

УДК 519.86

Амиргалиев Е.Н., Оспанова Т.Т.
e-mail: amir_ed@mail.ru, Tleu2009@mail.ru,
Университет имени Сулеймана Демиреля,
Институт проблем информатики и управления
Министерства образования и науки Республики
Алматы, Казахстан

О РЕЗУЛЬТАТАХ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЗАДАЧАХ ИМПУЛЬСНОЙ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ

Аннотация

В работе предложен численный метод решения трехмерной задачи импульсной электроразведки на основе построения локально-одномерной схемы. В результате численного моделирования построен график площадного распространения магнитного напряжения.

Ключевые слова: импульсная электроразведка, одномерно-локальная схема, магнитное напряжение, уравнение гиперболического типа, разностные операторы, генераторная рамка, зондирование становлением поля в ближней зоне.

Ранее в импульсной электроразведке обнаружение на глубинах 700-800 м аномальных объектов возможно было лишь при условии сопоставимости их размеров и глубины залегания верхней кромки объекта, поэтому в последние несколько десятков лет большое внимание уделяется разработке алгоритмов и систем построения моделей выявления объектов с повышенной проводимостью, на глубинах не менее 700-800м. К таким моделям, в первую очередь следует отнести трехмерное моделирование электромагнитных полей в однородной среде, которая позволяет прогнозировать залежи рудных ископаемых не прибегая к сложным экспериментальным бурениям.

Постановка задачи. Рассмотрим трехмерное гиперболическое уравнение второго порядка [1]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \sum_{\alpha=1}^3 L_{\alpha} U + f(x, t), \quad L_{\alpha} U = \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left(k_{\alpha}(x, t) \frac{\partial U}{\partial x_{\alpha}} \right), \quad k_{\alpha}(x, t) \geq c_1 > 0, c_1 = const, \quad (1)$$

где $x = (x_1, x_2, x_3)$ - точка 3-мерного пространства с координатами x_1, x_2, x_3 . Пусть G – параллелепипед с границей Γ , $\bar{G} = G + \Gamma$,

$$\bar{Q}_T = \bar{G} \times [0 \leq t \leq T], Q_T = G \times (0 < t \leq T]$$

Требуется найти непрерывное в цилиндре \bar{Q}_T решение уравнения (1), удовлетворяющее краевому условию

$$U = \mu(x, t) \text{ при } x \in \Gamma, 0 \leq t \leq T, \tag{2}$$

и начальным условиям

$$U(x, 0) = U_0(x), \frac{\partial U(x, 0)}{\partial t} = \bar{U}_0(x) \text{ при } x \in \bar{G}. \tag{3}$$

Помимо условий (2)-(3) необходимо задать функцию $f(x, t)$, коэффициенты проводимости $k_\alpha(x, t)$, где $\alpha = 1, 2, 3$.

Далее с помощью разностной дискретизации построим расщепляющиеся схему сводящиеся к цепочке одномерных задач трехмерного уравнения гиперболического типа.

Разностная схема. Построим равномерную сетку $\omega_{h\tau}$:

$$\omega_{h\tau} = \left\{ \begin{array}{l} x_\alpha = i_\alpha \cdot h_\alpha, i_\alpha = \overline{0, N_\alpha}, l_\alpha = 50i, N_\alpha = 21, h_\alpha = l_\alpha / N_\alpha, \alpha = 1, 2, 3 \\ \bar{a}i\bar{a}, h_3 = \log_{10}(h(t_2)/h(t_1)), N_3 = mk, mk = 22, \tau_j = t(j+1) - t(j), j = \overline{0, mk} \end{array} \right\},$$

где l_α - длины сторон параллелепипеда, h_α - шаги сетки, а N_α - количество шагов и τ_j - шаг по времени.

При построении локально-одномерной схемы формально заменим трехмерное уравнение цепочкой одномерных уравнений, т.е. аппроксимируем с шагом $\tau/3$ последовательно операторы:

$$\mathfrak{R}_\alpha U = \frac{1}{3} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - (L_\alpha U + f_\alpha), \alpha = 1, 2, 3, \tag{4}$$

где f_α удовлетворяет условию $\sum_{\alpha=1}^3 f_\alpha = f$.

Для аппроксимации производной $\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$ с шагом $\frac{\tau}{3}$ используется выражения:

$$U_{t_\alpha t_\alpha} = \frac{U_{(\alpha)} - U_{(\alpha-1)} - U_{(\alpha-2)} + \check{U}_{(\alpha)}}{\tau^2} \sim \frac{2}{9} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (5)$$

где $U_{(-1)} = \check{U}_{(2)} = U^{(j-1)+2/3}$, $U_{(-2)} = \check{U}_{(1)} = U^{j-2/3}$.

Для аппроксимации $L_\alpha U + f_\alpha$ на пространственной сетке ω_h воспользуемся однородным разностным оператором второго порядка аппроксимации $\Lambda_\alpha y + \varphi_\alpha$. Коэффициент оператора Λ_α и правая часть φ_α берутся в момент времени (т. е. на полуинтервале):

$$t'_\alpha = 0,5(t_{j+\alpha/3} + t_{j-1+\alpha/3}) = t_{j+\alpha/3-0,5} = t_j + (\alpha/3 - 0,5)\tau,$$

так что $\Lambda_\alpha = \Lambda_\alpha(t'_\alpha)$, $\varphi_\alpha = \varphi_\alpha(x, t'_\alpha)$.

Напишем теперь локально-одномерные схемы для трехмерного гиперболического уравнения:

$$y_{t_\alpha t_\alpha} = \frac{1}{3} \Lambda_\alpha \left(y_{(\alpha)} + \check{y}_{(\alpha)} \right) + \frac{2}{3} \varphi_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (6)$$

где $y_{t_\alpha t_\alpha}$ задается формулой (5) при $p = 3$. В результате получим четырехслойную схему.

Мы ограничимся изучением уравнения (6) для дальнейшей численной реализации алгоритма решения локально-одномерной схемы в каноническом виде. Подробный алгоритм решения локально-одномерной схемы можно найти в работе [2]. Уравнение (6) можно записать в виде

$$\left(E - \frac{1}{3} \tau^2 \Lambda_\alpha \right) (y_{(\alpha)} + \check{y}_{(\alpha)}) = y_{(\alpha-1)} + y_{(\alpha-2)} + \frac{2}{3} \tau^2 \varphi_\alpha. \quad (7)$$

Определение $y_{(\alpha)}$ сводится к решению трехточечного уравнения $\left(E - \frac{1}{3}\tau^2\Lambda_\alpha\right)y_{(\alpha)} = F_\alpha$ вдоль отрезков, параллельных оси Ox_α , что можно сделать методом прогонки, пользуясь краевым условием:

$$y_{(\alpha)} = \mu(x, t_{j+\alpha/3}) \text{ при } x \in \gamma_h^\alpha. \quad (8)$$

Первое из начальных условий $U(x,0) = U_0(x)$ аппроксимируется точно:

$$y(x,0) = U_0(x). \quad (9)$$

Для вычисления промежуточных значений $y^{1/3} = y(x, \tau/3)$, $y^{2/3} = y(x, 2\tau/3)$ применим следующие уравнения:

$$\left(E - \frac{\tau^2}{3}\Lambda_1\right)y^{1/3} = F_1, \quad \left(E - \frac{\tau^2}{3}\Lambda_2\right)(y^{2/3} + U_0) = 2y^{1/3} + F_2, \quad (10)$$

где $F_1 = U_0 + \frac{\tau}{3}\bar{U}_0 + \tau^2\Lambda_1U_0 + \tau^2\left(\frac{2}{3}f_1 - \frac{1}{6}(\Lambda U + f)\right)_{t=0}$, $F_2 = \tau^2\left(\frac{2}{3}f_2 - \frac{1}{9}(\Lambda U + f)\right)_{t=0}$

Остановимся более подробно на локально-одномерной схеме (6) для рассматриваемого случая трех измерений:

$$\frac{y^{j+\frac{\alpha}{3}} - y^{j+\frac{\alpha-1}{3}} - y^{j+\frac{\alpha-2}{3}} + y^{j+\frac{\alpha-3}{3}}}{\tau^2} = \frac{1}{3}\Lambda_\alpha\left(y^{j+\frac{\alpha}{3}} + y^{j+\frac{\alpha-2}{3}}\right) + \frac{2}{3}f_\alpha^{j+\frac{\alpha-2}{3}+\frac{1}{6}}, \quad \alpha = 1,2,3, \quad j = 1,2,\dots \quad (11)$$

Краевые условия имеют вид:

$$y^{j+\frac{\alpha}{3}} = \mu\left(x, t_{j+\frac{\alpha}{3}}\right) \text{ при } x \in \gamma_h^\alpha, \quad \alpha = 1,2,3. \quad (12)$$

Функция $y^{j+\frac{\alpha}{3}}$ находится из уравнения:

$$y^{j+\frac{\alpha}{3}} - \frac{\tau^2}{3}\Lambda_\alpha y^{j+\frac{\alpha}{3}} = \hat{O}_\alpha^j, \quad \alpha = 1,2,3,$$

где \hat{O}_1^α - известная правая часть, с краевыми условиями (12). Каждое из уравнений решается методом одномерной прогонки.

Решение прямой задачи становления поля импульсной электроразведки. Рассматриваются искусственные импульсные (неустановившиеся) электромагнитные поля, которые создаются с помощью генераторов, дающих на выходе напряжение в виде прямоугольных импульсов разной длительности и подключаемых к незаземленным линиям. С помощью других незаземленных контуров изучается процесс установления и спада разностей потенциалов $\Delta U_E(t)$ или $\Delta U_H(t)$ на разных временах (t) после окончания питающего импульса.

При зондировании геологической среды такими импульсами в ней происходят разнообразные физические процессы. В зависимости от способа создания и измерения поля и времени, на котором проводятся измерения, а также электромагнитных свойств горных пород различают неустановившиеся поля двойкой природы: вызванной поляризации и переходных процессов или становления поля.

Электроразведочные исследования методом ЗСБЗ (зондирование становлением поля в ближней зоне) в профильном варианте проведено с целью выявления объектов с повышенной проводимостью, на глубинах не менее 700-800м.

Метод ЗСБЗ (зондирование становлением поля в ближней зоне) относится к группе индуктивных методов электроразведки, характеризующейся, с одной стороны, индуктивным способом возбуждения поля, с другой стороны, тем, что исследование этого поля производится в ближней по отношению к источнику зоне. От других индуктивных методов ЗСБЗ отличается прежде всего тем, что в этом методе изучается неустановившееся электромагнитное поле (становление поля), и сведения о геоэлектрическом разрезе исследуемой площади получаются на основе изучения характера переходного процесса в различных пунктах наблюдения.

Физическая сущность метода заключается в возбуждении с помощью незаземленного контура первичного импульсного магнитного поля, которое в свою очередь наводит в проводящих горных породах и рудах первичное неустановившееся поле вихревых электрических токов, и в приеме в паузах между импульсами на другой или тот же контур вторичного неустановившегося магнитного поля, возникающего под действием затухающих вихревых токов от проводящих объектов в земле.

Решение прямой задачи становления поля от горизонтально однородного разреза при известной мощности и сопротивлении слоев с помощью ниже приведенных экспериментальных данных сводится к аналитическим формулам, где определяется глубина временного слоя $h(t)$.

Входные данные. Экспериментальные данные, которые получены приборными измерениями: время регистрации становления, t мс- $t(j)$, j - индекс времени; ЭДС, мВ – $E_s(i,j)$, где i -кол-во пикетов одного профиля, j - индекс времени; l -длина стороны измерительной рамки, $l=1.2$ м.; L - длина стороны генераторной рамки, $L=50$ м. n – количество витков измерительной петли, $n=60$. N - количество витков генераторной петли, $N=2$. ток, а – $I(i)$, где i -кол-во пикетов одного профиля.

Численный расчет. Запишем аналитические формулы для связи э.д.с. от силы тока в питающей цепи (I), сопротивления однородного полупространства (R_t), расстояния или разнос (r) между центрами питающего и приемного устройств и их размеров для ближней ($r < h_t$) зон от источника, где h_t - проектируемые глубины разведки. Для расчета кажущего сопротивления, проводимости и глубины временного слоя однородного полупространства (R_t) [3] используем упрощенные формулы предназначенные для практического применения геофизиками. Таким образом получим кажущее сопротивление:

$$(R_t)_j = \left(\frac{\mu_0}{t_j} \right)^{\frac{3}{5}} \cdot \left(\frac{S_r S_u}{20\pi\sqrt{\pi}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left(\frac{E_{tij}}{I_i} \right)^{-\frac{2}{3}}, \quad (13)$$

где $S_r = x \cdot y$ - площадь генераторной рамки, S_u - площадь измерительной рамки, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{\text{вб}}{\text{а}}$ - магнитная постоянная в вакууме, $E_{tij} = 500 - 0,001 \text{ вб}$ - э.д.с., $t_j = 1 - 1000 \text{ мс}$ - интервал времени регистрации становления.

Проектируемые глубины разведки - $h_t(i,j)$:

$$(h_t)_j = k_i \cdot \sqrt{(R_t)_j \cdot t_j}, \quad (14)$$

где i -кол-во пикетов одного профиля, j - индекс по времени, $k_i = \text{от } 714 \text{ до } 800$ - коэффициент подбираемый в зависимости от совокупности слагающих разреза горных пород.

Кажущая проводимость - $S_t(i,j)$, где i -кол-во пикетов одного профиля, j -индекс по времени:

$$(S_t)_j = \frac{2}{\mu_0} \left(\frac{2\pi}{3S_r S_u \mu_0} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left[\frac{t_{j+1} - t_j}{\left(\frac{E_{yij}}{I} \right)_{j+1}^{-1/4} - \left(\frac{E_{yij}}{I} \right)_j^{-1/4}} \right]^{\frac{4}{3}}. \quad (15)$$

Значение глубины временного слоя h_t в дальнейшем используем для определения граничных условий и правой части рассматриваемой краевой задачи (1) – (3).

Постановка и метод решения трехмерной задачи импульсной электроразведки с помощью ЛОС. Для определения граничных условий и правой части краевой задачи (1) построим следующие формулы.

Согласно основному закону электромагнитной индукции [4], э.д.с. индукции равна быстроте изменения магнитного потока, ограниченного контуром:

$$E_t = -\frac{d\hat{O}}{dt}, \quad (16)$$

где \hat{O} - поток магнитной индукции B через площадь приемника S , ограниченную сторонами l :

$$\hat{O} = \int_S B_n dS,$$

или полный поток магнитной индукции:

$$\hat{O} = B \cdot S.$$

Предположении, напряженность поля во всех точках внутри приемной рамки можно считать одинаковой [4], тогда полный поток магнитной индукции, в вакууме или в воздухе через все N витков равен:

$$\hat{O} = \mu_0 H \cdot S \cdot N, \quad (17)$$

здесь $B = \mu_0 H$, где H - напряженность магнитного поля.

Подставляя (17) в (16) получим:

$$E_t = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \cdot N \cdot S \quad (18)$$

где S - площадь, N -число витков приемника E_t - электро движущая сила.

Из формулы (18) получим напряженность магнитного поля:

$$H = -\int \frac{E_t \cdot \partial t}{\mu_0 \cdot N \cdot S} \quad (19)$$

Используя физический смысл (19) получаем для каждой точки пикета напряженность магнитного поля по времени:

$$H_{ij} = -\frac{E_{tij} \cdot \Delta t_j}{\mu_0 \cdot N \cdot S}, \quad (20)$$

где $\Delta t_j = t_j - t_{j-1}, j = \overline{1, m}$.

Можно предложить другое решение граничных условий. Рассмотрим возбуждение N -слойной среды (ρ_j - сопротивление, μ_j - магнитная проницаемость j -го слоя, $j = 0, 1, \dots, n$, рисунок 1.) распределенным постоянным сторонним током с плотностью $\frac{j_{cn}}{z(t)}$ (в А/м). Источник учитывается на l -той границе ($z = z_l$) как особые условия сопряжения для поля:

$$H_x|_{z=z_l} = \frac{J_{cm}}{z(t)}, H_y|_{z=z_l} = \frac{J_{cm}}{z(t)}. \quad (21)$$

В системе уравнений Максвелла горизонтальные компоненты можно выразить через вертикальные, а для H_z удастся поставить независимые задачи. Они должны в каждом временном слое удовлетворять уравнению [5]:

$$\Delta H = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial H}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad \Delta H = \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2}. \quad (22)$$

Отметим, что диэлектрическая ε ($\varepsilon = \varepsilon_i / \varepsilon_0$, где ε_i и $\varepsilon_0 = 10^{-9} / (36 \cdot \pi) \text{ д/м}$ - диэлектрические проницаемость породы и воздуха) и магнитная μ ($\mu = \mu_i / \mu_0$, где μ_i и $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ - магнитные проницаемости породы и воздуха) проницаемости играют значительную роль лишь при электроразведке на высоких частотах и магнитная проницаемость громадного большинства пород равна магнитной проницаемости воздуха μ_0 ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$) [6], т.е. магнитная проницаемость μ близка к единице. Величина ε меняется от нескольких единиц (у сухих осадочных пород) до 80 (у воды) и зависит, в основном, от процентного содержания воды и от минералогического состава породы. У изверженных пород ε меняется от 5 до 12 единиц, у осадочных - от 2-3 (у сухой) до 16-40 (у полностью насыщенной водой породы), а также ε в вакууме -1 и в воздухе -1,000594.

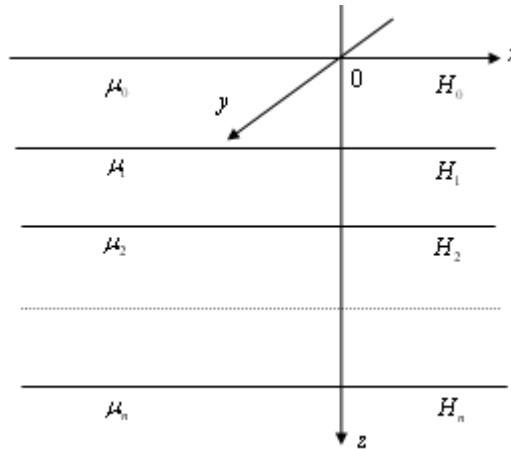


Рис.1. Модель среды

Полученные аналитическим путем величины h_i, H_{ij} используем в качестве входных данных для алгоритма локально-одномерной схемы для трехмерного гиперболического уравнения второго порядка. Основываясь на выше сказанном и в силу однородности среды, вместо коэффициента проницаемости среды k_α в (1) берем 1.

Учитывая необходимое условие эквивалентности многослойных разрезов т.е. сохранение постоянства отношений:

$$\nu = \log_{10}(h_i / h_{i-1}) = const, \delta = \log_{10}(t_i / t_{i-1}) = const, \mu = \rho_i / \rho_{i-1} = const,$$

масштабируем равномерный шаг сетки рассматриваемой модели по z :

$$\Delta h_z(i, j-1) = \nu, i = \overline{0, np}, j = \overline{2, m}, \quad (23)$$

где $h_i(i, j)$ - глубина j -слойной среды, где i - номер пикета профиля, j - индекс по времени.

Так как, в краевой задаче (1) функция $f = f(x, y, z, t)$ является плотностью источника тока, то получим вектор:

$$f = \sqrt{\left(\frac{I}{h_t * l_1}\right)^2 + \left(\frac{I}{h_t * l_2}\right)^2 + \left(\frac{I}{l_1 * l_1}\right)^2}.$$

где $I = I(i)$ - сторонний ток, заданный внешним источником, i - номер пикета профиля, h_t - глубина, l_1, l_2 – стороны генераторной рамки.

По условию ЛОС, для составляющих источника тока берем:

$$\begin{aligned} f_1(x, y, z, t) &= f/3 \\ f_2(x, y, z, t) &= f/3, \\ f_3(x, y, z, t) &= f/3 \end{aligned} \quad (24)$$

Сетка по координате x, y , т.е. по квадратной рамке генераторной петли размером $50*50$ м составляет 21 шаг, с учетом в центре площадь квадратной приемной рамки размером $1.2*1.2$ м.

Численный экспериментальный расчет. Соответственно с постановкой задачи

алгоритма ЛОС были заданы начальные условия при $t=0$:

$$U(x, 0) = U_0(x) = 0, \frac{\partial U(x, 0)}{\partial t} = \bar{U}_0(x) = 0 \text{ при } x \in \bar{G}. \quad (25)$$

граничные условия:

$$U|_{\Gamma} = \mu(x,t)|_{\Gamma}, \text{ при } x \in \Gamma, 0 \leq t \leq T,$$

где $\mu(x,t)$ определяется из (20).

Для проведения эксперимента взяли замеры пикет по 0 профилю, замеры между пикетами составляет 20м по координате x . Если каждый пикет расположить в центре рамки 50*50, то расстояние от центра до границы составляет 25м, поэтому со смещением на 5м было взято вместо $\mu(x,t)$ напряженности магнитного поля из (20) предыдущего и следующего пикета:

$$\begin{aligned} \mu(0, y, z_j, t) &= H_{i-1j}, \mu(N_1, y, z_j, t) = H_{i+1j}, \quad i \geq 1 \\ \text{àñèè } i = 0 \text{ (ièèâò), } \partial_t \mu(0, y, z_j, t) &= 0 \\ \mu(x, 0, z_j, t) &= H_{ij}, \mu(x, N_2, z_j, t) = H_{ij}, \\ \mu(x, y, 0, t) &= 0, \mu(x, y, z_m, t) = H_{im}, \quad j = \overline{1, m} \end{aligned} \quad (17)$$

Далее с помощью локально-одномерной схемы (ЛОС), по методу прогонки был проведен расчет напряженности магнитных полей для всех узлов сетки параллелепипеда [2]. Таким образом, мы получили напряженности магнитных полей по каждому пикету 0 профиля, захватывая с двух сторон замеры предыдущего и следующего пикета.

Анализ численного эксперимента. Расчет был проведен внутри генераторной рамки и за рамкой. Здесь граничные условия:

- внутренние граничные условия – это граничные условия генераторной петли.
- на дне параллелепипеда граничные условия напряженности были взяты – нули.

Сетка квадратной рамки 50*50м с учетом внешних границ 100*100м состоит из 41 равномерных шагов по 2.44м, а в центре $h_{21}=1.2$ м – размер измерительной петли.

Для получения прогноза по полученным результатам эксперимента был получен график площадного распространения магнитного напряжения (Рис.2.) с помощью графического редактора MathCad, в котором показаны распространения напряжения по сечению ($x=47,6$ м, $y=28,56$ м) и по всей

глубине, вдоль всего разреза 620м за время регистрации закрепленным приемником равной 250 мс.

На рисунке 2 в трехмерном графике четко видно напряженности магнитного поля (аномалии) за время t_{n-1} и по всей глубине разреза ближе к поверхности земли (рисунок перевернут).

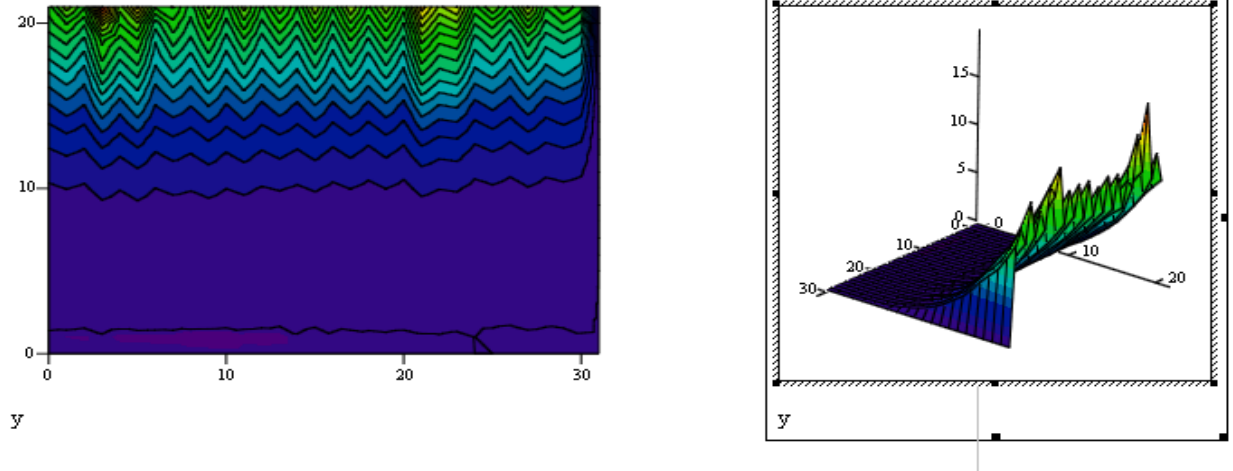


Рис..2. График напряженности магнитного поля $y(x_{n-1}, y_{12}, z_j, t_{n-1})$

Выводы:

Таким образом, на основе решения прямой задачи становления поля импульсной электроразведки от горизонтально однородного разреза при известной мощности и сопротивления слоев исследуется краевая задача математической физики. Приводятся результаты численного моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Самарский А.А. Теория разностных схем. М., Наука, 1998, 560 с.
2. Оспанова Т.Т., Букенов М.М. Решение локально-одномерной схемы для многомерного гиперболического уравнения второго порядка //Вестник КарГУ, Караганда, 2008. № 2 (50). С.10-16.
3. Сидоров В.А. Импульсная индуктивная электроразведка. М., Недра, 1985. 192с.
4. Калашников С.Г. Электричество. М., Наука, 1977. 220 с.

5. Могилатов В.С., Потапов В.В. Возбуждение полей в геоэлектрических экспериментах. Новосибирск, ИГФ СО РАН, 2004, 312 с.

6. Хмелевской К.С. Методы прикладной и скважинной геофизики /[Международный университет природы, общества и человека "Дубна"](#), 1997, С.21-23.

7.

Түйіндеме

Мақалада жергілікті бір өлшемді сұлбалар құру негізінде үшөлшемді импульстік электрлік барлау есебінің сандық әдісі қарастырылады. Сандық модельдеу нәтижесінде магниттік кернеудің аудандық таратылу графигі құрылды.

Summary

In work the numerical method of the decision of a three-dimensional problem of pulse electro investigation on the basis of construction of the locally-one-dimensional scheme is offered. As a result of numerical modelling the schedule of the vulgar distribution of magnetic pressure is constructed.

Özet

Çalışmada yerel olarak tek boyutlu düzeni inşaat temelinde darbe elektro soruşturma üç boyutlu bir sorun kararının sayısal bir yöntem sunulmaktadır. Nümerik modelleme sonucunda manyetik basınç kaba dağılımının zamanlama inşa edilmiştir.