

*Е.К. Бабец, канд.техн.наук, с.н.с, член-корреспондент АГНУ, директор,
В.И.Чепурной, зав.лабораторией,
С.И.Ляш, старший научный сотрудник,
Ю.М.Мантула, старший научный сотрудник,
Научно-исследовательский горнорудный институт ГВУЗ «КНУ» (Украина)*

ДИНАМИКА СОСТАВЛЯЮЩИХ БИНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРРИТОРИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ДОБЫЧИ

Приведены основные положения математической модели динамики составляющих бинарного магнитного поля на территориях интенсивной добычи полезных ископаемых.

Ключевые слова: геофизика, геофизические наблюдения, динамический магнитный сигнал, статическое непрерывное магнитное поле Земли, бинарное магнитное поле, динамическая и статическая составляющая бинарного магнитного поля.

Приведені основні положення математичної моделі динаміки складових бінарного магнітного поля на територіях інтенсивного видобутку корисних копалин.

Ключові слова: геофізика, геофізичні спостереження, динамічний магнітний сигнал, статичне неперервне магнітне поле Землі, бінарне магнітне поле, динамічна та статична складова бінарного магнітного поля.

Shownthe main provisions of the mathematical model of the binary magnetic field components dynamics in the territories of intensive mining.

Keywords: geophysics, geophysical monitoring, dynamic magnetic signal, the statistical continuous Earth's magnetic field, binary magnetic field, dynamic and statistical component of a binary magnetic field.

Актуальность работы. В последние несколько десятилетий на территориях интенсивной добычи полезных ископаемых как подземным, так и открытым способами, геофизическими наблюдениями обнаружены многочисленные очаги постоянного излучения динамических магнитных сигналов.

Установлено, что генезис очагов такого излучения состоит в антропогенном вмешательстве в состояние геологически устойчивого давления определенного комплекса горных пород при сопутствующих гидрогеологических условиях, особенностях рельефа местности и существенных периодических нагрузках промышленной сейсмичности в локальном гравитационном поле.

Со временем массивы горных пород в окрестностях излучения динамического магнитного поля, превращаются в объекты потенциальной необратимой деформации с непредсказуемыми последствиями.

В связи со сказанным, возникает неотложная задача перехода от непосредственных геофизических наблюдений к теоретическому обобщению обнаруженного физического явления, то есть, определить его математическое описание, и первым вопросом поставленной задачи является выяснение определенной особенности, которая существенно подчеркивает ее отличие от других задач мониторинговой геофизики.

Такой особенностью является интрузия динамического дискретного магнитного поля в статическое непрерывное магнитное поле Земли, нормальное или аномальное. То есть подлелжит анализу бинарное магнитное поле, а так как бинарное магнитное поле все еще остается вне поля зрения геофизики, попытка теоретического обобщения такого природного феномена является вполне понятной.

Также понятным является введение некоторых крайне необходимых констант как параметров идентификации бинарного магнитного поля, и других определяющих его характеристик, и, как инициативную компоненту, в первую очередь рассмотрим динамическую составляющую бинарного магнитного поля.

Изложение основного материала и результаты. Существенное возмущение магнитного поля вызывает излучение в атмосферу множество дискретных магнитных отдельностей, которые имеют естественную структуру [1, 2]. Для краткости, сочетание магнитная отдельность, как характеристику каждого излучаемого магнитного сигнала, целесообразно определить как магнокр (magnocr).

Далее, в связи с полной индивидуальностью магнокров, их множество в замкнутом пространстве можно считать точно интерпретирующей системой, в которой энергия всей системы равна сумме энергий всех отдельных манокров, а в таком случае свойство такой системы определяется свойствами идеального газа манокров [2].

В нашем случае областью динамики идеального газа магнокров является полусфера радиуса $2l+R_N$, где $2l$ длина пробега каждого магнокра в определенном направлении на поверхности наблюдений, а $R_N \ll l$ является номинальным радиусом очага излучения магнитной нелинейности, а так как $R_N/l \ll 1$, то с точностью до бесконечно малых высшего порядка малости можно считать, что область динамики идеального газа магнокров является полусферой радиуса $2l$, разрез которой на вертикальной плоскости xOy показан на рис.1.

Как известно, количественно магнитное поле любого генезиса определяется его напряженностью H . За единицу напряженности

принимается напряженность магнитного поля в вакууме при индукции в один гаусс, эта единица называется эрстед (Э), однако для измерения магнитного поля Земли, небесных тел и межпланетного пространства применяется напряженность магнитного поля гамма (γ), которая равняется 10^{-5}Э [1, 3], следовательно, нашему случаю отвечает напряженность магнитного поля гамма.

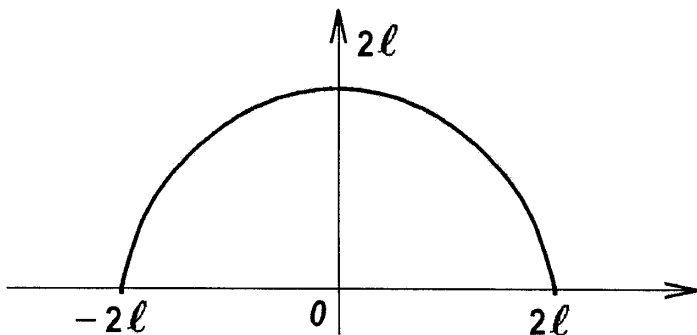


Рис.1. Область динамики идеального газа магнокров

Динамическая составляющая бинарного магнитного поля, как непрерывное излучение дискретного поля магнокров, на поверхности наблюдений фиксируется магнитограммой как некоторый ряд определенного волнообразного процесса (рис.2), но это не совсем так. Каждый элемент волнообразия является отдельным манокром, и при основании имеет дефект непрерывности, который (рис.2) обозначен как (x). Конечно такой «мелочи» магнитограмма «не замечает», но при этом огибающая кривая дискретного множества магнокров на отрезке АВ некоторого профиля наблюдений и является искомой функцией времени и пространства $H[r(x)]$.

Считая, что в области динамики бинарного магнитного поля

$$\begin{cases} V(t) = 2/3\pi[r(t)]^3, \\ -l \leq r(t) \leq l, \end{cases} \quad (1)$$

энергия идеального газа магнокров обеспечивает определенное давление P_m , имеет суммарную энергию такой области

$$P_n V(t) , \quad (2)$$

где $V(t)$ – некоторый объем идеального газа магнокров, а огибающая кривая $H(t)$ дискретного множества магнокров на некотором отрезке AB профиля наблюдений (рис. 2) является искомой функцией времени и пространства при количественном анализе бинарного магнитного поля.

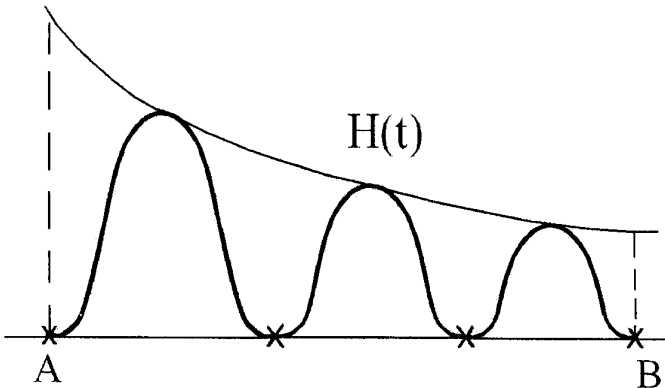


Рис.2. Магнитограмма динамической составляющей бинарного магнитного поля

Чтобы найти уравнение баланса структуры динамической составляющей бинарного магнитного поля, необходимо ввести некоторую постоянную величину, которая однозначно характеризует состояние любого замкнутого множества идеального газа магнокров.

Одиночный магнокр, как физическая категория, является макрообразованием и имеет собственную малую или большую энергию в зависимости от его генезиса. Следовательно, существует некоторый квант энергии магнитного поля, при которой образуется магнокр, при меньшей энергии возмущения магнокр не образуется, и такой квант обеспечивает квантовую же напряженность магнитного поля вне самого магнокра.

Квант энергии магнитного поля, который обеспечивает образование магнокра и квантовую напряженность магнитного поля, определим как магнокрон (magnokron), и обозначим его буквой английского алфавита J (джей). Размерность $J = \text{const}$, исходя из вышесказанного, джоуль на экстед (Дж/Э), или же джоуль на гамму (Дж/γ). Таким образом, окончательно, уравнение баланса динамической составляющей бинарного магнитного поля для области уравнения (1) приобретает вид

$$P_m V(t) = JH(t) . \tag{3}$$

Функция $H(t)$ в правой части равенства (3) является непрерывной убывающей функцией времени в пространстве от некоторого значения H_{max} до нуля, если рассматривать прямую задачу. Но эту функцию, при необходимости, можно рассматривать и как возрастающую функцию времени в пространстве, тут уже от нуля до некоторого значения H_{max} , это уже будет обратная задача (рис.3).

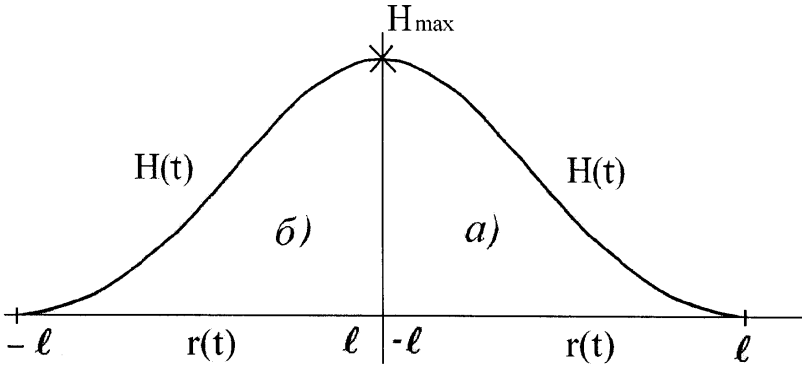


Рис.3. Баланс структуры напряженности динамической составляющей бинарного магнитного поля:

а) область прямой задачи, б) область обратной задачи

С чертежа $H(t)$ на рис.3 нетрудно заметить, что $H(t)$ на отрезке $[-l, l]$ является нечетной функцией $r(t)$, поэтому предварительно вполне разрешается определить ее в следующем виде

$$H(t) = \frac{1}{2} H_{max} \left[1 \mp \frac{r(t)}{l} \right], \tag{4}$$

где знак плюс касается обратной задачи, область (а), знак минус – прямой задачи, область (б) на рис.3.

Как известно, магнитное поле является существенно силовым полем, и такое его кардинальное [1] свойство, для случая бинарного магнитного поля, обязательно должно быть закреплено соответственными математическими символами.

Вспомним электромагнит. Пусть генератор магнитного поля обеспечивает в некотором пространстве V плотность энергии поля $\alpha(x, y, z)$ Дж/м³ [3], и при такой плотности энергии поля некоторая масса ферромагнетика m_1 неподвижна, а масса $m_2 > m_1$ начинает движение.

Тогда именно масса m_2 является силовой характеристикой магнитного поля определенной энергии

$$\iiint_{(v)} \alpha(x, y, z) dx dy dz = A \text{ Дж.}$$

Указанную массу m_2 можно назвать массой силовой способности магнитного поля.

Очевидно, магнитное поле Земли имеет определенную энергию в определенном ограниченном пространстве, и также способно обеспечивать движение определенных намагниченных масс, не обязательно ферромагнетиков, но это поле не бинарное.

А бинарное магнитное поле состоит из двух компонент, и, конечно, каждая из них, в зависимости от собственной энергии, имеет свою массу силовой способности своего магнитного поля.

Обобщая, делаем заключение, что в ограниченном пространстве у магнитного поля любого генезиса существует масса силовой способности, и к тому же только одна.

Как было отмечено, динамическая составляющая бинарного магнитного поля осуществляет интрузию в статическое магнитное, то есть, является активной составляющей, поэтому массу ее силовой способности обозначим как m_A .

Статическая составляющая бинарного магнитного поля сдерживает интрузию его динамической составляющей, то есть, является реактивной составляющей, и массу ее силовой способности обозначим как m_R .

И вполне ожидаемо, следуя строению схем взаимодействия подобных силовых структур, силу вытеснения динамическим магнитным полем статического магнитного поля в пространстве взаимодействия определим равенством

$$F = \frac{m_A m_R}{\gamma^2} M, \quad (5)$$

где $\gamma(t)$ является расстоянием между геометрическими центрами ограниченных объемов $V_A(t)$ и $V_R(t)$, а коэффициент M , т.е. эмрыска

(amryska), это магнетическая постоянная, размеренность которой $\left(\frac{M}{K\epsilon}\right)^2 H$, т.е. метр на килограмм в квадрате, умноженные на Ньютон. В физике встречаются подобные нововведения, например, постоянная Планка, деленная на 2π , записывается как \hbar .

Равенство (5) является силовой характеристикой взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля и является одним из основных свойств такого поля.

Нетрудно понять, что процесс взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля происходит в половине полупространства при $-l \leq r(t) \leq l$, левее или правее оси ординат (рис.3), при этом отрицательная часть оси ординат не рассматривается, а ось абсцисс символизирует некоторый профиль на поверхности наблюдений (рис.4) касательно обратной задачи, где линия (1) является горизонтом взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля.

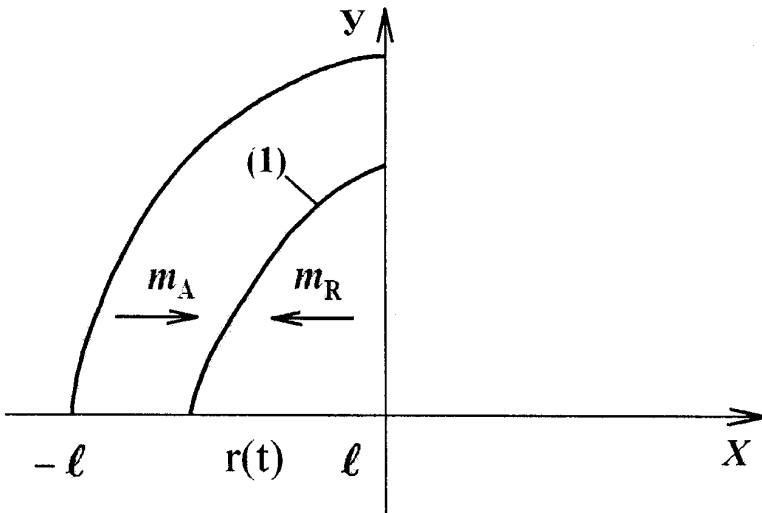


Рис.4. Схема взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля

Итак, сначала рассмотрим обратную задачу динамики составляющих бинарного магнитного поля, а прямая задача, как известно, получается из решения обратной задачи заменой параметра времени процесса t на $-t$.

По второму закону динамики Ньютона, в соответствии с (3) и (5) имеем

$$F - P_m S = m_A \frac{d^2 r}{dt^2}, \quad (6)$$

где параметр S является площадью поверхности взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля, разрез области взаимодействия показан на рис. 4.

Для исключения параметра S представляем часть массы m_A некоторым ее элементом

$$\Delta m_A = l \rho_A \left(1 + \frac{r}{l}\right) \Delta S,$$

где ρ_A – плотность массы m_A , и, учитывая (3), (4) и (5), запишем уравнение (6) в виде

$$\frac{m_R M l \rho_A \left(1 + \frac{r}{l}\right) \Delta S}{r^2} - \frac{1/2 H_{\max} J \left(1 + \frac{r}{l}\right) \Delta S}{2/3 \pi r^3} = l \rho_A \left(1 + \frac{r}{l}\right) \Delta S \frac{d^2 r}{dt^2}.$$

В полученном уравнении требует уточнения сокращения на ΔS , но она вполне законная, так как при $\Delta S = 0$ это тождественная единица для $\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta S}$, а физически это точка противостояния на линии горизонта взаимодействия (рис.4), то есть, после сокращения на равные множители, уравнение запишется в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{m_R M}{r^2} - \frac{3J/2 H_{\max}}{2\pi \rho_A r^3}.$$

Полученное уравнение можно еще упростить. Множитель $J \frac{1}{2} H_{\max}$ является энергией, которая затрачена на сопротивление активной составляющей бинарного магнитного поля до значения $r=0$, т.е. на пути l , так $H(0) = \frac{1}{2} H_{\max}$. Отсюда имеем

$$J \frac{1}{2} H_{\max} = \frac{m_R^2 M}{l},$$

и, в очередной раз упрощенное уравнение после определенного поворота и переноса осей координат, записывается в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{m_R M}{(l-r)^2} - \frac{3m_R^2 M}{2\pi\rho_A l^2 (l-r)^3}. \quad (7)$$

Функция $\frac{dr}{dt}$. Как определенная функция скорости, из физических соображений является четной функцией динамики процесса, который рассматривается, так как в начале движения скорость постепенно возрастает, а потом постепенно же убывает к нулю. То есть, вначале местной системы координат при $t=0$, $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$, отсюда имеем

$$\frac{m_R M}{l^2} = \frac{3m_R^2 M}{2\pi\rho_A l^5},$$

или

$$\frac{3m_R}{2\pi\rho_A} = l^3,$$

и, окончательно, уравнение (7) запишется в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{m_R M}{(l-r)^2} - \frac{lm_R M}{(l-r)^3}. \quad (8)$$

В уравнении (8) отсутствует переменная времени t , а в этом случае, при интегрировании первой части по r , левая трансформируется в $\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$, то есть, уравнение (8) понижается на порядок

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{m_R M}{l-r} - \frac{lm_R M}{2(l-r)^2}.$$

Как было указано, параметр $r(t)$ является расстоянием между центрами масс m_A и m_R , и для того, чтобы полученное уравнение отвечало правой системе координат, его нужно записать в виде

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{m_R M}{\frac{3}{2}l - \frac{r}{2}} - \frac{l m_R M}{2 \left(\frac{3}{2}l - \frac{r}{2} \right)^2},$$

или

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2m_R M}{l}} \sqrt{\frac{1}{\frac{3}{2} - \frac{r}{2l}} - \frac{1}{2 \left(\frac{3}{2} - \frac{r}{2l} \right)^2}}, \quad (9)$$

где $-1 \leq \frac{r}{l} \leq 1$.

Функция $\frac{dr}{dt}$ является скоростью взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля, разрез динамики взаимодействия на плоскости xOy для обратной задачи показан на рис.4.

Рассмотрим интеграл от функции скорости, который находится под знаком радикала в равенстве (9) для интервала $-1 \leq x \leq 0$, где $x=r/l$.

Классическое интегрирование излишне, так как имеем

$$\sqrt{\frac{1}{\frac{3}{2} - \frac{x}{2}} - \frac{1}{2 \left(\frac{3}{2} - \frac{x}{2} \right)^2}} \Bigg|_{x=0} = \frac{2}{3},$$

$$\sqrt{\frac{1}{\frac{3}{2} - \frac{x}{2}} - \frac{1}{2 \left(\frac{3}{2} - \frac{x}{2} \right)^2}} \Bigg|_{x=-1} = \frac{2}{3},$$

второй радикал рассчитан с точностью до второго знака после запятой. То есть с точностью, вполне достаточной для решения физических задач, интеграл

$$\int_{-1}^0 \sqrt{\frac{1}{\frac{3-x}{2} - \frac{x}{2}} - \frac{1}{2\left(\frac{3-x}{2} - \frac{x}{2}\right)}} dx = \frac{2}{3},$$

так как является площадью прямоугольника длиной в единицу и высотой $\frac{2}{3}$.

Нетрудно заметить, что

$$\int_{-1}^0 \sqrt{1+x} dx = \frac{2}{3},$$

то есть

$$\int_{-1}^0 \sqrt{\frac{1}{\frac{3-x}{2} - \frac{x}{2}} - \frac{1}{2\left(\frac{3-x}{2} - \frac{x}{2}\right)}} dx = \int_{-1}^0 \sqrt{1+x} dx. \quad (10)$$

В действительности равенство (10) показывает, что в процессе взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля, для скорости горизонта взаимодействия существует полоса ее вероятных значений (рис.5), которые могут быть зарегистрированы в результате наблюдений, а функция

$\sqrt{1 + \frac{r}{l}}$ является единственной непрерывной функцией с непрерывной производной, которая на отрезке $(-1, 0)$ отображает скорость горизонта взаимодействия динамики составляющих бинарного магнитного поля на плоскости xOy .

Согласно принципам Галилея, Кортвега-де Фриза и Шредингера [4-12], эта функция является наиболее целесообразной функцией, которая характеризует динамику бинарного магнитного поля и равенство (9) запишется в виде

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2m_R M}{l}} \sqrt{1 + \frac{r(t)}{l}}, \quad (11)$$

$$-1 \leq \frac{r}{l} \leq 0.$$

Далее, если осуществить поворот на угол π против часовой стрелки, то получим функцию

$$\sqrt{1 - \frac{r}{l}}, \quad 0 \leq \frac{r}{l} \leq 1,$$

а если еще осуществить поворот на угол $\pi/2$ против часовой стрелки, то получим функцию

$$1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2, \quad -1 \leq \frac{r}{l} \leq 1. \quad (12)$$

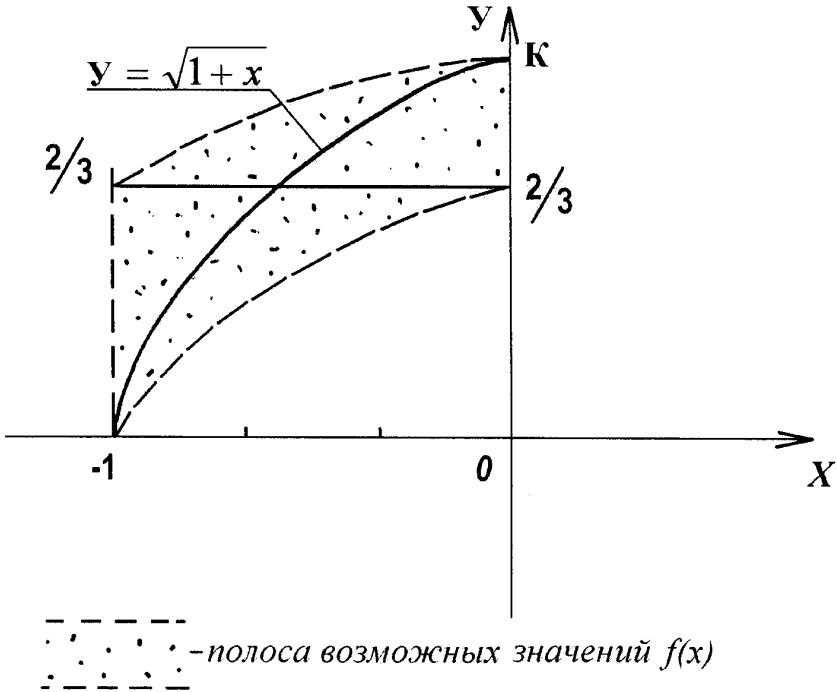


Рис.5. Полоса вероятных значений взаимодействия составляющих бинарного магнитного поля

Следовательно, согласно (12), уравнение (11) окончательно запишется в виде

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2m_R M}{l} \left[1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2 \right]}. \quad (13)$$

Разделяем переменные и интегрируем

$$\int \frac{d\frac{r}{l}}{1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2} = \int \frac{1}{l} \sqrt{\frac{2m_R M}{l}} dt,$$

то есть

$$A_r th \frac{r}{l} = \frac{t}{l} \sqrt{\frac{2m_R M}{l}},$$

так как при $t=0$, $r=0$,
или

$$r(t) = lth \left(\frac{t}{l} \sqrt{\frac{2m_R M}{l}} \right). \quad (14)$$

Окончательно согласно (4) и (14), в случае обратной задачи имеем

$$H(t) = \frac{1}{2} H_{\max} \left[1 + th \left(\frac{t}{l} \sqrt{\frac{2m_R M}{l}} \right) \right], \quad (15a)$$

$$t_{\max} \leq t \leq -t_{\max},$$

а в случае прямой задачи, которая отображает результаты геофизического мониторинга

$$H(t) = \frac{1}{2} H_{\max} \left[1 - th \left(\frac{t}{l} \sqrt{\frac{2m_R M}{l}} \right) \right], \quad (15b)$$

$$-t_{\max} \leq t \leq t_{\max}.$$

Реальное поведение функций (15b) при геофизическом мониторинге процесса формирования очагов потенциальной необратимой деформации значительных массивов горных пород, позволяет осуществлять координально результативный контроль таких процессов.

В качестве заключения приведем очень содержательный факт. Функция скорости горизонта взаимодействия, согласно приведенным выкладкам, равна

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sqrt{\frac{2m_{A,R}M}{l}}}{ch^2 \left(\frac{t}{l} \sqrt{\frac{2m_{A,R}M}{l}} \right)},$$

а, обобщенно, скорость горизонта взаимодействия является скоростью активной или реактивной масс бинарного магнитного поля. Отсюда получаем, что в любой момент времени процесса, кинетическая энергия этих

масс равна $\frac{1}{2} m_{A,R} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2$, и при $t=0$

$$\frac{1}{2} m_{A,R} \left(\frac{dr}{dt} \right)_{t=0}^2 = \frac{m_{A,R}^2 M}{l},$$

а так как скорость является непрерывной функцией процесса, то кинетическая энергия масс $m_{A,R}$ всегда равны потенциальной энергии, которая затрачивается на перенос этих масс $m_{A,R}$ по определенной дистанции $r(t)$, что подтверждает актуальность приведенной математической модели динамики составляющих бинарного магнитного поля.

Выводы.

1. В последние несколько десятилетий на территориях интенсивной добычи полезных ископаемых как подземным, так и открытым способами, геофизическими наблюдениями обнаружены многочисленные очаги постоянного излучения динамических магнитных сигналов.

2. Генезис очагов такого излучения состоит в антропогенном вмешательстве в состояние геологически устойчивого давления определенного комплекса горных пород при сопутствующих гидрогеологических условиях, особенностях рельефа местности и существенных периодических нагрузках промышленной сейсмичности в локальном гравитационном поле.

3. Массивы горных пород в окрестностях излучения динамического магнитного поля превращаются в объекты потенциальной необратимой деформации с непредсказуемыми последствиями.

4. Задача перехода от непосредственных геофизических наблюдений к теоретическому обобщению обнаруженного физического явления с

определением его математического описания является актуальным направлением современной геофизики и геоинформатики.

5. Разработанные NJIT(USA) и НИГРИ ГВУЗ «КНУ» (Украина) основные положения математической модели динамики составляющих бинарного магнитного поля, позволяют повысить эффективность геофизического мониторинга процесса формирования очагов потенциальной необратимой деформации значительных массивов горных пород на территориях интенсивной добычи полезных ископаемых как подземным, так и открытым способами.

Список использованных источников

1. Словник іншомовних слів. За редакцією члена-кореспондента АН УРСР О.С.Мельничука. – Головна редакція АН УССР. – Київ, 1974. – 776 с.
2. Барьехтар. Магнетизм, что это? – Киев: Наукова думка, 1981. – 208 с.
3. Сена Л.А. Единицы физических величин и их размерности. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
4. Филиппов А.Т. Многоликий солитон. – М.: Наука, 1990. – 288 с.
5. Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи. – М.: Мир, 1987. – 480 с.
6. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. – М.: Мир, 1988. – 696 с.
7. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. – М.: Наука, 1980. – 320 с.
8. Инфельд Э., Роуландс Дж. Нелинейные волны, солитоны и хаос. – М.: Физматлит, 2006. – 480 с.
9. Лем Дж.Л. Введение в теорию солитонов. – М.: Мир, 1983. – 294 с.
10. Ньюэлл А. Солитоны в математике и физике. – М.: Мир, 1989. – 328 с.
11. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: URSS, 2004. – 424 с.
12. Узем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – 624 с.

Рукопись поступила 16.06.2015