Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г.В.Плеханова,
т. XCII, 1982 г.

УДК 550.838.01

ВЫЧИСЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ ΔT ПРИ АППРОКСИМАЦИИ СЛАБОМАГНИТНЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ КОСОУСЕЧЕННЫМИ ПРИЗМАМИ И МНОГОГРАННИКАМИ ОБЩЕГО ВИДА

Г.Г.КРАВЦОВ

Современные высокопроизводительные магнитометры и аэромагнитометры измеряют абсолютную величину вектора магнитного поля. Их чувствительность достаточна для выявления аномалий ΔT, исчисляемых единицами гамм. Геологическая интерпретация столь малых эффектов возможна только с учетом влияния комплексов горных пород, еще недавно относимых к разряду немагнитных.

До сих пор внимание исследователей [5, 6, 8 и др.] сосредотачивалось преимущественно на вычислении для различного типа моделей составляющих X_a, Y_a, Z_a аномального вектора $\vec{T}_a$. Но магниторазведка все шире начинает привлекаться к решению структурных задач. А при дифференциации слабомагнитных пород по магнитному полю естественно возникает потребность вычислять теоретические аномалии ΔT для геологических образований неправильной формы. В качестве наиболее универсального аппроксимирующего элемента при решении этой важной для практики задачи целесообразно выбрать косоусеченную многоугольную призму, ориентируемую в пространстве произвольным образом, и неправильный многогранник самого общего вида.

При вычислении аномалий ΔT на ЭВМ нет необходимости пользоваться приближенными соотношениями, приводимыми, например, в работах [4, 7]. Тем самым открывается возможность рассматривать нормальное поле Земли $\vec{T}_0$ в арифметической разности $\Delta T = |\vec{T}| - |\vec{T}_0|$ в качестве переменной величины. В первом приближении, вполне удовлетворяющем практические нужды, его можно связать с горизонтальными координатами точки наблюдения линейной зависимостью

$$T_0(x, y) = bx + cy + d, \qquad (1)$$

пренебрегая при этом повысотными изменениями модуля вектора, а также небольшими отклонениями склонения и наклонения вектора $\vec{T}_0$ от принимаемых

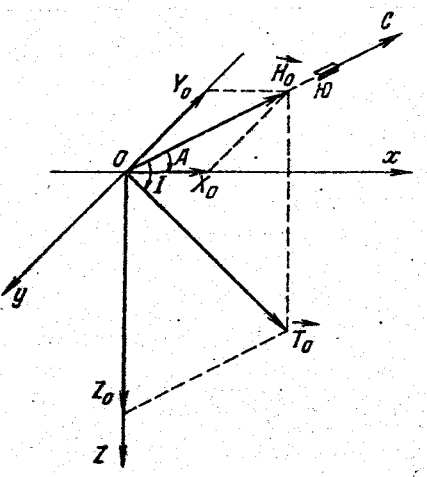


Рис.1. Разложение вектора $\vec{T}_0$ нормального поля Земли в базовой системе прямоугольных координат

для всей исследуемой площади в целом их средних значений. Коэффициенты b, c и d уравнения аппроксимирующей нормальное поле плоскости получают из системы линейных уравнений

$$x_k b + y_k c + d = T_{0k} \qquad (k = 1; 2; 3)$$

по заданным в трех точках с координатами x_k, y_k значениям модуля вектора нормального поля T_{0k}. Для этих целей можно использовать избыточное число точек со значениями нормального поля, а искомые параметры равенства (I) определять по методу наименьших квадратов.

Ось глубины z правой прямоугольной системы координат, в которой предлагается проводить все вычисления, направлена по отвесу вниз (рис.I). Ось x может быть ориентирована произвольно. Удобно, чтобы она проходила параллельно расчетным профилям. Положение оси x относительно магнитного меридиана устанавливается магнитным азимутом. Таким образом, нормальное поле Земли при расчете теоретических аномалий ΔT характеризуется магнитным азимутом A координатной оси x, углом наклонения I вектора $\vec{T}_0$ и параметрами b, c и d выражения (I). Направление отсчета положительных углов A и I показано стрелками.

Вычисление арифметической разности ΔT сопряжено с проведением ряда операций над векторами. Эти операции проще рассматривать как обычные алгебраические операции над компонентами векторов, разложенных по осям координатной системы xyz, принятой в качестве базовой.

Разложение вектора $\vec{T}_0$ в базовой системе координат, модуль которого предварительно вычисляется по формуле (I) после подстановки в нее координат точки наблюдения, найдем с помощью соотношений

$$X_0 = T_0 \cos I \cos A; \quad Y_0 = -T_0 \cos I \sin A; \quad Z_0 = T_0 \sin I. \qquad (2)$$

Разложение аномального вектора $\vec{T}_a$ в базовой системе координат получим простым суммированием вычисляемых для каждого из многогранников, с помощью которых представляются геологические структуры, компонент магнитного поля:

$$X_a = \sum_{j=1}^{n} X_{aj}; \quad Y_a = \sum_{j=1}^{n} Y_{aj}; \quad Z_a = \sum_{j=1}^{n} Z_{aj}, \qquad (3)$$

где n – общее число использованных при моделировании многогранных элементов.

Арифметическую разность ΔT определяет выражение

$$\Delta T = \left|\vec{T}\right| - \left|\vec{T}_0\right| = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} - T_0, \qquad (4)$$

в котором составляющие X, Y и Z являются компонентами разложения по осям базовой системы координат полного вектора $\vec{T} = \vec{T}_0 + \vec{T}_a$. С учетом значений этих компонент, равных соответственно $X = X_0 + X_a$; $Y = Y_0 + Y_a$; $Z = Z_0 + Z_a$, правую часть равенства (4) можно записать иначе:

$$\Delta T = \sqrt{T_0^2 + 2(X_0 X_a + Y_0 Y_a + Z_0 Z_a) + T_a^2} - T_0, \qquad (5)$$

где $T_0^2 = X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2$, $T_a^2 = X_a^2 + Y_a^2 + Z_a^2$.

Для целей вычислений удобнее, если в выражении (5) компоненты X_0, Y_0, Z_0 заменены их явными значениями (2):

$$\Delta T = \sqrt{T_0^2 + 2T_0 \Delta T_1 + T_a^2} - T_0. \qquad (6)$$

Стоящее под радикалом выражение

$$\Delta T_1 = (X_a \cos A - Y_a \sin A)\cos I + Z_a \sin I \qquad (7)$$

нашло широкое применение в качестве приближенной формулы для вычисления арифметической разности ΔT. Правда, в формуле для $\Delta T_1 \approx \Delta T$ используют обычно несколько иную форму записи разности [4]:

$$X_a \cos A - Y_a \sin A = H_a \cos A',$$

где $H_a = \sqrt{X_a^2 + Y_a^2}$; A' – магнитный азимут горизонтальной составляющей $\vec{H}_a$ вектора $\vec{T}_a$.

Для повышения точности вычисления приближенного значения разности ΔT используют иногда не один, как это сделано в формуле (7), а два члена разложения в ряд выражения (6) [7], что в свою очередь приводит к получению приближенной формулы

$$\Delta T_2 = \Delta T_1 + 0{,}5\left(T_a^2 - \Delta T_1^2\right)/T_0 \approx \Delta T. \qquad (8)$$

Тем не менее далеко не строгая запись (7) арифметической разности ΔT имеет по отношению к теоретически точной формуле (6) и обеспечивающей лучшее приближение формуле (8) свои определенные преимущества. Они заключаются в том, что параметры намагниченности однородного по этому свойству объекта, порождающего аномальное поле, связаны в формуле (7) линейно. Последнее оказывается тем решающим фактором, который позволяет конструировать алгоритм определения по полю ΔT магнитных характеристик среды по аналогии с тем, как это делается применительно к аномалиям Δg [3]. В подобных задачах, как известно, вычисление прямого эффекта моделируемой геологической среды является одним из существенных моментов алгоритма автоматизированного подбора искомых параметров исследуемых объектов.

Анализ поля ΔT часто проводят с привлечением кривых его градиентов. Формулы, выражающие эти характеристики, довольно просто получают аналитическим дифференцированием исходного выражения (6) по переменным x, y и z:

$$\partial\Delta T/\partial x = (P_1 + T_0 H_1 + b\Delta T_1)/P - b; \qquad (9)$$

$$\partial\Delta T/\partial y = (P_2 + T_0 H_2 + c\Delta T_1)/P - c; \qquad (10)$$

$$\partial\Delta T/\partial z = (P_3 + T_0 H_3)/P, \qquad (11)$$

где

$$P_1 = X_a X_{ax} + Y_a Y_{ax} + Z_a Z_{ax};$$

$$P_2 = X_a X_{ay} + Y_a Y_{ay} + Z_a Z_{ay};$$

$$P_3 = X_a X_{az} + Y_a Y_{az} + Z_a Z_{az};$$

$$H_1 = (X_{ax}\cos A - Y_{ax}\sin A)\cos I + Z_{ax}\sin I + b;$$

$$H_2 = (X_{ay}\cos A - Y_{ay}\sin A)\cos I + Z_{ay}\sin I + c;$$

$$H_3 = (X_{az}\cos A - Y_{az}\sin A)\cos I + Z_{az}\sin I;$$

$$P = \sqrt{T_0^2 + 2T_0\Delta T_1 + T_a^2};$$

$X_{ax} = \partial X_a/\partial x$; $Y_{ax} = \partial Y_a/\partial y$; $Z_{ax} = \partial Z_a/\partial x$, ... – вторые производные магнитного потенциала.

В процессе дифференцирования при выводе формул (9)-(11) учтена зависимость (1) интенсивности нормального поля от координат точки наблюдения.

Допущение однородного намагничивания значительно упрощает вычисление теоретических магнитных аномалий над телами сложной формы, так как позволяет на основе связи между магнитным U и гравитационным W потенциалами, устанавливаемой формулой Пуассона [1]

$$U = -(J/f\sigma)\,\mathrm{grad}\,W, \qquad (12)$$

использовать для этой цели результаты исследования поля притяжения однородных по плотности усеченной призмы и неправильного многогранника [2].

Необходимые для подстановки в формулы (3) и (9)-(11) компоненты аномального магнитного поля найдем, дифференцируя формулу (12). Связь между различными составляющими магнитного и гравитационного поля тел, обладающих однородным намагничиванием J и постоянной плотностью σ выражается в результате следующими соотношениями:

$$X = -\partial U/\partial x = (J_x W_{xx} + J_y W_{xy} + J_z W_{xz})/f\sigma;$$

$$Y = -\partial U/\partial y = (J_x W_{xy} + J_y W_{yy} + J_z W_{yz})/f\sigma;$$

$$Z = -\partial U/\partial z = (J_x W_{xz} + J_y W_{yz} + J_z W_{zz})/f\sigma;$$

$$X_x = \partial X/\partial x = (J_x W_{xxx} + J_y W_{xxy} + J_z W_{xxz})/f\sigma;$$

$$Y_y = \partial Y/\partial y = (J_x W_{xyy} + J_y W_{yyy} + J_z W_{yyz})/f\sigma; \qquad (13)$$

$$Z_z = \partial Z/\partial z = (J_x W_{xzz} + J_y W_{yzz} + J_z W_{zzz})/f\sigma;$$

$$X_y = Y_x = \partial X/\partial y = (J_x W_{xxy} + J_y W_{xyy} + J_z W_{xyz})/f\sigma;$$

$$X_z = Z_x = \partial X/\partial z = (J_x W_{xxz} + J_y W_{xyz} + J_z W_{xzz})/f\sigma;$$

$$Y_z = Z_y = \partial Y/\partial z = (J_x W_{xyz} + J_y W_{yyz} + J_z W_{yzz})/f\sigma,$$

где f – гравитационная постоянная; J_x, J_y, J_z – проекции вектора намагниченности $\vec{J}$ на координатные оси x, y и z. Индекс a, применявшийся при написании выражений (3), (9)-(11) для пометки аномальных значений магнитного поля, здесь опущен, чтобы не загромождать формулы.

Аналитическое описание частных производных гравитационного потенциала усеченной призмы и неправильного многогранника, которые необходимо подставить в равенства (13), дано в работе [2]. Специального рассмотрения требует только вопрос, касающийся особенностей вычисления компонент поля притяжения усеченной призмы, ориентируемой в пространстве произвольным образом.

Формулы составляющих поля притяжения призмы выведены с учетом геометрических особенностей этого типа многогранников и по указанной причине приспособлены к заданию геометрических параметров призмы в системе координат $\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ с непременным условием, чтобы ось $\bar{y}$ была параллельна образующей боковой поверхности призмы [2]. Соответственно и сами составляющие поля считаются по формулам с учетом направления осей $\bar{x}$, $\bar{y}$ и $\bar{z}$.

Если призма вместе с жестко привязанной к ней координатной системой $\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ развернута в пространстве относительно базовой системы координат xyz (рис.2), то прежде чем воспользоваться выражениями для вычисления элементов ее поля притяжения, необходимо координаты точки наблюдения, задаваемые естественно в базовой системе координат, преобразовать в систему координат призмы:

$$\bar{x} = x\cos\omega + y\sin\omega;$$
$$\bar{y} = z\sin\varphi + (y\cos\omega - x\sin\omega)\cos\varphi; \qquad (14)$$
$$\bar{z} = z\cos\varphi - (y\cos\omega - x\sin\omega)\sin\varphi,$$

где φ – угол наклона образующей боковой поверхности призмы к горизонту; ω – угол разворота призмы в плане вокруг линии отвеса (оси z). Предполагается, что координатные системы xyz и $\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ имеют общее начало.

Формулы обратного перехода имеют вид

$$x = \bar{x}\cos\omega - (\bar{y}\cos\varphi - \bar{z}\sin\varphi)\sin\omega;$$
$$y = \bar{x}\sin\omega + (\bar{y}\cos\varphi - \bar{z}\sin\varphi)\cos\omega; \qquad (15)$$
$$z = \bar{y}\sin\varphi + \bar{z}\cos\varphi.$$

При таком способе вычисления составляющие поля притяжения рядовых призм, если они ориентируются независимо друг от друга, окажутся несопоставимыми, так как они будут найдены относительно собственной координатной системы каждой призмы. Чтобы воспользоваться математическими соотношениями (13) для определения магнитного эффекта этих призм и, опираясь на свойство аддитивности потенциальной функции, вычислить затем по формулам (3) суммарное магнитное действие системы произвольно ориентируемых призм, необходимо полученные элементы гравитационного поля привести вначале к системе координат xyz. Формулы для подобных преобразований получим на основе правила дифференцирования сложной функции. Руководствуясь этим правилом, свяжем компоненты разложения вектора $grad\,W$ по осям $0x$, $0y$ и $0z$ с компонентами разложения этого же вектора по осям $0\bar{x}$, $0\bar{y}$ и $0\bar{z}$:

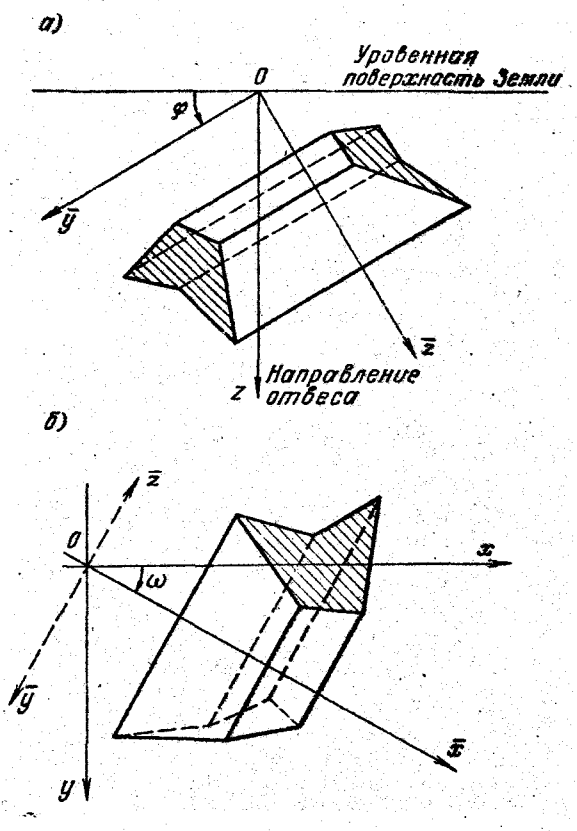


Рис.2. Наклон усеченной призмы к горизонту под углом φ (а) с последующим разворотом ее в плане вокруг оси z на угол ω (б)

$$W_x = W_{\bar{x}}(\partial\bar{x}/\partial x) + W_{\bar{y}}(\partial\bar{y}/\partial x) + W_{\bar{z}}(\partial\bar{z}/\partial x);$$
$$W_y = W_{\bar{x}}(\partial\bar{x}/\partial y) + W_{\bar{y}}(\partial\bar{y}/\partial y) + W_{\bar{z}}(\partial\bar{z}/\partial y); \qquad (16)$$
$$W_z = W_{\bar{x}}(\partial\bar{x}/\partial z) + W_{\bar{y}}(\partial\bar{y}/\partial z) + W_{\bar{z}}(\partial\bar{z}/\partial z),$$

где $W_x = \partial W/\partial x$, $W_{\bar{x}} = \partial W/\partial\bar{x}$, $W_y = \partial W/\partial y$, ...

Частные производные типа $\partial\bar{x}/\partial x$ найдем, продифференцировав по переменным x, y и z равенства (14):

$$\partial\bar{x}/\partial x = \cos\omega; \quad \partial\bar{y}/\partial x = -\sin\omega\cos\varphi; \quad \partial\bar{z}/\partial x = \sin\omega\sin\varphi;$$
$$\partial\bar{x}/\partial y = \sin\omega; \quad \partial\bar{y}/\partial y = \cos\omega\cos\varphi; \quad \partial\bar{z}/\partial y = -\cos\omega\sin\varphi; \qquad (17)$$
$$\partial\bar{x}/\partial z = 0; \quad \partial\bar{y}/\partial z = \sin\varphi; \quad \partial\bar{z}/\partial z = \cos\varphi.$$

Подставляя затем правую часть равенств (17) на соответствующие места в формулах (16), получим правила преобразования для векторных величин, сходные с формулами обратного преобразования координат (15):

$$W_x = W_{\bar{x}}\cos\omega - (W_{\bar{y}}\cos\varphi - W_{\bar{z}}\sin\varphi)\sin\omega;$$
$$W_y = W_{\bar{x}}\sin\omega + (W_{\bar{y}}\cos\varphi - W_{\bar{z}}\sin\varphi)\cos\omega; \qquad (18)$$
$$W_z = W_{\bar{y}}\sin\varphi + W_{\bar{z}}\cos\varphi.$$

Дифференцируя теперь уже формулы (18) и повторяя операцию дифференцирования дважды, последовательно получаем выражения, связывающие производные второго и третьего порядка в системе координат xyz с производными тех же порядков, но уже с учетом направления координатных осей $O\bar{x}, O\bar{y}$ и $O\bar{z}$:

$$W_{xx} = W_{\bar{x}\bar{x}}\cos^2\omega - P_1\sin 2\omega + P_3\sin^2\omega;$$

$$W_{yy} = W_{\bar{x}\bar{x}}\sin^2\omega + P_1\sin 2\omega + P_3\cos^2\omega;$$

$$W_{zz} = W_{\bar{y}\bar{y}}\sin^2\varphi + W_{\bar{y}\bar{z}}\sin 2\varphi + W_{\bar{z}\bar{z}}\cos^2\varphi;$$

$$W_{xy} = 0{,}5(W_{\bar{x}\bar{x}} - P_9)\sin 2\omega + P_1\cos 2\omega;$$

$$W_{xz} = P_2\cos\omega - 0{,}5P_4\sin\omega; \quad W_{yz} = P_2\sin\omega + 0{,}5P_4\cos\omega;$$

$$W_{xxx} = W_{\bar{x}\bar{x}\bar{x}}\cos^3\omega + 3P_{15}\sin\omega - P_8\sin^3\omega;$$

$$W_{yyy} = W_{\bar{x}\bar{x}\bar{x}}\sin^3\omega - 3P_{16}\cos\omega + P_8\cos^3\omega;$$

$$W_{zzz} = W_{\bar{y}\bar{y}\bar{y}}\sin^3\varphi + 1{,}5\sin 2\varphi(W_{\bar{y}\bar{y}\bar{z}}\sin\varphi + W_{\bar{y}\bar{z}\bar{z}}\cos\varphi) + W_{\bar{z}\bar{z}\bar{z}}\cos^3\varphi;$$

$$W_{xxy} = \sin\omega\left[P_{17}\cos\omega - (\cos 2\omega + \cos^2\omega)P_{11}\right] + (\cos 2\omega - \sin^2\omega)P_6\cos\omega;$$

$$W_{xyy} = \cos\omega\left[P_{18}\sin\omega + (\cos 2\omega - \sin^2\omega)P_{11}\right] + (\cos 2\omega + \cos^2\omega)P_6\sin\omega;$$

$$W_{xxz} = P_5\cos^2\omega - P_{13}\sin 2\omega + P_{14}\sin^2\omega;$$

$$W_{yyz} = P_5\sin^2\omega + P_{13}\sin 2\omega + P_{14}\cos^2\omega;$$

$$W_{xzz} = P_{12}\cos\omega - \sin\omega(0{,}5P_7\sin 2\varphi + P_9 + P_{10});$$

$$W_{yzz} = P_{12}\sin\omega + \cos\omega(0{,}5P_7\sin 2\varphi + P_9 + P_{10});$$

$$W_{xyz} = P_{13}\cos 2\omega - 0{,}5P_{14}\sin 2\omega,$$

где

$$P_1 = W_{\bar{x}\bar{y}}\cos\varphi - W_{\bar{x}\bar{z}}\sin\varphi; \quad P_2 = W_{\bar{x}\bar{y}}\sin\varphi + W_{\bar{x}\bar{z}}\cos\varphi;$$

$$P_3 = W_{\bar{y}\bar{y}}\cos^2\varphi - W_{\bar{y}\bar{z}}\sin 2\varphi + W_{\bar{z}\bar{z}}\sin^2\varphi;$$

$$P_4 = (W_{\bar{y}\bar{y}} - W_{\bar{z}\bar{z}})\sin 2\varphi + 2W_{\bar{y}\bar{z}}\cos 2\varphi;$$

$$P_5 = W_{\bar{x}\bar{x}\bar{y}}\sin\varphi + W_{\bar{x}\bar{x}\bar{z}}\cos\varphi; \quad P_6 = W_{\bar{x}\bar{x}\bar{y}}\cos\varphi - W_{\bar{x}\bar{x}\bar{z}}\sin\varphi;$$

$$P_7 = W_{\bar{y}\bar{y}\bar{y}}\sin\varphi - W_{\bar{z}\bar{z}\bar{z}}\cos\varphi; \quad P_8 = W_{\bar{y}\bar{y}\bar{y}}\cos^3\varphi - W_{\bar{z}\bar{z}\bar{z}}\sin^3\varphi;$$

$$P_9 = W_{\bar{y}\bar{z}\bar{z}}\cos^3\varphi - W_{\bar{y}\bar{y}\bar{z}}\sin^3\varphi; \quad P_{10} = (W_{\bar{y}\bar{y}\bar{z}}\cos\varphi - W_{\bar{y}\bar{z}\bar{z}}\sin\varphi)\sin 2\varphi;$$

$$P_{11} = W_{\bar{x}\bar{y}\bar{y}}\cos^2\varphi - W_{\bar{x}\bar{y}\bar{z}}\sin 2\varphi + W_{\bar{x}\bar{z}\bar{z}}\sin^2\varphi;$$

$$P_{12} = W_{\bar{x}\bar{y}\bar{y}}\sin^2\varphi + W_{\bar{x}\bar{y}\bar{z}}\sin 2\varphi + W_{\bar{x}\bar{z}\bar{z}}\cos^2\varphi;$$

$$P_{13} = 0{,}5\sin 2\varphi\left(W_{\bar{x}\bar{y}\bar{y}} - W_{\bar{x}\bar{z}\bar{z}}\right) + \cos 2\varphi\, W_{\bar{x}\bar{y}\bar{z}};$$

$$P_{14} = 0{,}5\sin 2\varphi\left(W_{\bar{y}\bar{y}\bar{y}}\cos\varphi + W_{\bar{z}\bar{z}\bar{z}}\sin\varphi\right) + W_{\bar{y}\bar{y}\bar{z}}\cos\varphi(\cos 2\varphi - \sin^2\varphi) -$$

$$-W_{\bar{y}\bar{z}\bar{z}}\sin\varphi(\cos 2\varphi + \cos^2\varphi);$$

$$P_{15} = 0{,}5\left(P_{10}\sin^2\omega + P_{11}\sin 2\omega\right) - P_6\cos^2\omega ;$$

$$P_{16} = 0{,}5\left(P_{10}\cos^2\omega - P_{11}\sin 2\omega\right) - P_6\sin^2\omega ;$$

$$P_{17} = W_{\bar{x}\bar{x}\bar{x}}\cos\omega + \left(P_8 - 1{,}5P_{10}\right)\sin\omega ;$$

$$P_{18} = W_{\bar{x}\bar{x}\bar{x}}\sin\omega - \left(P_8 - 1{,}5P_{10}\right)\cos\omega .$$

Все выведенные формулы преобразования пригодны и в том случае, если в них вместо гравитационного потенциала W будет подставлен магнитный потенциал U. Иначе говоря, они справедливы для любой функции, обладающей свойствами потенциала.

Прежде чем приступить к вычислению теоретических магнитных аномалий, необходимо наделить моделируемые объекты магнитными свойствами. Здесь следует предусмотреть два возможных случая.

Если геологические тела намагничены только современным магнитным полем Земли, то для характеристики магнитных свойств достаточно задаваться лишь модулем вектора намагниченности $\vec{J} = \vec{J}_i$ для каждого из моделируемых геологических тел. В первом приближении для слабомагнитных сред можно полагать, что вектор индуцированной намагниченности $\vec{J}_i$ по направлению практически совпадает с вектором $\vec{T}_0$ нормального поля Земли. А это означает, что необходимые для подстановки в формулы (13) компоненты вектора $\vec{J} = \vec{J}_i$ могут быть вычислены по формулам

$$J_x = J\cos I\cos A ; \quad J_y = -J\cos I\sin A ; \quad J_z = J\sin I .$$

В более общем случае, когда намагниченность $\vec{J} = \vec{J}_i + \vec{J}_n$ слагается из индуцированного $\vec{J}_i$ и остаточного $\vec{J}_n$, все три компоненты J_x, J_y и J_z разложения вектора намагниченности $\vec{J}$ в базовой системе координат должны быть заданы в числе исходных данных.

Рассмотренный в статье алгоритм был запрограммирован на ЭВМ М-222. Автором составлено в общей сложности три целевые программы на языке Алгол в версии транслятора ТА-1М. Одна из них рассчитана была на моделирование системой горизонтальных многоугольных косоусеченных призм. Другой вариант программы привлекал те же призмы, но каждая из них могла ориентироваться в пространстве произвольно и совершенно независимо от других призм. В третьем варианте программы задействованы многогранники самого общего вида.

В качестве примера практического использования программ можно указать на расчет поля ΔT над вскрытыми эрозией пологими антиклинальной и синклинальной складками [4].

В настоящее время по договоренности с производственным объединением „Севзапгеология" программы переводятся на язык Фортран для использования их на ЕС ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Идельсон Н.И. Теория потенциала. М.–Л., изд. ОНТИ, 1936.

2. Кравцов Г.Г. Поле притяжения многогранников переменной плотности. – Зап. ЛГИ, 1978, т. 76.

3. Кравцов Г.Г., Сегалович В.И. Методика подбора геолого–структурных моделей по заданному полю силы тяжести с помощью укрупненных многогранных элементов. – Зап. ЛГИ, 1976, т. 69, вып. 2.

4. Логачев А.А., Захаров В.П. Магниторазведка. Л., Недра, 1979.

5. Нусипов Е. *К вопросу моделирования магнитного поля сложных по форме тел.* – Вопросы нефтяной и рудной геофизики. Межвуз. сборник, вып. 4. Алма-Ата, изд. КазПТИ, 1977.

6. Тарабукина З.С. Определение составляющих магнитного поля для тел произвольной формы и намагничения. – Методика и результаты геофизических исследований Восточной Сибири, Иркутск. изд. ВНИИГеофизика, 1979.

7. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л., Изд-во ЛГУ, 1963. Т. 2.

8. Okabe M. – Geophysics, 1979, vol. 44, N 4.