УДК 550.3

УЧЕТ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ В АНАЛИЗЕ ПОЛЯРНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ

Н.А.Чуйкова, С.А.Казарян, С.Л.Пасынок

(ГАИШ)

Задача решалась в постановке Шлихтера–Буссе с учетом сил, вызванных притяжением несимметричной оболочки Земли и наличием магнитного момента у внутреннего ядра. Внутренние гравитационный и магнитный потенциалы моделировались в виде потенциалов простого слоя, расположенного на сферической поверхности внешнего ядра. Рассматривались две модели гравитационного потенциала. Первая из них строилась на основе внешнего гравитационного поля Земли, вторая – на основе сейсмических данных. Оказалось, что выбор модели мало влияет на частоту возможных колебаний внутреннего ядра и значительно влияет на смещение ядра Земли.

Введение

Целью настоящей работы является оценка возможного смещения внутреннего ядра Земли и периода его свободных колебаний в поле тяготения твердой несимметричной оболочки Земли и жидкого внешнего ядра. Влияние других возможных сил, действующих на ядро, как-то: кориолисовых сил и сил Лоренца, сильно зависит от параметров магнитного поля внутреннего ядра и от физических характеристик ядра Земли. Об этих характеристиках нам практически ничего не известно, а применение различных научно обоснованных гипотез приводит к варьированию их в очень больших пределах. Поэтому мы выбрали такую модель возможного движения внутреннего ядра, в которой воздействие сил Кориолиса и Лоренца практически сводится к нулю. Этой цели отвечает движение ядра вдоль оси вращения Земли (полярной оси).

Будем исследовать движение твердого ядра Земли вдоль оси вращения в следующей модели. Внутреннее ядро будем считать однородным и сферическим с плотностью σ_i, массой m_i и радиусом r_i. Оно погружено в однородное жидкое ядро с плотностью σ_e, массой r_e, ограниченное сферической границей радиуса r_e. Будем рассматривать такие медленные движения твердого ядра, что для вычисления распределения давления в жидком ядре в каждый момент времени можно пользоваться уравнением гидростатического равновесия. Ось вращения совместим с осью Oz прямоугольной декартовой системы координат с началом в центре Земли и осями, жестко связанными с ней. Уравнение движения твердого ядра представим в виде

$$d^2z/dt^2=\sum_j F_z^{(j)}/m_i \ ,$$

где $F_z^{(j)}$ – z-компонента j-й силы, действующей на ядро. В настоящей задаче это силы давления и гравитации.

Внутреннее гравитационное поле Земли

Внутренний гравитационный потенциал Земли можно представить как сумму двух потенциалов: $U_0+\Delta U$, где U_0– потенциал гидростатически уравновешенной Земли, ΔU – неравновесный (аномальный) потенциал, обусловленный оболочкой Земли.

Если центр масс ядра совпадает с центром масс гидростатически уравновешенной Земли, то

$$F_z^{(0)}=\partial U_0/\partial z=0. \qquad (1)$$

Силу $F_z^{(0)}$, возникающую при смещении внутреннего ядра, легко получить как разность силы притяжения точки с массой m_i и координатами $(0,0,z)$ жидким шаром радиуса $(r_i+|z|)$ с центром в начале координат и силы притяжения ее же жидким шаром радиуса r_i, центр которого совпадает с данной точкой:

$$F_z^{(0)}= -(4/3)\pi G\sigma_e z m_i\,. \qquad (2)$$

Здесь G – постоянная тяготения, z – смещение ядра, σ_e– плотность внешнего ядра вблизи границы с внутренним ядром (σ_e=const в нашей модели).

Неравновесный потенциал ΔU оболочки моделировался нами в виде суммы потенциалов простых слоев, расположенных на основных плотностных сферических границах разделов внутри Земли, известных из сейсмических наблюдений ($\Delta U=\sum\Delta U_i$). Потенциал каждого такого простого слоя во внешнем пространстве представляется в виде разложения по шаровым функциям вида

$$\Delta U=\frac{GM}{r}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^n(C_{nm}\cos m\lambda + D_{nm}\cos m\lambda)\,P_n^m\cos\theta), \qquad (3)$$

где a – большая полуось земного эллипсоида, M – масса Земли, λ – географическая долгота, θ – полярное расстояние, а C_{nm} и D_{nm} – коэффициенты Гаусса. Во внутренней области имеем

$$\Delta U=\frac{1}{r_j}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{r_j}\right)^n(S_{nm}\cos m\lambda + T_{nm}\sin m\lambda)\,P_n^m\cos\theta), \qquad (4)$$

где r_j – радиус границы раздела. В силу непрерывности ΔU при $r = r_j$ имеют место тождества

$$\begin{Bmatrix} S_{nm} \\ T_{nm} \end{Bmatrix} = GM\left(\frac{a}{r_j}\right)^n \begin{Bmatrix} C_{nm} \\ D_{nm} \end{Bmatrix}. \tag{5}$$

Таким образом, задача определения внутреннего неравновесного потенциала сводится к задаче разделения внешнего аномального потенциала ΔU на сумму потенциалов простых слоев. Решение этой задачи неоднозначно, поэтому нами было рассмотрено несколько возможных вариантов.

1. $\Delta U = U_{c-m} + U^1_{(k)}$, где потенциал U_{c-m} обусловлен вариациями границы ядро–мантия, $U^1_{(k)}$ – потенциал масс изостатически компенсированного рельефа Земли.

Если принять схему компенсации по Эри–Хейсканену, т.е. исходить из принципа баланса масс рельефа и компенсирующих масс, то получим

$$\begin{Bmatrix} C^{(1)}_{nm} \\ D^{(1)}_{nm} \end{Bmatrix} = \frac{3}{2n+1}\left(\frac{R}{a}\right)^n \frac{\sigma_1}{\bar{\sigma} R}\left[1-\left(\frac{r_1}{R}\right)^{n+2}\right]\begin{Bmatrix} A^{(1)}_{nm} \\ B^{(1)}_{nm} \end{Bmatrix}. \tag{6}$$

Здесь $A^{(1)}_{nm}$, $B^{(1)}_{nm}$ — коэффициенты разложения по сферическим функциям высот рельефа относительно принятой поверхности гидростатически уравновешенного эллипсоида Земли

$$H(\varphi,\lambda) = \Delta R + \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(A^{(1)}_{nm}\cos m\lambda + \right.$$
$$\left. + B^{(1)}_{nm}\sin m\lambda\right) P^m_n(\cos\theta),$$

$R = R_0 + \Delta R$ - средний радиус поверхности рельефа, R_0 – средний радиус поверхности гидростатически уравновешенного эллипсоида Земли, $r_1 = R_0 - d_1$, d_1 – средняя глубина компенсации, σ_1 – средняя плотность масс рельефа, $\bar{\sigma}$ – средняя плотность Земли. Тогда для коэффициентов разложения остаточного поля имеем

$$\begin{Bmatrix} C_{nm} \\ D_{nm} \end{Bmatrix}_{c-m} = \begin{Bmatrix} \Delta C_{nm} \\ \Delta D_{nm} \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} C^{(1)}_{nm} \\ D^{(1)}_{nm} \end{Bmatrix}, \tag{7}$$

где $\Delta C_{2k,0} = C_{2k,0} - C^{(0)}_{2k,0}$, $\Delta C_{2k+1,0} = C_{2k+1,0}$, $\Delta C_{mn} = C_{nm}$, $\Delta D_{mn} = D_{nm}$. Здесь C_{mn}, D_{nm} – стоксовы постоянные всей Земли, известные, например, по спутниковым данным [1], $C^{(0)}_{2k,0}$ – гармонические коэффициенты гравитационного поля гидростатически уравновешенной Земли.

2. $\Delta U = U_{c-m} + U^1 + U^2$, где U^1 – потенциал масс эквивалентного (т.е. однородного по плотности) рельефа, U^2 – потенциал масс, обусловленных геометрией границы Мохоровичича. Коэффициенты разложения остаточного поля

$$\begin{Bmatrix} C^{(1)+(2)}_{nm} \\ D^{(1)+(2)}_{nm} \end{Bmatrix} = \frac{3}{2n+1}\left(\frac{R}{a}\right)^n \frac{\sigma_1}{\bar{\sigma} R}\left[\begin{Bmatrix} A^{(1)}_{nm} \\ B^{(1)}_{nm} \end{Bmatrix} - \right.$$
$$\left. - \frac{\Delta\sigma_M}{\sigma_1}\left(\frac{r_1}{R}\right)^{n+2}\begin{Bmatrix} A^{(2)}_{nm} \\ B^{(2)}_{nm} \end{Bmatrix}\right]. \tag{8}$$

Здесь $\Delta\sigma_M$ – скачок плотности на границе Мохоровичича, $A^{(2)}_{nm}$, $B^{(2)}_{nm}$ – коэффициенты разложения по сферическим функциям глубин поверхности Мохоровичича.

3. $\Delta U = U_{c-m} + U^1 + U^2 + U^3$, где U^3 – потенциал масс, обусловленных плотностными неоднородностями на глубине d_2=660 км.

Если принять, что на глубине d_2 осуществляется компенсация вышерасположенных масс путем выравнивания давления, то получим

$$\begin{Bmatrix} C^{(1)+(2)+(3)}_{nm} \\ D^{(1)+(2)+(3)}_{nm} \end{Bmatrix} = \frac{3}{2n+1}\left(\frac{R}{a}\right)^n \frac{\sigma_1}{\bar{\sigma} R}\left[\begin{Bmatrix} A^{(1)}_{nm} \\ B^{(1)}_{nm} \end{Bmatrix}\left(1-\frac{r_2}{R}\right)^{n+2} - \right.$$
$$\left. - \frac{\Delta\sigma}{\sigma_1}\left(\frac{r_1}{R}\right)^{n+2}\begin{Bmatrix} A^{(2)}_{nm} \\ B^{(2)}_{nm} \end{Bmatrix}\right], \tag{9}$$

где $r_2 = R_0 - d_2$.

4. $\Delta U = U_{c-m}$, где потенциал U_{c-m} обусловлен вариацией границы ядро–мантия, известной по сейсмическим данным [2]. Коэффициенты разложения остаточного поля

$$\begin{Bmatrix} C_{nm} \\ D_{nm} \end{Bmatrix}_{c-m} = \frac{4\pi r_e^{n+2}\Delta\sigma_{c-m}}{Ma^n(2n+1)}\begin{Bmatrix} A_{nm} \\ B_{nm} \end{Bmatrix}_{c-m}. \tag{10}$$

Здесь $\Delta\sigma_{c-m}$ – скачок плотности на границе ядро–мантия, A_{nm}, B_{nm} – коэффициенты разложения по сферическим функциям вариации границы.

Чтобы определить силу $F_z^{(j)}$, соответствующую представленным выше потенциалам, рассмотрим следующую производную:

$$\partial(r^n P_n^m(\cos(\theta)))/\partial z =$$
$$= nr^{n-2} z P_n^m(z/r) + r^{n-1}(1-z/r)^2 \partial P_n^m(x)/\partial x\,|_{x=z/r}\,.$$

Так как исследуется движение твердого ядра вдоль оси Oz, то, полагая здесь $z = r$, получим $\partial(r^n P_n^m(z/r))/\partial z\,|_{z=r} = nz^{n-1}P_n^m(1)$, откуда

$$F_z^{(j)} = m_i\frac{\partial\Delta U}{\partial z} = GMm_i\sum_j\frac{1}{r_j^2}\sum_{n=1}^{\infty}n\left(\frac{a}{r_j}\right)^n\left(\frac{z}{r_j}\right)^{n-1}C^{(j)}_{n0}. \tag{11}$$

Гидростатическое давление

Рассмотрим такие движения внутреннего ядра, при которых можно приближенно считать, что в каждый момент выполнены условия гидростатического равновесия. Начало системы координат в этом случае удобно совместить с центром твердого ядра, находящимся в точке $z = -d$ в старой системе координат. Тогда силовая функция в расчете на единицу массы

$$U = U_1 + U_2 + \Delta U, \tag{12}$$

где U_1 – силовая функция жидкого шара радиуса $|r'-a|$ с центром в точке $z'=d$; U_2 – силовая функция шара с плотностью $\sigma_i-\sigma_e$ с центром в точке $r'=0$ и радиусом r_i. В этом случае $r'-a=(\rho'\cos\varphi', \rho'\sin\varphi', z'-d)$, откуда

$$U_1=-(2/3)\pi G\,\sigma_e(\rho'^2+z'^2+d^2-2dz'). \qquad (13)$$

Так как σ_e в нашей модели постоянна, то уравнение гидростатического равновесия $\nabla p=\sigma_e\nabla U$ дает

$$p=U\sigma_e+p_0, \qquad (14)$$

где p – изотропное давление, а p_0 – постоянная интегрирования. Составляющая силы Архимеда, действующей на твердое ядро вдоль оси Oz, равна

$$F_z^{(A)}=-\int_V\nabla_{z'}p\,dV=-\oint_S pn_{z'}dS=$$
$$=-\oint_S\sigma_e Un_{z'}dS+C, \qquad (15)$$

где V – объем твердого ядра, S – его площадь, $n_{z'}$ – z-компонента единичного вектора, перпендикулярного к поверхности твердого ядра, а C – постоянная интегрирования, определяемая условием

$$F_z^{(A)}=0 \quad \text{при} \quad d=0. \qquad (16)$$

В сферических координатах (r',φ',θ') имеем

$$\int_0^\pi\cos\theta'\sin\theta'd\theta'=0,\ \int_0^\pi\cos^2\theta'\sin\theta'd\theta'=2/3,\ \int_0^{2\pi}d\varphi'=2\pi,$$

$n_{z'}=\cos\theta'$, и $z'=r_i\cos\theta'$, $dS=r_i^2\sin\theta'$ на поверхности твердого ядра. (17)

Используя (17), получим

$$-\oint_S\sigma_e(U_1+U_2)n_{z'}dS=-(2\pi G/3)\,\sigma_e^2(2r_id)\cdot 2/3=$$
$$=-16\pi^2G\sigma_e^2r_i^3d/9+C_1, \qquad (18)$$

где C_1 – постоянная.

Обозначим через z' z-координату, через r' – модуль радиус-вектора точки в старой системе координат. Тогда

$$-\oint_S\sigma_e\Delta Un_{z'}dS=$$
$$=-\frac{2\pi\sigma_e r_i^2}{r_e}\sum_{n=1}\frac{A_{n0}}{r_e^n}\int_0^\pi r^nP_n(\cos\theta)\cos\theta'\sin\theta'\,d\theta'. \qquad (19)$$

Заметив, что $r\cos\theta'=z'-d$, и учитывая (17), получим

$$\int_0^\pi rP_1(\cos\theta)\cos\theta'\sin\theta'd\theta'=C_2, \qquad (20)$$

где C_2 – некоторая постоянная. Далее,

$$\int_0^\pi r^2P_2(\cos\theta)\cos\theta'\sin\theta'\,d\theta'=-4dr_i/3,$$

$$\int_0^\pi r^3P_3(\cos\theta)\cos\theta'\sin\theta'\,d\theta'=2d^2r.$$

Подставляя (20) и (21) в (19), получим

$$-\oint_S\sigma_e\Delta Un_{z'}dS=m_i\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\left(\frac{2A_{20}d}{r_e^3}-\frac{3A_{30}d^2}{r_e^4}\right)+C_3 \qquad (22)$$

с нужной точностью. (Сохраняем члены до z^2 включительно.) Теперь, подставляя (18) и (22) в (15) и учитывая (16), получим

$$F_z^{(A)}=m_i\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\left[\left(\frac{4}{3}\pi G\sigma_e-\frac{2A_{20}}{r_e^3}\right)z-\frac{3A_{30}}{r_e^4}z^2\right]. \qquad (23)$$

Учет силы Лэмба

Следуя [1,2], учтем также гидродинамическую силу

$$F_z^{(L)}=-m_i\frac{d^2z}{dt^2}\left(\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\right)\alpha_p, \qquad (24)$$

где α_p – коэффициент, зависящий от внутреннего строения ядра Земли.

Внутреннее магнитное поле

Пусть твердое ядро обладает магнитным моментом μ. Тогда сила, действующая на него со стороны магнитного поля, равна [3]

$$F_z^{(M)}=(\mu\nabla)B_z, \qquad (25)$$

где ∇ – набла-оператор, а B_z – z-компонента напряженности внешнего магнитного поля. Вне пространства, занятого токами, создающими поле, $\mathbf{B}$ представимо в виде $\mathbf{B}=-\nabla\Phi$, где Φ – магнитный потенциал. Во внешнем пространстве он представляется в виде

$$\Phi=a\sum_{n=0}^\infty\sum_{m=0}^n\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}(g_{nm}\cos m\lambda+$$
$$+h_{nm}\sin m\lambda)P_n^{(m)}(\cos\theta),$$

где g_{nm} и h_{nm} – коэффициенты Гаусса. Во внутренней области Φ представим в виде

$$\Phi=\frac{1}{r_e}\sum_{n=1}^\infty\sum_{m=0}^n\left(\frac{r}{r_e}\right)^n(a_{nm}\cos m\lambda+b_{nm}\sin m\lambda)P_n^{(m)}(\cos\theta).$$

Будем считать, что Φ порождено простым слоем, расположенным на сферической границе ядро-мантия $r=r_e$. Тогда из условия непрерывности Φ на этой границе получим

$$a_{nm}=a^{n+2}\cdot g_{nm}/r_e^n. \qquad (26)$$

Вычисление по (25) приводит к результату

$$\frac{F_z^{(M)}}{m_i}=-\frac{\mu_z}{r_em_i}\sum_{n=2}^\infty\frac{n(n-2)a_{no}z^{n-2}}{r_e^n},$$

где учтено, что $r=z$ для колебаний вдоль полярной оси. Используя связь (26) и ограничиваясь членами до z^2 включительно, получим

$$\frac{F_z^{(M)}}{m_i}=-\frac{2\mu_z}{r_em_i}\left(\frac{a^4g_{20}}{r_e^4}+\frac{3a^5g_{30}z}{r_e^6}+\frac{6a^6g_{40}z^2}{r_e^8}\right). \qquad (27)$$

Движение твердого ядра

Подставляя (23),(2),(11),(24) и (27) в (1) и учитывая, что основные силы, действующие на ядро, обусловлены влиянием границы ядро-мантия, получим

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\omega^2 y + A(y+z_0)^2, \qquad (28)$$

где

$$\omega^2 = \left[\left(\frac{4}{3}\pi G\sigma_e - \frac{2GMa^2C_{20}}{r_e^5}\right)\left(1-\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{6\mu_z a^5 g_{30}}{r_e^5 m_i}\right]\cdot\left(1+\alpha_p\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\right)^{-1},$$

$$z_0 = \left(\frac{GMaC_{10}}{r_e^3} - \frac{2\mu_z a^4 g_{20}}{r_e^5 m_i}\right)\cdot\left(1+\alpha_p\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\right)^{-1}\omega^{-2},$$

$$A = \left(\frac{3GMa^3C_{30}}{r_e^7}\left(1-\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{12\mu_z a^6 g_{40}}{r_e^9 m_i}\right)\cdot\left(1+\alpha_p\frac{\sigma_e}{\sigma_i}\right)^{-1}, \quad y = z - z_0. \qquad (29)$$

Положим, как это принято, $y = B\cos(\omega t+\phi)$, $dy/dt = -B\omega\sin(\omega t+\phi)$, где B и ϕ – искомые функции, и подставим эти выражения в (24). Требуя обращения в нуль определителя полученной системы, получим систему уравнений для определения искомых функций B и ϕ. Проведя переобозначения

$$\Omega = \omega - \frac{Az_0}{\omega}, \quad \varphi = \phi + \frac{Az_0}{\omega}t \qquad (30)$$

и применив тригонометрические формулы, найдем

$$z = B\cos(\Omega t+\varphi) + z_0, \qquad (31)$$

где медленно меняющиеся функции B и φ определяются дифференциальными уравнениями

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{A}{B\omega}\left\{z_0B + \left(\frac{B^2}{4}+z_0^2\right)\cos\Psi - \right.$$

$$\left. - z_0B\cos 2\Psi - \frac{B^2}{4}\cos 3\Psi\right\},$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{A}{\omega}\left\{\left(\frac{3B^2}{4}+z_0^2\right)\sin\Psi + z_0B\sin 2\Psi - \frac{B^2}{4}\sin 3\Psi\right\},$$

$$\Psi = \Omega t + \varphi. \qquad (32)$$

Количественные результаты

Для количественных оценок были приняты следующие значения постоянных: a=6,378·10^6 м, GM= =398603·10^9 м^3/с^2, R_0=6,37103·10^6 м, G=6,6742·10^{-11} м^3/кг·с^2, $\bar{\sigma}$=5,517·10^3 кг/м^3, σ_1=2,07·10^3 кг/м^3, r_e= =3,4774·10^6 м, r_i=1,2215·10^6 м, $\Delta\sigma=\sigma_e-\sigma_{\mathrm{mantle}}$=4337 кг/м^3 [4], ΔR=–1,48 км, d=22,37 км, $\Delta\sigma_M$=0,34·10^3 кг/м^3 [5].

Стоксовы постоянные были взяты согласно GEM-T3 [6]. Для модели гидростатически уравновешенной Земли использовались следующие параметры: $C_{20}=-1072{,}1\cdot10^{-6}/\sqrt{5}=-4{,}7946\cdot10^{-4}$, $C_{40}=2{,}915\cdot10^{-6}/\sqrt{9}=7{,}7267\cdot10^{-7}$.

Для коэффициентов Гаусса магнитного потенциала были взяты значения [3]:
g_{20}=–122,91 · 10^{-4} ед.СГС, g_{30}= 110,37 · 10^{-4} ед.СГС, g_{40}=96,36 · 10^{-4} ед.СГС.

Оказалось, что при сделанных предположениях относительно магнитного поля величина магнитного момента твердого ядра должна в миллионы раз превышать величину магнитного момента Земли, чтобы оказать заметное влияние на результаты. Поэтому этот эффект решено было не учитывать. Коэффициент α_p в силу его неопределенности был принят равным нулю. Малая величина постоянной A ($A \cong 10^{-6}$ м$^{-1}$с$^{-1}$) позволяет не учитывать ее.

Коэффициент $C_{n0}^{(c-m)}$ и полученные результаты для различных вариантов 1÷4 приведены в таблице. Из сравнения данных таблицы можно заключить, что модель внешней оболочки мало влияет на период колебаний внутреннего ядра Земли T и влияет лишь на величину смещения положения равновесия внутреннего ядра. Отметим также, что полученные нами коэффициенты C_{10} для 2-го и 3-го вариантов хорошо коррелируют с сейсмическими данными [4], а коэффициенты C_{20}, характеризующие сжатие внешнего ядра для 1-го и 3-го вариантов, как наиболее вероятных, коррелируют с результатами, полученными в работе [7] на основе анализа томографии Земли.

Параметры	1	2	3	4
C_{10}	–0,320·10^{-6}	0,245·10^{-5}	0,434·10^{-6}	0,682·10^{-5}
C_{20}	–0,487·10^{-5}	0,207·10^{-5}	–0,247·10^{-5}	0,918·10^{-6}
C_{30}	0,100·10^{-5}	0,259·10^{-5}	0,166·10^{-5}	–0,664·10^{-6}
z_0, м	–212,72	932,69	164,938	2596,92
ω, с$^{-1}$	3,989·10^{-4}	3,987·10^{-4}	3,988·10^{-4}	3,987·10^{-4}
T	4 ч 22 мин 30 с	4 ч 22 мин 41 с	4 ч 22 мин 34 с	4 ч 23 мин 01 с

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

Литература

1. *Busse F.H.*// J. Geophys. Res. 1974. **79**. P. 753.
2. *Slichter L.B.* // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1961. **47**. P.186.
3. *Паркинсон У.* Введение в геомагнетизм. М., 1986.
4. *Dziewonski A.M., Anderson D.L.*// Phys. Earth Planetary Interiors. 1981. **25**. P. 297.
5. *Чуйкова Н.А., Максимова Т.Г., Грушинский А.Н.* // Тр. ГАИШ. 1996. **65**. С.51.
6. *Lerch F.J, Nerem R.S., Putney B.H., Klosko S.M.* et al.// J.Geophys.Res. 1994. **99**, N2. P. 2815.
7. *Dehant V., Wahr J.M.* // J. Geomagn. Geoelectr. 1991. **43**. P.157.

Поступила в редакцию
20.05.96