

ГЕОФИЗИКА

521.14/17:528.21/22

О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ГЛОБАЛЬНЫМИ ГРАВИТАЦИОННЫМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЯМИ ЗЕМЛИ

Н.А. Чуйкова, Н.В. Алахвердова

(ГАИШ)

Исследуется корреляционная зависимость между аномалиями гравитационного (Г) и магнитного (М) полей при наличии общих источников однородной намагниченности. Получены формулы для Г- и М-потенциалов таких источников. Теоретически рассмотрены и рассчитаны на реальных моделях Г- и М-полей Земли следующие варианты: 1) Г- и М-потенциалы создаются однородно намагниченным телом при разных направлениях намагниченности; 2) Г- и М-потенциалы создаются источниками с различной ориентацией магнитного момента, расположенными на сферической поверхности.

Гипотезы происхождения особенностей главного магнитного поля Земли связывают их в основном с конвективными движениями во внешнем ядре Земли. Наличие же таких движений свидетельствует о существовании плотностных неоднородностей во внешнем ядре Земли, что должно отразиться и в гравитационном поле Земли.

Попытки найти связь между особенностями гравитационного и магнитного полей Земли предпринимались рядом исследователей [1-6]. Однако к определенным выводам прийти не удалось. Причина этого, как нам представляется, заключается в следующих обстоятельствах, связанных с природой этих полей.

1) В гравитационное поле Земли вносят значительный вклад неоднородности строения коры и мантии Земли, которые никак не отражаются на главном магнитном поле Земли. Поэтому поиски корреляционных зависимостей между гравитационным и магнитным полями Земли могут не привести к положительным результатам. Прежде чем сравнивать эти поля, необходимо предварительно из наблюдаемого гравитационного поля исключить поле коры и мантийных источников, т.е. решить задачу разделения гравитационных полей.

2) Характер корреляционных связей между гравитационным и магнитным полями зависит от физической природы источников, вызывающих магнитные и гравитационные аномалии. Под магнитными аномалиями мы здесь понимаем отклонение δU потенциала главного магнитного поля Земли от потенциала центрального диполя:

$$\delta U(r, \theta, \lambda) = R \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (1)$$

где R — средний радиус Земли, g_n^m, h_n^m — гармонические коэффициенты магнитного поля,

$P_n^m(\cos \theta) \begin{Bmatrix} \cos m\lambda \\ \sin m\lambda \end{Bmatrix}$ — сферические функции.

Гравитационными аномалиями будем называть отклонение δV внешнего гравитационного потенциала Земли от гравитационного потенциала гидростатически уравновешенного эллипсоида Земли:

$$\delta V(r, \theta, \lambda) = \frac{fM}{a} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \times (C_n^m \cos m\lambda + D_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (2)$$

где a — экваториальный радиус Земли, C_n^m, D_n^m — гармонические коэффициенты неравновесного гравитационного поля.

Гармонические коэффициенты следующим образом выражаются через распределение намагниченности и плотности внутри Земли:

$$\begin{Bmatrix} g_n^m \\ h_n^m \end{Bmatrix} = \frac{K_n^m}{R^2} \int_T \rho_m \left(\frac{r'}{R}\right)^n P_n^m(\cos \theta') \begin{Bmatrix} \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda' \end{Bmatrix} d\tau, \quad (3)$$

$$\begin{Bmatrix} C_n^m \\ D_n^m \end{Bmatrix} = K_n^m \int_T \rho \left(\frac{r'}{a}\right)^n P_n^m(\cos \theta') \begin{Bmatrix} \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda' \end{Bmatrix} d\tau, \quad (4)$$

Здесь $K_n^m = (2 - \delta_{0m}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$. Таким образом, только в случае линейной зависимости между ρ и ρ_m , а следовательно, и линейной зависимости между гармоническими коэффициентами одной степени и одного порядка, можно обнаружить корреляцию между гравитационным и магнитным полями. Однако рассмотрение даже простейшего примера однородного по плотности и по намагниченности шара в системе координат, начало которой совмещено с центром шара, показывает, что такой линейной зависимости нет: $V = (4/3)(f\pi\rho R^3)/r$,

$$U = \frac{R^3}{r^2} \sum_{m=0}^1 (g_1^m \cos m\lambda + h_1^m \sin m\lambda) P_1^m(\cos \theta).$$

Таким образом, однородный шар вносит вклад в нулевую гармонику гравитационного потенциала и в гармоники первой степени магнитного потенциала.

Поле намагниченного тела

Рассмотрим сначала в качестве источника магнитного поля произвольное намагниченное тело или эквивалентную ему систему замкнутых электрических токов. Потенциал такого тела во внешнем пространстве представляется в виде [7, с.38]

$$U(r, \theta, \lambda) = \int_T \left(\mathbf{J} \nabla \left(\frac{1}{l} \right) \right) d\tau, \quad (5)$$

где градиент ∇ берется по координатам элемента тела $d\tau$, l — расстояние между точками наблюдения и $d\tau$.

Если зафиксировать направление вектора намагниченности \mathbf{J} , то (5) можно легко преобразовать к выражению (1). Рассмотрим два варианта.

1) $\mathbf{J} \parallel \mathbf{r}'$, т.е. тело представляется совокупностью элементарных диполей (или контуров тока), направление которых в каждой точке тела совпадает с направлением радиус-вектора. В этом случае получим

$$\left(\mathbf{J} \nabla \left(\frac{1}{l} \right) \right) = J \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{l} \right) = J \sum_{n=0}^{\infty} \frac{nr'^{n-1}}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma),$$

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{r^{n+1}} \int_T J r'^{n-1} P_n(\cos \gamma) d\tau = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta).$$

Здесь

$$\left\{ \begin{matrix} g_n^m \\ h_n^m \end{matrix} \right\} = \frac{n}{R^{n+2}} K_n^m \int_T J r'^{n-1} P_n^m(\cos \theta') \left\{ \begin{matrix} \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda' \end{matrix} \right\} d\tau, \quad (6)$$

$$\frac{1}{l} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r'^n}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma),$$

$$P_n(\cos \gamma) = K_n^m \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta') \cos m(\lambda - \lambda').$$

Сравнивая (6) и (4), мы видим, что только при $J \sim pr'$ получается линейная зависимость между гармониками магнитного и гравитационного потенциалов:

$$\left\{ \begin{matrix} g_n^m \\ h_n^m \end{matrix} \right\} \left(\frac{R}{r} \right)^{n+1} \sim n \left\{ \begin{matrix} C_n^m \\ D_n^m \end{matrix} \right\} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \quad (7)$$

2) $\mathbf{J} \parallel \mathbf{z}$, т.е. тело представляется совокупностью диполей (или кольцевых токов) с осями, параллельными полярной оси $z = r \sin \varphi$. В этом случае получим

$$\left(\mathbf{J} \nabla \left(\frac{1}{l} \right) \right) = J \frac{d}{dz} \frac{1}{l} = J \sum_{n=0}^{\infty} K_n^m r'^n \times$$

$$\times \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta') \cos m(\lambda - \lambda') \frac{d}{dz} \left(\frac{P_n^m(\cos \theta)}{r^{n+1}} \right),$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{P_n^m}{r^{n+1}} \right) = -\frac{n+1}{r^{n+2}} \frac{dr}{dz} P_n^m + \frac{1}{r^{n+1}} \frac{dP_n^m}{dz},$$

$$\frac{dr}{dz} = \frac{z}{r} = \sin \varphi = \cos \theta, \quad \frac{dP_n^m}{dz} = \frac{dP_n^m}{d \sin \varphi} \frac{d}{dz} \left(\frac{z}{r} \right) =$$

$$= \frac{dP_n^m}{d \sin \varphi} \frac{\cos^2 \varphi}{r} = \frac{1}{r} [(n+1) \sin \varphi P_n^m - P_{n+1}^m (n+1-m)],$$

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{R^{n+3}}{r^{n+2}} (g_{n+1}^m \cos m\lambda + h_{n+1}^m \sin m\lambda) P_{n+1}^m(\cos \theta),$$

$$\left\{ \begin{matrix} g_{n+1}^m \\ h_{n+1}^m \end{matrix} \right\} = \frac{(n+1-m) K_n^m}{R^{n+3}} \int J r'^n P_n^m(\cos \theta') \left\{ \begin{matrix} \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda' \end{matrix} \right\} d\tau. \quad (8)$$

Сравнивая (8) и (4), мы видим, что в случае $J \sim \rho$ следует:

$$\left\{ \begin{matrix} g_n^m \\ h_n^m \end{matrix} \right\} \left(\frac{R}{r} \right)^{n+1} \sim (n-m) \left\{ \begin{matrix} C_{n-1}^m \\ D_{n-1}^m \end{matrix} \right\} \left(\frac{a}{r} \right)^n. \quad (9)$$

Если системы диполей (или кольцевых токов) симметричны относительно оси z , то они вносят вклад только в зональные гармоники потенциала. В этом случае условие (9) заменяется условием

$$g_n^0 \left(\frac{R}{r} \right)^{n+1} \sim n C_{n-1}^0 \left(\frac{a}{r} \right)^n. \quad (9')$$

Поле простого слоя

Рассмотрим теперь источники, расположенные на сферической поверхности S' фиксированного радиуса \tilde{r} . В этом случае как магнитное, так и гравитационное поле можно представить в виде потенциала простого слоя, расположенного на сфере: $U = \iint \mu_0 \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{l} \right) ds$ — потенциал магнитного поля, где n — нормаль к S' ; $\mu_0(\theta, \lambda) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta)$ — плотность магнитного момента, которую можно также выразить через силу тока I элементарного контура, расположенного на S' : $\mu_0 = \frac{I}{S'}$, т.е. через токовую функцию; $\left\{ \begin{matrix} a_n^m \\ b_n^m \end{matrix} \right\} = \frac{2n+1}{4\pi} K_n^m \iint \mu_0 P_n^m(\cos \theta') \left\{ \begin{matrix} \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda' \end{matrix} \right\} dS'$.

1) Если все магнитные моменты ориентированы вдоль радиуса \tilde{r} сферы S' , т.е. элементарные контуры тока расположены на сферической поверхности S' , то тогда справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial \tilde{r}}, \quad \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{1}{l} \right) = \sum_{n=0}^{\infty} n \frac{\tilde{r}^{n-1}}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma),$$

$$U = 4\pi \tilde{r}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{2n+1} \frac{\tilde{r}^{n-1}}{r^{n+1}} \times$$

$$\times \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (10)$$

Сравнивая (10) и (1), мы видим, что в этом случае коэффициенты разложения плотности магнитного момента следующим образом выражаются через гармонические коэффициенты магнитного потенциала:

$$\begin{Bmatrix} a_n^m \\ b_n^m \end{Bmatrix}^{(1)} = \frac{2n+1}{4\pi n} \frac{\bar{r}^{n+1}}{R^{n+2}} \begin{Bmatrix} g_n^m \\ h_n^m \end{Bmatrix}. \quad (11)$$

2) Если все магнитные моменты ориентированы параллельно оси z (т.е. контуры тока с центром на S' расположены в плоскостях, перпендикулярных оси z), то получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n} &= \frac{\partial}{\partial z}, \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n K_n^m \frac{P_n^m(\cos \theta)}{r^{n+1}} \cos m(\lambda - \lambda') \times \\ &\times \frac{d}{dz} (\bar{r}^n P_n^m(\cos \theta')), \\ \cos \theta' &= \sin \varphi', \\ \frac{d}{dz} (\bar{r}^n P_n^m(\sin \varphi')) &= n \bar{r}^{n-1} \frac{d\bar{r}}{dz} P_n^m + \bar{r}^n \frac{dP_n^m}{dz} = \\ &= \bar{r}^{n-1} \left[n \sin \varphi' P_n^m + \cos^2 \varphi' \frac{dP_n^m}{d \sin \varphi'} \right] = \\ &= \bar{r}^{n-1} (n+m) P_{n-1}^m(\sin \varphi'), \\ U &= 4\pi \bar{r}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{n+m}{2n+1} \frac{\bar{r}^{n-1}}{r^{n+1}} \times \\ &\times (a_{n-1}^m \cos m\lambda + b_{n-1}^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (12) \end{aligned}$$

Сравнивая (12) и (1), для коэффициентов разложения плотности магнитного момента получаем

$$\begin{Bmatrix} a_n^m \\ b_n^m \end{Bmatrix}^{(2)} = \frac{2n+3}{4\pi(n+1+m)} \frac{R^{n+3}}{\bar{r}^{n+2}} \begin{Bmatrix} g_{n+1}^m \\ h_{n+1}^m \end{Bmatrix}. \quad (13)$$

3) Для гравитационного потенциала простого слоя плотности $\sigma = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta)$ справедливо выражение [8, с.260]

$$\begin{aligned} U &= 4\pi f \bar{r}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \frac{\bar{r}^n}{r^{n+1}} \times \\ &\times \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (14) \end{aligned}$$

Сравнивая (14) и (2), получаем для коэффициентов разложения плотности простого слоя:

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} a_n^m \\ b_n^m \end{Bmatrix}^{(3)} &= \frac{2n+1}{4\pi} \frac{a^n}{\bar{r}^{n+2}} M \begin{Bmatrix} C_n^m \\ D_n^m \end{Bmatrix} = \\ &= \frac{2n+1}{3} \frac{\bar{\sigma} R^3 a^n}{\bar{r}^{n+2}} \begin{Bmatrix} C_n^m \\ D_n^m \end{Bmatrix}, \quad (15) \end{aligned}$$

где $\bar{\sigma}$ — средняя плотность Земли.

Таким образом, если $\mu_0 \parallel \bar{r}$, то из соответствия $\sigma \sim \mu_0$ следует корреляция между коэффициентами (11) и (15); а если $\mu_0 \parallel z$, то из соответствия $\sigma \sim \mu_0$ следует корреляция между коэффициентами (13) и (15). Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что можно найти линейную зависимость между гармоническими коэффициентами гравитационного и магнитного потенциалов, а следовательно, можно обнаружить и корреляцию между этими полями только в случае, когда намагниченность всех источников имеет одинаковую направленность.

Статистические характеристики корреляционной зависимости между гравитационным и магнитным полями

Для всех выше рассмотренных случаев линейной зависимости между гармониками магнитного и гравитационного потенциалов нами была предпринята попытка найти корреляционную зависимость между аномальными потенциалами полей Земли. Для этого были вычислены взаимная корреляционная функция, степенные коэффициенты взаимной корреляции и общий коэффициент корреляции по следующим формулам:

$$\begin{aligned} K(x) &= \frac{\sum_{n=2}^{10} (D_\nu)_n P_n(\cos x)}{\sqrt{\sum_{n=2}^{10} (D_m)_n} \cdot \sqrt{\sum_{n=2}^{10} (D_g)_n}}, \\ K_n &= \frac{(D_\nu)_n}{\sqrt{(D_m)_n} \cdot \sqrt{(D_g)_n}}, \\ K &= \frac{\sum_{n=2}^{10} (D_\nu)_n}{\sqrt{\sum_{n=2}^{10} (D_m)_n} \cdot \sqrt{\sum_{n=2}^{10} (D_g)_n}}, \end{aligned}$$

где $(D_\nu)_n = \sum_{m=0}^n C_{nm} g_{nm} + D_{nm} h_{nm}$, $(D_m)_n = \sum_{m=0}^n g_{nm}^2 + h_{nm}^2$, $(D_g)_n = \sum_{m=0}^n C_{nm}^2 + D_{nm}^2$, а гармонические коэффициенты g_{nm} , h_{nm} , C_{nm} , D_{nm} определяются соотношениями (7), (9), (9'), (11) и (15), (13) и (15). Для гармонических коэффициентов магнитного поля использована модель IGRF [9], для коэффициентов гравитационного поля Земли — модель ПЗ-90 [10]; x — угловое расстояние.

Чтобы проследить, как меняется взаимная корреляционная функция в зависимости от направления, мы вычислили взаимные корреляционные функции гравитационного и магнитного полей по широте и по долготе:

$$K_f(x) = \frac{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{\nu\varphi})_n P_n(\cos x)}{\sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{m\varphi})_n} \cdot \sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{g\varphi})_n}}$$

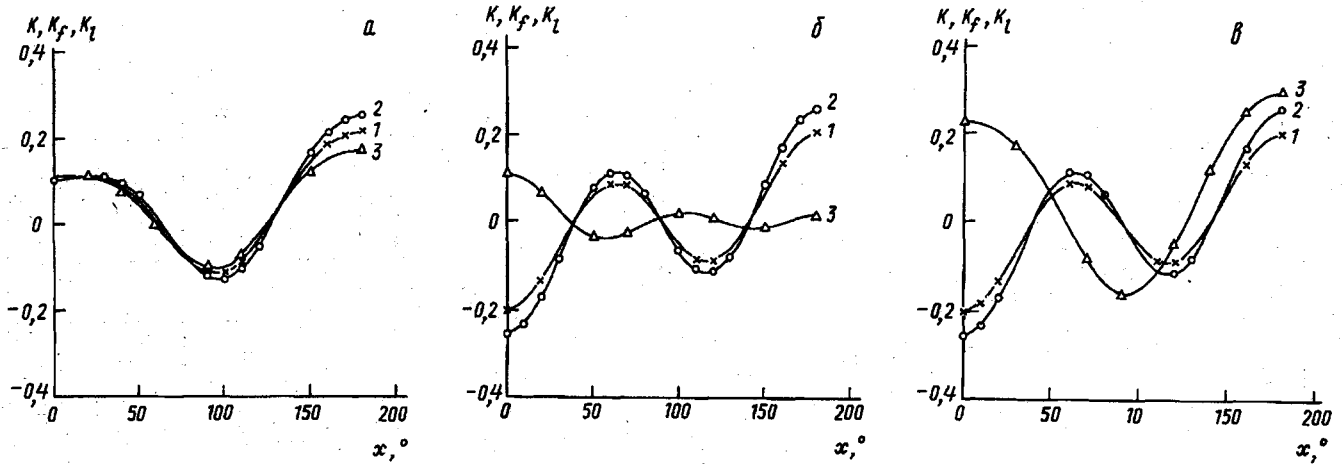


Рис.1. Взаимная корреляционная функция гравитационного и магнитного полей для случая поля намагниченного тела (тело представляется совокупностью элементарных диполей (или контуров тока)): а — при $\mathbf{J} \parallel \mathbf{r}'$, б — при $\mathbf{J} \parallel \mathbf{z}$, в — при $\mathbf{J} \parallel \mathbf{z}$, причем диполи (или кольцевые токи) симметричны относительно оси \mathbf{z} (1 — общая, 2 — по широте, 3 — по долготе)

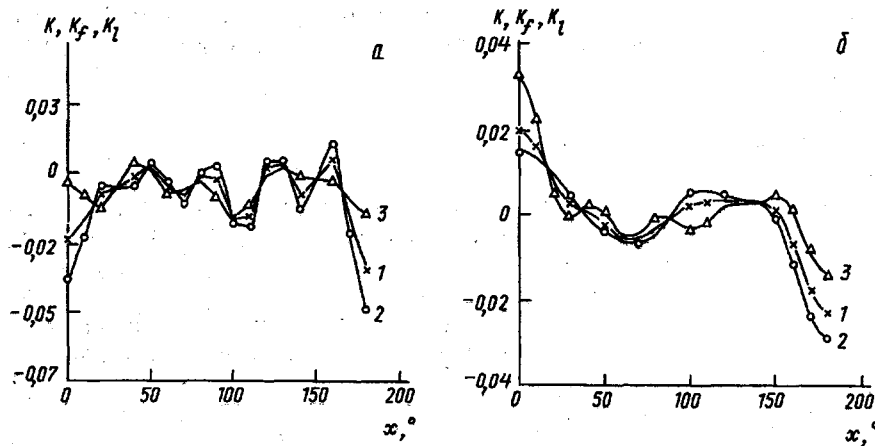


Рис.2. Взаимная корреляционная функция гравитационного и магнитного полей для случая поля простого слоя: а — при $\mu_0 \parallel \mathbf{r}'$ (элементарные контуры тока расположены на сферической поверхности S'), б — при $\mu_0 \parallel \mathbf{z}$ (контуры тока с центром на сфере S' расположены в плоскостях, перпендикулярных оси \mathbf{z}) (1 — общая, 2 — по широте, 3 — по долготе)

$$K_l(x) = \frac{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{\nu\lambda})_n P_n(\cos x)}{\sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{m\lambda})_n} \sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{g\lambda})_n}}$$

где

$$(D_{\nu\varphi})_n = \sum_{m=0}^n n_f D_{\nu}$$

$$(D_{\nu\lambda})_n = \sum_{m=0}^n n_l D_{\nu}$$

$$(D_{m\varphi})_n = \sum_{m=0}^n n_f D_m$$

$$(D_{m\lambda})_n = \sum_{m=0}^n n_l D_m$$

$$(D_{g\varphi})_n = \sum_{m=0}^n n_f D_g$$

$$(D_{g\lambda})_n = \sum_{m=0}^n n_l D_g$$

$$D_{\nu} = C_{nm} g_{nm} + D_{nm} h_{nm},$$

$$D_m = g_{nm}^2 + h_{nm}^2, D_g = C_{nm}^2 + D_{nm}^2,$$

$$n_f = (n(n+1)) - (n+0,5)m, n_l = (n+0,5)m, n_n = \frac{1}{n(n+1)}.$$

Степенные коэффициенты взаимной корреляции по широте и по долготе:

$$K_{n\varphi} = \frac{(D_{\nu\varphi})_n}{\sqrt{(D_{m\varphi})_n} \sqrt{(D_{g\varphi})_n}},$$

$$K_{n\lambda} = \frac{(D_{\nu\lambda})_n}{\sqrt{(D_{m\lambda})_n} \sqrt{(D_{g\lambda})_n}}.$$

Общие коэффициенты корреляции по широте и долготе:

$$K_{\varphi} = \frac{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{\nu\varphi})_n}{\sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{m\varphi})_n} \sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{g\varphi})_n}}$$

Таблица 1

n	K_n	$K_{n\varphi}$	$K_{n\lambda}$	K_n	$K_{n\varphi}$	$K_{n\lambda}$	K_n	$K_{n\varphi}$	$K_{n\lambda}$	K_n	$K_{n\varphi}$	$K_{n\lambda}$	K_n	$K_{n\varphi}$	$K_{n\lambda}$
	по (7)			по (9)			по (9')			по (11) и (15)			по (13) и (15)		
2	0,54	0,59	0,50	0,44	0,56	0,06	0,55	0,59	0,50	0,38	0,31	0,50	0,19	-0,07	0,47
3	-0,23	-0,29	-0,15	-0,43	-0,53	0,28	-0,43	-0,53	-0,15	-0,23	-0,29	-0,15	0,59	0,72	0,41
4	-0,54	-0,49	-0,71	0,56	0,57	0,54	-0,61	-0,60	-0,71	-0,52	-0,45	-0,71	-0,06	-0,12	0,04
5	0,18	0,22	0,15	-0,35	-0,46	-0,06	-0,26	-0,37	0,15	0,18	0,22	0,15	0,24	0,24	0,25
6	-0,18	-0,32	-0,08	0,22	0,21	0,23	-0,06	-0,05	-0,08	-0,18	-0,32	-0,08	-0,11	-0,16	-0,05
7	-0,20	-0,20	-0,25	-0,09	-0,12	-0,01	-0,58	-0,64	-0,25	-0,20	-0,20	-0,25	0,17	0,19	0,12
8	0,17	0,21	0,14	0,15	0,21	0,05	0,42	0,56	0,14	0,17	0,21	0,14	0,02	-0,04	0,08
9	0,18	0,22	0,14	-0,07	-0,11	0,00	0,23	0,26	0,14	0,18	0,22	0,14	0,05	-0,02	0,12
10	-0,22	-0,40	-0,01	0,02	-0,07	0,15	-0,28	-0,46	-0,01	-0,22	-0,40	-0,01	0,05	-0,02	0,12

$$K_\lambda = \frac{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{\nu\lambda})_n}{\sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{m\lambda})_n} \cdot \sqrt{\sum_{n=2}^{10} n_n (D_{g\lambda})_n}}$$

По результатам, представленным в табл. 1,2 (содержащих степенные и общие коэффициенты корреляции) и на рис. 1,2 (представляющих взаимные корреляционные функции), никаких однозначных выводов сделать нельзя. В рассмотренных случаях не наблюдается отчетливой корреляционной зависимости между гравитационным и магнитным полями. Как видно из таблиц, нет также значимой корреляции для источников разной протяженности (определяемой номером n), к тому же степенные коэффициенты корреляции имеют разные знаки, что приводит к почти нулевому общему коэффициенту корреляции. Из анализа взаимных корреляционных функций можно сделать заключение о том, что при повороте одного поля относительно другого нет увеличения корреляции между глобальными аномальными гравитационным и магнитным полями Земли. Полученный результат не соответствует выводу, сделанному в работе [4] при помощи другого метода.

Таблица 2

Варианты	K	K_φ	K_λ
по (7)	0,10	0,10	0,11
по (9)	-0,20	-0,26	0,11
по (9')	-0,20	-0,26	0,23
по (11) и (15)	-0,02	-0,03	0,00
по (13) и (15)	0,02	0,01	0,03

Численные результаты данной работы подтверждают сделанные в начале статьи теоретические заключения о том, что нельзя искать общую корреляцию между аномальными полями, как это делалось многими исследователями [1–6], а необходим поиск конкретных общих источников аномалий гравитационного и магнитного полей.

В следующей нашей работе будут представлены оригинальная методика и результаты поиска общих источ-

ников аномалий гравитационного и магнитного полей и определения их параметров с учетом вклада приповерхностных структур в гравитационное поле.

Работа велась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 94-05-16784.

Литература

1. Почтарев В.И. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Вып. 27. Л., 1973. С. 42.
2. Луговенко В.Н. О разделении геомагнитного поля на аномальную и нормальную составляющие. М., 1969.
3. Tan-wen Wang // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1986. 44. P. 319.
4. Hide R., Maline S. // Nature. 1970. 225. P. 5233.
5. Жижимов О.Л. // 4-й Всесоюз. съезд по геомагнетизму: "Магнитные и электрические поля твердой Земли". Суздаль, 1991. С. 13.
6. Почтарев В.И. Нормальное магнитное поле Земли. М., 1984.
7. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л., 1978.
8. Дубошин Г.Н. Теория притяжения. М., 1961.
9. Peddie N.W. // J. Geomagn. and Geoelectric. 1981. 33. P. 607.
10. Бойков В.П., Демьянов Т.П., Галазин В.Ф. // Геодезия и картография. 1992. 4. С.4.

Поступила в редакцию
20.05.96