_{i+1}(t)}{\kappa_1(t)} - \frac{\kappa_i(t)}{\kappa_1(t)} \right) \left[\left(\frac{R}{h_1} \right)^2 + 4 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\}. \quad (5)$$

Как правило, магнитная вязкость геологических сред порождается релаксацией намагниченности присутствующих в горных породах суперпарамагнитных зерен. В этом случае [Кожевников, Антонов, 2008]

$$\kappa_i(t) = \frac{\kappa_{0i}}{\ln(\tau_{2i} / \tau_{1i})} (B + \ln t),$$

где κ_{0i} — статическая магнитная восприимчивость, τ_{1i} , τ_{2i} — нижняя и верхняя границы диапазона времен релаксации намагниченности i -го слоя, B — константа. Как правило, характерное время t эксперимента (например, временная задержка, на которой измеряется ЭДС переходного процесса) удовлетворяет неравенствам $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$. В этом случае можно принять, что верхняя и нижняя границы диапазона распределения времен релаксации для всех слоев одинаковы, т.е. для каждого слоя $\tau_{1i} = \tau_1$, $\tau_{2i} = \tau_2$. Тогда для установки с круглой генераторной петлей и расположенной в ее центре приемной рамки

$$\kappa_k = \frac{\kappa_{01}}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \left\{ 1 + \left(\frac{R}{h_1} \right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa_{0i+1}}{\kappa_{01}} - \frac{\kappa_{0i}}{\kappa_{01}} \right) \left[\left(\frac{R}{h_1} \right)^2 + 4 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\} (B + \ln t). \quad (6)$$

Аналогичное выражение для квадратной генераторной петли имеет вид

$$\kappa_k = \frac{\kappa_{01}}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \left\{ 1 + \left(\frac{b}{h_1} \right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa_{0i+1}}{\kappa_{01}} - \frac{\kappa_{0i}}{\kappa_{01}} \right) \left[\left[\left(\frac{b}{h_1} \right)^2 + 4 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right] \left[\left(\frac{b}{h_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{z_i}{h_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right]^{-1} \right\} (B + \ln t). \quad (7)$$

Установка с совмещенными петлями. Мы не нашли в геофизической литературе аналитических выражений, которыми можно было бы воспользоваться для расчета кажущейся магнитной восприимчивости в тех случаях, когда используется совмещенная установка. Однако в работе по вихретоковой дефектоскопии [Соболев, Шкарлетт, 1967] получены формулы, определяющие так называемый «внесенный» импеданс $Z_{\text{вн}}$, добавляемый к собственному импедансу круглых совмещенных рамок за счет влияния подстилающего их однородного, а также двух- и трехслойного магнитного полупространств.

Для однородного полупространства с относительной магнитной проницаемостью μ

$$Z_{\text{вн}} = j24 \cdot 10^{-7} \omega R W^2 \frac{\mu - 1}{\mu + 1},$$

где $j = \sqrt{-1}$, R — радиус генераторной и приемной рамок, м; W — число витков в каждой из них; ω — круговая частота, с^{-1} .

Поскольку $\mu = 1 + \kappa$, где κ – магнитная восприимчивость, а также учитывая тот факт, что для большинства геологических сред $\kappa \ll 1$,

$$Z_{\text{вн}} = j24 \cdot 10^{-7} \omega R W^2 \frac{\kappa}{2}. \quad (8)$$

Для полупространства с неоднородным распределением магнитных свойств

$$Z_{\text{вн}} = j24 \cdot 10^{-7} \omega R W^2 \frac{\kappa_{\text{к}}}{2}, \quad (9)$$

где $\kappa_{\text{к}}$ — кажущаяся магнитная восприимчивость.

Внесенный импеданс удобно выразить через внесенную взаимную индуктивность $M_{\text{вн}}$ между рамками: $Z_{\text{вн}} = j\omega M_{\text{вн}}$. С учетом (8)

$$M_{\text{вн}} = 24 \cdot 10^{-7} R W^2 \frac{\kappa}{2}. \quad (10)$$

Выражение (10) может быть разрешено относительно κ :

$$\kappa = \frac{2M_{\text{вн}}}{24 \cdot 10^{-7} R W^2}. \quad (11)$$

Таким образом, если расположить рамки на поверхности однородного магнитного полупространства и измерить внесенную взаимную индуктивность, то по формуле (11) можно найти «истинную» магнитную восприимчивость полупространства.

Формула (11) имеет смысл и для неоднородного магнитного полупространства. В этом случае будет определена не истинная, а кажущаяся магнитная восприимчивость

$$\kappa_{\text{к}} = \frac{2M_{\text{вн}}}{24 \cdot 10^{-7} R W^2}.$$

При расположении рамок на поверхности двухслойной магнитной среды:

$$Z_{\text{вн}} = j24 \cdot 10^{-7} \omega R W^2 \frac{\mu_1(\mu_2 - 1) + (\mu_1^2 - \mu_2)th \frac{3h_1}{2R}}{\mu_2(\mu_2 + 1) + (\mu_1^2 + \mu_2)th \frac{3h_1}{2R}},$$

где h_1 — мощность верхнего слоя; μ_1 и μ_2 — относительные магнитные проницаемости соответственно верхнего слоя и основания. С учетом того, что $\mu_1 = 1 + \kappa_1$, $\mu_2 = 1 + \kappa_2$, $\kappa_1 \ll 1$, $\kappa_2 \ll 1$, последнее выражение преобразуется к виду

$$Z_{\text{вн}} = j24 \cdot 10^{-7} \omega R W^2 \frac{1}{2} \frac{\kappa_2 + (2\kappa_1 - \kappa_2)th \frac{3h_1}{2R}}{1 + th \frac{3h_1}{2R}}.$$

Откуда, учитывая (9), находим, что для установки с круговыми совмещенными петлями кажущаяся магнитная восприимчивость в присутствии двухслойного магнитного полупространства записывается как

$$\kappa_{\text{к}} = \frac{\kappa_2 + (2\kappa_1 - \kappa_2)th \frac{3h_1}{2R}}{1 + th \frac{3h_1}{2R}}.$$

Для сред с магнитной вязкостью

$$\kappa_{\text{к}}(t) = \frac{1}{\ln(\tau_2/\tau_1)} \frac{\kappa_{02} + (2\kappa_{01} - \kappa_{02})th \frac{3h_1}{2R}}{1 + th \frac{3h_1}{2R}} (B + \ln t), \quad (12)$$

где κ_{01} и κ_{02} — статические магнитные восприимчивости верхнего слоя и основания соответственно. Теперь, подставив найденную с помощью (12) $\kappa_{\text{к}}(t)$ в формулу (2), можно рассчитать ЭДС, индуцируемую в приемной петле совмещенной установки за счет релаксации намагниченности.

На рис. 2 показаны переходные характеристики для установки «петля в петле», расположенной на поверхности двухслойного полупространства с параметрами $h_1 = 10$ м, $\rho_1 = 10$ Ом·м, $\kappa_{01} = 0.01$ ед. СИ, $\rho_2 = 10^3$ Ом·м, $\kappa_{02} = 0$ (модель 1) и $h_1 = 10$ м, $\rho_1 = 10^3$ Ом·м, $\kappa_{01} = 0$, $\rho_2 = 10$ Ом·м, $\kappa_{02} = 0.01$ ед. СИ (модель 2). В обоих случаях размер генераторной петли составлял 100×100 м, приемной — 10×10 м.

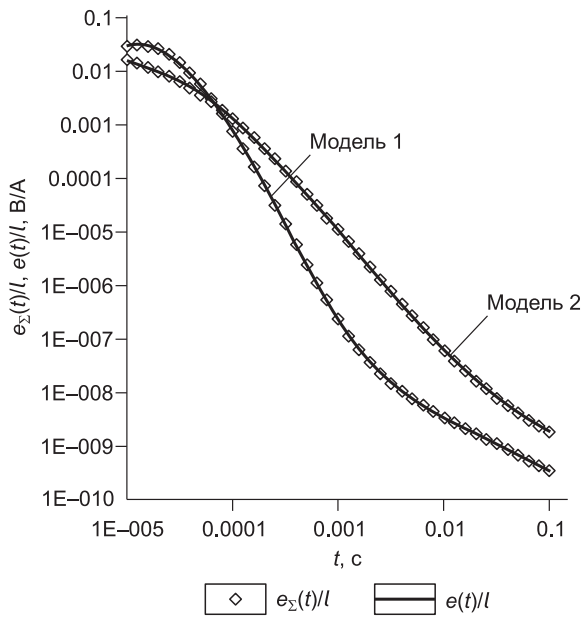


Рис. 2. Переходные характеристики установки «петля в петле», расположенной на поверхности двухслойной среды, рассчитанные приближенным и «строгим» способами.

Пояснения см. в тексте.

Сначала был рассчитан сигнал $e_1(t)/I$, индуцируемый в приемной петле вихревыми токами. При выполнении этих расчетов было принято, что для обеих моделей статическая магнитная восприимчивость как верхнего слоя, так и основания равна нулю ($\kappa_{01} = \kappa_{02} = 0$), т.е. эффекты магнитной вязкости не учитывались.

Затем был выполнен расчет ЭДС $e_2(t)/I$, индуцируемой в приемной петле за счет релаксации намагниченности. На этом этапе было принято, что для первой модели $\kappa_{01} = 0$, $\kappa_{02} = 0.01$ ед. СИ, $\rho_1 = \rho_2 = 10^6$ Ом·м, тогда как для второй $\kappa_{01} = 0.01$ ед. СИ, $\kappa_{02} = 0$, $\rho_1 = \rho_2 = 10^6$ Ом·м. При таком сопротивлении горных

пород вихревые токи затухают быстро, поэтому переходная характеристика уже на ранних временах формируется преимущественно за счет релаксации намагниченности.

После этого была рассчитана суммарная ЭДС $e_2(t)/I = e_1(t)/I + e_2(t)/I$ (см. рис. 2). Здесь же приведены графики ЭДС $e(t)/I$, рассчитанной с помощью программы Unv_QQ с учетом взаимодействия вихревых токов и намагниченности. Как нетрудно видеть, графики $e_2(t)/I$ и $e(t)/I$ совпадают. Данный результат подтверждает тезис о том, что в геологических средах процессы релаксации намагниченности и вихревых токов не связаны друг с другом [Кожевников, Снопков, 1990; Кожевников, Антонов, 2008]. Это позволяет при расчете и интерпретации переходных характеристик горизонтально-слоистых проводящих магнитовязких сред использовать принцип суперпозиции.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При анализе и обобщении результатов расчетов возникают проблемы сопоставления разнородных данных. Так, например, в зависимости от геометрии установки, параметров двухслойного полупространства и временной задержки значения ЭДС в приемной петле, приведенной к току в генераторной, результаты могут отличаться на несколько порядков. Поэтому для их сравнения в зависимости от геометрии установки и/или мощности слоя мы использовали нормировку, которая «снимает» отмеченную проблему (см. ниже).

Для обеих моделей в качестве нормирующего сигнала использовался отклик однородного магнитовязкого полупространства. В первом случае (модель 1) было принято, что статическая магнитная восприимчивость полупространства κ_0 равна статической магнитной восприимчивости верхнего слоя ($\kappa_0 = \kappa_{01}$), во втором (модель 2) — статической магнитной восприимчивости основания ($\kappa_0 = \kappa_{02}$). Таким образом, вместо переходной характеристики магнитовязкой двухслойной модели $[e(t)/I]_{\text{двухсл}}$ использовалась нормированная переходная характеристика

$$Y = \frac{[e(t)/I]_{\text{двухсл}}}{[e(t)/I]_{\text{полупр}}}, \quad (13)$$

где $[e(t)/I]_{\text{полупр}}$ — переходная характеристика однородного магнитовязкого полупространства. Что касается мощности h_1 верхнего слоя, она, в зависимости от формы петель, нормировалась на половину длины стороны b квадратной или радиуса R круговой генераторных петель.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Ниже приводятся результаты расчетов переходных характеристик установок «петля в петле» и совмещенной для упомянутых двухслойных моделей.

Модель 1. Было принято, что статическая магнитная восприимчивость верхнего слоя $\kappa_{01} = 10^{-3}$ ед. СИ, основания $\kappa_{02} = 0$; $\rho_1 = \rho_2 = \rho = 10^6$ Ом·м. Расчеты первым способом, т.е. с использованием программы Unv_QQ, были выполнены для моделей с мощностью h_1 верхнего слоя в диапазоне от 0.1 до 500 м, и вторым способом, с помощью программы MVIS, — в диапазоне от 0.05 до $5 \cdot 10^3$ м.

Рис. 3. Графики зависимости $Y = f(h_1/b)$ для установки «петля в петле», расположенной на поверхности двухслойной среды с магнитовязким верхним слоем.

Пояснения см. в тексте.

В первую очередь рассмотрим, что получилось для установки с квадратной генераторной петлей размером 100×100 м, в центре которой располагается квадратная приемная петля размером 10×10 м. На рис. 3 приведены графики значений нормированной переходной характеристики для трех фиксированных временных задержек ($t = 0.1$, 1 и 10 мс) в зависимости от нормированной толщины слоя.

Сначала прокомментируем график, полученный вторым способом, т.е. по аналитическим формулам. Прежде всего, отметим, что такой расчет, независимо от временной задержки, дает один и тот же результат, показанный на рис. 3 кружками. Как нетрудно видеть, если мощность слоя не превышает 15 % от длины стороны петли, при увеличении h_1 нормированный сигнал возрастает пропорционально квадрату мощности магнитовязкого слоя. Когда мощность слоя становится равной половине длины стороны петли, эффект магнитовязкого слоя становится неотличимым от создаваемого однородным магнитовязким полупространством.

Результаты расчетов первым способом, в зависимости от временной задержки и толщины слоя, отличаются как между собой, так и от полученного с помощью аналитических выражений. Это отличие тем больше, чем тоньше магнитовязкий слой. При увеличении мощности слоя и/или временной задержки графики, рассчитанные численным способом, приближаются к полученным с помощью аналитических формул. На временной задержке 0.1 мс (график $Y = f(h_1/b)$) при малых h_1 нормированный сигнал практически не зависит от мощности магнитовязкого слоя (см. рис. 3).

Введем обозначения: $e_1(t, h_1, \kappa_{01})$ — ЭДС, индуцируемая за счет релаксации намагниченности магнитовязкого слоя; $e_2(t, \rho)$ — ЭДС, индуцируемая вихревыми токами, протекающими во всем полупространстве, включающем верхний слой и основание; $e_3(t, \kappa_{01})$ — ЭДС, индуцируемая за счет релаксации намагниченности однородного магнитовязкого полупространства, магнитная восприимчивость которого такая же, как у магнитовязкого слоя.

Если расчет ведется по аналитическим формулам, нормированная переходная характеристика определяется выражением

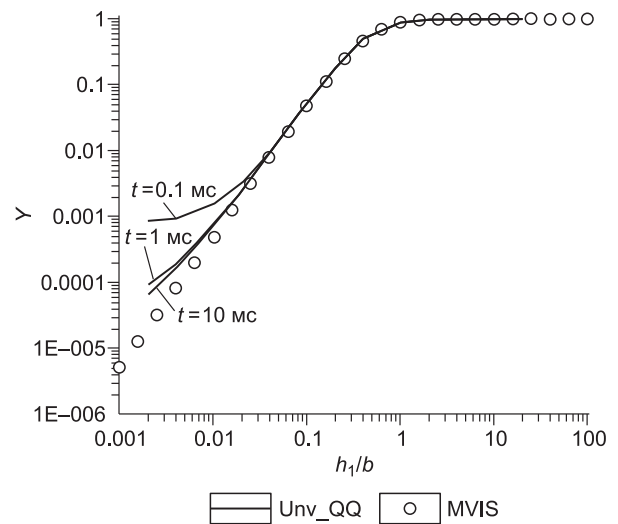
$$Y_1 = \frac{e_1(t, h_1, \kappa_{01})}{e_3(t, \kappa_{01})}. \quad (14)$$

При расчете первым способом нормированная переходная характеристика записывается как

$$Y_2 = \frac{e_1(t, h_1, \kappa_{01}) + e_2(t, \rho)}{e_3(t, \kappa_{01})} = Y_1 + \frac{e_2(t, \rho)}{e_3(t, \kappa_{01})}. \quad (15)$$

Сравнение (14) и (15) объясняет поведение графиков нормированных характеристик (см. рис. 3). На ранних временах и/или при малых h_1 второе слагаемое в выражении (15) превосходит первое, поэтому $Y_2 > Y_1$. При возрастании мощности слоя и/или временной задержки относительный вклад второго слагаемого в (15) убывает и $Y_2 \rightarrow Y_1$. Таким образом, расхождения между графиками (см. рис. 3) объясняются тем, что при малой толщине слоя эффектами индукционного становления в полупространстве на ранних временах нельзя пренебречь по сравнению с вкладом магнитной вязкости. При увеличении h_1 и/или на более поздних временах вклад магнитной вязкости возрастает и, наконец, становится преобладающим.

Рассмотрим теперь, что получилось для совмещенной установки. Параметры модели оставались такими же, как и при изучении переходной характеристики установки «петля в петле». Напомним, что программа Unv_QQ позволяет выполнять расчеты для установок с квадратными петлями, тогда как аналитические выражения для расчета кажущейся магнитной восприимчивости совмещенной установки в присутствии двухслойной среды имеются только для совмещенной установки с круговыми петлями. Здесь на помощь приходит тот факт, что в присутствии однородного магнитовязкого полупространства совмещенные установки с петлями любой формы и размеров, однако одной и той же начальной собственной индуктивности L_0 , имеют идентичные переходные характеристики. Логично предположить, что если речь



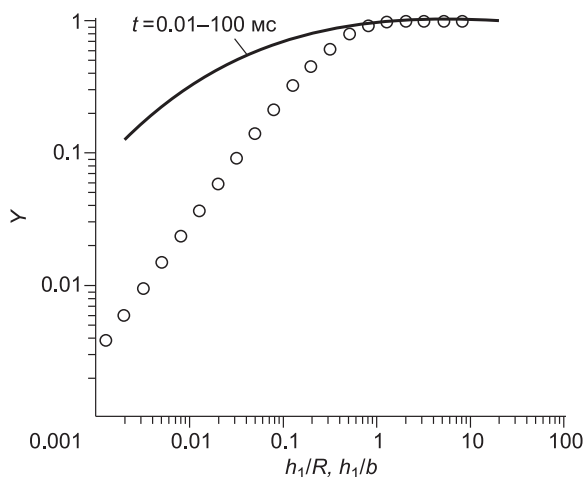


Рис. 4. Графики зависимости $Y=f(h_1/b)$ для совмещенных установок с круговой ($R = 63$ м) и квадратной ($2b = 100$ м) петлями, расположенными на поверхности двухслойной среды с магнитовязким верхним слоем.

Параметры модели: $\rho_1 = \rho_2 = 10^6$ Ом·м, $\kappa_{01} = 10^{-3}$ ед. СИ, $\kappa_{02} = 0$. Усл. обозн. см. на рис. 3.

установок с квадратными ($2b = 100$ м) и круглыми ($R = 63$ м) совмещенными петлями, имеющими одинаковую начальную индуктивность.

Как и для установки «петля в петле» (см. рис. 3), расчет по аналитическим формулам независимо от временной задержки дает один тот же результат $Y=f(h_1/R)$. Общий вид этой зависимости примерно такой же, как и для установки «петля в петле». При $h_1/R < 0.3$ Y возрастает с увеличением h_1/R пропорционально h_1 , при $h_1/R \geq 1$ $Y = 1$.

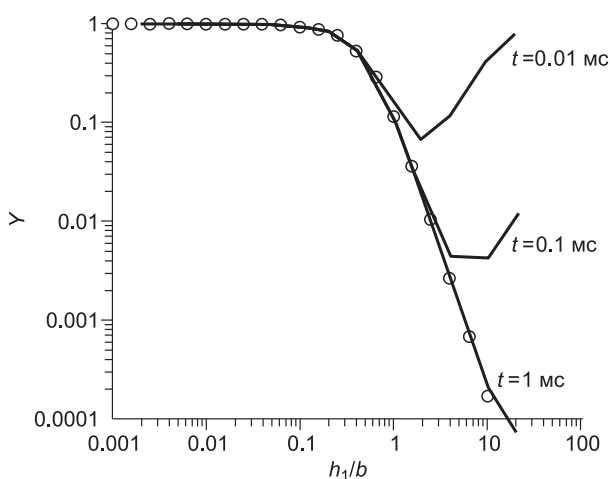
Зависимости $Y=f(h_1/b)$, рассчитанные с помощью программы Unv_QQ для совмещенной установки размером 100×100 м, отличаются от тех, которые рассчитаны вторым способом на основе формул (2), (12) для установки с $R = 63$ м с использованием программы MVIS. Графики $Y=f(h_1/b)$ и $Y=f(h_1/R)$ расходятся тем значительнее, чем тоньше магнитовязкий слой. По мере увеличения мощности слоя расхождение уменьшается и при $2h_1/R \geq 1$ для обеих установок $Y = 1$. Графики $Y=f(h_1/b)$, рассчитанные первым способом, не зависят от временной задержки, поэтому объяснить расхождения между результатами с помощью тех же аргументов, что и в рассмотренном выше случае, не представляется возможным. Вероятное объяснение состоит в том, что при пространственном совмещении петель взаимная индуктивность M_0 , равная собственной индуктивности L_0 петли, зависит не только от радиуса петли, но и от радиуса *провода*. Эта зависимость учитывается при расчете вторым способом, поскольку L_0 , вычисляемая заранее по аналитическим формулам, входит в качестве коэффициента в выражение (2). При расчете первым способом учесть влияние ближайшей окрестности провода совмещенной петли невозможно, поскольку, если давать физическую интерпретацию этого метода, здесь рассчитывается взаимная индуктивность не между генераторной и приемной петлями, а между приемной петлей и вихревыми токами, в пространственно-временное распределение которых внесена небольшая «поправка» за счет зависимости магнитной проницаемости от времени/частоты [Кожевников, Антонов, 2008].

Модель 2. При расчете переходных характеристик были приняты следующие параметры модели: $\kappa_{01} = 0$, $\kappa_{02} = 10^{-3}$ ед. СИ, $\rho_1 = \rho_2 = \rho = 10^6$ Ом·м. Результаты моделирования приводятся в той же последовательности, что и для модели 1.

Графики зависимости $Y=f(h_1/b)$ для установки «петля в петле» показаны на рис. 5. При расчете по аналитическим формулам с помощью программы MVIS независимо от временной задержки получился один и тот же результат, показанный на графике маленькими кружками. Как нетрудно видеть, при относительно небольшой ($h_1/b \leq 0.1-0.2$) мощности слоя $Y=f(h_1/b) = 1$, т.е. переходная характеристика не отличается от измеренной на поверхности однородного магнитовязкого полупространства. При возрастании h_1 сигнал начинает убывать и при $h_1/b \geq 1$ спадает обратно пропорционально h_1^3 .

Рис. 5. Графики зависимости $Y=f(h_1/b)$ для установки «петля в петле», расположенной на поверхности двухслойной среды с магнитовязким основанием.

Размеры генераторной петли 100×100 м, приемной — 10×10 м. Усл. обозн. см. на рис. 3.



Как и в предыдущем случае, в зависимости от временной задержки и толщины слоя результаты расчетов численным методом отличаются между собой и от полученных с помощью аналитических формул. Расхождения появляются, когда мощность слоя становится равной длине стороны генераторной петли; при дальнейшем увеличении h_1 расхождения возрастают, причем в большей степени на ранних временах. На поздних временах результаты расчетов обоими способами совпадают при любой мощности слоя.

Введем обозначения: $e_1(t, h_1, \kappa_{02})$ — ЭДС, индуцируемая в приемной петле за счет релаксации намагниченности магнитовязкого основания; $e_2(t, \rho)$ — ЭДС, которая индуцируется вихревыми токами, протекающими во всем полупространстве, включающем верхний слой и основание; $e_3(t, \kappa_{02})$ — ЭДС, индуцируемая за счет релаксации намагниченности однородного магнитовязкого полупространства, его магнитная восприимчивость такая же, как у магнитовязкого основания.

Когда расчет ведется по аналитическим формулам (второй способ), нормированная переходная характеристика записывается как

$$Y_1 = \frac{e_1(t, h_1, \kappa_{02})}{e_3(t, \kappa_{02})}. \quad (16)$$

При расчете первым способом нормированная переходная характеристика определяется выражением

$$Y_2 = \frac{e_1(t, h_1, \kappa_2) + e_2(t, \rho)}{e_3(t, \kappa_2)} = Y_1 + \frac{e_2(t, \rho)}{e_3(t, \kappa_2)}. \quad (17)$$

Сравнение (16) и (17) объясняет поведение графиков на рис. 5. Если слой тонкий, установка располагается вблизи основания, поэтому влияние магнитной вязкости преобладает по сравнению с эффектами вихревых токов. При увеличении толщины слоя магнитовязкая составляющая общего отклика уменьшается, и эффекты вихревых токов начинают играть все более заметную роль. Поскольку, если речь идет о временных зависимостях, ЭДС в приемной рамке, индуцируемая вихревыми токами, убывает как $t^{-5/2}$, а от релаксации намагниченности как t^{-1} [Кожевников, Антонов, 2008], на ранних временах вклад второго слагаемого в (17) преобладает, т.е. $Y_2 > Y_1$. При уменьшении мощности слоя и/или возрастании временной задержки относительный вклад второго слагаемого в (17) убывает и $Y_2 \rightarrow Y_1$.

Перейдем к рассмотрению результатов для совмещенных установок (рис. 6). И в этом случае расчет по аналитическим формулам дает один и тот же график $Y = f(h_1/R)$ независимо от временной задержки. Общий вид нормированной характеристики примерно такой же, как и для установки «петля в петле» (см. рис. 5). При относительно небольшой ($h_1/R < 0.2$ — 0.3) толщине слоя $Y = 1$, т.е. переходная характеристика установки, расположенной на поверхности двухслойной среды, неотличима от той, которая была бы измерена на поверхности однородного магнитовязкого полупространства. Начиная с $h_1 \geq (0.2$ — $0.3)R$, нормированная переходная характеристика все стремительнее убывает при возрастании h_1 . В отличие от установки «петля в петле», где при погружении магнитовязкого основания сигнал убывает как h_1^{-3} , для совмещенной установки во всем диапазоне h_1 и при любой временной задержке зависимость $Y = f(h_1/R)$ описывается убывающей экспонентой $Y \sim \exp(-h_1/R)$.

Графики $Y = f(h_1/b)$, рассчитанные с помощью программы Univ_QQ для совмещенной установки с квадратными петлями размером 100×100 м, в основных чертах похожи на рассчитанные по аналитическим формулам для совмещенной установки с $R = 63$ м, однако в деталях они различаются. Расхождения между графиками $Y = f(h_1/b)$ и $Y = f(h_1/R)$, а также графиков $Y = f(h_1/b)$ между собой при большой глубине залегания основания и/или на ранних временах объясняются теми же соображениями, что и в случае установки «петля в петле» (см. выше). Отличие же зависимости $Y = f(h_1/b)$ от экспоненциальной (более быстрое убывание при $h_1 < 2b$ и более медленное при

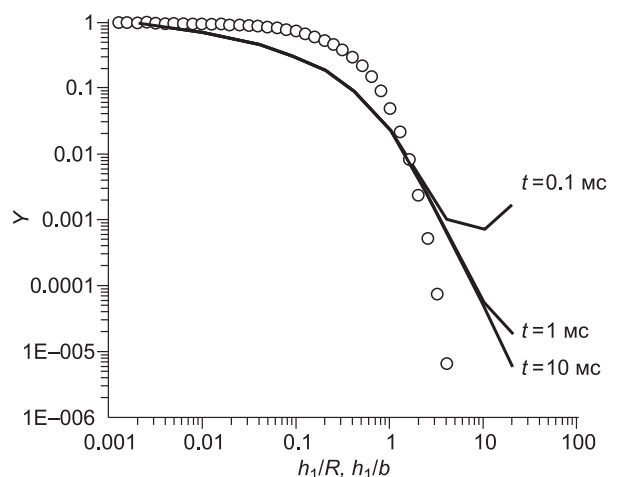


Рис. 6. Графики зависимости $Y = f(h_1/b)$ для совмещенных установок с круговой ($R = 63$ м) и квадратной ($2b = 100$ м) петлями, расположенными на поверхности двухслойной среды с магнитовязким основанием.

Параметры модели: $\rho_1 = \rho_2 = 10^6$ Ом·м, $\kappa_{01} = 0$, $\kappa_{02} = 10^{-3}$ ед. СИ. Усл. обозн. см. на рис. 3.

$h_1 > 2b$) дает основания предположить, что для *совмещенной установки* расчет первым способом приводит к результатам, свидетельствующим о появлении систематической погрешности.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведенные в статье результаты интересны в двух отношениях. С одной стороны, для импульсной индуктивной электроразведки магнитная вязкость может представлять собой геологическую помеху, например, при поисках рудных месторождений [The geophysics..., 1980], кимберлитовых тел [Кожевников, Снопков, 1995] и невзорвавшихся боеприпасов [Барсуков, Файнберг, 2002; Pasion et al., 2002]. В этом случае при интерпретации переходных характеристик важно суметь распознать проявления магнитной вязкости, а при проектировании съемок МПП, на основе априорной физико-геологической модели, оценить диапазон возможных проявлений этой помехи с тем, чтобы оптимизировать методику за счет выбора геометрии установки.

С другой стороны, изучение магнитной вязкости геологических сред в условиях их естественного залегания может и должно использоваться для решения геологических задач: для определения мощности расположенного на поверхности магнитовязкого слоя или глубины залегания магнитовязкого основания. Использование магнитной вязкости может оказаться полезным в том случае, когда породы, например, базальты не дифференцированы по удельному сопротивлению, поляризуемости, скоростям упругих волн или другим свойствам, однако имеется дифференциация по магнитной вязкости [Urrutia-Fucugauchi et al., 1991]. Другой пример: в Западной Якутии карбонатные породы и траппы по порядку величины нередко имеют одно и то же удельное сопротивление, но в траппах в большом количестве содержатся суперпарамагнитные частицы, тогда как в карбонатных породах таких частиц нет [Кожевников, Снопков, 1995]. В этом случае граница между траппами и карбонатными породами может «проявиться», если в качестве информативного параметра использовать не УЭС, а магнитную вязкость. Иногда поверхностный слой, содержащий суперпарамагнитные частицы, настолько тонкий, что он не проявляется в данных методов сопротивлений, магниторазведки и других [Kozhevnikov et al., 2001]. В то же время при правильном выборе установки МПП имеется возможность не только «увидеть» тонкий магнитовязкий слой, но и определить его толщину и статическую магнитную восприимчивость. Аналогичным образом можно оценить глубину залегания и статическую магнитную восприимчивость магнитовязкого основания.

Очевидно, граница, разделяющая породы с различными сопротивлениями может совпадать, а может и не совпадать с границей, разделяющей породы, отличающиеся по статической магнитной восприимчивости. Введем обозначения: h_{1tem} — глубина границы между породами с удельными сопротивлениями ρ_1 и ρ_2 ; h_{1spm} — глубина границы, разделяющей породы с магнитной восприимчивостью κ_{01} и κ_{02} . Поскольку эффекты магнитной вязкости и релаксации вихревых токов аддитивны, полный сигнал $e_{\Sigma}(t)$, индуцируемый в приемной петле, можно представить в виде суммы $e(t) = e_1(t) + e_2(t)$, где $e_1(t) = e_1(h_{1tem}, \rho_1, \rho_2, \text{геометрия}, t)$ — ЭДС, индуцируемая в приемной петле затухающими вихревыми токами; $e_2(t) = e_2(h_{1spm}, \kappa_{01}, \kappa_{02}, \text{геометрия}, t)$ — ЭДС, индуцируемая в приемной петле за счет релаксации намагниченности. Геометрия включает в себя параметры, характеризующие форму и размеры приемно-генераторной установки.

В том случае, когда задача состоит в определении h_{1tem} , ρ_1 , ρ_2 , $e_1(t)$ представляет собой полезный сигнал, а $e_2(t)$ — геологическую помеху. Поделив $e_1(t)$ на $e_2(t)$, получим отношение сигнал/помеха, которое удобно использовать для сравнительных оценок. Один из способов повысить отношение $e_1(t)/e_2(t)$ — выбрать установку, сдвигающую «баланс» в сторону сигнала, индуцируемого за счет затухания вихревых токов. Рассмотрим возможности этого способа на примере двухслойной модели с магнитовязким слоем, расположенным на немагнитном основании. Параметры модели: $\rho_1 = \rho_2 = 10^2$ Ом·м, $\kappa_{01} = 0.01$ ед. СИ, $\kappa_{02} = 0$. Измерения выполняются установками «петля в петле» и совмещенной. Для обеих установок радиус генераторной петли составляет 10 м, радиус приемной петли установки «петля в петле» — 2 м.

Графики $e_1(t)/e_2(t)$ для обеих установок при $t = 1$ мс в зависимости от толщины h_1 слоя приведены на рис. 7, а. Как нетрудно видеть, во всем диапазоне h_1 установка «петля в петле» обеспечивает лучшее отношение сигнал/помеха. Для обеих установок при $h_1 > 10$ м это отношение достигает минимальных значений и при дальнейшем увеличении h_1 не меняется: слой «воспринимается» как однородное магнитовязкое полупространство. При уменьшении h_1 вклад релаксации намагниченности в суммарную переходную характеристику убывает, а $e_1(t)/e_2(t)$ возрастает. При $h_1 < 10$ м установка «петля в петле» по сравнению с совмещенной обеспечивает тем лучшее отношение сигнал/помеха, чем тоньше магнитовязкий слой (см. рис. 7, а).

Необходимо иметь в виду, что подобные оценки имеют практический смысл только в том временном диапазоне, в котором ЭДС переходного процесса может быть реально измерена. Рассчитанные для $t = 1$ мс графики $e(t) = e_1(t) + e_2(t)$ в зависимости от h_1 для обеих установок изображены на рис. 7, б. Штриховой линией показан типичный уровень минимальной ЭДС (приведенной к току), которая может быть измерена современной аппаратурой в условиях умеренных помех. Как видно из графиков $e(t) = f(h_1)$,

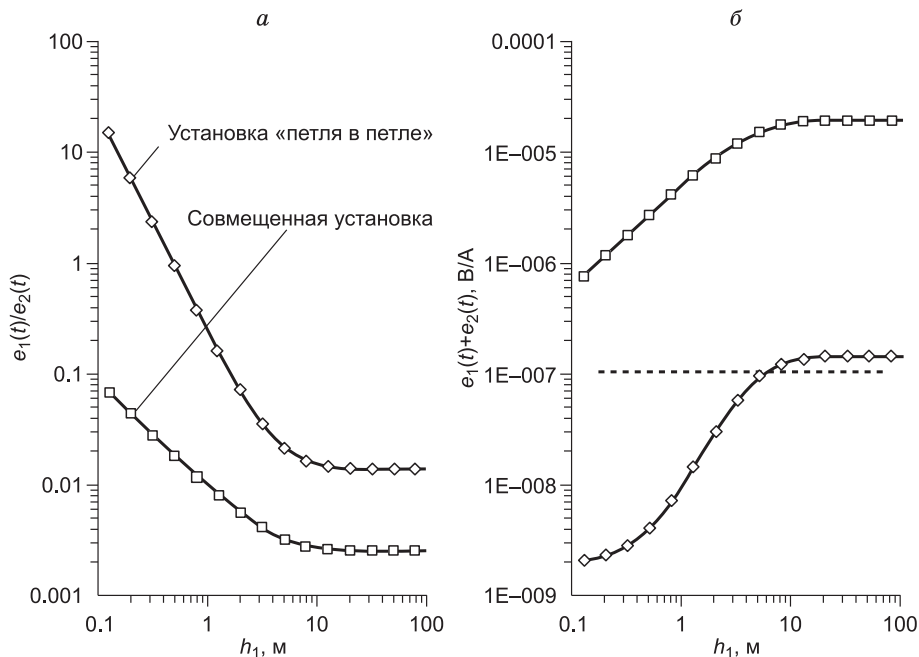


Рис. 7. Отношение ЭДС сигналов, индуцируемых вихревыми токами и релаксацией намагниченности (а) и сумма этих ЭДС (б) в зависимости от толщины магнитовязкого слоя, подстилаемого немагнитным основанием.

Пояснения см. в тексте.

при токе в генераторной петле 1 А ЭДС на зажимах приемной петли установки «петля в петле» едва ли может быть измерена, тогда как сигнал, индуцируемый в совмещенной установке, на 1—2 порядка и более превышает минимальный уровень. Увеличение тока в генераторной петле и/или уменьшение временной задержки сдвинет графики $e(t) = f(h_1)$ вверх по оси ординат. В результате переходная характеристика установки «петля в петле» переместится в область, где станет возможной регистрация неустановившегося сигнала, а вместе с тем и практическая реализация преимуществ этой установки по сравнению с совмещенной.

Рассмотрим, как изменяется $e_1(t)/e_2(t)$ для модели с магнитовязким основанием (рис. 8). Параметры модели: $\rho_1 = \rho_2 = 10^2$ Ом·м, $\kappa_{01} = 0$, $\kappa_{02} = 0.01$ ед. СИ. Измерения выполняются теми же установками, что и для модели с магнитовязким слоем; графики рассчитаны для $t = 1$ мс. Видно, что до тех пор, пока мощность слоя не превышает 1—2 м, погружение основания очень слабо сказывается на отношении сигнал/помеха. Дальнейшее погружение приводит к возрастанию $e_1(t)/e_2(t)$. При большой толщине слоя ($h_1 > 10$ м) $e_1(t)/e_2(t)$ для установки «петля в петле» возрастает пропорционально h_1^3 , а для совмещенной — пропорционально $\exp(h_1)$. При $h_1 < 10$ м установка «петля в петле» обеспечивает лучшее отношение сигнал/помеха, при $h_1 > 10$ м отношение $e_1(t)/e_2(t)$, достигаемое при использовании совмещенной установки, больше, чем для установки «петля в петле».

Абсолютные значения суммарной ЭДС, индуцируемой в приемных петлях каждой из установок, приведены на рис. 8, б, где штриховой линией показан уровень минимальных сигналов, которые могут быть практически измерены. При токе в генераторной петле около 1 А преимущества установки «петля в петле» не могут быть реализованы; увеличение тока примерно на порядок и/или измерения на более ранних временах сдвигают график зависимости $e(t) = f(h_1)$ в область, где сигнал установки «петля в петле» может быть измерен.

В числе других способов снижения магнитовязких эффектов предлагается поднимать установку над поверхностью земли [Barsukov, Fainberg, 2001]. Однако, как нетрудно видеть из приведенных выше материалов (см. рис. 5, 6, 8), для того, чтобы снизить влияние магнитной вязкости хотя бы в два раза, высота, на которую необходимо поднять установку, должна составлять не менее 15 % от длины стороны генераторной петли, т.е. 15 м для петли размером 100×100 м и 4 м для петли размером 25×25 м. По-видимому, такой способ едва ли может найти практическое применение, во всяком случае, при использовании генераторных петель с длиной стороны, превышающей первые метры. Здесь уместно напомнить, что слабая зависимость магнитовязкой составляющей $e_2(t)$ от высоты расположения установки была впервые отмечена в работе [Busseli, 1982], в которой не было дано объяснения этого феномена.

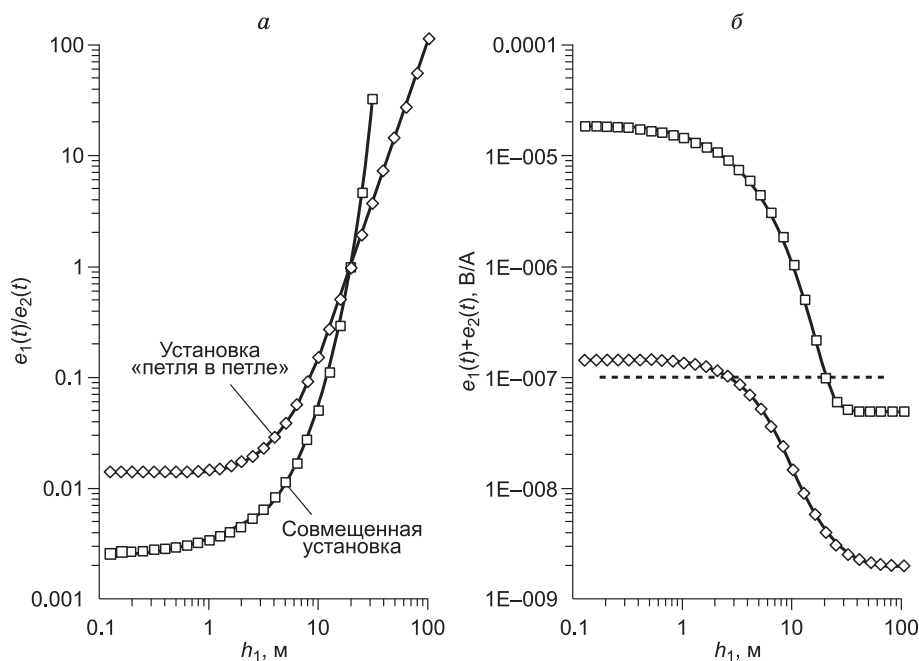


Рис. 8. Отношение ЭДС сигналов, индуцируемых вихревыми токами и релаксацией намагниченности (а) и сумма этих ЭДС (б) в зависимости от толщины немагнитного слоя, подстилаемого магнитовязким основанием.

Пояснения см. в тексте.

Имеется один специальный, но важный вариант рассматриваемой двухслойной модели: установка располагается в воздухе на некоторой высоте h над поверхностью однородного магнитовязкого полупространства. Как для любой модели с магнитовязким основанием, изменения h , если они не превосходят 10—15 % от длины стороны петли, не оказывают влияния на переходную характеристику. Это свойство полезно, если индукционная система используется для детального картирования магнитной вязкости, например, в археогеофизике, когда из-за влияния растительности, неровности почвы и т.п. невозможно контролировать высоту рамок. Слабая зависимость $e_2(t)$ от h является благоприятным фактором и при проведении аэросъемок МПП в районах, где распространены магнитовязкие породы.

Теперь рассмотрим ЭДС ($e_2(t)$), индуцируемую в приемной петле за счет релаксации намагниченности, не в качестве геологической помехи, а напротив, как источник полезной информации, например, о мощности магнитовязкого слоя, перекрывающего немагнитное основание (см. рис. 1). В данном случае следует предпочесть совмещенную установку, которая по сравнению с установкой «петля в петле» является более чувствительной к присутствию в верхнем слое суперпарамагнитных частиц. Ранее на примере однородного магнитовязкого полупространства было показано, что установка «петля в петле» менее чувствительна по отношению к релаксации намагниченности [Кожевников, Антонов, 2008]. Однако, рассматривая двухслойную модель, необходимо учитывать не только чувствительность, но и разрешающую способность по отношению к h_1 , т.е. изменение ЭДС при небольшом изменении глубины залегания основания. В случае немагнитного основания, перекрытого магнитовязким слоем (модель 1), измеряемая ЭДС для установки «петля в петле» пропорциональна h_1^2 , тогда как для совмещенной — h_1 . Это означает, что установка «петля в петле» характеризуется лучшей разрешающей способностью по отношению к изменению мощности слоя. Для модели с магнитовязким основанием (модель 2) при относительно небольшой мощности слоя сигнал практически не зависит от h_1 . При возрастании h_1 ее изменения начинают воздействовать на ЭДС переходного процесса, причем более сильное влияние наблюдается при использовании совмещенной установки, для которой $e_2(t) \sim \exp(-h_1)$. Таким образом, при большой h_1 совмещенная установка по сравнению с установкой «петля в петле» более чувствительна к изменениям h_1 . Это не единственное преимущество совмещенной установки. Как видно из представленных на рис. 8, б графиков, измеряемая ЭДС при использовании совмещенной установки на два порядка превышает индуцируемую в установке «петля в петле».

Подводя итоги, необходимо сказать несколько слов по поводу решения обратной задачи МПП применительно к определению параметров, характеризующих магнитную вязкость. В случае однородного магнитовязкого полупространства единственный параметр, который необходимо и возможно опреде-

лить — это статическая магнитная восприимчивость полупространства [Кожевников, Антонов, 2008]. Для горизонтально-слоистой среды нужно найти статические магнитные восприимчивости и мощности слоев. В отличие от вызванной электрической поляризации [Уэйт, 1987] релаксация намагниченности в геологических средах протекает независимо от «нормального» индукционного становления. Это означает, что при изучении вертикального распределения магнитной вязкости время не может использоваться в качестве параметра, контролирующего глубину исследований. Иными словами по отношению к магнитной вязкости принцип электромагнитного зондирования не работает, но, как это видно из выражений (6), (7), (12) и рис. 3—8, изучение зависимости κ от глубины возможно путем постановки *геометрических* зондирований.

Обсуждение деталей того, какие именно установки следует применять для определения параметров одномерных магнитовязких сред, а также конкретных способов инверсии выходит за рамки настоящей статьи. Отметим лишь, что для двухслойной среды в общем случае необходимо определить три параметра — мощность слоя h_1 , статические магнитные восприимчивости слоя κ_{01} и основания κ_{02} (см. рис. 1). Для того чтобы найти три неизвестных необходимо не менее трех уравнений, вид которых для установки «петля в петле» определяется выражениями (6), (7), а для совмещенной — (12). Из этих выражений видно, что глубину исследований можно контролировать, изменяя размер генераторной петли, и до некоторой степени тип установки. Таким образом, в случае двухслойной среды необходимо выполнить измерения как минимум при трех разных геометриях. Если известно, что магнитовязким является только верхний слой (модель 1) либо основание (модель 2), минимальное число независимых измерений снижается до двух.

ВЫВОДЫ

В диапазоне удельных электрических сопротивлений, характерных для геологических сред, процессы релаксации намагниченности и затухания вихревых токов в двухслойных магнитовязких проводящих средах не зависят один от другого, что дает возможность рассчитывать переходные характеристики на основе принципа суперпозиции.

Удобным способом представления и анализа результатов является построение графиков зависимостей $Y = f(h_1)$, где h_1 — толщина магнитовязкого слоя, залегающего на немагнитном основании (модель 1), либо немагнитного слоя, перекрывающего магнитовязкое основание (модель 2); Y — переходная характеристика установки в присутствии двухслойной модели, нормированная на переходную характеристику той же установки при ее расположении на поверхности однородного магнитовязкого полупространства.

При относительно небольшой мощности магнитовязкого слоя (модель 1) ее увеличение приводит к возрастанию Y . Для установки «петля в петле» это возрастание пропорционально h_1 , для совмещенной — h_1^2 . Если мощность слоя сравнима или превосходит характерный размер генераторной петли, эффект слоя неотличим от создаваемого однородным магнитовязким полупространством.

Для модели 2 с магнитовязким основанием при малой толщине немагнитного слоя значения Y неотличимы от тех, которые наблюдаются при $h_1 = 0$, т.е. на поверхности однородного магнитовязкого полупространства. Погружение основания на глубину свыше 15—20 % от характерного размера генераторной петли приводит к тому, что Y начинает уменьшаться, сначала незначительно, а затем все быстрее. Для h_1 , равной или превышающей характерный размер петли, Y спадает как h_1^{-3} для установки «петля в петле»; для совмещенной установки наблюдается экспоненциальное убывание Y .

Так же, как и в случае однородного магнитовязкого полупространства, совмещенная установка в абсолютном выражении дает более значительный магнитовязкий сигнал по сравнению с установкой «петля в петле». Это является ее недостатком, если объектом исследования является распределение удельного электрического сопротивления, и преимуществом в том случае, когда необходимо изучить магнитную вязкость.

Поскольку, в отличие от вызванной электрической поляризации, релаксация намагниченности в геологических средах протекает независимо от «нормального» индукционного становления, по отношению к магнитной вязкости принцип электромагнитного зондирования не работает. Поэтому для изучения вертикального распределения магнитной вязкости необходимо использовать *геометрические* зондирования.

ЛИТЕРАТУРА

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.

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.

Кожевников Н.О., Снопков С.В. Суперпарамагнетизм в геоэлектрике. Иркутск, 1990, 32 с. Деп. в ВИНТИ 13.08.90, № 4584-В90.

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

Низкочастотная индуктивная электроразведка при поисках и разведке магнитных руд / Ю.И. Блох, Е.М. Гаранский, И.А. Доброхотова, И.В. Ренард, Ю.В. Якубовский. М., Недра, 1986, 192 с.

Соболев В.С., Шкарлетт Ю.М. Накладные и экранные датчики (для контроля методом вихревых токов). Новосибирск, Наука, 1967, 144 с.

Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород. М., МГУ, 1973, 272 с.

Уэйт Дж. Р. Геоэлектромагнетизм. М., Недра, 1987, 235 с.

Barsukov P.O., Fainberg B.E. Superparamagnetism effect over gold and nickel deposits // European Journal of Environmental and Engineering Geophysics, 2001, v. 6, p. 61—72.

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

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

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

Lee T.J. 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 17, 2005, p. 127—144.

Neumann J. Untersuchung von EM-Transienten einer Altlast auf superparamagnetischen Einfluss, Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2006, 97 p.

Neumann J., Bergers R., Helwig S.L., Hanstein T., Kozhevnikov N., Tezkan B. Messung der TEM-Antwort von Bodenproben // 21 Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Haus Wohldenberg, Holle, 3—7.10.2005 / Hrsg. O. Ritter, H. Brasse, 2005, p. 331—338. ISSN 0946-7467

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.

Urrutia-Fucugauchi J., Bohnel H., Negendark J.F.W. Magnetic properties and domain state of titanomagnetites in a columnar basalt from Mexico // J. Geomag. Geoelectr., 1991, v. 43, № 3, p. 189—205.

Worm H.-U. The superparamagnetism of Yucca Mountain Tuff // J. Geophys. Res., 1999, v. 104, № B11, p. 25415—25425.